

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ТИХООКЕАНСКИЙ ОКЕАНОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. В.И. ИЛЬИЧЕВА
ДАЛЬНЕВОСТОЧНОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

УДК 551.463, 551.466.31

№ госрегистрации 01201363047

Инв. №

УТВЕРЖДАЮ

Директор ТОИ ДВО РАН

К.Г.Н.

В.Б. Дюбанов

« 11 »

2017 г.



ОТЧЕТ

о научно-исследовательской работе

по теме:

РАЗРАБОТКА И СОЗДАНИЕ НОВЫХ МЕТОДОВ И СРЕДСТВ ИЗУЧЕНИЯ И
ПРОГНОЗИРОВАНИЯ КАТАСТРОФИЧЕСКИХ ЭНДОГЕННЫХ И ЭКЗОГЕННЫХ
ПРОЦЕССОВ

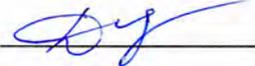
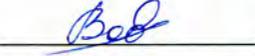
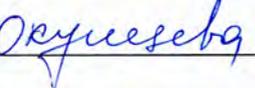
заключительный

Научный руководитель
академик РАН

Г.И. Долгих

Владивосток 2017

Список исполнителей

Зав. отделом д-р физ.-мат. наук академик РАН		Г.И. Долгих	(реферат, введение, заключение, разд. 1-7.3)
Ст. науч. сотр. канд. физ.-мат. наук		С.Г. Долгих	(разд. 1-4)
Ст. науч. сотр. канд. физ.-мат. наук		В.А. Чупин	(разд. 1-4)
Науч. сотр.		С.С. Будрин	(разд. 5-6.2)
Вед. инженер		А.Г. Закурко	(разд. 1, 2)
Инж.-электроник		О.В. Косарев	(разд. 4)
Инженер		О.В. Новикова	(реферат, введение)
Ст. науч. сотр. канд. физ.-мат. наук		В.В. Овчаренко	(разд. 2-4)
Вед. инженер		О.П. Окунцева	(разд. 4)
Науч. сотр. канд. техн. наук		А.А. Плотников	(разд. 2, 3)
Ст. науч. сотр. канд. физ.-мат. наук		В.А. Швец	(разд. 2-4)
Ст. науч. сотр. канд. физ.-мат. наук		С.В. Яковенко	(разд. 1-4)

Реферат

Отчет 98 стр., 1 ч., 59 рис., 7 табл., 47 источников.

ДОННЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ДЕФОРМОГРАФ, ЛАЗЕРНЫЙ НАНОБАРОГРАФ, ЛАЗЕРНЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ ВАРИАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ ГИДРОСФЕРЫ, ЛАЗЕРНЫЙ ДЕФОРМОГРАФ, ВЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ, ТРАНСФОРМАЦИЯ ЭНЕРГИИ, ВЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ, НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ, МАГНИТУДНЫЕ ИНВАРИАНТЫ, ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ, ЦУНАМИ, ПРОГНОЗ

На первом шаге выполнения работ ставилась задача по разработке и созданию донного лазерного деформографа, предназначенного для изучения деформационных процессов инфразвукового диапазона на глубинах до 50 м с фоновой точностью. В ходе выполнения работ были разработаны и изготовлены лазерные измерители вариаций давления гидросферы с температурной компенсацией, а также лазерный деформограф донного типа. Созданные установки предназначены для изучения различных геосферных процессов широкого диапазона частот, их возникновения, динамики и трансформации. Данные исследования необходимы также при изучении вклада энергии морских ветровых волн в уровень микродеформаций земной коры. С этой целью изучены нелинейные свойства ветровых волн в шельфовых зонах. Данные исследования показали, что изменение периодов ветровых волн не подчиняется классическим представлениям и мало связано с существующим линейным дисперсионным уравнением.

Часть работы направлена на обобщение магнитудных инвариантов в сейсмологии, что крайне необходимо при создании рабочей модели цунамигенных и не цунамигенных землетрясений, на основе которой возможно решить задачу прогноза или приблизиться к ней. Получены функция и плотность распределения землетрясений по магнитудам из закона повторяемости землетрясений. В экспериментальной части работы показано, что только применение лазерных деформографов, способных регистрировать инфразвуковые возмущения с высокой точностью, позволит по аномальным деформационным возмущениям предсказывать возникновение цунами после конкретных подводных землетрясений.

Теоретически и экспериментально исследованы технические характеристики лазерных деформографов классического и маятникового типов. Показано, что в инфразвуковой области амплитудно-частотные характеристики данных установок идентичны, а в звуковой области спектра амплитудно-частотные характеристики маятниковых лазерных деформографов не испытывают биений в отличие от лазерных деформографов классического типа.

Полученные данные об уровне деформаций верхнего слоя земной коры, вследствие нагружающего воздействия медленных морских процессов, указывают на их существенный вклад в энергию напряжённо-деформационного поля земной коры зоны перехода «атмосфера-

гидросфера-литосфера», которые могут влиять на процессы подготовки и развития региональных землетрясений.

При проведении комплексных экспериментальных исследований по синхронной регистрации деформаций земной коры, колебаний атмосферного и гидросферного давлений установлено, что основным механизмом генерации морских внутренних волн являются атмосферные возмущения, характер изменения которых полностью идентичен вариациям гидросферного давления в шельфовой зоне Японского моря.

Содержание

	Стр.
Введение.....	6
1 Разработка глубоководных донных лазерно-интерферометрических систем	9
2 Лазерный измеритель вариаций давления гидросферы с механической системой компенсации температурного воздействия.....	14
3 Лазерно-интерференционный измеритель вариаций давления гидросферы с системой термостабилизации.....	19
4 Мобильный лазерный деформограф.....	22
5 Лазерный деформограф маятникового типа.....	27
5.1 Лазерный деформограф классического типа.....	27
5.2 Лазерный деформограф маятникового типа.....	30
5.3 Регистрация сигналов инфразвукового диапазона и сигналов низкочастотного гидроакустического излучателя лазерными деформографами классического и маятникового типов.....	33
6 Нелинейные свойства ветровых морских волн.....	36
7 Закономерности изменения периода морских ветровых волн.....	43
7.1 Эффект Доплера.....	45
7.2 Линейное изменение периодов ветровых волн.....	49
7.3 Неклассическое изменение периода ветровых волн.....	55
8 Исследование динамики аномальных деформационных сигналов, вызванных процессами подготовки и развития цунамигенных и не цунамигенных землетрясений.....	65
8.1 Магнитудные инварианты в сейсмологии.....	65
8.2 Функция и плотность распределения землетрясений по магнитудам из закона повторяемости землетрясений.....	72
8.3 Аномальные деформационные сигналы, связанные с землетрясениями.....	82
9 Морские внутренние волны и атмосферные депрессии.....	89
Заключение	93
Список использованных источников.....	95
Публикации по теме проекта 2016 г.....	98

Введение

В настоящее время для изучения деформационных процессов на дне используются различные донные станции, созданные на основе различных сейсмографов, которые обладают ограниченной чувствительностью и, самое главное, ограниченным с низу частотным диапазоном, что не позволяет исследовать закономерности возникновения и развития деформационных процессов инфразвукового диапазона, особенно процессов, связанных с возникновением цунамигенных землетрясений. В связи с этим при выполнении работы ставилась задача по разработке и созданию донного лазерного деформографа, позволяющего исследовать деформационные процессы инфразвукового диапазона на дне морей с высокой точностью. Часть исследований, проводимых с применением донного лазерного деформографа, будет связана с изучением закономерностей трансформации энергии ветровых волн в энергию микродеформаций земной коры и её сейсмичность. На начальном этапе выполнения данной задачи необходимо изучить отдельные свойства морских ветровых волн, особенно в шельфовых областях.

В настоящее время успешно эксплуатируются лазерные деформографы, которые применяются для регистрации гравитационных волн, изучения геодинамических и геофизических процессов, исследования степени воздействия гидросферных и атмосферных процессов на уровень микродеформаций земной коры. Существующие лазерные деформографы можно разделить на три группы: 1) однокоординатные, 2) двухкоординатные, 3) трёхкоординатные. Оптическая схема всех лазерных деформографов построена на основе интерферометров Майкельсона (в основном) и интерферометров Фабри-Перо. В качестве источника света в них используются частотно стабилизированные лазеры, частота (длина волны) которых обладает высокой стабильностью. Однокоординатные, двухкоординатные и трёхкоординатные лазерные деформографы создаются на равноплечем и неравноплечем принципах. В статье мы уделим внимание особенностям построения лазерных деформографов однокоординатного типа, созданных на неравноплечем принципе. В этом случае оптические элементы однокоординатного лазерного деформографа устанавливаются на двух блоках, которые жёстко соединены с земными породами. Измерительное плечо лазерного деформографа расположено между двумя блоками, а эталонное плечо – на одном из блоков. Такой лазерный деформограф предназначен для измерения с высокой точностью изменения расстояния между указанными двумя блоками. Технические характеристики лазерных деформографов зависят, в основном, от частотной стабильности применяемых лазеров ($\Delta L/L = |\Delta f/f|$, где ΔL - величина изменения длины рабочего плеча интерферометра, длина которого равна L , $\Delta f/f$ - частотная стабильность лазера, f - частота излучения лазера), способов установки блоков деформографов и основных параметров мест их расположения.

Применение лазеров с долговременной стабильностью $10^{-12} \div 10^{-13}$ позволяет проводить измерение вариаций деформаций на базе прибора (рабочее плечо деформографа) с точностью $10^{-12} \div 10^{-13}$.

В следующих разделах рассмотрим особенности амплитудно-частотных характеристик лазерного деформографа классического типа, когда оптические элементы однокоординатного лазерного деформографа устанавливаются на двух блоках, которые жёстко соединены с земными породами, и лазерного деформографа маятникового типа, когда часть оптических элементов устанавливается на маятниковую систему. Маятниковый лазерный деформограф можно назвать гибридом - смесь интерферометра со свободными массами и интерферометра с жестко прикрепленными зеркалами. Ранее маятниковые системы использовались в интерферометрах для уменьшения воздействия геофизического шума на зеркала. В нашем случае маятниковая система используется для улучшения амплитудно-частотной характеристики лазерных деформографов при регистрации геофизических сигналов в высокочастотной области. Схожие принципы часто используются в оптике и электронике. В заключении рассмотрим некоторые экспериментальные результаты, полученные лазерными деформографами классического и маятникового типов, которые были смонтированы в одном месте, при регистрации геофизических процессов в инфразвуковой области и при регистрации сигналов низкочастотного гидроакустического излучателя.

Закономерностям возникновения, развития и распространения ветровых волн посвящено огромное количество статей и монографий. За основу первоисточника знаний по некоторым вопросам распространения ветровых морских поверхностных волн можно принять монографию Бодена, хотя некоторые авторы могут отдать предпочтение другим монографиям других авторов. Но надо заметить, что суть основных познаний о динамике поверхностных ветровых волн от этого не изменится, а в данной статье мы остановимся на некоторых отличиях классических представлений динамики поверхностного волнения от полученных экспериментальных данных (остановимся лишь на изменении периода ветрового волнения). Согласно классическим представлениям развитие ветрового волнения происходит по следующему сценарию: 1) в начальной фазе период ветрового волнения растёт, абсолютное значение которого зависит от скорости ветра, времени его действия и величины разгона; 2) при выходе поверхностных волн за пределы действия циклона (тайфуна) их период непродолжительное время растёт за счет быстрого затухания высокочастотных волновых компонент; 3) распространение волн дальше происходит по дисперсионному закону: волны с большими периодами движутся с большими скоростями, а волны с меньшими периодами движутся с меньшими скоростями. Т.е. согласно классическим представлениям можно на основе применения дисперсионного закона легко определить расстояние до места действия циклона, хотя бы приближённо. Посмотрим, так ли это просто? И

только ли от дисперсии зависит изменение периода ветрового волнения? В своём начальном повествовании мы считаем, что период ветрового волнения конкретного цуга остаётся постоянным на всём его продвижении от циклона до прибойной зоны, места ее разрушения.

При изучении природы возникновения цунамигенных и не цунамигенных землетрясений в свете прогноза возникновения цунами необходимо широкое применение лазерных деформографов, которые способны исследовать процессы подготовки и развития данных землетрясений с фоновой точностью. С этой целью необходимо привести решение задачи к экспериментальным широкомасштабным исследованиям и интерпретации полученных результатов на рабочей модели, что частично решено в данной работе.

До настоящего времени основным инструментом регистрации морских внутренних волн были одиночные или групповые термогирлянды, размещающиеся в различных точках шельфа, с помощью которых определяется вертикальная термоструктура водных масс исследуемого региона. Практически любое пространственно-временное изменение термоструктуры связывается с разномасштабными гидросферными процессами. Так возникновение на шельфе Японского моря почти периодических или квазипериодических волновых пакетов с периодами, лежащими в диапазоне 5-20 мин, почти всегда приписывают внутренним морским волнам, происхождение которых связывают, в основном, с морскими приливными процессами, хотя известно, что атмосферные процессы играют в механизме возникновения морских внутренних волн не последнюю роль. При постановке нескольких термогирлянд полученные экспериментальные данные используют для изучения дисперсионных и нелинейных свойств волновых пакетов, а также для определения направления и величины их скорости перемещения. Понятно, что при интерпретации экспериментальных данных, полученных только с помощью гидрофизических приёмных систем, установленных в воде, невозможно точно определить первоисточник возникновения данных пакетов внутренних морских волн. На основе полученных экспериментальных данных проводятся различные модельно-теоретические исследования, которые могут приводить к ошибочным выводам, так как основываются только на том, что генератором морских внутренних волн являются гидросферные, а не атмосферные, и тем более, не литосферные процессы.

1 Разработка глубоководных донных лазерно-интерферометрических систем

Донный лазерный деформограф предназначен для регистрации деформационных сигналов, распространяющихся по морскому дну, в частотном диапазоне от 0 (условно) до 1000 Гц. Теоретическая точность измерения вариаций расстояния между устоями донного лазерного деформографа равна 0.03 нм. Создание прибора проводилось с применением трехмерного компьютерного моделирования.

При выполнении темы были решены следующие задачи:

1) разработана оптическая схема донного лазерного деформографа, 2) разработана электронная схема донного лазерного деформографа, 3) разработана механическая часть донного лазерного деформографа, 4) создан лабораторный макет донного лазерного деформографа.

Перед выполнением работ по изготовлению лабораторного макета прибора были выполнены модельные расчёты по разработке форм-фактора корпуса и компоновки узлов установки. Из соображений надежности, веса, стоимости и целесообразности при выборе материала корпуса мы остановились на толстостенных полиэтиленовых трубах марки PE-100 SDR 11.

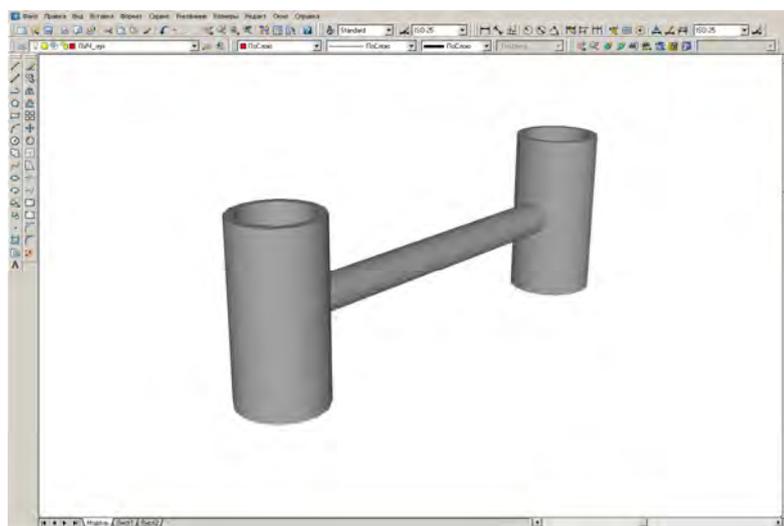


Рисунок 1.1 – Компьютерная модель донного лазерного деформографа

Заготовки, которые имеют толщину стенки 40 мм, свариваются на специальном оборудовании в конструкцию заданного вида. Характеристики корпуса модели установки (рисунок 1.1), позволяют эксплуатировать прибор на глубинах до 200 м.

Далее в компьютерную модель корпуса были помещены оптические и электронные компоненты с целью оптимального их размещения (рисунок 1.2). По этой компьютерной модели с

учетом некоторых изменений, были разработаны чертежи и изготовлены компоненты оптической и электронной схем.

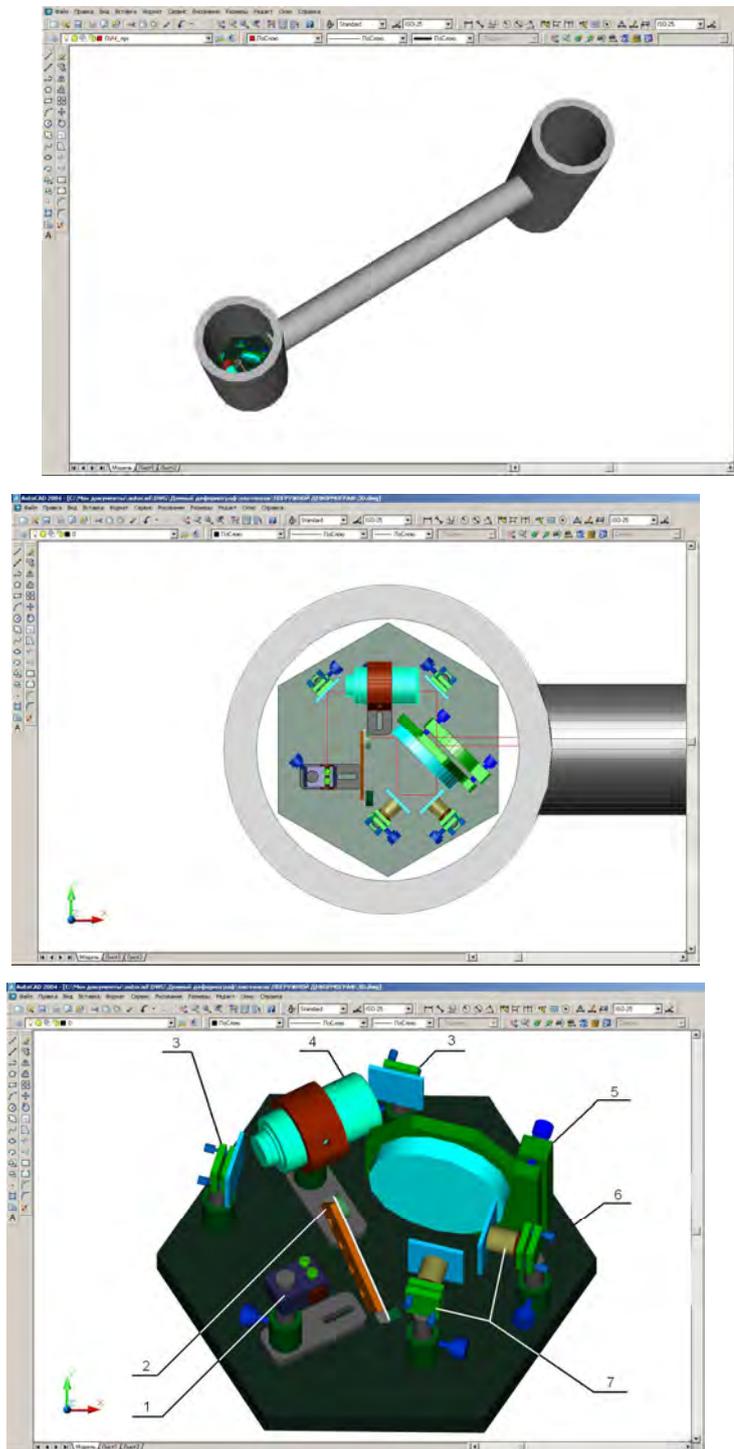


Рисунок 1.2 – Схема размещения оптических элементов донного лазерного деформографа.
1 – лазер, 2 – фотодиод, 3 – вспомогательные зеркала, 4 – коллиматор, 5 – делительная пластина, 6 – оптическая скамья, 7 – пьезокерамики систем «раскачки» и компенсации сигнала

После доработки компьютерной модели донного лазерного деформографа были закуплены и изготовлены оптико-механические и электронные компоненты установки, выполнены работы по изготовлению корпусной части прибора. На рисунке 1.3 приведена фотография внешнего вида корпуса прибора с грунтозацепами, а на рисунках 1.4 и 1.5 фотографии основного оптического узла интерферометра и уголкового отражателя.



Рисунок 1.3 – Корпус прибора с установленными грунтозацепами (в чехлах)

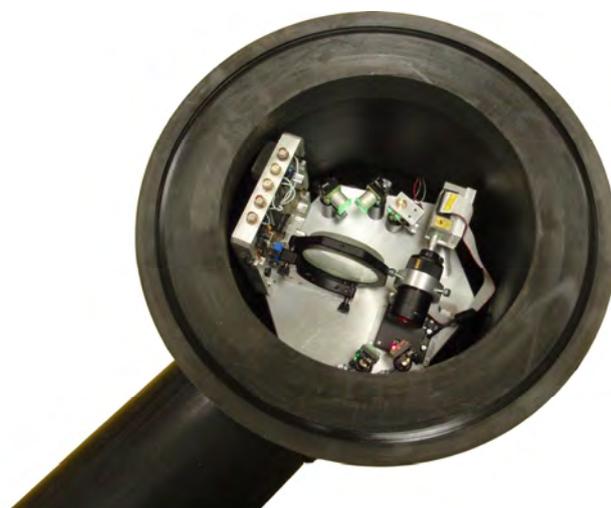


Рисунок 1.4 – Установленная внутри корпуса прибора оптическая скамья с компонентами интерферометра на основе зеленого полупроводникового лазера с системой регистрации



Рисунок 1.5 – Оптическая скамья с установленным на ней угловым отражателем

На рисунке 1.6 приведена фотография основного узла – интерферометра Майкельсона, на основе которого был создан донный лазерный деформограф.

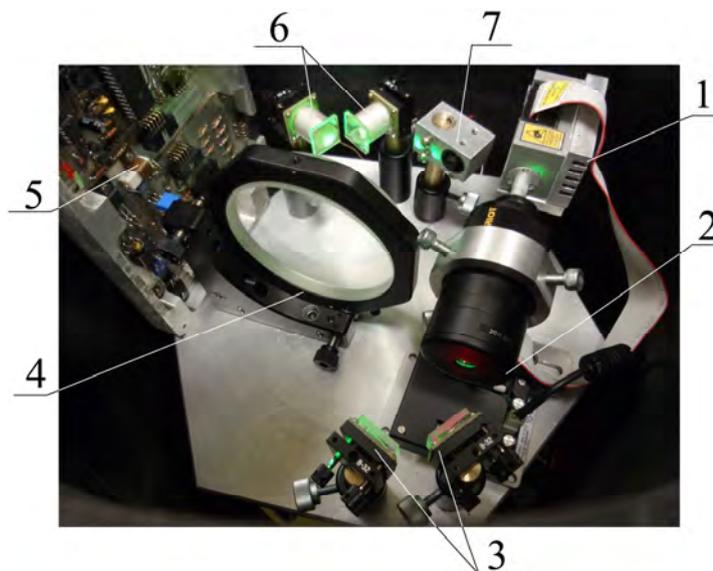


Рисунок 1.6 – Основные компоненты оптико-электронной системы донного лазерного деформографа

Оптическая схема прибора работает следующим образом. Луч стабилизированного полупроводникового зелёного лазера (1), пройдя коллиматор (2) и юстировочные зеркала (3), попадает на полупрозрачную пластину (4), на которой разделяется на два луча. Первый луч, пройдя зеркала раскачки и компенсации (6) и полупрозрачную пластину (4), попадают на фотодиод (7). Второй луч, отразившись от углового отражателя (рисунок 1.5) и пройдя полупрозрачную пластину (4), попадает на фотодиод (7). На фотодиоде на основе лучей 1 и 2 настраивается интерференционная картина, изменение яркости которой связано с изменением расстояния между устоями донного лазерного деформографа, с которыми жёстко соединены

оптические скамьи углового отражателя и основного узла интерферометра. Точность измерения изменения расстояния между устоями донного лазерного деформографа определяется точностью измерения доли интерференционной полосы. Применяемые методы интерферометрии позволяют измерять вариации интерференционной картины с точностью до $10^{-4} \times \lambda / 2$, где λ - длина волны зелёного лазера (532 нм). Таким образом, точность измерения вариаций расстояния между устоями донного лазерного деформографа примерно равна 0,03 нм в частотном диапазоне от 0 до 1000 Гц. Длина рабочего плеча деформографа равна около 3 м.

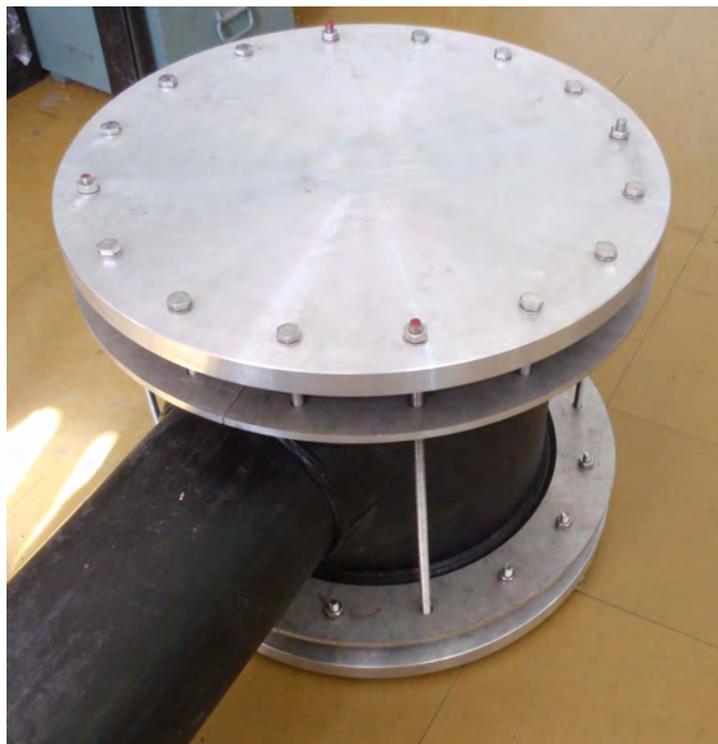


Рисунок 1.7 – Прибор в сборе

2 Лазерный измеритель вариаций давления гидросферы с механической системой компенсации температурного воздействия

В настоящее время для изучения природы возникновения и развития волновых процессов в океанах и морях применяют различные средства измерений, самыми распространенными среди которых являются волнографы и уровнемеры [1], датчики давления и гидрофоны [2]. Наряду с контактными методами применяются и бесконтактные методы измерений, к которым можно отнести радиолокационное и лазерное зондирование [3], а так же видео- и фотонаблюдение за взволнованной поверхностью. Несмотря на это, практически все используемые на данный момент средства и методы имеют ряд недостатков, главными из которых являются: ограниченный частотный и динамический диапазоны, маленькая чувствительность и не высокая точность измерений в инфразвуковом диапазоне.

Применением лазерно-интерференционных методов в приборах для измерения термодинамических параметров Мирового океана занимались ученые более 30 лет [4], но они не получили надежного аппаратного решения. Для преодоления главных недостатков измерителей морских волновых процессов, т.е. улучшения их чувствительности, увеличения рабочего и динамического диапазонов в ТОИ ДВО РАН на основе современных лазерно-интерференционных методов был создан ряд гидрофизических приборов [5], к которым в первую очередь относятся лазерные измерители вариаций давления гидросферы [6] и лазерные гидрофоны [7]. Данные приборы позволяют регистрировать вариации гидростатического давления с точностью до нескольких десятков милিপаскаль в частотном диапазоне от 0 (условно) до 1000 Гц. К сожалению, эти приборы также имеют ряд недостатков: 1) зависимость от температуры окружающей среды, 2) большие габариты и вес. С целью исключения этих недостатков была поставлена задача по созданию лазерного измерителя вариаций давления гидросферы с механической системой компенсации температурного воздействия, обладающего меньшими габаритами и весом за счет применения полупроводникового частотно-стабилизированного лазера. Данный прибор был создан и прошёл предварительные испытания на МЭС ТОИ ДВО РАН «м. Шульца» в водной среде при регистрации ветрового волнения и собственных колебаний бухты Витязь.

Лазерный измеритель вариаций давления гидросферы с механической системой компенсации температурного воздействия собран по оптической схеме модифицированного интерферометра Майкельсона, в качестве источника света в котором применяется частотно-стабилизированный полупроводниковый зеленый лазер LCM-S-111 [8]. Данный лазер имеет следующие характеристики: длина волны излучения 532 нм, выходная мощность 11 мВт, диаметр луча на выходе 1.1 мм, долговременная стабильность <2% за 8 ч. Чувствительным элементом прибора является круглая мембрана из нержавеющей стали диаметром 0.1 м и толщиной менее

0.0008 м с зеркальным напылением в её центре. На внешнюю сторону мембраны, соприкасающуюся с водой, воздействует давление гидросферы, изменения которого регистрирует прибор. Величину изменения давления можно рассчитать по формуле смещения центра круглой мембраны, закрепленной на краях [9]:

$$P = \frac{16 \cdot \Delta \ell \cdot E \cdot h^3}{3 \cdot (1 - \sigma^2) \cdot (R^2 - \rho^2)^2},$$

где: P – перепад давления на мембране, R – радиус мембраны, E – модуль упругости материала мембраны, h – толщина мембраны, $\Delta \ell$ - прогиб мембраны под действием перепада давления, ρ - расстояние от центра мембраны. Примем следующие постоянные: $E = 2.1 \cdot 10^{11}$ Н/м², $\sigma = 0.25$, $R = 5$ см. Все расчёты будем делать для центра мембраны, где величина смещения максимальна, т.е. $\rho = 0$. С учётом вышеприведённых оценок получаем: 1) при $h = 1$ мм, $P = 57$ мПа; 2) при $h = 0.1$ мм, $P = 57$ мкПа. Внешний вид лазерного измерителя вариаций давления гидросферы представлен на рисунке 2.1а. Интерференционный узел и цифровая система регистрации прибора заключены в цилиндрический корпус из нержавеющей стали (1). На корпусе располагается эластичная емкость с воздухом (2), с помощью которой компенсируется внешнее давление в компенсационной камере. Передача данных с системы регистрации осуществляется по кабельной линии (3). Интерференционный узел и система регистрации прибора представлены на рисунок 2.1б. Оптическая схема прибора аналогична схеме лазерных измерителей вариаций давления гидросферы, изготовленных ранее [6, 7]. В приборе луч частотно-стабилизированного полупроводникового лазера (4) попадает в коллиматор (5), который увеличивает диаметр луча лазера до 10 мм. Затем луч лазера попадает на плоскопараллельную пластину (6), где делится на две части, эталонную и измерительную. Эталонный луч проходит через юстировочный узел (7), состоящий из двух зеркал, закрепленных на пьезокерамических цилиндрах раскачки и компенсации, и возвращается обратно на пластину. Измерительная часть луча попадает в систему «кошкин глаз», расположенную в крышке прибора (8), состоящую из линзы и мембраны с зеркальным напылением, и возвращается обратно на пластину. На пластине оба луча сбиваются в точку, образуя интерференционную картину. Изменение интерференционной картины фиксируется системой регистрации (9) и по кабельной линии передается на АЦП.

При погружении прибора проводится предварительная настройка мембраны в нейтральное положение посредством компенсационной камеры. Для этого при погружении прибора открывается клапан (10), и воздух из внешней камеры (2) начинает поступать в компенсационную камеру, тем самым давление в камере выравнивается с внешним давлением. При достижении измерителя рабочей глубины клапан закрывается и прибор готов к работе.

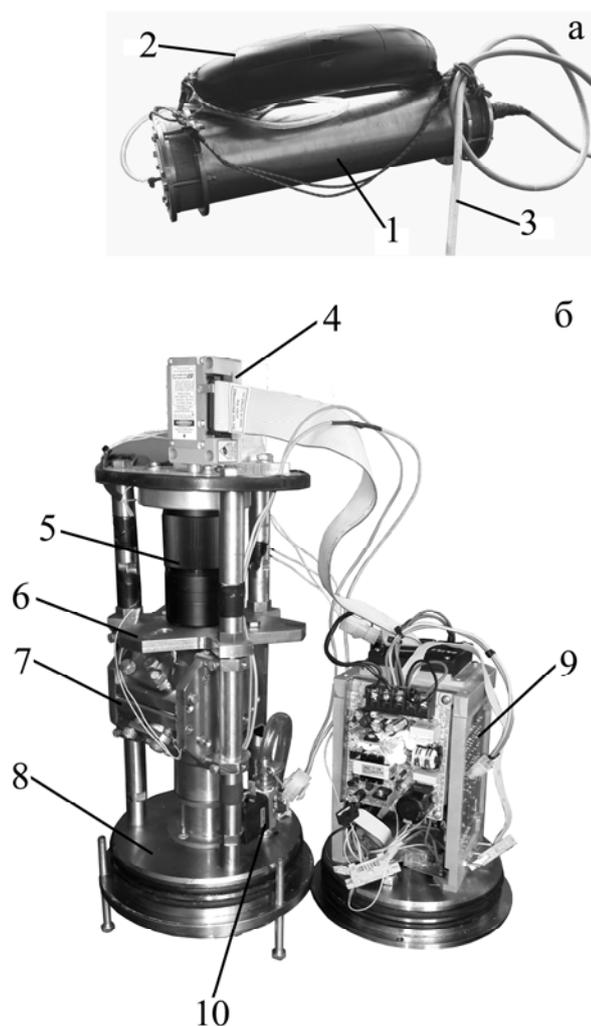


Рисунок 2.1 – Внешний (а) и внутренний (б) вид лазерного измерителя вариаций давления гидросферы.

Механическая система компенсации температурного воздействия (рисунок 2.2) необходима для стабилизации интерференционной картины. Для этого направляющие стержни (1) в приборе жестко закреплены на крышке (2) и изготовлены из инвара, коэффициент температурного расширения которого, более чем в десять раз меньше чем у нержавеющей стали. При изменении температуры внутри прибора изменяется длина стержней, а система крепления (3) плоскопараллельной пластины (4), изготовленная из нержавеющей стали и закрепленная на конце стержней, построена так, чтобы расширяться в обратную сторону, тем самым компенсируя изменение длины стержней. В связи с этим длина измерительного плеча не зависит от вариаций температуры. Сложная система юстировочного узла, изготовленная из материалов с различными коэффициентами температурного расширения, также рассчитана так, чтобы длина эталонного плеча не менялась от вариаций температуры. При вариациях температуры изменяются размеры зеркал на пьезокерамических цилиндрах и все части крепежа юстировочного узла. Так как луч

попадает под углом 45° к плоскости зеркал, а сами зеркала расположены под углом 90° друг к другу, то на длину эталонного плеча влияет только изменение размера вдоль оси пьезокерамических цилиндров (9). Коэффициенты температурного расширения зеркал (8) и пьезокерамических цилиндров (9) почти в три раза меньше, чем у нержавеющей стали, из которой изготовлены части крепления зеркал. Изменение толщины зеркала, длины пьезокерамических цилиндров и толщины основания крепления цилиндров (7) компенсируется изменением толщины крепежной пластины (6) и юстировочных болтов (5). В связи с этим длина эталонного плеча так же не зависит от вариаций температуры. Применение механической системы компенсации температурного воздействия позволило продлить работу лазерного измерителя вариаций давления гидросферы без подстройки интерференции.

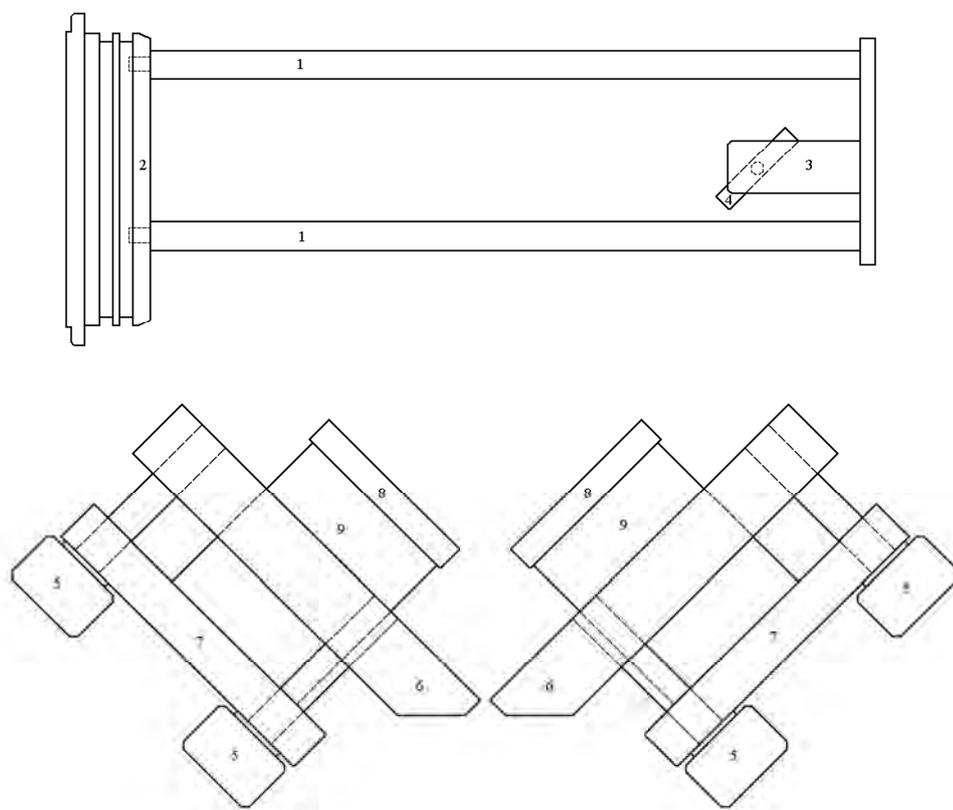


Рисунок 2.2 – Система механической компенсации внешнего температурного воздействия.

Испытания лазерного измерителя вариаций давления гидросферы с механической системой компенсации температурного воздействия проводились осенью 2014 года на МЭС ТОИ ДВО РАН «м.Шульца» в б. Витязь залива Петра Великого Японского моря. Прибор был установлен на глубине 5 м на удалении 100 м от берега. Данные поступали по кабельным линиям на АЦП и после предварительной обработки записывались на компьютер в виде файлов длительностью один час с частотой дискретизации 2000 Гц. В период работы прибора, с середины сентября по конец октября температура воды изменилась почти на 10°C , но на работоспособность установки такое

изменение температуры не повлияло. При обработке экспериментальных данных, полученных с помощью лазерного измерителя вариаций давления гидросферы, были исследованы фоновые колебания гидросферного давления и закономерности его изменения в зависимости от естественных процессов. На рисунке 2.3а представлен фрагмент записи, на которой видны колебания с периодом 7.4 с, соответствующие ветровому волнению. Как известно [10], ветровое волнение с подобными периодами генерируются в открытой части Японского моря и регистрируются в бухте.

При обработке длительных записей лазерного измерителя вариаций давления гидросферы с механической системой компенсации температурного воздействия были выделены колебания с периодом 18.2 мин. На рисунке 2.3в приведен фрагмент записи прибора длительностью более 5 ч, который получен путем сшивания часовых файлов с последующей их фильтрацией низкочастотным фильтром Хемминга. Данные колебания присутствуют на записи в явном виде, а на спектре (рисунок 2.3г) можно выделить пик с периодом 18.2 мин. Колебания с похожими периодами фиксировались ранее лазерными измерителями вариаций гидросферного давления и соответствуют собственным колебаниям бухты Витязь [11, 12].

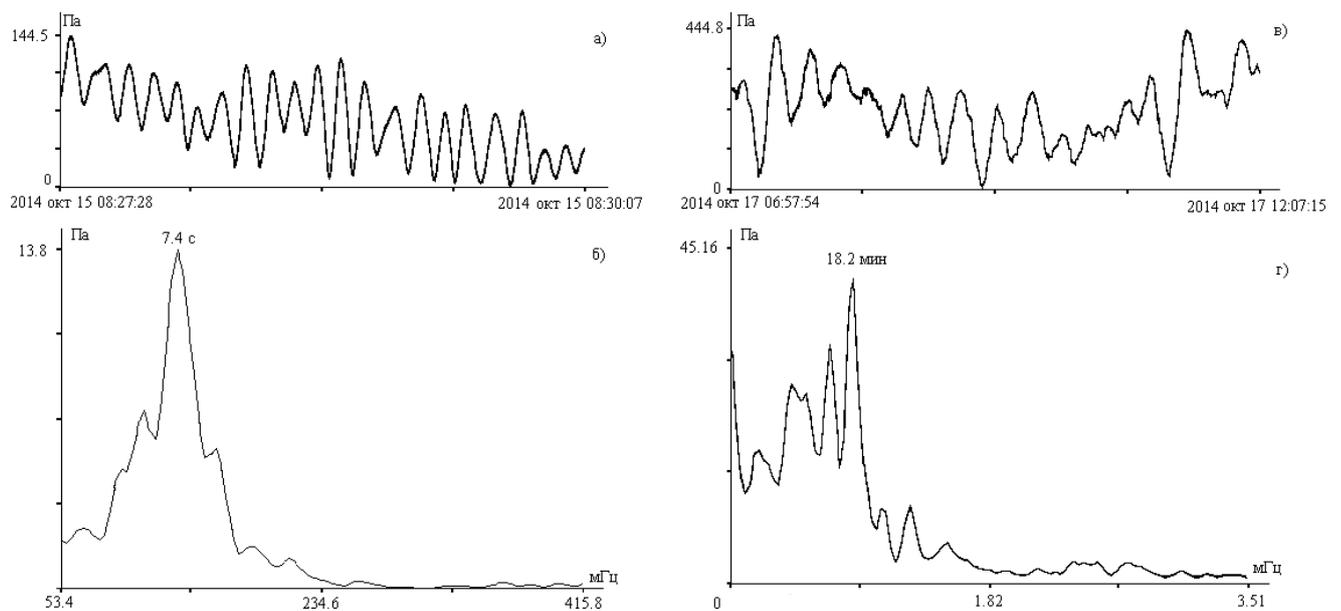


Рисунок 2.3 – Регистрация ветрового волнения и собственных колебаний б. Витязь.

Фрагменты записи – верхние, спектры - нижние.

3 Лазерно-интерференционный измеритель вариаций давления гидросферы с системой термостабилизации

Ранее в ТОИ ДВО РАН на основе различных модификаций интерферометра Майкельсона был разработан ряд приборов [6, 8, 13, 14], позволяющих проводить измерения вариаций гидросферного давления в широком диапазоне частот от 0 до 1000 Гц с точностью до десятков мкПа. Созданные установки успешно используются в экспедиционных работах на шельфе Японского моря [5, 12]. Одним из недостатков этих систем является зависимость точности их измерений от вариаций температуры, обусловленная тепловым расширением оптических элементов интерферометра. Для снижения этой зависимости в разработанных установках крепления элементов их оптических схем выполнялись из материала с низким коэффициентом теплового расширения – инвара. Однако этот метод имеет ограниченную эффективность в связи с тем, что, во-первых, сами оптические элементы (зеркала, линзы и т.д.) имеют достаточно высокий коэффициент теплового расширения, а во-вторых, возможная точность измерений лазерно-интерференционных установок такова, что даже тепловые расширения элементов, выполненных из инвара, могут вносить серьёзные погрешности в измерения. Поэтому была поставлена задача по разработке нового лазерно-интерференционного измерителя, обладающего теми же техническими характеристиками, что и ранее созданные аналоги, но при этом оснащенного системой термостабилизации.

В результате был создан действующий макет термостабилизированного интерференционного измерителя колебаний гидросферного давления. Он состоит из герметичного корпуса, внутри которого находится два интерферометра и цифровая система регистрации. На рисунке 3.1 показан его внутренний вид. Чувствительным элементом здесь является мембрана (2), установленная таким образом, что одна ее сторона контактирует с водой, а другая с закрепленным в ее центре зеркалом (3), которая обращена внутрь прибора и входит в состав его оптической части. Интерферометры выполнены на основе классической схемы Майкельсона. Первый из них необходим для измерения смещений центра мембраны (чувствительного элемента прибора), вызванных вариациями гидросферного давления. Второй измеряет колебания длины его плеч, возникающих в результате теплового расширения оптических элементов. Цифровая система регистрации, анализируя изменения яркости интерференционных картин, полученных фотоприемниками (9,10), формирует выходной сигнал прибора. Интерферометры сформированы на базе одного лазерного модуля LCM-S-111 (16). Их лучи проходят через одни и те же оптические элементы, что позволяет получить практически одинаковую геометрию их распространения в обоих случаях. Отличие заключается в том, что во втором интерферометре измерительный луч отражается не от зеркала на мембране, а от зеркала (4), закрепленного на

оптическом окне (5) максимально близко к ней, таким образом, что вариации гидросферного давления на него не действуют. Также система неподвижных отражателей (11, 12) не является одним целым, однако оба ее элемента строго повторяют друг друга, и закреплены на одной опоре. Таким образом, величина колебаний длины плеч интерферометров, вызванная тепловым расширением, будет одинаковой для обоих случаев. Вычитая ее из результата измерений первого интерферометра, получаем величину пропорциональную вариациям гидросферного давления на мембране без ошибки, обусловленной тепловым расширением элементов интерферометра.

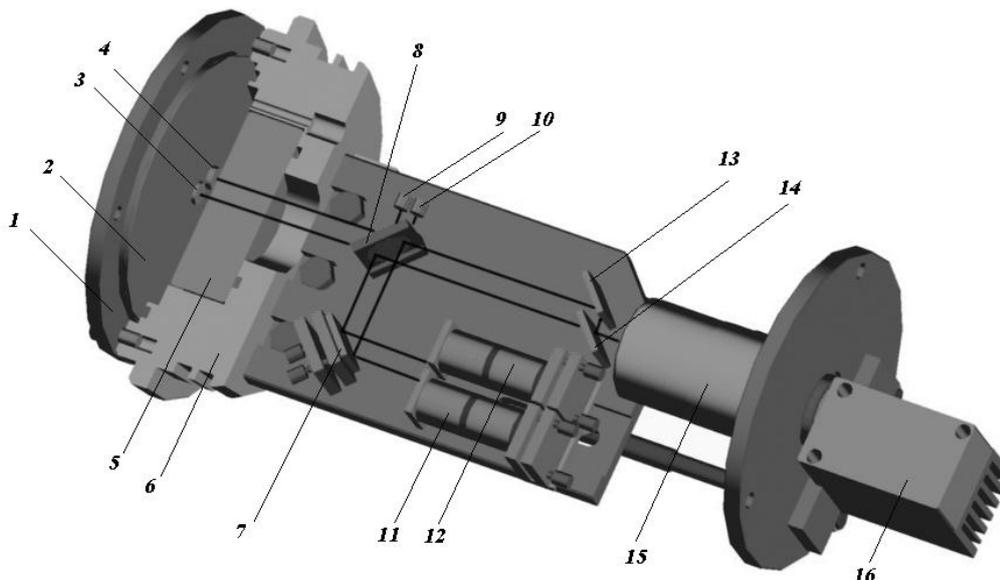


Рисунок 3.1 – Внутренний вид интерференционного измерителя вариаций давления гидросферы с системой термостабилизации.

1 – прижимающий мембрану фланец; 2 – мембрана, 3 – закрепленное на мембране зеркало; 4 – второе чувствительное зеркало; 5 – оптическое окно компенсационной камеры; 6 – крышка прибора; 7 – дополнительное зеркало; 8 – делительная пластина; 9,10 – фотоприемники; 11,12 – неподвижные отражатели; 13,14 – полупрозрачные пластины; 15 – коллиматор; 16 – лазер LCM-S-

111.

Для проверки эффективности такого способа учета температурной погрешности прибор помещался в специальную камеру, в которой медленно изменялась температура, при этом были созданы условия, при которых вариации атмосферного давления не оказывали воздействия на мембрану (клапан компенсационной камеры открыт). Во время эксперимента записывалась два выходных сигнала: первый получен в результате работы первого интерферометра и итоговый сигнал, полученный вычитанием сигнала второго интерферометра из сигнала с первого интерферометра. Точность измерений была ограничена разрядностью цифро-аналогового преобразователя и равнялась величине эквивалентной 0.013 Па. Для чистоты эксперимента

изменения температур внутри прибора контролировались с помощью дополнительного термодатчика. В результате изменение температуры внутри интерференционного измерителя вариаций давления гидросферы на 10°C привело к дрейфу выходного сигнала с первого интерферометра на величину эквивалентную 0.07 Па. При этом итоговый выходной сигнал прибора не имел ярко выраженного дрейфа, а имел вид прямой линии, что подтверждает работоспособность системы термостабилизации созданного интерференционного измерителя колебаний давления гидросферы.

4 Мобильный лазерный деформограф

В настоящее время в ТОИ ДВО РАН существует множество интерферометров для измерения низкочастотных и сверхнизкочастотных вариаций микросмещений фонового уровня [16, 17]. Но большинство из них громоздки, сложны в установке и требуют постоянного контроля оператора [18]. Для ликвидации указанных проблем на основе неравноплечего интерферометра Майкельсона с применением современных лазерно-интерференционных методов был создан мобильный лазерный деформограф [19] с системой электронной регистрации изменения разности длин плеч интерферометра. Задачей данного прибора является обеспечение мобильности устройства при сохранении высокой точности измерения низкочастотных и сверхнизкочастотных вариаций микросмещений фонового уровня, легко настраиваемого и более надёжного в работе и при этом способного работать автономно продолжительное время при малых затратах потребляемой энергии, компактного и дешевого.

Оптическая часть мобильного лазерного деформографа создана на основе неравноплечего интерферометра Майкельсона и похожа на деформографы, созданные ранее [20, 21]. В качестве источника света используется частотно-стабилизированный лазер фирмы Melles Griot, долговременная стабильность которых составляет $10^{-9} \div 10^{-10}$. Весь путь луча лазера между отражателем и интерференционным узлом расположен в световоде из полипропиленовых труб. Отражатель смонтирован на упругом основании. Суть измерений лазерным деформографом состоит в том, чтобы, используя поляризованный луч и разделив его на два, провести один из них по измеряемому плечу, а другой по эталонному. Измерительная часть луча проходит по световоду, попадает на отражатель и возвращается обратно на полупрозрачную пластину. Эталонная часть луча проходит через юстировочный узел, состоящий из зеркал закрепленных на пьезокерамических основаниях, и возвращается на полупрозрачную пластину. Сбив затем эти два луча, получим интерференционную картину, изменения которой затем оценивают, используя фотоэлектронную аппаратуру. Пятно с интерференционной картиной анализируется с помощью фотодиода системы регистрации. Задачей данного прибора является обеспечение мобильности устройства при сохранении высокой точности измерения низкочастотных и сверхнизкочастотных вариаций микросмещений фонового уровня, позволяющего регистрировать вариации микродеформаций земной коры в частотном диапазоне от 0 (условно) до 10 000 Гц с точностью 0.3 нм в практически не ограниченном динамическом диапазоне.

Для измерения фонового уровня геофизических шумов и определения основных параметров резонансных объектов звукового и инфразвукового диапазонов не далеко от г. Находка был установлен мобильный лазерный деформограф. На рисунке 4.1 приведена карта сервиса «Планета Земля» с точкой установки прибора. Координаты установки измерительной

скамьи деформографа 42 52,560'N, 132 48,643'E. Координаты отражателя - 42 52,562'N 132 48,639'E. (рисунок 4.1).

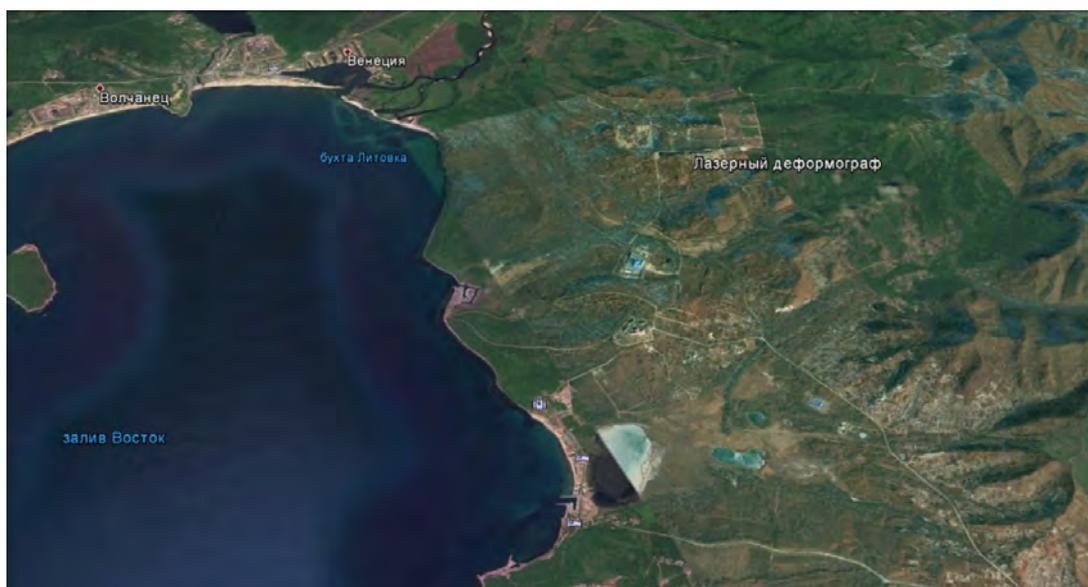


Рисунок 4.1 – Карта сервиса «Планета Земля» с точкой установки лазерного деформографа

Деформограф установлен на поверхности Земли с заглублением фундамента оптической скамьи до скальной породы. Конструкция прибора изолирована от воздействия окружающей среды. На рисунке 4.2 приведен общий рабочий вид установки. В деформографе применена цифровая система регистрации собственной разработки ТОИ ДВО РАН, которая относится к системам экстремального регулирования и управляет работой интерферометров, поддерживая на максимуме интенсивности интерференционную картину с помощью пьезокерамических элементов в цепи обратной связи. При достижении края динамического диапазона, обусловленного циклической сменой экстремумов интерференционной картины, система регистрации формирует импульс сброса, обнуляя подаваемое на пьезокерамику напряжение. Таким образом достигается расширение динамического диапазона прибора до величин, значительно превышающих возможные в природе. Величина подаваемого напряжения на пьезокерамику и количество импульсов сброса в конкретный момент времени соответствуют изменению оптической разности хода в плечах интерферометров, линейно связанной со смещением земной коры. Эта информация в цифровом виде по линии связи поступает в компьютер, где записывается на жесткий диск с заданной частотой дискретизации.



Рисунок 4.2 – Общий вид лазерного деформографа в рабочем положении.

Принцип измерения разности хода на базе лазерных деформографов построены также, как и у деформографов, обеспечивающих подобную или лучшую чувствительность. При этом хорошая стабильность температуры, давления, влажности, учет их вариаций в измерениях, небольшой диапазон подаваемых напряжений на пьезокерамику (до 198 В) позволяют избежать таких паразитных явлений, как крип и гистерезис пьезокерамики при работе деформографов в диапазоне от 0 (условно) до 1000 Гц, работать в линейном диапазоне.

В ходе работы была сделана запись микродеформаций земной коры длительность более 3 суток. На рисунке 4.3 представлен фрагмент записи лазерного деформографа длительностью около 14 часов.

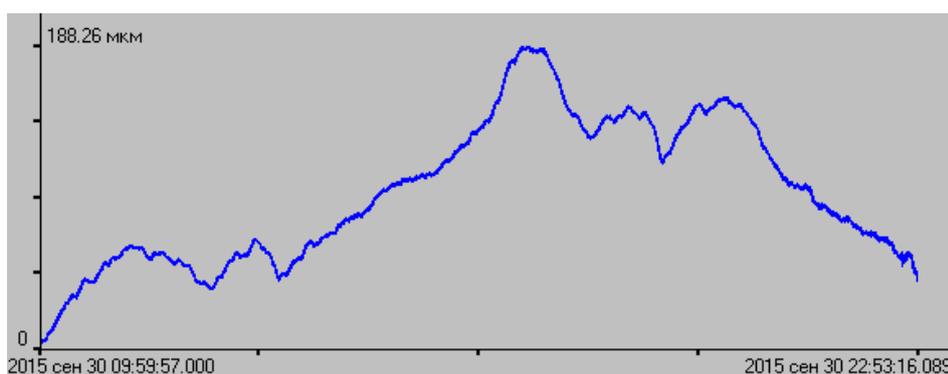


Рисунок 4.3 – Фрагмент записи мобильного лазерного деформографа.

Из записи лазерного деформографа (рисунок 4.4) выделены микросейсмические колебания с периодами около 8, 10 и 12 с, которые соответствуют ветровому волнению Японского моря в бухте Восток. За время сбора данных над местом установки лазерного деформографа проходил

циклон, сопровождающийся сильным ветром и дождем. В это время на записи лазерного деформографа появились колебания с периодом 22.5 с, которые были вызваны сильным ветровым давлением.

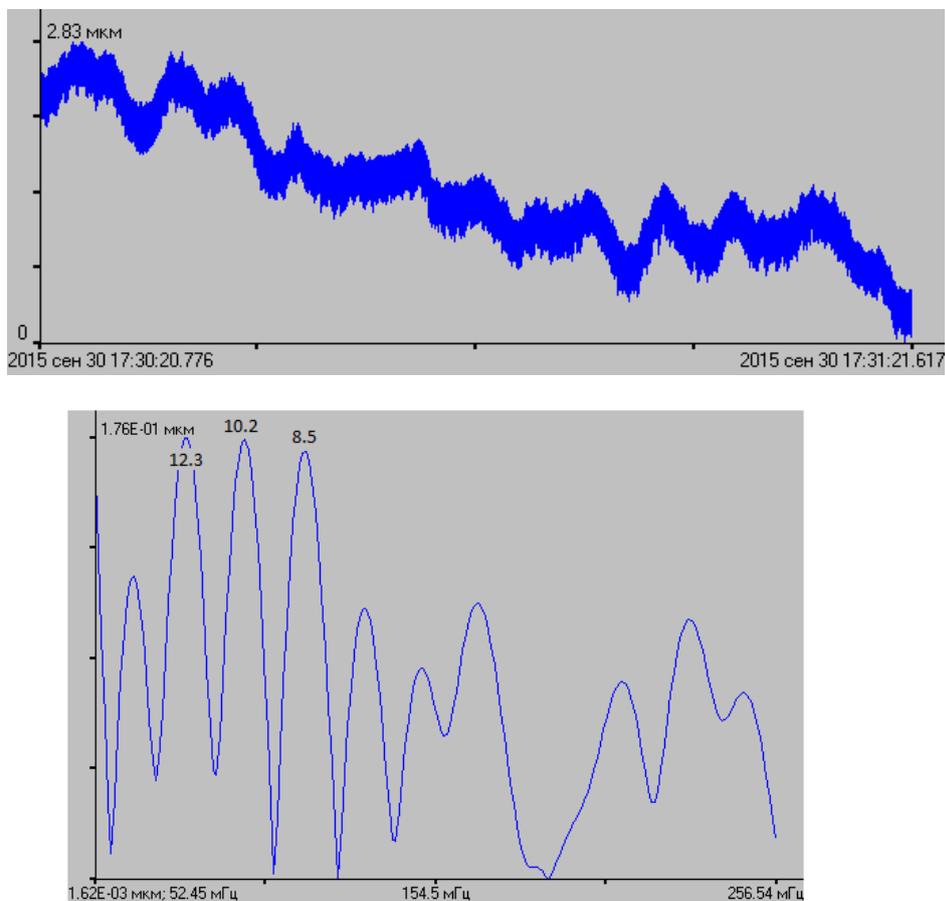


Рисунок 4.4 – Фрагмент записи и спектр записи мобильного лазерного деформографа.

При проведении эксперимента с динамическими воздействиями типа удар на грунт в районе проведения измерений были получены записи соответствующих колебательных процессов. Эксперимент был проведен с ударными нагрузками двух типов: многократные стук (5 ударов с паузой около 1 с на дистанциях 30-100 м) и мощные разовые удары по грунту в местах выхода на поверхность скальной породы. Для того чтобы исключить колебательную реакцию непосредственно компонентов измерительного комплекса на возмущения, последние проводились на удалении более 100 м от оборудования. На рисунке 4.5 приведен пример участка записи, где отражены результаты эксперимента с пятикратным повторением. Каждое из воздействий представляет собой затухающий во времени процесс.

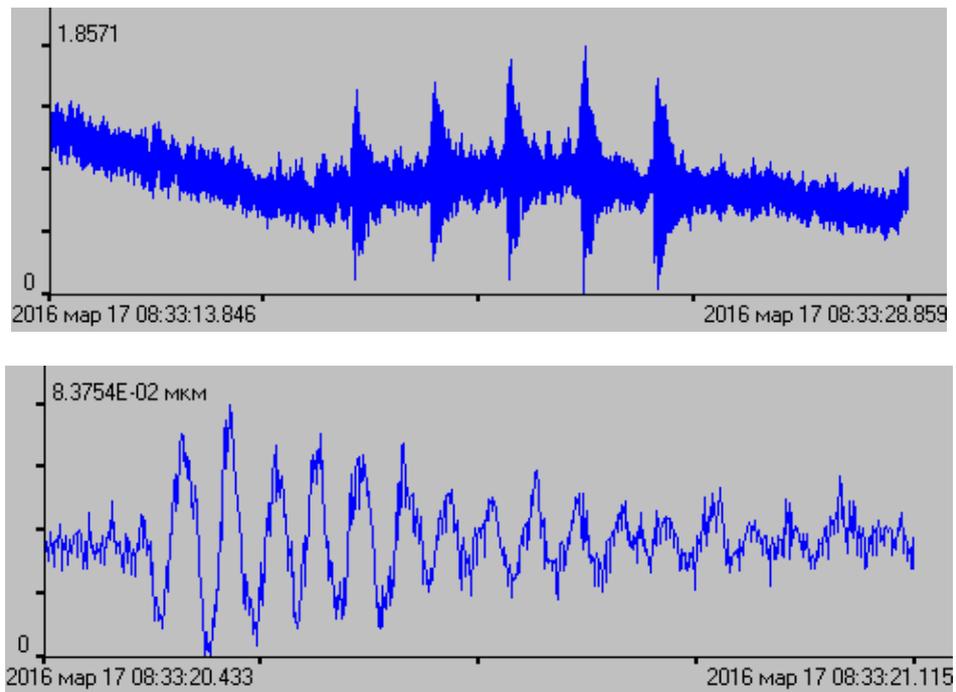


Рисунок 4.5 – Участки записей мобильного лазерного деформографа

Расчеты добротности для многократных ударных воздействий приведены в таблице 4.1. Анализ центральной частоты затухающих колебаний процесса показал, что она совпадает с частотой колебаний, возбуждаемой при естественных процессах, т.е. 29.3 Гц, что говорит о возбуждении того же резонатора.

Таблица 4.1 – Расчеты добротности

Номер серии	Δt	A_1	A_2	f	k	Q
1	0,274	0,044	0,021	29,3	2,82	32,64
	0,307	0,062	0,018	29,3	4,00	23,02
	0,378	0,047	0,015	29,3	3,01	30,54
2	0,274	0,035	0,014	29,3	3,34	27,53
	0,342	0,049	0,010	29,3	4,59	20,04
3	0,343	0,060	0,010	29,3	5,22	17,62
	0,451	0,036	0,011	29,3	2,68	34,31
	0,382	0,040	0,014	29,3	2,75	33,42

5 Лазерный деформограф маятникового типа

5.1 Лазерный деформограф классического типа

В левой части рисунка 5.1 приведена блок-схема лазерного деформографа однокоординатного типа неравноплечевого варианта, оптические элементы которого расположены на двух блоках, жёстко соединённых с упругой средой (земной корой). Изменение расстояния между указанными блоками измеряют с помощью интерференционных методов. Назовём такой лазерный деформограф однокоординатным лазерным деформографом классического типа. Изменение расстояния между блоками вызывают различные процессы: колебательные и волновые, метеорологические, геофизические, геодинамические и т.п. При расположении лазерного деформографа на поверхности земли он может регистрировать поверхностные рэлеевские волны, продольные и поперечные волны. Для изучения особенностей амплитудно-частотной характеристики лазерного деформографа классического типа остановимся на простейшем случае: на регистрации гармонической волны продольного типа, распространяющейся в земной коре. При этом блоки лазерного деформографа расположены на однородной среде. Пусть вдоль оси лазерного деформографа распространяется гармоническая волна продольного типа, которую можно описать следующим уравнением:

$$u_1 = A_0 \cos(\omega t - kx_1), \quad (5.1)$$

где u_1 – смещение частицы земной коры в точке x_1 , A_0 – амплитуда гармонической волны, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны, $\omega = 2\pi\nu$ – циклическая частота, ν – частота волны, t – текущее время. Лазерный деформограф классического типа при распространении упругой волны через среду его расположения будет регистрировать смещение, равное изменению расстояния между блоками

$$\Delta L = u_2 - u_1 = 2A_0 \sin\left(\frac{kL}{2}\right) \sin\left(\omega t - kx_1 - \frac{kL}{2}\right), \quad (5.2)$$

где L – длина рабочего плеча деформографа (расстояние между блоками лазерного деформографа), x_1 – координата первого блока деформографа, x_2 – координата второго блока деформографа, $x_2 = x_1 + L$, $u_2 = A_0 \cos(\omega t - kx_2)$, u_2 – смещение частицы земной коры в точке x_2 . Как видно из уравнения (2) регистрируемая лазерным деформографом амплитуда волны $A_{\text{рег}}$ зависит от A_0 , L и λ .

Далее рассмотрим изменение амплитудно-частотной характеристики однокоординатного лазерного деформографа классического типа в частотном диапазоне от 0 до 30 Гц при регистрации продольной гармонической волны. Пусть длина рабочего плеча лазерного деформографа равна

1000 м, амплитуда волны равна 1, а её скорость равна 3000 м/с. На рисунке 5.2 (верхний график) приведена амплитудно-частотная характеристика однокоординатного лазерного деформографа классического типа с длиной рабочего плеча 1000 в инфразвуковой области (0-1 Гц), где по оси абсцисс отложена частота в Гц, а по оси ординат A_{pez} . При увеличении измерительного плеча лазерного деформографа его чувствительность в инфразвуковой области повышается. В высокочастотной области, начиная с частоты порядка 5 Гц, амплитудно-частотная характеристика данного лазерного деформографа меняется по гармоническому закону (зона биений), см. рисунок 5.2 (средний график). Т.е. прибор на некоторых частотах на выходе выдаёт удвоенную амплитуду волны (по модулю, $|A_{pez}| = 2A_0$), а на некоторых 0 вместо реальной амплитуды, равной 1. Т.е. в зоне биений сложно проводить регистрацию из-за периодических изменений амплитудно-частотной характеристики. Невозможно рассчитать теоретически и определить экспериментально все особенности конкретных лазерных деформографов из-за неоднородного строения земной коры в зоне их расположения. Т.е. лазерный деформограф с длиной рабочего плеча 1000 м можно успешно применять для регистрации смещений в инфразвуковой области, а для регистрации колебаний и волн порядка 1 Гц и выше он непригоден. Можно ли убрать данные биения? Ниже мы рассмотрим основной метод, с помощью которого можно не только убрать биения, но и измерить абсолютные амплитуды упругих волн для частот выше 1 Гц.

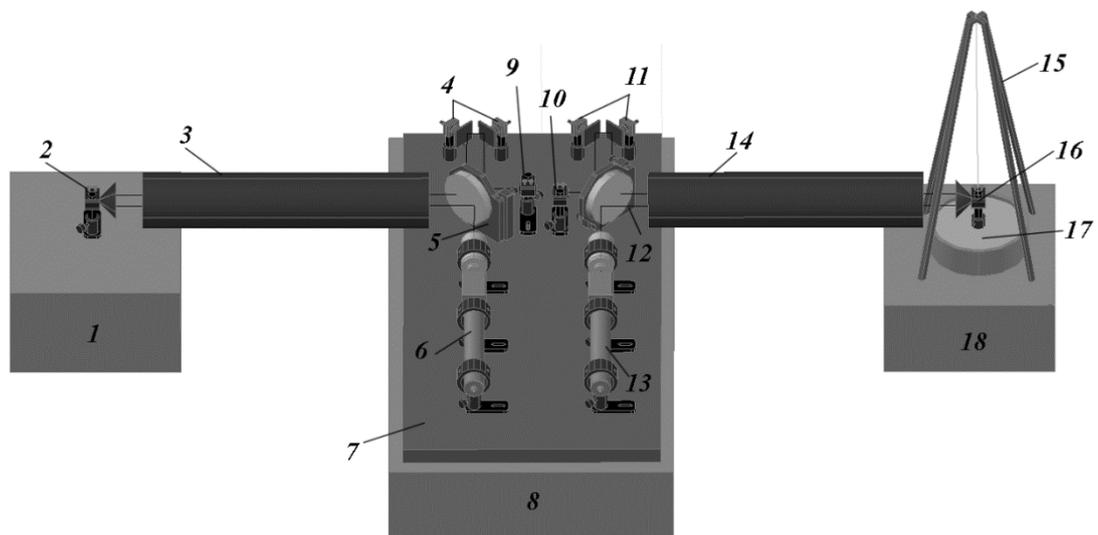


Рисунок 5.1 – Блок-схема однокоординатного лазерного деформографа неравноплечего типа.

1 – устояна земной коре; 2, 16 – уголкового отражатели; 3, 14 – герметичный лучевод; 5, 12 – плоско-параллельные пластины; 6, 7 – частотно-стабилизированные гелий-неоновые лазеры; 7 – оптическая скамья; 8 – устой на земной коре; 9, 10 – системы регистрации; 4, 11 – пьезокерамика с зеркалами; 15, 17 – маятниковая система.

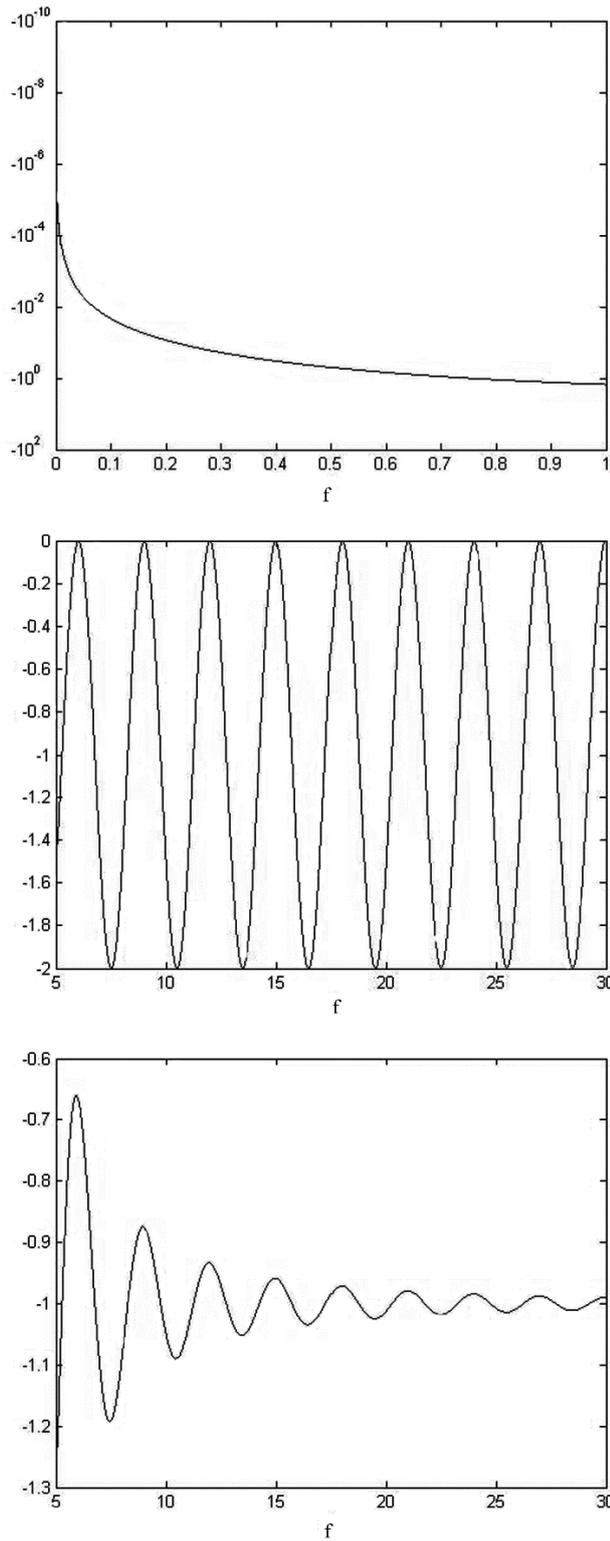


Рисунок 5.2 – Амплитудно-частотная характеристика 1000-метрового однокоординатного лазерного деформографа классического типа в частотном диапазоне от 0.0001 до 1 Гц (верхняя диаграмма) и в частотном диапазоне от 5 до 30 Гц (средняя диаграмма). Амплитудно-частотная характеристика 1000-метрового однокоординатного лазерного деформографа маятникового типа в частотном диапазоне от 5 до 30 Гц.

5.2 Лазерный деформограф маятникового типа

Рассмотрим однокоординатный лазерный деформограф, оптические элементы которого по-прежнему установлены на двух блоках. Расположим один из блоков интерферометра жёстко на упругой среде, а другой блок на маятниковой системе, имеющей резонансную частоту ν_0 и добротность Q . На этом блоке установим только уголкового отражателя. Блок подвешивается на нерастяжимой нити, обладающей пренебрежимо малой массой по сравнению с суммарной массой блока и уголкового отражателя. Длина нити значительно больше линейных размеров блока и уголкового отражателя. В этом случае блок с уголкового отражателем можно с некоторым приближением принять за точечную массу. Таким образом, можно утверждать, что мы имеем маятник, являющийся математическим маятником. Лазерный деформограф, созданный по этому принципу, мы назовём лазерным деформографом маятникового типа. На рисунке 5.3 (правая часть) приведена блок-схема лазерного деформографа маятникового типа. Как видно из рисунка 5.1 центральные интерференционные узлы классического и маятникового лазерных деформографов установлены на одном блоке, который жёстко соединён с земной корой. Такая схема установки приборов реализована на практике, некоторые результаты измерений на которой приведены в предпоследнем разделе. В соответствии с предыдущей частью статьи пусть вдоль оси лазерного деформографа маятникового типа распространяется гармоническая волна продольного типа (5.1), которая приводит в движение первый блок, расположенный жёстко на упругой среде (земной корой), а также второй блок, который входит в состав математического маятника. В этом случае маятник ведёт себя как любой другой гармонический осциллятор, для которого дифференциальное уравнение движения вынужденных колебаний можно записать так:

$$\ddot{x} + 2\gamma\dot{x} + \omega_0^2 x = f_0 \cos \omega t, \quad (5.3)$$

где $\gamma = \omega_0/2Q$, $\omega_0 = 2\pi\nu_0$, $f_0 \cos \omega t$ - вынуждающая сила.

Решая данное уравнение при $f_0 = \frac{F_0}{m} = A_0\omega_0^2$, находим смещение (u_2) уголкового отражателя (маятника) в точке с координатами x_2 :

$$u_2 = A_0 \frac{\omega_0^2}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2 \omega^2}} \cos \left(kx_1 + kL - \omega t + \arctg \left(\frac{2\gamma\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \right). \quad (5.4)$$

Смещение блока, установленного жёстко на упругой среде в точке x_1 , будет описываться уравнением:

$$u_1 = A_0 \cos(kx_1 - \omega t). \quad (5.5)$$

Таким образом, при распространении гармонической волны продольного типа вдоль оси лазерного деформографа маятникового типа деформограф будет регистрировать изменение его базы ($\Delta L = u_2 - u_1$), которое можно записать в виде:

$$\Delta L = A_0 \left\{ \frac{\omega_0^2}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2 \omega^2}} \cos \left(kx_1 + kL - \omega t + \arctg \left(\frac{2\gamma\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \right) - \cos(kx_1 - \omega t) \right\}. \quad (5.6)$$

Для численных оценок рассмотрим регистрацию однокоординатным маятниковым лазерным деформографом гармонической волны продольного типа. Длину рабочего плеча (расстояние между блоками) примем за 1000 м, скорость гармонической волны продольного типа за 3000 м/с, амплитуду волны за 1. Пусть добротность маятниковой системы равна 100, а его резонансная частота 3 Гц. В инфразвуковой области (0-1 Гц) амплитудно-частотная характеристика однокоординатного лазерного деформографа маятникового типа практически идентична однокоординатному лазерному деформографу классического типа. При увеличении измерительного плеча лазерного деформографа маятникового типа его чувствительность в инфразвуковой области также повышается. В высокочастотной области спектра амплитудно-частотная характеристика лазерного деформографа маятникового типа (смотрено рисунок 5.2, нижний график) имеет совершенно другой вид, чем амплитудно-частотная характеристика лазерного деформографа классического типа. Как видно из рисунка 5.2 (нижний график) при увеличении частоты амплитуда биений постепенно уменьшается и приближается к 1, по модулю, т.е. лазерный деформограф маятникового типа на высоких частотах может регистрировать истинную амплитуду проходящей гармонической волны продольного типа. В частотном диапазоне от 1 до 5 Гц амплитудно-частотная характеристика лазерного деформографа классического типа также испытывает биения, а амплитудно-частотная характеристика лазерного деформографа маятникового типа на частоте 3 Гц подвержена резонансному явлению. Величина амплитуды на резонансе зависит от добротности маятника. Так при добротности маятника, равной 100, резонансной частоте 0.33 Гц, амплитуде волны равной 1, резонансная амплитуда будет равна примерно 100. Т.е. при уменьшении добротности системы резонансная амплитуда будет уменьшаться, а при увеличении добротности - возрастать.

Далее сравним регистрацию во времени продольной волны лазерными деформографами маятникового (резонансная частота 3 Гц) и классического типов в частотных диапазонах от 0 до 1 Гц и от 5 до 30 Гц, x_1 примем за начало координат, т.е. $x_1 = 0$.

На рисунке 5.3 (верхний) приведено изменение во времени смещения в упругой среде, вызванное распространяющейся упругой волной, на частотах от 0 до 1 Гц. На рисунке 5.3 (средний) и 5.3 (нижний) приведено изменение во времени смещения в упругой среде (при $x_1 = 0$)

при регистрации распространяющейся упругой волны лазерными деформографами классического и маятникового типов, соответственно. При сравнении данных рисунков можно сделать следующие выводы: 1) в частотном диапазоне от 0 до 1 Гц лазерные деформографы дают практически один и тот же результат, 2) в данном частотном диапазоне оба деформографа передают характер изменения вариаций смещения в упругой среде, вызванного распространяющейся волной.

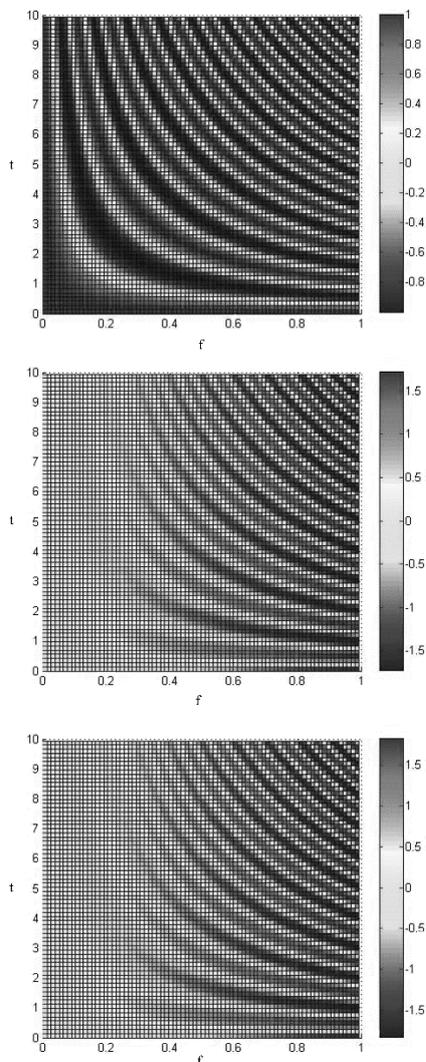


Рисунок 5.3 – Временное изменение смещения земной коры, вызванное проходящей волной продольного типа (верхний график). Запись такого смещения лазерным деформографом классического типа (средний график). Запись такого смещения лазерным деформографом маятникового типа (нижний график).

На рисунке 5.4 (верхний) приведено изменение во времени смещения в упругой среде ($x_1 = 0$, начало координат), вызванное распространяющейся упругой волной, на частотах от 5 до 30 Гц. На рисунках 5.4 (средний) и 5.4 (нижний) приведено изменение во времени смещения в упругой среде (при $x_1 = 0$) при регистрации распространяющейся упругой волны лазерными

деформографами классического и маятникового типов, соответственно. При сравнении данных рисунков можно сделать следующие выводы: 1) в частотном диапазоне от 5 до 30 Гц и выше лазерный деформограф маятникового типа точно описывает характер изменения вариаций смещения в упругой среде (с учётом умножения на -1 и небольшого фазового сдвига), вызванного распространяющейся волной, 2) лазерный деформограф классического типа не описывает характер изменения вариаций смещения в упругой среде, вызванного распространяющейся волной.

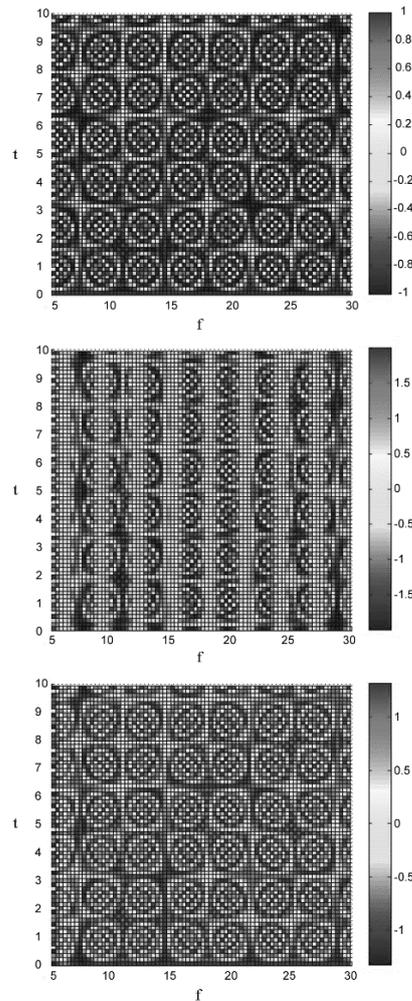


Рисунок 5.4 – Временное изменение смещения земной коры, вызванное проходящей волной продольного типа (верхний график). Запись такого смещения лазерным деформографом классического типа (средний график). Запись такого смещения лазерным деформографом маятникового типа (нижний график).

5.3 Регистрация сигналов инфразвукового диапазона и сигналов низкочастотного гидроакустического излучателя лазерными деформографами классического и маятникового типов

Приведённая на рисунке 5.1 схема расположения лазерных деформографов маятникового и классического типов была реализована на практике. Установки смонтированы в южной части Приморского края России на м. Шульца на глубине 3-5 м от поверхности земли. Рабочие плечи лазерных деформографов имеют длины по 52.5 м. Центральные интерференционные узлы лазерных деформографов расположены на одном блоке, который жёстко закреплён с породами земной коры. Угловой отражатель лазерного деформографа классического типа закреплён на блоке, который соединён с гранитной скалой. Угловой отражатель лазерного деформографа маятникового типа расположен на маятниковой системе, период колебаний которой равен 3 с. Маятник частично демпфирован за счёт погружения его лопастей в масло. В качестве источника света в интерферометрах используется частотно-стабилизированные гелий-неоновые лазеры, имеющие долговременную стабильность в одиннадцатом знаке. Измерительные оси лазерных деформографов ориентированы вдоль одной прямой, которая находится под углом 18 градусов относительно линии «север-юг». С прошлого года в течение длительного времени на данных лазерных деформографах проводятся синхронные измерения вариаций деформаций земной коры, вызванных различными геосферными процессами. В инфразвуковой области спектра записи лазерных деформографов практически идентичны (см. рисунок 5.4). Но в высокочастотной области спектра (более 5 Гц) мы должны сравнить чувствительность лазерных деформографов при регистрации конкретных искусственных источников. В качестве искусственных источников могут быть низкочастотные гидроакустические излучатели с заданной частотой излучения. На рисунке 5.5 приведены спектры, полученные при обработке синхронных данных лазерного деформографа классического (верхний график) и маятникового (нижний график) типов при работе низкочастотного гидроакустического излучателя в море на расстоянии 19 км на юг от м. Шульца. Как видно из рисунка амплитуда на частоте работы низкочастотного гидроакустического излучателя (22 Гц), выделенная из записи лазерного деформографа маятникового типа, значительно больше амплитуды на аналогичной частоте, выделенной из записи классического лазерного деформографа. Т.е. на данной частоте чувствительность лазерного маятникового типа лучше чувствительности лазерного деформографа классического типа, что подтверждает выводы, приведённые в предыдущем разделе.

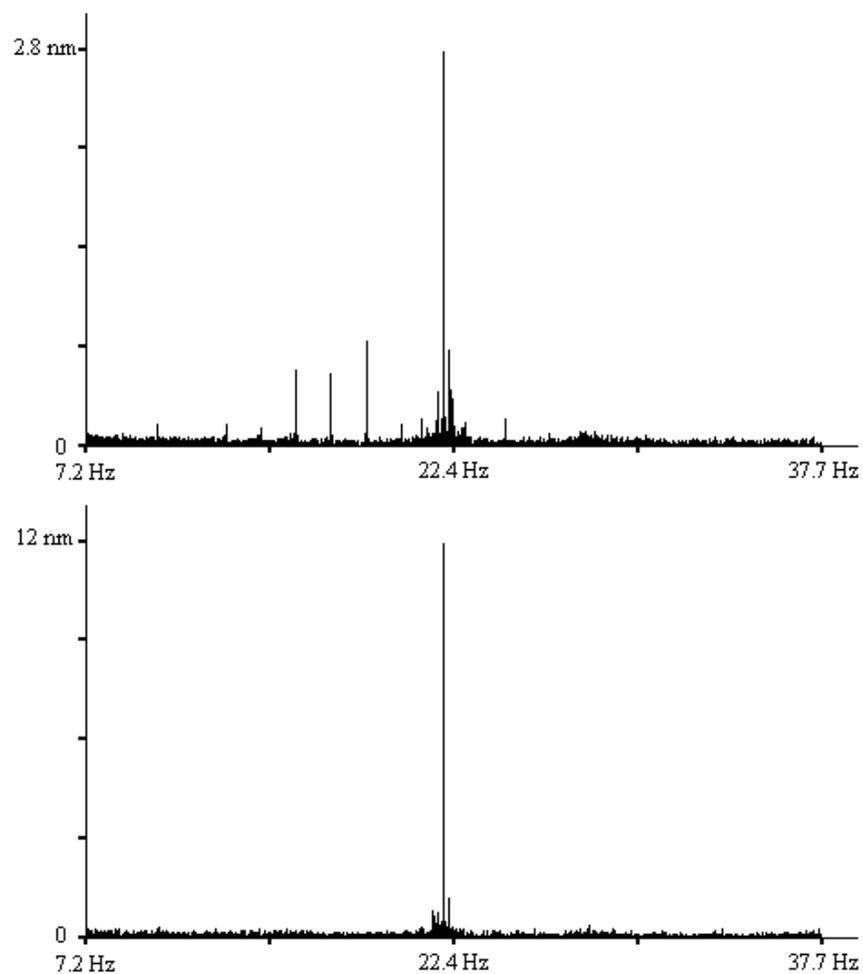


Рисунок 5.5 – Регистрация сигнала гидроакустического излучателя лазерным деформографом классического типа (верхний график) и лазерным деформографом маятникового типа (нижний график).

6 Нелинейные свойства ветровых морских волн

В 2007 году на глубине 27 м от поверхности моря в течение трёх месяцев работал лазерный измеритель вариаций давления гидросферы, который обладает следующими техническими характеристиками: рабочий диапазон частот от 0 до 1000 Гц, точность измерения вариаций гидросферного давления 57 мкПа, а точность измерения вариаций уровня моря 5.8 нм. Применение данной установки позволяет исследовать уровень фоновых колебаний гидросферного давления и закономерности его изменения, связанные с естественными и искусственными процессами. Но в данной статье мы остановимся только на изучении вариаций периода ветрового волнения. В качестве простого, но характерного, примера изменения периода ветрового волнения на рисунке 6.1 приведена динамическая спектрограмма диапазона ветровых морских волн, полученная после обработки одного из участков данных лазерного измерителя вариаций давления гидросферы.

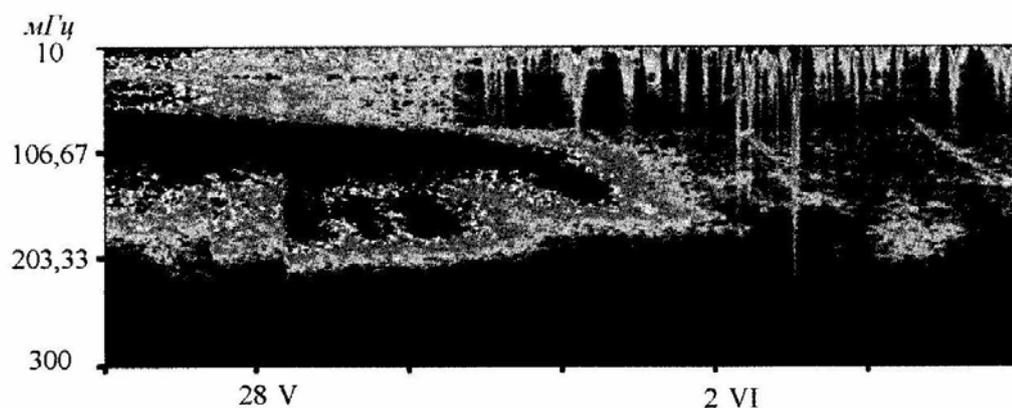


Рисунок 6.1 – Динамическая спектрограмма участка записи лазерного измерения вариаций давления гидросферы

Из рисунка следует, что в начальной части записи наблюдается мощное волнение, период которого и его интенсивность со временем падают. На рисунке 6.2 приведено изменение периода ветрового волнения, построенное по максимальным периодам участков динамической спектрограммы с полиномиальным усреднением шестой степени.

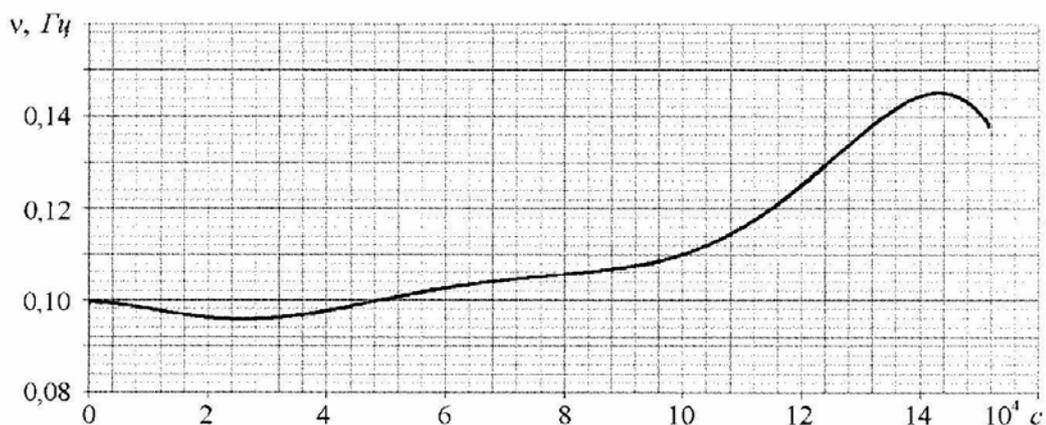


Рисунок 6.2 – Изменения частоты ν ветрового волнения

В начальной части рисунка период ветрового волнения немного растёт со временем, что можно связать с развитием ветрового волнения в зоне действия циклона или же с увеличением его периода при выходе из данной зоны. Далее период волнения уменьшается (частота растёт). Для каждого значения периода ветрового волнения можно рассчитать скорость распространения волн по формуле:

$$c = \frac{gT}{2\pi}, \quad (6.1)$$

где: c - скорость распространения волны, g – ускорение свободного падения, T – период.

Зная временной интервал изменения периода ветрового волнения и значения периодов в начальный и конечный моменты данного интервала, можно вычислить расстояние от источника волнения (циклона) до точки регистрации этих волн используя выражения (6.1) и $L = ct$ (L - расстояние, t - время распространения ветровых волн от источника до приёмника, движущихся со скоростью c). Рассчитаем расстояние до циклона для двух групп волн с периодами 10.4 с – 6.9 с при временном промежутке между ними в 32.5 ч; и волн с периодами 9.4 с – 6.9 с при временном промежутке между ними 16.4 ч. В первом случае расчетное расстояние от зоны циклона до точки проведения измерений составляет 3791 км, во втором случае 2402 км. Можно заметить, что Японское море имеет существенно меньшие линейные размеры и волны от циклона, расположенного на таком расстоянии, не могут доходить до точки проведения измерений, т.к. волны, приходящие из Тихого океана, практически не достигают побережья Приморского края (место расположения приборов). Кроме того, согласно данной формуле график изменения периода ветрового волнения должен быть линейным, что не наблюдается на рисунке 6.2. Т.е. только дисперсией данное изменение периодов ветрового волнения объяснить невозможно. В качестве возможных дополнительных причин изменений периодов ветровых волн могут быть следующие: изменение периода ветрового волнения, регистрируемого на значительном удалении от

движущегося циклона, связано не только с дисперсией, но и: 1) с эффектом Доплера; 2) с вариациями скорости ветра в зоне шторма. Во втором случае при временном усилении ветра, образующиеся волны с большими периодами, обладающие большей скоростью распространения, могут догнать и перегнать, ранее образованные волны с меньшим периодом, вследствие чего, в точке их регистрации, можно будет наблюдать изменение периодов ветрового волнения, которое невозможно объяснить только выражением (6.1).

Далее проанализируем данные лазерного измерителя вариаций давления гидросферы за период измерений с 15 июля по 20 сентября 2010 года. В указанный период при анализе динамических спектрограмм было выделено 22 участка явного изменения периода ветрового волнения. В таблице 6.1 приведены значения периодов ветрового волнения в начальной и конечной фазах уменьшения периодов ветрового волнения на выделенных участках, а также вычисленное расстояние до предполагаемого источника ветровых волн на основе использования выражений (6.1) и $L = ct$.

Таблица 6.1 – Результаты обработки данных 2010 г.

Участок	$\Delta t, c$	$T_1—T_2, c$	$L, км$	Участок	$\Delta t, c$	$T_1—T_2, c$	$L, км$
1	70285	6,68—4,32	670	12	32800	4,82—4,19	820
2	21636	4,21—4,10	1372	13	85800	9,60—6,40	1285
3	70227	7,31—5,57	1282	14	25582	6,51—5,71	927
4	277619	5,96—4,57	4242	15	159600	8,79—6,64	3379
5	38000	5,49—4,87	1278	16	120000	5,93—4,85	2492
6	38227	6,21—5,49	1412	17	52000	6,90—4,75	618
7	198780	8,50—5,51	2429	18	19200	4,82—4,40	756
8	131100	6,51—4,49	1480	19	74250	5,73—4,53	1253
9	53200	6,42—5,60	1819	20	140800	8,26—5,13	1487
10	79419	5,04—3,80	957	21	70300	14,92—9,52	1442
11	196900	7,76—4,94	2088	22	140000	7,60—6,37	8596

Примечание. Δt — длительность участка; $T_1—T_2$ — изменение периода ветрового волнения; L — расстояние от регистратора до предполагаемого первоисточника.

В результате проведённых расчётов мы получили, что источник всех волн для участков 2-9, 11, 13, 15, 16, 19-22 оказался за пределами Японского моря, чего не может быть, так как Японское море является практически закрытым для внешнего волнения. Далее рассмотрим возможные другие причины изменения периодов ветрового волнения.

Оценим изменение периода ветрового волнения, связанное с эффектом Доплера. Классический эффект Доплера можно описать формулой:

$$v = \frac{v_0}{1 - \frac{V}{c} \cos \theta} \quad (6.2)$$

где: ν - наблюдаемая частота колебания волны на приёмнике, ν_0 - частота на источнике, V - скорость движения источника, c – скорость распространения волны, θ - угол между направлением распространения источника и направлением на приёмник. Средняя скорость передвижения тайфунов меньше скорости передвижения циклонов и может составлять величину порядка 25 км/ч, причём она изменяется от 10 км/ч в приэкваториальных широтах до 50 км/ч в умеренных широтах. Рассчитаем изменение периодов ветровых волн при движении циклона в сторону точки приема и от неё. Возьмём среднюю скорость движения циклона равную 25 км/ч. При периоде ветрового волнения равном 10 с данные изменения могут находиться в пределах от 14.5 до 5.5 с. О подобных изменениях периодов ветровых волн, связанных с эффектом Доплера, было указано ранее. К сожалению, мы не располагаем данными о перемещениях циклонов (тайфунов), которые привели к возбуждению ветровых волн, регистрируемых лазерным измерителем вариаций давления гидросферы, некоторая информация о которых приведена в таблице. Данные под номерами 2, 12 и 18 можно не рассматривать, так как они могут быть связаны с региональным ветровым волнением, возникающим на ограниченной акватории, а все остальные данные связаны, по-видимому, с ветровым волнением, возникающим в открытой части Японского моря.

Данными по вариациям скорости ветра внутри циклонов мы, к сожалению, также не располагаем. Но хорошо известно, что такие вариации в течение одних двух суток происходят довольно часто. Если источник ветра практически не движется, а величина скорости ветра начинает возрастать, то возникающие ветровые волны с большими периодами догоняют и перегоняют ветровые волны с меньшими периодами, которые вышли ранее из района их генерации. При этом в точке регистрации мы увидим нелинейное изменение периодов ветровых волн, которое невозможно объяснить дисперсией.

Далее рассмотрим данный эффект на примере региональных ветровых волн, которые возбуждаются в бухте Витязь Японского моря дующим с берега ветром, величина и направление скорости которого меняется со временем. В бухте существуют два вида ветровых волн: волны, пришедшие извне, и волны, которые генерируются ветром в самой бухте. Волны, пришедшие извне, обусловленные ветровым волнением открытой части Японского моря, имеют периоды от 5 до 11 с (с небольшими вариациями). Как показывают наши измерения, периоды ветровых волн, которые генерируются внутри бухты, находятся в диапазоне от 2 до 4 с (с небольшими вариациями). С целью исследования динамики ветровых волн и изучения природы их образования были обработаны массивы данных, полученные в августе 2011 года и в январе 2012 года. В качестве приёмных систем использовались лазерный измеритель вариаций давления гидросферы и мобильный лазерный измеритель вариаций давления гидросферы, входящие в состав лазерно-интерференционного аппаратно-программного комплекса, и которые были установлены на длительное время (2011-2012 гг.) на различных глубинах в бухте Витязь Залива Петра Великого

Японского моря. Мобильный лазерный измеритель вариаций давления гидросферы отличается от лазерного измерителя вариаций давления гидросферы более компактной схемой сборки, что делает его меньшим по геометрическим размерам и весу. Лазерный измеритель вариаций давления гидросферы был установлен на глубине 11.8 м, а мобильный лазерный измеритель вариаций давления гидросферы – на глубине 4.5 м. Расстояние между установками составляло 96 м. В январе 2012 года работал лишь лазерный измеритель вариаций давления гидросферы, и поэтому его данные были использованы только для разделения ветровых волн на волны, которые возникли в бухте Витязь и вне неё. Информация с указанных лазерно-интерференционных систем по кабельным линиям поступала на береговой пост наблюдения и заносилась в ранее организованный банк данных с частотой дискретизации 500 Гц. В дальнейшем полученные экспериментальные данные обрабатывались с помощью специально созданного пакета прикладных программ «Deformograf», предусматривающего использование разнообразных методов спектрального и статистического оценивания. Обработка проводилась в четыре этапа: 1) на первом этапе данные обработаны низкочастотным фильтром Хэмминга с частотой среза 1 Гц; 2) на втором этапе выполнено прореживание с усреднением, коэффициент прореживания при начальной частоте дискретизации 500 Гц брался равным 500, т.е. частота дискретизации ряда становилась равной 1 Гц; 3) на третьем этапе исследовалась динамическая спектрограмма, полученная при обработке всего массива данных; 4) на четвёртом этапе выборочно выполнялась спектральная обработка выделенных участков данных на основе применения метода максимального правдоподобия или быстрого преобразования Фурье.

На рисунке 6.3 приведена динамическая спектрограмма, полученная при обработке участка записи лазерного измерителя вариаций давления гидросферы зимнего периода наблюдений, на которой выделяются две области ветрового волнения. Ветровые волны с периодами около 10.5 с пришли из открытой части Японского моря, а ветровые волны с периодами от 2.8 до 4.2 с возникли в самой бухте Витязь. Данные утверждения следуют из анализа спектрограммы, приведённой на рисунке 6.3. В начальной и конечной частях рисунка 6.3 присутствует возмущение в указанном диапазоне частот, а в остальной части его нет. Присутствие данного возмущения и его отсутствие чётко коррелирует с отсутствием и присутствием ледяного покрова, который «пригонялся» или «выгонялся» из бухты ветром при смене его направления. При наличии льда, даже колотого, в бухте Витязь при ветре не наблюдались ветровые волны с периодами, лежащими в диапазоне от 2 до 4 с, что также указывает на то, что они генерируются в бухте Витязь.

В конце участка, приведенного на рисунке 6.3, происходит уменьшение периода ветрового волнения с 4.37 до 3.25 с. Это изменение происходит на участке длительностью 9600 с. Если учесть изменение периода ветрового волнения, вызванное только дисперсией, то место

возникновения ветровых волн должно находиться на расстоянии около 95 км от точки регистрации. Учитывая, что расстояние от места регистрации до берега значительно меньше 95 км, то место возникновения ветровых волн должно находиться на суше, чего не может быть. Наблюдаемое уменьшение периода ветрового волнения в данном случае невозможно объяснить дисперсией, оно происходит, в основном, из-за вариаций скорости ветра. Также никакого отношения к данному изменению не имеет эффект Доплера, так как место генерации ветровых волн не движется относительно приёмника.

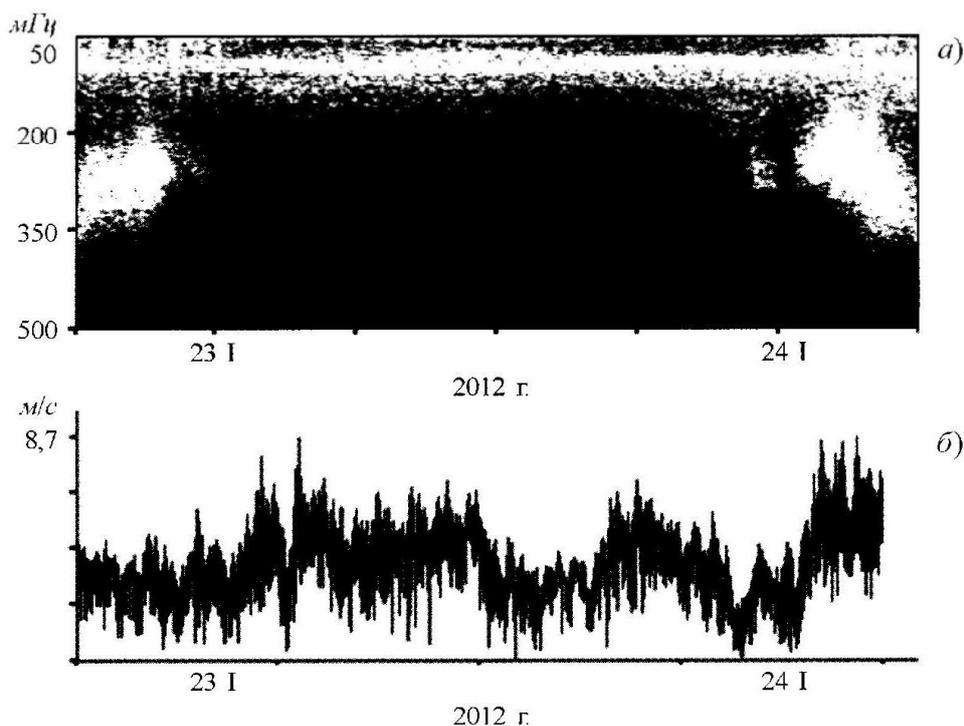


Рисунок 6.3 – Динамическая спектрограмма лазерного измерителя вариаций давления гидросферы (а) и график изменения скорости ветра на м. Шульца (б)

Далее проанализируем данные диапазона ветрового волнения, полученные на двух пространственно разнесённых лазерно-интерференционных установках. Особое внимание уделим динамике ветровых волн открытой части Японского моря, заходящих в бухту Витязь. Проанализированный период охватывает временной интервал с 1 по 21 августа 2011 года. В данный временной интервал регистрировались ветровые волны с периодами от 5 до 8 с, которые вызваны ветром, действующим над Японским морем, и связаны с его параметрами (скорость, направление, время действия). По вышеприведённой методике обрабатывались синхронные участки данных лазерного измерителя вариаций давления гидросферы и мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы, расположенных в бухте Витязь. Учитывая, что расстояние между двумя установками ветровая волна преодолевает за время не более 10 с, то можно утверждать, что на протяжении длины одной выборки длительностью 8192 с данные двух

указанных установок синхронны. Были обработаны все массивы данных в указанный период измерений (1-21 августа). Анализировались только синхронные данные, т.е. данные полученные в одно и то же время на лазерном измерителе вариаций давления гидросферы и мобильном лазерном измерителе вариаций давления гидросферы. Учитывая то, что расстояние между установками было около 96 м и то, что мобильный лазерный измеритель вариаций давления гидросферы находился ближе к берегу, т.е. дальше от места генерации ветровых волн, то выделенный период ветрового волнения из его записей должен быть практически идентичен периоду ветровых волн, выделенных из синхронных данных лазерного измерителя вариаций давления гидросферы, или, вследствие дисперсии, больше. Было обработано около 80 синхронных участков данных. При анализе всех указанных данных вытекает нижеследующее: периоды и энергия ветровых волн уменьшаются при их движении от места расположения лазерного измерителя вариаций давления гидросферы до места расположения мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы, т.е. при движении от точки моря с глубиной 11.8 м до точки моря с глубиной 4.5 м. На этих глубинах, и на глубинах от 11.8 до 4.5 м морская волна взаимодействует с дном, отдавая часть своей энергии верхнему слою земной коры. Данный процесс наблюдается не только при значительных амплитудах ветровых волн, но и при малых амплитудах ветровых волн (хотя в любом из этих случаев ветровые волны с каким-то приближением можно считать нелинейными). Процент изменения периодов ветрового волнения варьируется, так как в разные промежутки времени кроме ветрового волнения в анализируемом диапазоне частот присутствуют другие возмущения атмосферного и гидросферного происхождения, что влияет на точность определения основного периода ветрового волнения. Тем не менее, при распространении ветровых волн по исследуемому участку средний процент изменения периодов ветрового волнения в диапазоне 5-6 с составляет около 6%, а средний процент изменения периодов ветрового волнения в диапазоне 6-7 с составляет около 7%. Понятно, что данное изменение периодов ветрового волнения связано не только с длиной ветровой волны, но и с её амплитудой. Таким образом, установлено, что по мере распространения по шельфу монотонно убывающей глубины ветровая волна при взаимодействии с дном теряет часть своей энергии (передает дну), что приводит к трансформации её спектра и энергия в нём перераспределяется в более высокочастотную область. Величины данных изменений зависят не только от длин ветровых волн и степени уменьшения глубины, но и от их амплитуд.

7 Закономерности изменения периода морских ветровых волн

В 2007 году на глубине 27 м от поверхности моря в течение трёх месяцев работал лазерный измеритель вариаций давления гидросферы, который обладает следующими техническими характеристиками: рабочий диапазон частот от 0 до 1000 Гц, точность измерения вариаций гидросферного давления 57 мкПа, а точность измерения вариаций уровня моря 5.8 нм. Применение данной установки позволяет исследовать уровень фоновых колебаний гидросферного давления и закономерности его изменения, связанные с естественными и искусственными процессами. Но в данной части мы остановимся только на изучении вариаций периода ветрового волнения. В качестве простого, но характерного, примера изменения периода ветрового волнения на рисунке 7.1 приведена динамическая спектрограмма диапазона ветровых морских волн, полученная после обработки одного из участков данных лазерного измерителя вариаций давления гидросферы.

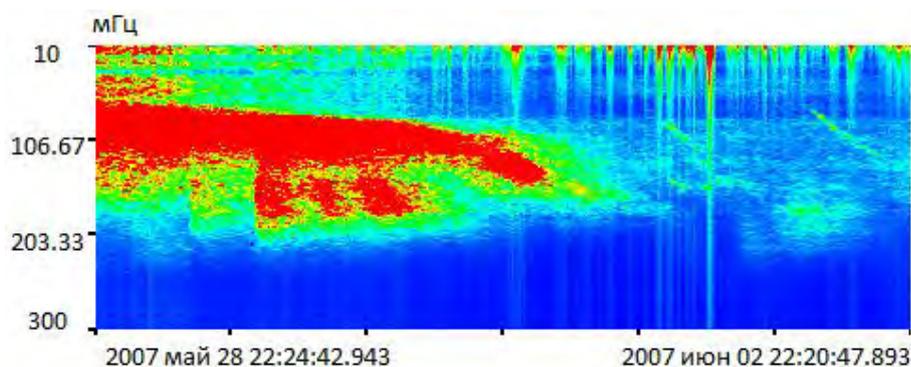


Рисунок 7.1 – Динамическая спектрограмма участка записи лазерного измерителя вариаций давления гидросферы.

Из рисунка следует, что в начальной части записи наблюдается мощное волнение, период которого и его интенсивность со временем падают. На рисунке 7.2 приведено изменение периода ветрового волнения, построенное по максимумам амплитуд диапазона морских ветровых волн динамической спектрограммы с полиномиальным усреднением шестой степени. В начальной части рисунка период ветрового волнения немного растёт со временем, что можно связать с развитием ветрового волнения в зоне действия циклона или же с увеличением его периода при выходе из данной зоны. Далее период волнения уменьшается (частота растёт).

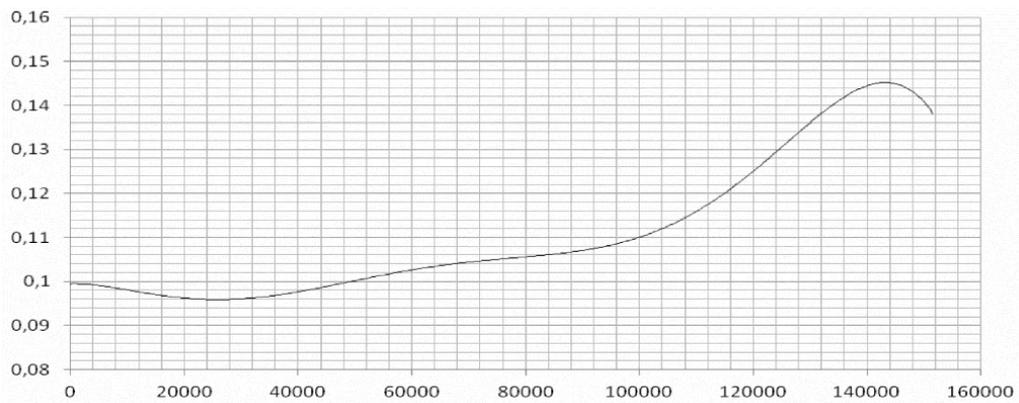


Рисунок 7.2 – Изменение частоты ветрового волнения. По оси ординат – частота в Гц, по оси абсцисс – время от начала динамической спектрограммы в секундах.

Дальнейшей тщательной обработке были подвергнуты данные, полученные в 2010, 2012 и 2013 гг. при регистрации вариаций основных параметров ветровых морских волн лазерными измерителями вариаций давления гидросферы и лазерными гидрофонами, установленными в различных зонах шельфа Японского моря. В результате обработки данных за 2010, 2012 и 2013 гг. было выделено 16 участков записи с характерным изменением периода поверхностного волнения. Частота дискретизации составляла 500 Гц, при обработке данных проводилась фильтрация высоких частот в окне Хэмминга, порядок фильтра 1500, частота среза 1 Гц, после чего проводилось прореживание данных с осреднением 500. Таким образом, наибольшая частота при спектральном анализе составляла 500 мГц (период равен 2 с). Чтобы избавиться от низкочастотного фона в сигнале проводилась так же фильтрация низких частот в окне Хэмминга, порядок фильтра 1500, частота среза 50 мГц (период равен 20 с). Таким образом, из всего сигнала был выделен диапазон поверхностных ветровых волн. По 16 выбранным участкам построены спектрограммы сигнала, затем с шагом в 60 отсчетов (1 мин) выделены частотные максимумы, степень БПФ 9, сглаживание 3. Полученные реализации значений периодов исследовались с помощью регрессионного анализа полиномом шестой степени. Ниже приведен пример динамической спектрограммы (рисунок 7.3) и аппроксимированных значений периодов (рисунок 7.4).

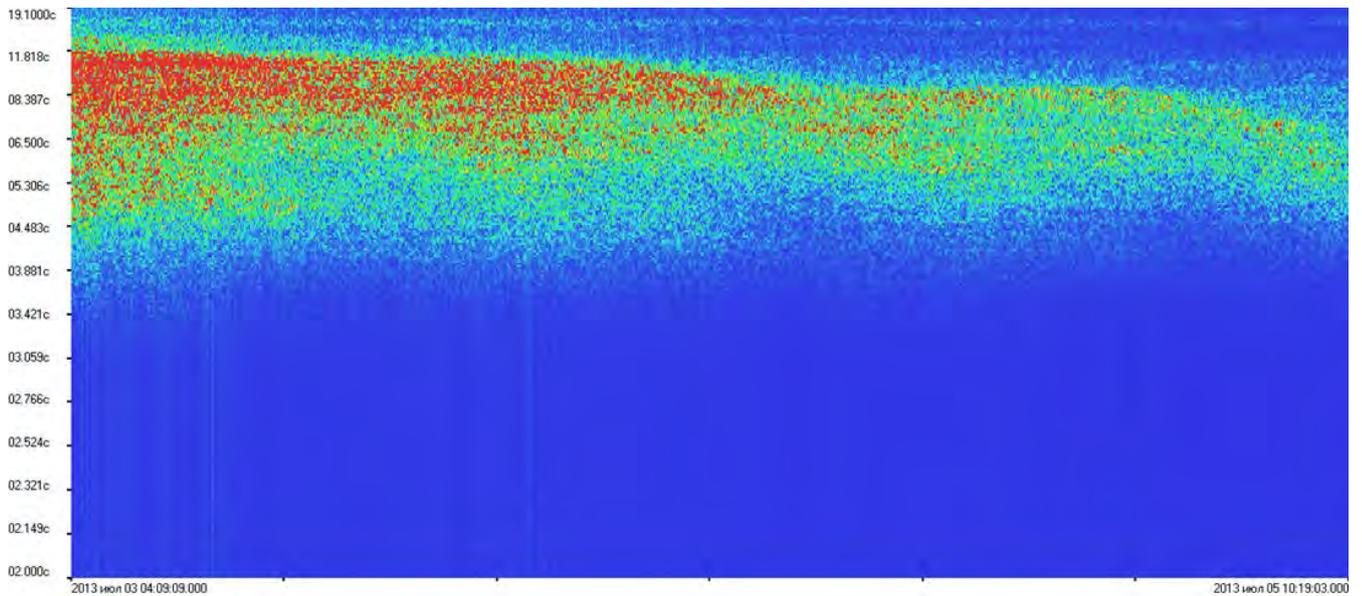


Рисунок 7.3 – Динамическая спектрограмма участка записи лазерного измерителя вариаций давления гидросферы

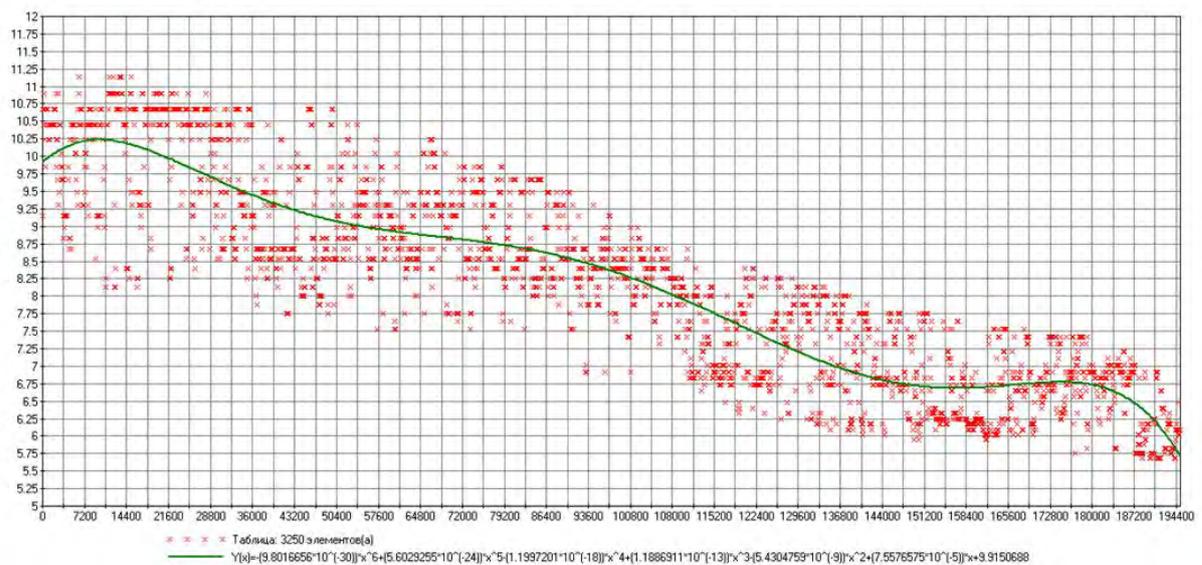


Рисунок 7.4 – Изменение периода ветрового волнения (по оси ординат). По оси ординат приведены значение периодов в секундах, а по оси абсцисс - время в секундах.

7.1 Эффект Доплера

Если в начальной части графика увеличение периодов ветрового волнения (см., например, рисунок 7.4) ещё можно объяснить развитием ветрового волнения и с затуханием высокочастотных компонент при выходе волн зыби за пределы действия циклонов (тайфунов), то подобные изменения периодов ветрового волнения в другие времена наблюдения объяснить только описанными в [22, 23] процессами невозможно.

Анализ многомесячных данных убеждает нас в том, что увеличение и уменьшение периодов ветрового волнения, наряду с механизмами развивающегося волнения и дисперсией связано, со степенью изменения величины и направления скорости движения тайфунов или других барических депрессий. Т.е. изменение периодов ветрового волнения связано с эффектом Допплера. В соответствии с эффектом Допплера напишем выражение:

$$f = f_0(1 \pm u/c), \quad (7.1)$$

где: f - частота принятого сигнала, f_0 - частота излучённого сигнала, u - скорость движения источника (тайфуна и т.п.), c - скорость ветровых волн, "+" – при приближении, "-" – при удалении. Приведём некоторые рассуждения и расчёты. Пусть $c = 20$ м/с, $u = 36$ км/ч, тогда $\Delta f = \pm 0,5 f_0$. При 72 км/ч, $\Delta f = \pm 1,0 f_0$.

Связь изменения периодов ветрового волнения с эффектом Допплера изучим при анализе данных лазерного деформографа, установленного на м. Шульца. Как известно [24] морские ветровые волны при взаимодействии с дном передают часть своей энергии верхнему слою земной коры, образуя там поверхностные волны рэлеевского типа, которые были названы микросейсмами первого и второго рода. Микросейсмы второго рода, имеющие ещё название первичные, образованы прогрессивными ветровыми волнами, а микросейсмы первого рода, вторичные микросейсмы, образованы стоячими ветровыми волнами. Влияние эффекта Допплера на изменение периодов ветровых волн мы рассмотрим при анализе данных лазерного деформографа диапазона микросейсм второго рода, т.е. микросейсм, образованных прогрессивными ветровыми волнами.

Анализ многочисленных данных, полученных при непрерывном мониторинге в течение почти двух лет, показывает, что попеременное увеличение и уменьшение периодов микросейсм не носит периодический характер. Как видно из таблицы 7.1 изменение периодов микросейсм может достигать величины 43%, т.е. $\Delta f = \pm 0,7 f_0$. Данное изменение может быть связано с изменением проекции вектора скорости движения тайфуна (барическая депрессия) на прямую, соединяющую тайфун с м. Шульца (зона расположения сейсмоакустико-гидрофизического комплекса). Это может быть связано как с изменением величины, так и с изменением направления скорости движения тайфуна. В подтверждении наших рассуждений приведём сравнение характера и степени изменения периодов микросейсм во временной промежуток с 26.10.2001 18 ч по 28.10.2001 5 ч (время местное) с траекторией и скоростью движения тайфуна.

Таблица 7.1 Параметры микросейсм

Начало ряда	Период, с	Конец ряда	Период, с	Разница, с
01.08.00 06:40:57	10.9	02.08.00 14:14:17	6.5	4.4
02.08.00 19:04:55	9.9	03.08.00 15:34:55	8.8	1.1
01.09.00 18:46:45	5.7	02.09.00 19:20:05	5.0	0.6
01.09.00 23:05:45	11.5	04.09.00 08:49:05	6.5	5.0
03.09.00 12:56:39	13.2	04.09.00 11:38:19	12.1	1.1
25.09.00 21:56:27	9.7	26.09.00 00:03:24	9.6	0.1
26.09.00 00:03:24	9.6	26.09.00 14:14:47	12.4	-2.8
21.03.01 07:59:54	8.7	22.03.01 07:50:34	9.0	-0.3
21.03.01 19:37:29	5.9	25.03.01 00:46:49	7.1	-1.1
04.04.01 01:30:26	10.7	04.04.01 05:32:55	9.8	0.9
04.04.01 05:32:55	9.8	04.04.01 11:14:46	11.8	-2.0
26.10.01 19:17:55	5.7	27.10.01 15:05:53	6.5	-0.8
27.10.01 18:05:53	6.4	28.10.01 04:59:15	6.1	0.3
30.10.01 04:50:47	10.4	30.10.01 22:07:55	11.9	-1.5
30.10.01 22:07:55	11.9	01.11.01 00:10:47	9.0	2.9
30.10.01 07:00:00	5.0	30.10.01 17:52:26	5.8	-0.8
30.10.01 17:52:26	5.8	31.10.01 11:47:24	5.3	0.5
31.10.01 11:47:24	5.3	01.11.01 00:57:20	6.7	-1.4

На рисунке 7.5 – приведена карта продвижения тропического циклона, а в таблице 7.2 – изменение скорости движения циклона со временем.

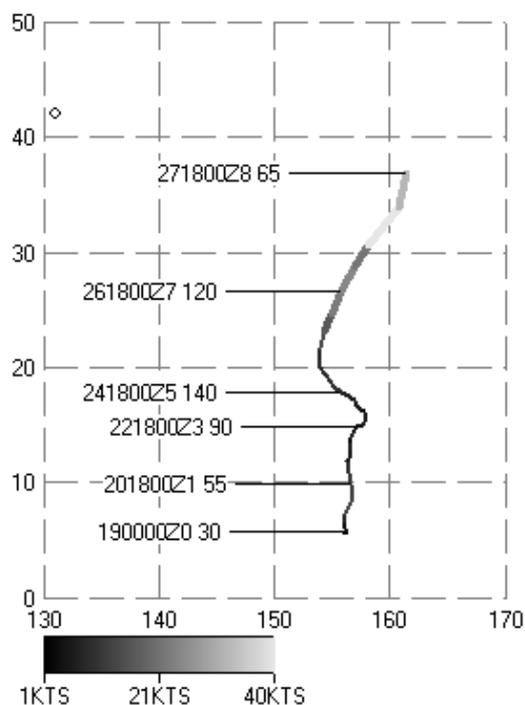


Рисунок 7.5 – Продвижение тропического циклона Podul (19–27 окт 2001). Цвет линии обозначает скорость циклона. На карту также нанесены метки с датой, временем и скоростью ветра циклона (в узлах). Кружком обозначено положение лазерного деформографа.

Таблица 7.2 Параметры циклона.

Дата- время	Ши- рота	Дол- гота	Лучевая скорость [км/ч]	Дата- время	Ши- рота	Дол- гота	Лучевая скорость [км/ч]
25 0000Z	18.4	155.1	16.10	26 1200Z	24.6	154.9	14.12
25 0600Z	19.3	154.5	16.61	26 1800Z	26.6	155.8	17.12
25 1200Z	20.0	154.0	14.82	27 0000Z	28.8	156.9	11.90
25 1800Z	20.9	154.0	13.45	27 0600Z	30.6	158.2	4.46
26 0000Z	21.7	154.0	11.82	27 1200Z	34.0	160.8	-1.11
26 0600Z	23.1	154.3	17.00	27 1800Z	36.9	161.4	3.34

Столбец №1 – дата и время (всемирное), столбец №2 – широта месторасположения циклона, столбец №3 – долгота месторасположения циклона, столбец №4 – проекция вектора скорости движения циклона на линию "циклон-деформограф", столбец №5 – дата и время

(всемирное), столбец №6 – широта месторасположения циклона, столбец №7 – долгота месторасположения циклона, столбец №8 – проекция вектора скорости движения циклона на линию "циклон-деформограф".

При анализе данных, приведённых на рисунке 7.5 и в таблице 7.2 следует, что наибольшие вариации периодов микросейсм связаны с изменением проекции вектора скорости движения циклона на прямую "циклон – м. Шульца". Сравним данные таблиц 7.1 и 7.2. Временной промежуток перекрывающихся данных соответствует интервалам "2001 окт 26 19:17:55 – 2001 окт 27 15:05:53", "2001 окт 27 18:05:53 – 2001 окт 28 04:59:15". Для первого временного интервала, с учётом выражения (7.1) и при условии $c = 20$ м/с, период микросейсм изменяется с 5.7 до 6.4 с. При расчёте начальный период принятого сигнала задавался равным 5.7 с и считалось, что период излучённого сигнала не меняется со временем. Из элементарных расчётов по (7.1) получаем, что период излучённого сигнала равен 6.8 с. Для второго временного интервала с учётом выражения (7.1) и при условии $c = 20$ м/с, период микросейсм изменяется с 6.4 до 6.1 с. При расчёте начальный период принятого сигнала задавался равным 6.4 с и считалось, что период излучённого сигнала не меняется со временем. Кроме того, используя выражение (7.1) получаем, что период излучённого сигнала равен 6.2 с. Уменьшение периода излучённого сигнала (волнения) связано с уменьшением скорости ветра циклона (рисунок 7.5). Полученные расчётные данные хорошо согласуются с экспериментальными данными. Конечно, если взять другие исходные величины по скорости движения ветровых волн, то расчётные данные немного видоизменятся.

Обоснованность наших рассуждений, связанных с эффектом Доплера, подтверждает и то, что почти всегда уменьшение периодов микросейсм первого рода коррелирует с изменением периодов микросейсм второго рода, несмотря на возможный различный механизм их образования. А это может быть обусловлено только одним – соответствующим изменением периодов первоисточника, т.е. прогрессивных ветровых волн. Здесь мы ни в коей мере не отвергаем вполне реальное изменение периодов микросейсм, связанное как с развитием волнения, так и с дисперсией.

7.2 Линейное изменение периодов ветровых волн

Как было сказано выше нелинейное изменение периодов ветрового волнения можно связать с развитием ветрового волнения, с резким изменением скорости и направления ветра в зоне действия циклона (тайфуна), с эффектом Доплера. Можно предположить, что линейное изменение периодов ветрового волнения зависит только от дисперсионного уравнения: волны с большими периодами имеют большие скорости, чем волны с меньшими периодами, и, поэтому, первыми приходят в зону наблюдения. Если классическое дисперсионное уравнение справедливо,

то при неподвижном источнике, оно должно точно описывать наблюдаемое линейное уменьшение периодов ветрового волнения в зоне наблюдения. Исследуем данные закономерности при анализе экспериментальных данных, полученных при помощи лазерных измерителей вариаций давления гидросферы (или лазерных гидрофонов), установленных в различных шельфовых зонах Японского моря.

На основе полученных экспериментальных данных лазерных измерителей вариаций давления гидросферы и их аппроксимаций полиномами различной степени было выбрано несколько участков, главными критериями для выбора которых была линейность участка при максимальном изменении периода. Для последующей аппроксимации были выделены линейные участки длиной в 10 часов (36000 отсчетов). В результате были получены 28 отрезков с линейно убывающим периодом. Для каждого участка была проведена аппроксимация реализаций периода. Аппроксимация проводилась при помощи линейной, экспоненциальной, показательной и полиномиальной регрессиями. Практически во всех случаях, линейная аппроксимация с достаточной точностью может описывать данный процесс. Остановимся на ней более детально. Для всех участков была создана таблица 7.3, в которую были занесены начальный период участка, конечный период участка, абсолютное изменение периода и уравнения аппроксимации. Ниже приведен пример данной таблицы для семи участков записи.

Таблица 7.3 Расчётные данные. T_0 – период в начальный момент времени t_0 выбранного участка, T_1 – период в конце участка, ΔT – изменение периода на всем участке.

	Уравнение	T_0, c	T_1, c	$\Delta T, c$	Расстояние, км
	$T(t) = -5.06 \cdot 10^{-5} \cdot t + 10.45$	10.45	8.63	1.82	2783
	$T(t) = -4.60 \cdot 10^{-5} \cdot t + 8.83$	8.83	7.17	1.66	1373
	$T(t) = -3.65 \cdot 10^{-5} \cdot t + 7.63$	7.63	6.31	1.72	1573
	$T(t) = -7.56 \cdot 10^{-5} \cdot t + 9.92$	9.92	7.19	2.73	1468
	$T(t) = -2.22 \cdot 10^{-5} \cdot t + 6.90$	6.90	6.10	0.80	2956
	$T(t) = -6.75 \cdot 10^{-5} \cdot t + 11.53$	11.53	9.10	2.43	2426
	$T(t) = -1.27 \cdot 10^{-5} \cdot t + 9.22$	9,22	8.76	0.46	9864

В последнем столбце таблицы приведено расчётное расстояние до источника ветровых волн (барическая депрессия), полученное из дисперсионного уравнения для глубокой воды и уравнений $L = c_0 t_0$ и $L = c_1 t_1$ при известном временном промежутке Δt изменения периода ΔT ,

равном длине анализируемого участка (где: L расстояние до источника ветровых волн, c_0 скорость распространения волн с периодом T_0 , c_1 - скорость распространения волн с периодом T_1). Из дисперсионного уравнения для глубокой воды и уравнений $L = c_0 t_0$ и $L = c_1 t_1$ имеем:

$$L = \frac{T_1}{T_0 - T_1} \times \frac{g T_0}{2\pi} \Delta t. \quad (7.2)$$

В соответствии с расчётами источник ветровых волн во всех случаях должен находиться за пределами Японского/Восточного моря, что невозможно. Таким образом, по дисперсионному уравнению для глубокой воды невозможно проследить динамику периодов ветровых волн. В дальнейшем на основе полученных экспериментальных данных и уравнений аппроксимаций мы выведем эмпирическое уравнение, по которому можно проследить динамику периодов ветровых волн в любом направлении временной шкалы.

Уравнения аппроксимаций имеют стандартный вид линейной зависимости $y(x) = -kx + b$, где k - коэффициент наклона прямой, минус перед коэффициентом показывает что функция убывает, b - начальное значение прямой при аргументе $x=0$. В нашем случае аргументом является время t , которое находится в пределах от 0 до 36000 (10 ч), а начальным значением является период T_0 при $t=0$. Коэффициент наклона k в данных функциях непосредственно зависит от изменения периода ΔT и постоянного коэффициента, который обозначим как K . Ниже приведена таблица 7.4 расчетов данного коэффициента. Для расчета были взяты 28 участков, расчет велся по формуле $k/\Delta T$.

Таблица 7.4. Расчёт коэффициента K

№	k	$\Delta T, c$	K	№	k	$\Delta T, c$	K
1	5.061	1.82	2.780769	15	2.105	0.76	2.769737
2	4.600	1.66	2.771084	16	2.643	0.95	2.782105
3	3.650	1.72	2.722093	17	2.091	0.75	2.788000
4	7.568	2.73	2.772161	18	1.336	0.49	2.726531
5	2.227	0.80	2.783750	19	2.980	1.07	2.785047
6	0.817	0.29	2.817241	20	7.136	2.57	2.776654
7	1.263	0.45	2.806667	21	4.178	1.50	2.785333
8	2.918	1.05	2.779048	22	1.341	0.48	2.793750
9	6.752	2.43	2.778601	23	5.030	1.81	2.779006

10	1.950	0.71	2.746479	24	6.348	2.29	2.772052
11	1.273	0.46	2.767391	25	1.839	0.66	2.786364
12	2.065	0.75	2.753333	26	2.714	0.98	2.769388
13	4.692	1.69	2.776331	27	2.894	1.04	2.782692
14	2.671	0.96	2.782292	28	2.250	0.81	2.777778

Как можно увидеть из таблицы 7.4 коэффициент K практически одинаков для всех случаев, по крайней мере в первом знаке после запятой, а среднее его значение для всех случаев 2.753. Таким образом, учитывая знак и степень, коэффициент $K = -2.753 \cdot 10^{-5}$, а общую для всех участков функцию изменения периода можно записать в виде:

$$T(t) = K \times \Delta T \times t + T_0. \quad (7.3)$$

Проведем проверку данной функции для одного из выбранных участков. Построим графики линейной регрессии участка №23 и общей функции. На выбранном участке начальное значение периода T_0 составляет 12.93 с, а изменение периода ΔT 1.81 с. Ниже приведены сравниваемые функции.

$$T(t) = -5.03 \times 10^{-5} \times t + 12.93, \quad (7.4)$$

$$T(t) = -2.753 \times 10^{-5} \times 1.81 \times t + 12.93. \quad (7.5)$$

Графики данных функций, которые почти сходятся, и только в конце имеют небольшую погрешность, не превышающую 0.01 с. Такая же проверка прошла и на других 5 участках, погрешность во всех случаях не превышала 0.1 с. Необходимо отметить, что данная общая функция подходит только для участков размером в 36000 секунд (10 ч) и убывающих по линейной зависимости.

Теперь рассмотрим случай с участком длительностью в 20 часов (7200 сек). Это участок записи был сделан 26.09.2010 года. Выделим область спектральных максимумов и исследуем их посредством линейной регрессии. Начальный период участка 6.98 с, конечный 5.37 с, изменение периода 1.61 с. Запишем функцию полученной регрессии:

$$T(t) = -2.23 \times 10^{-5} \times t + 6.98. \quad (7.6)$$

Можно предположить, что если участок в 2 раза больше, то и наклон функции должен изменяться соответственно, вычислим коэффициент K для данного участка $k/\Delta T = 1.38$, отсюда видно, что это тот же коэффициент K , что и для участка в 10 часов, но в 2 раза меньше. В результате получаем $K_{20} = K_{10}/2$, где K_{20} – коэффициент наклона для участка в 20 часов, а K_{10} – коэффициент наклона для участка в 10 часов, соответственно. Запишем общую функцию

изменения периода для анализируемых участков длительностью в 20 часов и проведем сравнение (рисунок 7.6).

$$T(t) = 0.5 \times K \times \Delta T \times t + T_0. \quad (7.7)$$

Функции сходятся практически полностью, данная общая формула была проверена на пяти участках длительностью в 20 часов, погрешность на всех участках составляла не больше 0.1 с.

Так как в начале данной работы были участки длительностью 10 часов и коэффициент K рассчитывался именно для этого временного интервала обозначим данный коэффициент как K_{10} . Логично предположить, что если мы будем рассматривать участки длительностью в 5 часов, то данный коэффициент будет в 2 раза больше. Таким образом, для участков произвольной длины будет справедливо в общей функции перед коэффициентом поставить множитель $10/\Delta t$, где Δt длительность участка в часах. Таким образом общая функция будет выглядеть следующим образом:

$$T(t) = \frac{10}{\Delta t} \times K_{10} \times \Delta T \times t + T_0. \quad (7.8)$$

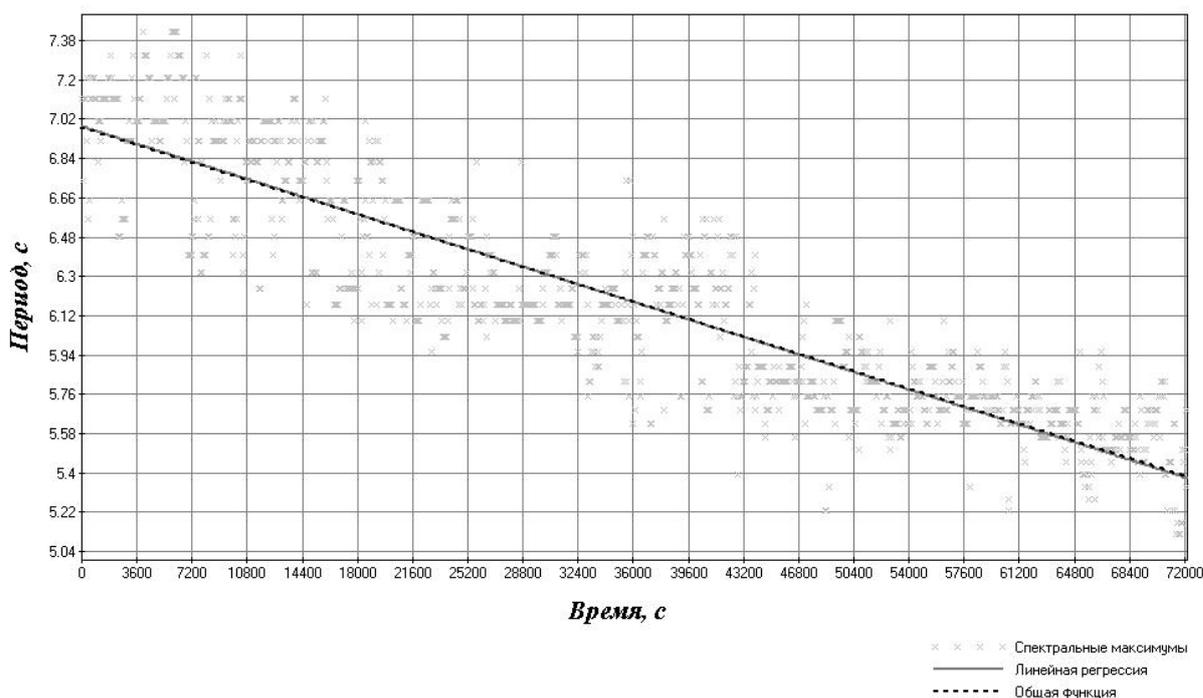


Рисунок 7.6 – Графики сравнения.

Для проверки возьмем участок записи, полученный 12.08.2010 года, динамическая спектрограмма которого приведена на рисунке 7.7. На нем выберем произвольный участок и найдем начальный и конечный периоды.

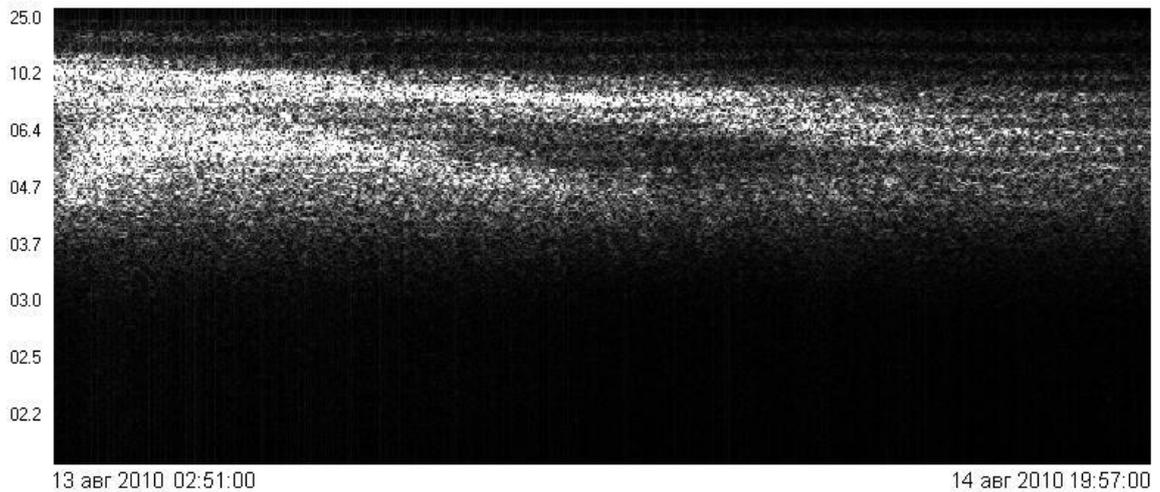


Рисунок 7.7 – Динамическая спектрограмма.

Длительность участка составляет 61560 секунд или 17.1 ч, начальный усредненный период составляет 8.75 с, конечный 7.2 с, изменение периода 1.6 с. Подставим все значения в общее уравнение и получим:

$$T(t) = \frac{10}{17.1} \times (-2.753 \times 10^{-5}) \times 1.6 \times t + 8.75. \quad (7.9)$$

Построим график данной функции и сравним ее с линейной функцией, построенной с применением регрессивного анализа. На рисунке 7.7 график общей функции достаточно точно описывает поведение периода. Погрешность периодов между линейной регрессией и функцией (14.43) составляет 0.06 с.

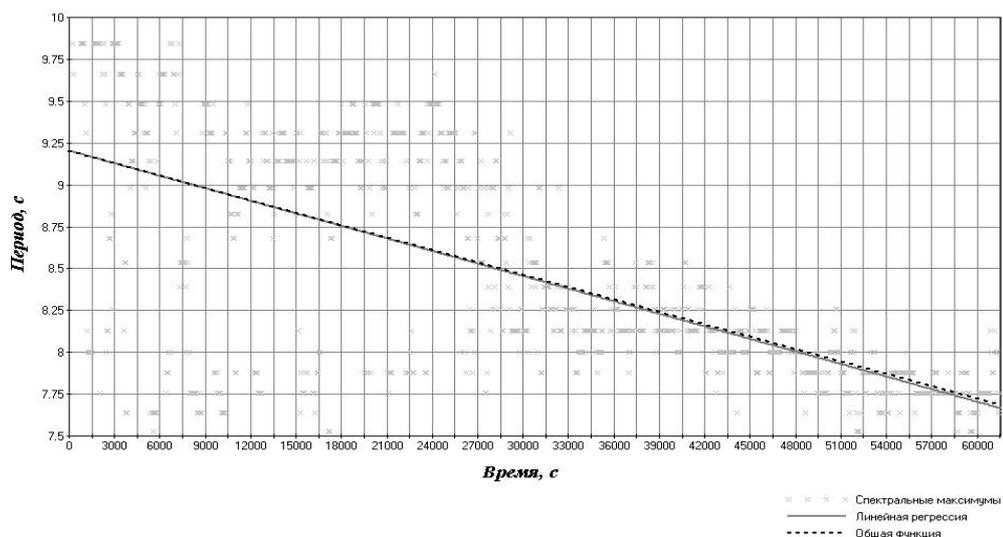


Рисунок 7.8 – Графики функции (3.43) и линейной функции, построенной с применением регрессивного анализа.

Чтобы упростить выражение можно вынести из множителя число 10 и внести его в коэффициент K_{10} переобозначив его в K_{10}^* , и окончательно получим:

$$T(t) = K_{10}^* \times \frac{\Delta T}{\Delta t} \times t + T_0, \quad (7.10)$$

где $K_{10}^* = -2.753 \times 10^{-4}$, а Δt - длительность участка в часах.

Таким образом, на основе экспериментальных данных выведено эмпирическое уравнение (7.10) временного изменения периодов ветрового волнения в точке регистрации, удалённой от зоны действия барических депрессий над морем или океаном. Уравнение справедливо для изменений периодов близких к линейному закону. По данному уравнению можно определить значения периодов поверхностных ветровых волн в любом направлении временной шкалы.

7.3 Неклассическое изменение периода ветровых волн

В результате проведённого цикла экспериментальных исследований с применением лазерно-интерференционных приёмных систем установлено, что при движении ветровых волн по шельфу убывающей глубины происходит их трансформация с уменьшением периода и энергии.

В качестве лазерно-интерференционных приёмных систем использовались лазерный измеритель вариаций давления гидросферы и мобильный лазерный измеритель вариаций давления гидросферы, входящие в состав лазерно-интерференционного аппаратно-программного комплекса, которые были установлены на различных глубинах в бухте Витязь залива Петра Великого Японского моря по направлению движения морских ветровых волн (рисунок 7.9). Лазерный измеритель вариаций давления гидросферы был установлен на глубине 11.8 м, а мобильный лазерный измеритель вариаций давления гидросферы – на глубине 4.5 м. Расстояние между установками составляло 96 м. Информация с указанных лазерно-интерференционных систем по кабельным линиям поступала на береговой пост наблюдения и заносилась в ранее организованный банк данных с частотой дискретизации 500 Гц. В дальнейшем полученные экспериментальные данные обрабатывались с помощью специально созданного пакета прикладных программ «Deformograf», предусматривающего использование разнообразных методов спектрального и статистического оценивания.

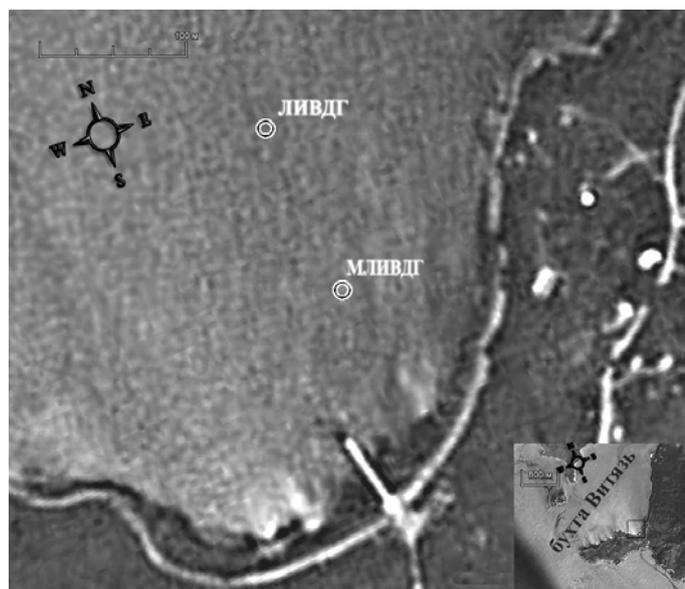


Рисунок 7.9 – Схема расположения приборов в бухте Витязь.

В бухте Витязь существуют два вида ветровых волн: волны, пришедшие извне, и волны, которые генерируются ветром в самой бухте. Волны, пришедшие извне, обусловленные ветровым волнением открытой части Японского моря, имеют периоды от 5 до 11 с (с небольшими вариациями). Как показывают наши измерения, периоды ветровых волн, которые генерируются внутри бухты, находятся в диапазоне от 2 до 4 с (с небольшими вариациями). С целью исследования динамики ветровых волн и изучения природы их образования были обработаны массивы данных, полученные в августе 2011 года и в январе 2012 года. В январе 2012 года работал лишь лазерный измеритель вариаций давления гидросферы, и поэтому его данные были использованы только для разделения ветровых волн на внешние и внутренние. Полученные экспериментальные данные обрабатывались по следующей методике: 1) на первом этапе они обработаны низкочастотным фильтром Хэмминга с частотой среза 1 Гц; 2) на втором этапе выполнено прореживание с усреднением, коэффициент прореживания при начальной частоте дискретизации 500 Гц брался равным 500, т.е. после данной процедуры итоговая частота дискретизации ряда становилась равной 1 Гц; 3) на третьем этапе исследовалась динамическая спектрограмма, полученная при обработке всего массива данных; 4) на четвертом этапе выборочно выполнялась спектральная обработка выделенных участков данных на основе применения метода максимального правдоподобия или быстрого преобразования Фурье.

На рисунках 7.10 и 7.11 приведены графики изменений скорости ветра в районе бухты Витязь и динамические спектрограммы, полученные при обработке участков записи лазерного измерителя вариаций давления гидросферы летнего и зимнего периода измерений, на которых выделяются две области ветрового волнения. Ветровые волны с периодами около 7.5 и 10.5 с

пришли из открытой части Японского моря, а ветровые волны с периодами от 2.8 до 4.2 с возникли в самой бухте Витязь. Данные утверждения следуют из анализа спектрограмм, приведённых на рисунках 7.10 и 7.11. В начальной части рисунка 7.10 не видно возмущений в диапазоне периодов 1-5 с, а присутствуют возмущения, вызванные ветровыми волнами с периодами около 7-8 с. Затем возникает волнение с периодом около 2.8 с, которое, по истечении некоторого времени, развивается до волнения с периодом 4.2 с. Возникновение данного ветрового волнения и его развитие никак не связано с ветровым волнением открытой части Японского моря, а связано с воздействием ветра на водную поверхность бухты. Появление ветрового волнения указанного диапазона периодов связано с возникновением ветра в данном регионе определённого направления.

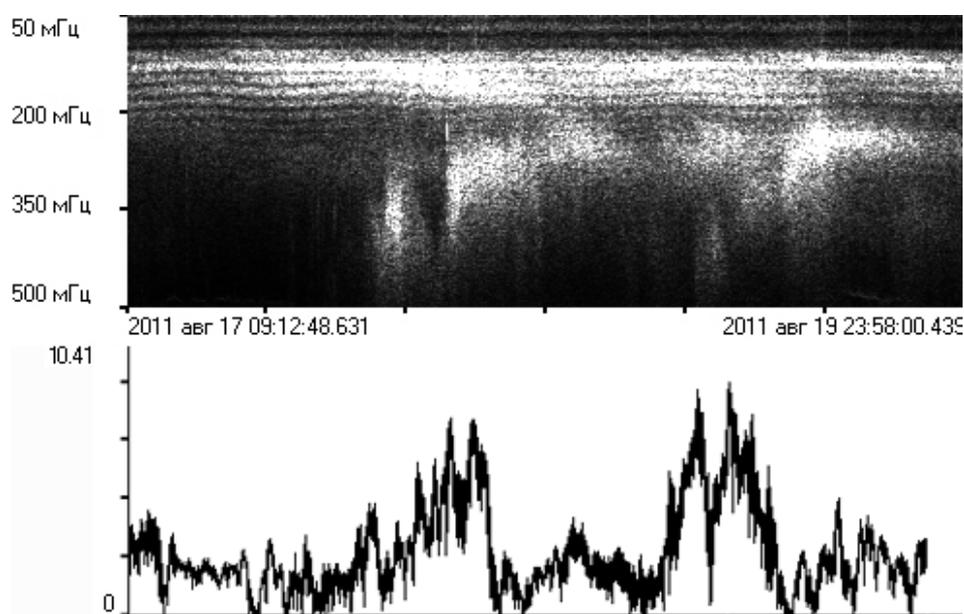


Рисунок 7.10 – Динамическая спектрограмма лазерного измерителя вариаций давления гидросферы и график изменения скорости ветра.

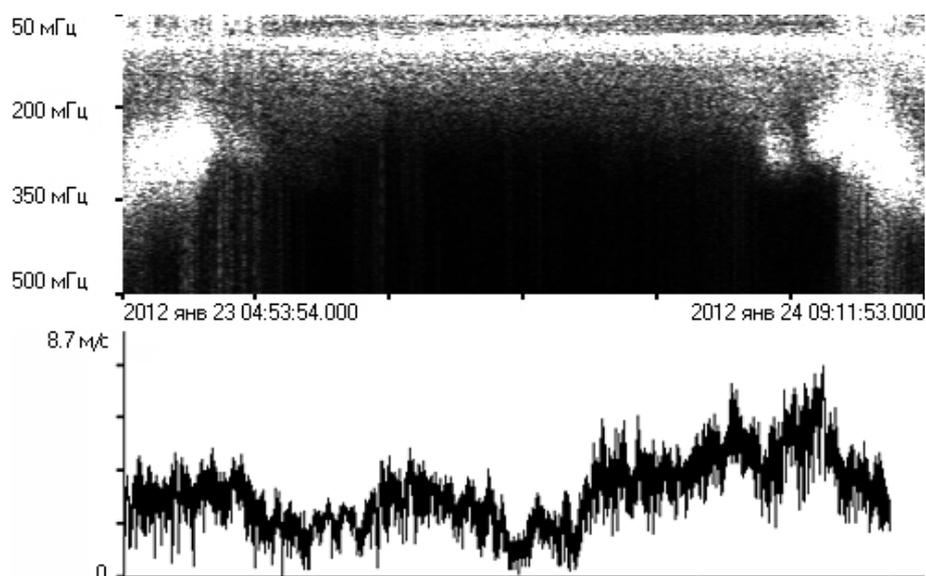


Рисунок 7.11 – Динамическая спектрограмма лазерного измерителя вариаций давления гидросферы и график изменения скорости ветра.

Как видно из рисунка 7.10 в его начальной части скорость ветра была небольшой, причём ветер был «северного» - «северо-восточного» направления. При этом величина разгона была небольшой, что можно видеть из рисунка 7.9. Затем скорость ветра увеличилась, а направление поменялось на «северо-западное» - «западное», при этом величина разгона значительно увеличилась. В процессе его усиления и с течением времени рос период указанного ветрового волнения, что было зарегистрировано лазерным измерителем вариаций давления гидросферы. Следующее усиление скорости ветра такого же направления привело к увеличению интенсивности и периода ветрового волнения (рисунок 7.10). Принадлежность данного ветрового волнения к ветровому волнению, возникающему в бухте Витязь, подтверждается при анализе рисунка 7.11. Ветровое волнение с периодом около 10.5 с является ветровым волнением открытой части Японского моря. А ветровое волнение с периодом, лежащим в диапазоне от 3.5 до 4 с, возникло в бухте Витязь. В начальной и конечной частях рисунка 7.11 присутствует возмущение в указанном диапазоне частот, а в остальной части его нет. Присутствие данного возмущения и его отсутствие чётко коррелирует с отсутствием и присутствием ледяного покрова, который «пригонялся» или «выгонялся» из бухты ветром при смене его направления. В начальной части рисунка подул ветер «северо-западного» направления, который стал «пригонять» колотый лёд в бухту Витязь из бухты Троицы, затем ветер поменял своё направление на «северо-восточное», который стал «выгонять» лёд из бухты вдоль берега. Это привело к тому, что вода над прибором открылась и он стал регистрировать ветровое волнение, возникающее в бухте, период которого стал уменьшаться из-за изменения величины разгона «северо-восточного» ветра. Эти выводы подтверждены записью

камеры видео мониторинга, осуществляющей панорамное наблюдение акватории, прилегающей к м. Шульца. При наличии льда, даже колотого, в бухте Витязь при ветре не наблюдались ветровые волны с периодами, лежащими в диапазоне от 2 до 4 с, что также указывает на то, что они генерируются в бухте Витязь.

Далее проанализируем данные диапазона ветрового волнения, полученные на двух пространственно разнесённых лазерно-интерференционных установках. Особое внимание уделим динамике ветровых волн открытой части Японского моря, заходящих в бухту Витязь. Проанализированный период охватывает временной интервал с 1 по 21 августа 2011 года. В данный временной интервал регистрировались ветровые волны с периодами от 5 до 8 с, которые вызваны ветром, действующим над Японским морем, и связаны с его параметрами (скорость, направление, время действия). По вышеприведённой методике обрабатывались синхронные участки данных лазерного измерителя вариаций давления гидросферы и мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы, расположенных в бухте Витязь (рисунок 7.9). Учитывая, что расстояние между двумя установками ветровая волна преодолевает за время не более 10 с, то можно утверждать, что на протяжении длины одной выборки длительностью 8192 с данные двух указанных установок синхронны. При анализе всех указанных данных вытекает нижеследующее: периоды и энергия ветровых волн уменьшаются при их движении от места расположения лазерного измерителя вариаций давления гидросферы до места расположения мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы, т.е. при движении от точки моря с глубиной 11.8 м до точки моря с глубиной 4.5 м. На этих глубинах, и на глубинах от 11.8 до 4.5 м морская волна взаимодействует с дном, отдавая часть своей энергии верхнему слою земной коры.

Данный процесс наблюдается не только при значительных амплитудах ветровых волн, но и при малых амплитудах ветровых волн (хотя в любом из этих случаев ветровые волны с каким-то приближением можно считать нелинейными). Процент изменения периодов ветрового волнения варьируется, так как в разные промежутки времени кроме ветрового волнения в анализируемом диапазоне частот присутствуют другие возмущения атмосферного и гидросферного происхождения, что влияет на точность определения основного периода ветрового волнения. Тем не менее, при распространении ветровых волн по исследуемому участку средний процент изменения периодов ветрового волнения в диапазоне 5-6 с составляет около 6%, а средний процент изменения периодов ветрового волнения в диапазоне 6-7 с составляет около 7%. Понятно, что данное изменение периодов ветрового волнения связано не только с длиной ветровой волны, но и с её амплитудой. В качестве характерного примера динамики ветровых волн при их движении по шельфу убывающей глубины на рисунке 7.12 приведены спектры синхронных участков записей лазерного измерителя вариаций давления гидросферы и мобильного лазерного измерителя

вариаций давления гидросферы, из которых видно, что основной максимум ветрового волнения с периодом 6.45 с трансформировался в максимум с периодом 6.00 с.

Таким образом, установлено, что по мере распространения, по шельфу монотонно убывающей глубины ветровая волна при взаимодействии с дном теряет часть своей энергии (передает дну), что приводит к трансформации её спектра и энергия в нём перераспределяется в более высокочастотную область. Величины данных изменений зависят не только от длин ветровых волн и степени уменьшения глубины, но и от их амплитуд.

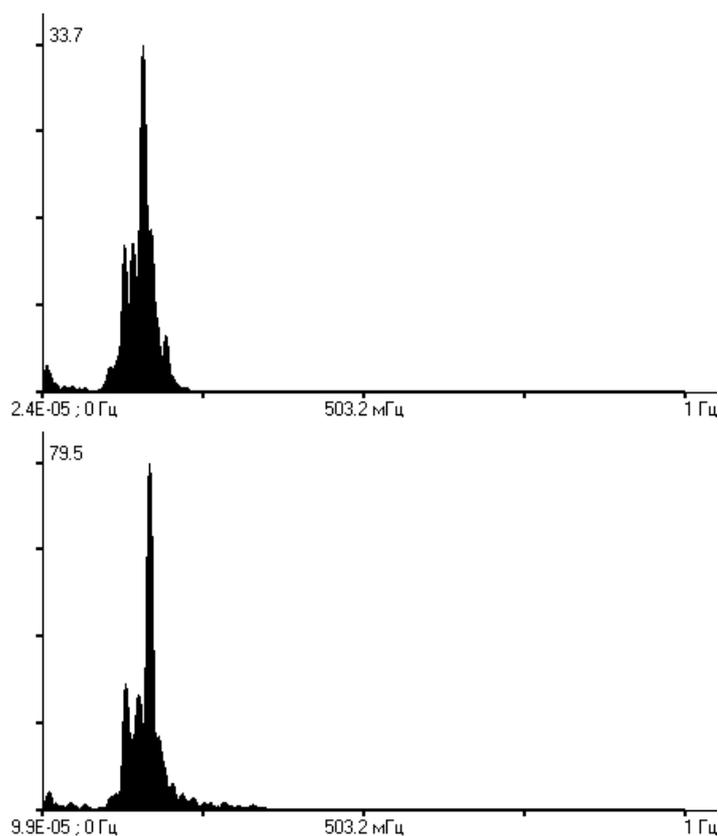


Рисунок 7.12 – Спектры синхронных участков записей лазерного измерителя вариаций давления гидросферы и мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы.

Далее проанализируем результаты обработки полученных экспериментальных данных для этого случая подробнее. Учитывая малое расстояние между установками (96 м) и скорости распространения морских ветровых волн на мелкой воде (6-10 м/с) парные участки записей лазерного измерителя вариаций давления гидросферы и мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы брались с небольшим временным сдвигом (порядка 10 с) длиной примерно по 410 с (при частоте дискретизации 20 Гц), т.е. практически анализировались синхронные участки записей двух пространственно разнесённых установок. В таблице 7.5

приведены некоторые результаты обработки парных рядов лазерного измерителя вариаций давления гидросферы и мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы, практически совпадающих по времени, а также дополнительные расчётные данные для ветровых волн, распространяющихся по шельфу конечной (заданной) глубины.

Таблица 7.5 Результаты обработки

№№	Период, с	Глубина моря, м	Длина волны, м	Скорость, м/с	Отн. давление на дне	Отн. амплитуда волны
1	4.90	11.8	36.26	7.4	414	0.160
	4.47	4.5	25.03	5.6	874	0.150
2	5.65	11.8	45.80	8.1	276	0.072
	5.15	4.5	30.40	5.9	440	0.065
3	5.50	11.8	44.00	8.0	285	0.079
	5.36	4.5	31.60	5.9	550	0.078
4	5.82	11.8	48.30	8.3	388	0.094
	5.58	4.5	33.50	6.0	640	0.088
5	6.17	11.8	52.40	8.5	561	0.120
	4.79	4.5	27.80	5.8	663	0.100
6	5.07	11.8	38.5	7.6	815	0.320
	4.71	4.5	26.85	5.7	1928	0.310
7	4.87	11.8	36.04	7.4	498	0.198
	4.58	4.5	26.11	5.7	1111	0.183
8	6.90	11.8	62.1	9.0	1449	0.261
	6.50	4.5	40.3	6.2	1798	0.226
9	6.4	11.8	55.68	8.7	2010	0.407
	6.2	4.5	37.82	6.1	2436	0.315
10	6.4	11.8	55.68	8.7	1865	0.278
	6.2	4.5	37.82	6.1	1996	0.258

Как видно из таблицы никаких особенных зависимостей между изменениями периодов ветровых волн и изменениями амплитуд ветровых волн не обнаружено, кроме одной: почти всегда уменьшение периода ветровых волн связано с уменьшением амплитуд ветровых волн. При этом можно отметить, что для периодов меньше 6.2 с существует почти (в среднем) линейная связь между процентным изменением периодов ветровых волн и процентным изменением амплитуд ветровых волн. Для периодов больше 6.2 с наблюдается нелинейная связь – в процентном отношении изменение амплитуд ветровых волн существенно больше изменения периодов ветровых волн. Рассмотрим причины данных изменений. Расчёты будем проводить в соответствии с теорией, описанной в [23]. Хотя там рассматриваются только линейные случаи, что не верно. Но,

к сожалению, нелинейные уравнения, в которых учтены все силы, действующие на воду, никто не может решить. Поэтому будем пользоваться тем что есть и попытаемся описать возможную причину изменения периода и оценить количественно данное изменение. Кроме того, полученные оценки проверим на других натуральных данных.

Давление P , которое оказывает на дно ветровая волна можно рассчитать по формуле [23]:

$$P = \frac{g\rho a}{ch(kh)}, \quad (7.11)$$

где: g - ускорение свободного падения, ρ - плотность воды, a - амплитуда волны, $k = 2\pi/\lambda$ - волновое число, h - глубина моря. В таблице 7.5 в предпоследнем столбце приведены относительные давления, полученные на основе экспериментальных данных, по которым были рассчитаны относительные амплитуды ветровых волн на поверхности воды. Изменение периодов ветровых волн при движении их по наклонному шельфу может быть связано со средней величиной интегрального давления по всей трассе распространения волны (96 м). Ясно, что чем больше частички воды, движущиеся под действием ветровой волны у дна, давят на дно, тем большая часть энергии волны будет уходить в дно. Поэтому уносимая в дно энергия будет пропорциональна суммарному давлению, которое оказывает на дно морская ветровая волна на рассматриваемом участке. Проведём расчёты суммарного давления для пар волн, приведённых в таблице 7.5. Для каждого элемента пары это суммарное давление можно оценить по формуле:

$$P_{\text{сум}} = \int_{h_2}^{h_1} \frac{g\rho a}{ch(kh)} dh. \quad (7.12)$$

Выражение (14) можно представить в таком виде:

$$P_{\text{сум}} = \frac{g\rho a\lambda}{\pi} \left(\operatorname{arctg} \left(e^{\frac{2\pi h_1}{\lambda}} \right) - \operatorname{arctg} \left(e^{\frac{2\pi h_2}{\lambda}} \right) \right). \quad (7.13)$$

При $a=1$ для морской ветровой волны с длиной волны, равной 48 м, имеем $P_{\text{сум}} = 44.34$ кПа, а для морской ветровой волны с длиной волны, равной 66 м, имеем $P_{\text{сум}} = 54.17$ кПа. Таким образом при непрерывном воздействии на дно моря суммарного давления, равного 7.39 кПа, в первом случае период волны изменяется (уменьшается) на 1%, а для второго случая при непрерывном воздействии на дно моря суммарного давления, равного 7.74 кПа период волны изменяется (уменьшается) на 1%. Т.е., с учётом возможных ошибок приближения, можно считать, что при непрерывном воздействии морской ветровой волны на дно любого периода при суммарном давлении, равном 7.56 кПа, её период изменяется (уменьшается) на 1%.

Ранее рассмотрены два случая динамики периода морской ветровой волны 2007 года, когда лазерный измеритель вариаций давления гидросферы стоял на глубине 27 м. В расчёт не бралось изменение периода ветровой волны при взаимодействии с дном. Для первого случая при

изменении периода волны с 10.4 с до 6.9 с при временном промежутке между ними в 32.5 ч по дисперсионному уравнению для глубокой воды получено, что источник ветровых волн должен находиться на расстоянии 3791 км. Для второго случая при изменении периода волны с 9.4 с до 6.9 с при временном промежутке между ними в 16.4 ч по дисперсионному уравнению для глубокой воды получено, что источник ветровых волн должен находиться на расстоянии 2402 км. Т.е. в первом и втором случаях источники ветровых волн должны находиться за пределами Японского/Восточного моря, что невозможно, т.к. данное море является практически закрытым для ветровых волн открытой части Тихого океана.

С учётом нашего выражения (7.13) и полученных оценочных параметров изменения периодов ветровых волн за счёт трения частиц волны о дно моря оценим возможное изменение периодов указанных в предыдущем абзаце случаев при распространении волн от глубин $h = \lambda/2$ до $h = 27$ м. Будем считать, что: ветровая волна с периодом 10.4 с имеет длину волны (глубокое море) 169 м, ветровая волна с периодом 6.9 с имеет длину волны (глубокое море) 74 м, ветровая волна с периодом 9.4 с имеет длину волны (глубокое море) 138 м. Тогда суммарное давление, воздействующее на дно, при амплитуде волны, равной 1, для волны с периодом 10.4 с будет равно 184.6 кПа. При условии, что при воздействии суммарного давления на дно, равном 7.56 кПа, период волны уменьшится на 1% получаем, что при 184.6 кПа период волны должен уменьшится на 24%, т.е. первоначальный период волны, которая «входит» на шельф при глубине моря 169 м будет равна 13.7 с, а не 10.4 с. Для волны с периодом 6.9 м при таких же расчётах имеем, что при «вхождении» волны на шельф при глубине моря 74 м период её должен быть равен 7.1 с, а не 6.9 с. Аналогично, для волны с периодом 9.4 с имеем, что при «вхождении» ветровой волны на шельф при глубине моря 138 м её период должен быть не 9.4 с, а 11.2 с. Далее, в соответствии с (7.2) рассчитаем возможное расстояние до источника ветровых волн при новых, расчётных, значений периодов. Для динамики ветровых волн от периодов 13.7 с до 7.1 с в течение 32.5 ч этот источник должен находиться на расстоянии 2690 км от места регистрации (ранее было 3791 км). Для динамики ветровых волн от периодов 11.2 с до 7.1 с в течение 16.4 ч этот источник должен находиться на расстоянии 1787 км от места регистрации (ранее было 2402 км).

Теперь об особенностях применения формулы (7.13) для расчётов. Везде мы считали, что длина волны в точке регистрации будет равна длине волны на «глубокой» воде. На самом деле это не совсем верно. Таким образом в своих расчётах мы должны сделать поправку, что длина волны для точки регистрации (глубина моря 27 м) в выражении (7.13) будет меньше. Второе: в своих расчётах мы везде принимали амплитуду волны, равную 1. Это не совсем верно. Для волн с периодом 13.7 с и 7.1 с они будут различны в точке регистрации, если даже считать, что они вышли из зоны действия барической депрессии с равными амплитудами. При своём распространении даже по «глубокому» морю амплитуда волны с периодом 13.7 с из-за диссипативных эффектов

уменьшится меньше, чем амплитуда волны с периодом 7.1 с. К сожалению, мы не можем рассчитать по имеющимся теоретическим формулам длины волн при глубине моря 27 м, так как все они получены при грубом линейном приближении и при условии, что период волны никогда не меняется, что совершенно не верно. Единственная надежда на проведение крупномасштабного комплексного эксперимента по регистрации пространственно-временной динамики параметров ветровых волн от мест их возникновения до мест разрушения. Кроме того, учитывая то, что дисперсионное уравнение (7.2) получено в условиях линейного приближения, без учёта слагаемых более высоких порядков и, тем более, без учёта влияния множества сил, кроме гравитационной, можно констатировать, что оно верно только с каким-то, грубым, приближением. Величину этого приближения мы можем получить только при анализе экспериментальных данных, которых, к сожалению, до сих пор в мире никто не получил. Учитывая сказанное, мы по вышеуказанным формулам не можем оценить, как же меняется период ветровых волн со временем в точке регистрации. Эти оценки мы постараемся получить при дальнейшем анализе полученных экспериментальных данных.

8 Исследование динамики аномальных деформационных сигналов, вызванных процессами подготовки и развития цунамигенных и не цунамигенных землетрясений

8.1 Магнитудные инварианты в сейсмологии

В сейсмологии хорошо известны [32-36] общепланетарные регрессионные формулы с магнитудой M , применимые в среднем для всех сейсмоактивных регионов планеты:

$$T = T(M) = T_M = 10^{aM-b} \text{ лет}, \quad (8.1)$$

$$\Delta t = \Delta t(M) = \Delta t_M = 10^{a_0M-b_0} \text{ лет}, \quad (8.1)$$

$$r_c = r_c(M) = r_{cM} = 10^{a_1M-b_1} \text{ км}, \quad (8.3)$$

$$\Delta W = \Delta W(M) = \Delta W_M = 10^{a_2M-b_2} \text{ Дж}, \quad (8.4)$$

$$E_c = E_c(M) = E_{cM} = 10^{a_3M-b_3} \text{ Дж}, \quad (8.5)$$

$$V_c = V_c(M) = V_{cM} = 10^{a_4M-b_4} \text{ км}^3, \quad (8.6)$$

где

$$\left. \begin{aligned} a &= 0.5, \quad b = 2.1; \quad a_0 = 0.26, \quad b_0 = 3.50; \\ a_1 &= 0.5, \quad b_1 = 2.28; \quad a_2 = 1.5, \quad b_2 = -7.18; \\ a_3 &= 1.5, \quad b_3 = -4.8; \quad a_4 = 1.5, \quad b_4 = 6.2. \end{aligned} \right\} \quad (8.7)$$

При этом соотношения (8.1) и (8.2) являются соответственно 1-ой и 2-ой формулами Зубкова [32], определяющие время T (по долгосрочным предвестникам) возможного повторения землетрясения (время цикла землетрясения, время подготовки землетрясения, время накопления потенциальной энергии ΔW_M (см. формулу (8.4)) будущего землетрясения, длительность фазы консолидации землетрясения) и период Δt проявления краткосрочных предвестников землетрясения (среднюю длительность α – стадии землетрясения, т.е. промежуток времени от момента появления первых краткосрочных предвестников землетрясения до главного толчка). Соотношение (8.3) является формулой Шебалина-Садовского [33, 34] для радиуса очага землетрясения (сейсмического очага) в сферическом приближении. Выражение (8.5) является формулой Гутенберга-Рихтера [34-36] для сейсмической энергии кóрового (обыкновенного) землетрясения (с глубиной гипоцентра менее 70 км), уносимой из сейсмического очага упругими волнами, т.е. для энергии сейсмических волн рассматриваемого землетрясения (энергии волн землетрясения). Последнее соотношение (8.6) определяет объем включения (сейсмического очага) в его максимальной фазе развития и является простым следствием формулы: $V_c = (4/3)\pi r_c^3$ (сферическое приближение). Это соотношение согласовано с формулой Цубои [34, 37–39]:

$$E_c = \varepsilon V_c, \quad (8.8)$$

где

$$\varepsilon = \varepsilon_k = 10^3 \text{ эрг} / \text{см}^3 = 10^{11} \text{ Дж} / \text{км}^3 \quad (8.9)$$

является средней (критической) объемной плотностью сейсмической энергии в очаге землетрясения.

Все 6 величин ((8.1) – (8.6)) зависят от магнитуды M землетрясения и поэтому являются магнитудными величинами. Любой комплекс магнитудных величин, независимый от магнитуды, назовем *магнитудным инвариантом*. Нетрудно увидеть, что существуют два способа получения магнитудных инвариантов. Первый способ заключается в прямом исключении магнитуды из системы двух любых соотношений (уравнений) для магнитудных величин ((8.1) – (8.6)): проще всего через предварительное логарифмирование обеих частей каждого соотношения, затем дальнейшего исключения магнитуды, а потом уже завершающего потенцирования. При этом в «игре» находятся как коэффициенты при M (т.е. коэффициенты типа a), так и свободные члены (т.е. коэффициенты типа b). В частном случае этого способа, когда коэффициенты при M совпадают для обеих магнитудных величин, проще всего магнитудный инвариант, помеченный в этом случае «тильдой», получать прямым делением одной (любой из двух) магнитудной величины на другую. В этом случае в «игре» фигурируют только коэффициенты типа b .

При втором (несколько экзотическом) способе получения магнитудных инвариантов можно работать с отдельными магнитудными величинами при сдвиге магнитуды M на любое допустимое целое число вниз или любое допустимое целое число вверх по магнитудной шкале, а затем составления отношений полученных величин друг к другу или к прежней величине с магнитудой M . Проще всего сдвигать M на одну единицу вниз или на одну единицу вверх по магнитудной шкале: $M \rightarrow M - 1$ или $M \rightarrow M + 1$. Аналогичную сдвижку по M можно производить с несколькими магнитудными величинами в комплексе (например, с двумя величинами: либо их произведениями, либо их отношениями), а затем эти полученные комплексы при $M - 1$ и $M + 1$ относить друг к другу или к данному комплексу с магнитудой M : так будет исключена магнитуда M из этих комбинаций комплексов магнитудных величин, а, следовательно, и получены новые магнитудные инварианты. При этом в «игре» находятся только коэффициенты при M . Разумеется этот способ не работает в случае отношения комплексов, сформированных в свою очередь из отношения двух магнитудных величин, когда коэффициенты при M в этих величинах совпадают. В этом случае следуют воспользоваться частной версией 1-го способа получения магнитудных инвариантов.

Второй способ получения магнитудных инвариантов, по-видимому, может понадобиться при решении различных разностных уравнений на магнитуды в случае необходимости решения сейсмологических задач на варьирование магнитудных величин по магнитудам (магнитудные задачи «оптимизации»).

Продemonстрируем первый и второй способы получения магнитудных инвариантов на рабочих примерах.

Пусть нам дана следующая пара магнитудных величин:

$$\begin{cases} X = X(M) = X_M = 10^{c_1 M - d_1} \\ Y = Y(M) = Y_M = 10^{c_2 M - d_2} \end{cases}, \quad (8.10)$$

где константы c_1 , d_1 , c_2 , d_2 известны. Тогда на основании уже изложенной выше «рецептуры» первого способа получения магнитудных инвариантов сразу имеем:

$$\Phi = Y_M^{c_1} / X_M^{c_2} = 10^{\Delta_{21}}, \quad (8.11)$$

где

$$\Delta_{21} = \begin{vmatrix} c_2 & d_2 \\ c_1 & d_1 \end{vmatrix} = c_2 d_1 - c_1 d_2. \quad (8.12)$$

Полученный магнитудный инвариант Φ можно затем возводить в любую рациональную степень с целью упрощения степеней фигурируемых размерностей для придания определенного физического смысла возведенному в данную степень магнитудному инварианту.

В частной версии этого способа получения магнитудных инвариантов, когда $c_1 = c_2$, сразу получаем:

$$\tilde{\Phi} = X_M / Y_M = 10^{d_2 - d_1} \quad (8.13a)$$

или

$$\tilde{\Phi} = Y_M / X_M = 10^{d_1 - d_2}. \quad (8.14b)$$

На основании также изложенной выше «рецептуры» второго способа получения магнитудных инвариантов имеем, например, для магнитудной величины X_M :

$$\Phi_0 = X_{M-1} / X_M = X_M / X_{M+1} = 10^{-c_1} \quad (8.14)$$

или

$$\Phi_0^{-2} = X_{M+1} / X_{M-1} = 10^{2c_1}. \quad (8.15)$$

Кстати, из (3.14) можно получить: $X_M^2 = X_{M-1} X_{M+1}$, т.е. среднюю геометрическую магнитудных величин с симметричной сдвижкой на одну единицу вниз и вверх по магнитудной шкале:

$$X_M = \sqrt{X_{M-1} X_{M+1}}, \quad (8.16)$$

что является «отражением» средней арифметической соответствующих магнитудных величин в логарифмическом масштабе. Аналогичные инварианты можно получить и для величины Y_M .

В этом способе получения магнитудных инвариантов можно работать и с комплексами магнитудных величин (например, с двумя величинами X_M и Y_M) либо в виде $X_M Y_M = (XY)_M$, либо в виде: $X_M / Y_M = (X/Y)_M$, что приводит к магнитудным инвариантам:

$$\Phi_0 = (XY)_{M-1} / (XY)_M = (XY)_M / (XY)_{M+1} = 10^{-(c_1+c_2)} \quad (8.17)$$

или

$$\Phi_0^{-2} = (XY)_{M+1} / (XY)_{M-1} = 10^{2(c_1+c_2)} \quad (8.18)$$

и

$$\Phi_0 = (X/Y)_{M-1} / (X/Y)_M = (X/Y)_M / (X/Y)_{M+1} = 10^{-(c_1-c_2)} = 10^{c_2-c_1} \quad (8.19)$$

или

$$\Phi_0^{-2} = (X/Y)_{M+1} / (X/Y)_{M-1} = 10^{2(c_1-c_2)}. \quad (8.20)$$

Если же коэффициенты при M совпадают (т.е. $c_1 = c_2$), то формулы типа (8.18) и (8.19) неприменимы, и надо переходить к инвариантам типа $\tilde{\Phi}$ (см. (8.13а) или (8.13б)).

На основании формул (8.1) - (8.6) нетрудно увидеть, что при первом способе получения магнитудных инвариантов имеется $C_6^2 = 6! / (2!4!) = 15$ таких инвариантов, которые получаются из сопоставления следующих пар магнитудных величин:

$$\left. \begin{array}{l} 1) (T_M, \Delta t_M); 2) (T_M, r_{cM}); 3) (T_M, \Delta W_M); 4) (T_M, E_{cM}); 5) (T_M, V_{cM}); \\ 6) (\Delta t_M, r_{cM}); 7) (\Delta t_M, \Delta W_M); 8) (\Delta t_M, E_{cM}); 9) (\Delta t_M, V_{cM}); \\ 10) (r_{cM}, \Delta W_M); 11) (r_{cM}, E_{cM}); 12) (r_{cM}, V_{cM}); \\ 13) (\Delta W_M, E_{cM}); 14) (\Delta W_M, V_{cM}); \\ 15) (E_{cM}, V_{cM}); \end{array} \right\} \quad (8.20)$$

т.е. находим 15 соответствующих магнитудных инвариантов: $\Phi_1, \Phi_2, \dots, \Phi_{15}$, многие из которых надо пометить сверху «тильдой», т.к. в соответствующих парах магнитудных величин совпадают коэффициенты при M .

Из этих 15-ти магнитудных инвариантов некоторые инварианты достаточно тривиальны и являются просто связью между соответствующими магнитудными величинами. Например, такими инвариантами являются 12-ый, 13-ый и 15-ый, которые с учетом (8.7) равны:

$$\Phi_{12} = \sqrt{V_{cM} / r_{cM}^3} = 10^{\Delta_{41}} = 10^{a_4 b_1 - a_1 b_4} \approx 10^{0.32} \approx \sqrt{4\pi / 3},$$

т.е.

$$\Phi_{12}^2 = V_{cM} / r_{cM}^3 = 4\pi / 3, \quad (8.21)$$

$$\tilde{\Phi}_{13} = E_{cM} / \Delta W_M \equiv \eta = 10^{b_2 - b_3} \approx 10^{-2.38} \approx 4 \times 10^{-3} \rightarrow 0.4\%, \quad (8.22)$$

$$\tilde{\Phi}_{15} = E_{cM} / V_{cM} \equiv \varepsilon_k = 10^{b_4 - b_3} \text{ Джс} / \text{км}^3 = 10^{11} \text{ Джс} / \text{км}^3 = 10^3 \text{ эрг} / \text{см}^3, \quad (8.23)$$

где η является сейсмическим КПД, а ε_k - средней критической объемной плотностью энергии в сейсмическом очаге, фигурирующей в формуле Цубои (8.8) – (8.9).

Выпишем с учетом (8.7) значения самых интересных нетривиальных магнитудных инвариантов, которыми являются 1-ый и 2-ой инварианты:

$$\Phi_1 = \Delta t_M^a / T_M^{a_0} = 10^{\Delta_0}, \quad (8.24)$$

где

$$\Delta_0 = \begin{vmatrix} a_0 & b_0 \\ a & b \end{vmatrix} = a_0 b - a b_0 = -1.204, \quad (8.25)$$

т.е.

$$\Phi_1 = \Delta t_M^{0.5} / T_M^{0.26} = \sqrt{\Delta t_M} / T_M^{0.26} = 10^{-1.204} \text{ лет}^{0.24} = 6.25 \times 10^{-2} \text{ лет}^{0.24}, \quad (8.26)$$

а также

$$\tilde{\Phi}_2 = r_{cM} / T_M = v_c = 10^{b-b_1} \text{ км} / \text{год} = 10^{-0.18} \text{ км} / \text{год} \approx 0.66 \text{ км} / \text{год}. \quad (8.27)$$

Нетрудно увидеть, чтобы получить первый магнитудный инвариант в годах, нужно возвести обе части (8.24) или (8.25) в степень $1/(a - a_0) = 1/0.24$. Таким образом, имеем некое характерное инвариантное время:

$$T_0 \equiv \Phi_1^{1/(a-a_0)} \text{ лет} = (\Delta t_M^a \times T_M^{-a_0})^{1/(a-a_0)} \text{ лет} = 10^{\Delta_0/(a-a_0)} \text{ лет}, \quad (8.28)$$

т.е.

$$T_0 = 10^{-1.204/0.24} \text{ лет} = 10^{-5.02} \text{ лет} = 9.55 \times 10^{-6} \text{ лет} = 5.06 \text{ мин} \approx 5.1 \text{ мин}. \quad (8.29)$$

По-видимому, сейсмологические процессы, происходящие в сейсмическом очаге, должны быть параметризованы этим своеобразным сейсмологическим «квантом» времени, что должно быть предметом дальнейших исследований в физике очага землетрясения. Отметим, что это характерное инвариантное время T_0 очень близко по своему значению с периодами крутильной ${}_0T_2$ и сфероидальной ${}_0S_{19}$ мод собственных колебаний Земли, соответственно равными [36, с.43]: 360,3 и 360,2 с., т.е. с периодами, равными примерно 6 мин. При этом мода ${}_0T_2$ является [36, с.41] основным крутильным (простейшим) колебанием Земли, которому соответствует только одна поверхность, секущая поверхность Земли по экватору, относительно которой Северное и Южное полушария Земли «закручиваются» в противоположных направлениях.

Правда, здесь возникает вопрос: «Какой смысл имеет малое инвариантное время $T_0 = 5,1$ мин, если оно получено из общепланетарных регрессий с единицей времени «годы»? Не является ли T_0 ошибкой «измерения» этих регрессий?». Ответ на этот вопрос может быть следующим: во-первых, это инвариантное время приведено для демонстрации «рецептуры» второго способа получения магнитудных инвариантов, и в случае наличия у исследователя «точных» регрессий (для каждого конкретного сейсмоактивного региона планеты) эти получаемые инвариантные

(«региональные») времена должны более адекватно отражать временную специфику каждого сейсмоактивного региона планеты. Во-вторых, при получении T_0 «главную скрипку» играли коэффициенты при M , т.е. коэффициенты типа a : финальное возведение в степень $1(a - a_0) = 1/0,24 = 4,17$ это хорошо подчеркивает. А эти коэффициенты имеют смысл тангенса угла наклона данных линейных регрессий в осях: $(M, \lg T_M)$ и $(M, \lg \Delta t_M)$. И эти угловые коэффициенты хорошо определены [32, с. 77-85]. Главную ошибку в данные общепланетарные регрессии вносят коэффициенты типа b , ответственные за специфику конкретного сейсмоактивного региона планеты [32, с. 77-85]. И для конкретных «региональных» регрессий мы получаем более точные результаты и более адекватные физическому смыслу инвариантные времена T_0 (для каждого конкретного сейсмоактивного региона планеты).

Что касается 2-го инварианта $\tilde{\Phi}_2$ (см. (8.11)), который можно интерпретировать как некоторую инвариантную скорость v_c протекания сейсмологических процессов в сейсмическом очаге, то значение этой скорости слишком велико для движения вещества в очаге землетрясения. Сравните с соответствующими оценками в [40], согласно которым скорости течения вещества в сейсмоактивной среде не должны превышать 10 см/год (см., например, [40, с.48-52]). По-видимому, эта инвариантная скорость v_c является скоростью распространения некоторой волны изменения физико-химических параметров сейсмоактивной среды (например, очага землетрясения) без заметного при этом движения вещества.

И скорее всего, этот инвариант $\tilde{\Phi}_2 = v_c$ является скоростью передачи энергии dE/dt извне в сейсмоактивную среду (систему). Ведь из-за тектонических движений составляющих литосферу горных пород она непрерывно подвергается силовым воздействиям. Эти движения обусловлены как энергией, поступающей из недр в результате гравитационной дифференциации земного вещества, так и космическими факторами: изменением силы тяготения Луны и Солнца при движении Земли по орбите, атмосферными движениями, вызванными Солнцем, и т.п. Под их влиянием открытая сложная система (горная порода) вступает в энергообмен с окружающей средой. Слагающие ее блоки, испытывая упругие напряжения, воспринимают дополнительную энергию извне и передают ее от блока к блоку. При этом энергонасыщенность отдельных блоков системы может превзойти так называемую энергетическую прочность [41], что приведет их в состояние неустойчивости. Блоки будут либо расчленяться, либо наоборот, объединяться с соседними в единое целое.

Потеря устойчивости сопровождается излучением упругой энергии в виде сейсмических волн, ощущаемых на поверхности Земли как землетрясения. Доля этой энергии в балансе всего процесса потери устойчивости блока невелика – до 5% [41]. Разрушение малых (метры и доли метра) блоков ведет к излучению коротких волн – акустическому шуму, который обнаруживают

приборы, установленные в буровых скважинах на глубинах, исключающих внешние звуковые помехи. Известные микросейсмы с характерными периодами 1-6 с [41] обязаны своим происхождением излучению энергии более крупными блоками (от сотен метров до нескольких километров).

Описанный процесс разрушения протекает непрерывно во всем объеме литосферы (во всяком случае, в объеме сейсмоактивной литосферы), и также непрерывно меняется сама литосфера, приспособляясь к внешним воздействиям. Процесс этот – самоорганизующийся [41]. Важнейшим его свойством является неизменность горной породы – она остается сложной блочно-иерархической системой, способной к энергомассообмену с окружающим миром и, следовательно, способной вновь и вновь участвовать в сейсмическом процессе.

Возможно, что подвод энергии от космических факторов сначала происходит в мантию (или даже во внешнее – жидкое ядро Земли), а затем эта энергия диссипируется из мантии в литосферу (или сначала из жидкого ядра Земли в мантию, а затем в литосферу), подпитывая сейсмоактивную среду энергией.

Это количество энергии E , воспринятое сейсмоактивной системой за время T_M , можно оценить следующим образом. Если скорость передачи энергии dE/dt извне в сейсмоактивную среду постоянна и равна второму магнитудному инварианту $\tilde{\Phi}_2 = v_c$, то ее поток через поверхность $S = 4\pi r_{cM}^2$ сейсмоактивной системы (сейсмического очага) в сферическом приближении равен: $v_c \times S = v_c \times 4\pi r_{cM}^2$, а количество энергии E воспринятое сейсмоактивной системой за время T_M , т.е. за время продолжительности подготовки землетрясения (время сейсмического цикла), будет пропорционально $v_c \times 4\pi r_{cM}^2 \times T_M$ с коэффициентом пропорциональности, равным ε_k - критической объемной плотности энергии согласно воззрениям Цубои (см. (8.8) и (8.9)). Тогда в момент перестройки сейсмоактивной системы (очага землетрясения) энергия E , запасенная в ней, будет равна

$$E = \varepsilon_k \times v_c \times 4\pi r_{cM}^2 \times T_M, \quad (8.30)$$

что при подстановке в (8.30) соотношений (8.9), (8.27), (8.3), (8.1) с учетом (8.7) приводит, принимая во внимание еще и (8.5), (8.7), к значению

$$E = 10^{1.5M+5.26} \text{ Дж} = 10^{0.46} \times 10^{1.5M+4.8} \text{ Дж} \approx 3E_{cM}. \quad (8.31)$$

Это значение по порядку величины соответствует сейсмической энергии корового землетрясения, что является в среднем с учетом выражений (8.30), (8.27), (8.21) и (8.8), (8.9) причинно-следственной трактовкой закона Цубои. И, следовательно, значение инвариантной скорости $\tilde{\Phi}_2 = v_c$ физически приемлемо.

Возможно, что поток энергии в сейсмический очаг надо оценивать только в одном направлении: снизу (из глубин Земли) вверх (в сейсмический очаг). И тогда в качестве оценки S надо брать не всю поверхность сейсмического очага в сферическом приближении, а только площадь его максимальной проекции на плоскость, перпендикулярную этому направлению потока энергии, т.е. $S = \pi r_{cM}^2$, что приводит в (8.30) и (8.31) к оценке E в 4 раза меньше, полученной в (8.31), т.е. к

$$E \approx 0.75 E_{cM} \approx E_{cM}, \quad (8.32)$$

что еще больше повышает ценность второго магнитудного инварианта $\tilde{\Phi}_2 = v_c$. Она будет еще выше, если исследователь будет иметь дело с более точными региональными регрессиями $r_c = r_c(M)$ и $T = T(M)$ (см. текст после формулы (8.29), относящийся к инвариантному времени T_0).

Среди магнитудных инвариантов, полученных вторым способом, возьмем только следующий (интересный с сейсмологической точки зрения) инвариант:

$$\Phi_0 = (\Delta t / T)_{M-1} / (\Delta t / T)_M = (\Delta t / T)_M / (\Delta t / T)_{M+1} = 10^{a-a_0} = 10^{0.24} \approx 1.74, \quad (8.33)$$

что очень близко по значению к отношению [42, с.126 и с.127; 12, с.63]:

$$v_p / v_s \approx 1.68. \quad (8.34)$$

Здесь v_p и v_s - соответственно фазовые скорости продольных и поперечных объемных упругих волн (волн Пуассона) [36, 42, 43]:

$$v_p = \sqrt{(K + 4G/3) / \rho}, \quad v_s = \sqrt{G / \rho}, \quad (8.35)$$

где K – модуль объемного (всестороннего) сжатия упругой твердой среды (модуль объемной упругости), G – модуль сдвига среды, ρ – плотность среды (вещества). Возможно, что это является не случайным совпадением, что также должно быть предметом дальнейших исследований в физике очага землетрясения.

Все вышеописанные магнитудные инварианты (как мы надеемся) сыграют в будущем позитивную роль в физике землетрясений, а также в проблеме возможного прогноза коровых землетрясений.

8.2 Функция и плотность распределения землетрясений по магнитудам из закона повторяемости землетрясений

В сейсмологии хорошо известна магнитудная величина N_M , точнее, закон повторяемости [34, 43, 44] землетрясений, подчиняющийся 2-му закону Гутенберга-Рихтера [28, 45, 46] и являющийся «перевернутым» распределением землетрясений по магнитудам:

$$N = N(M) = N_M = 10^{aM-b}, \quad (8.36)$$

где [46]:

$$a = -1, b = -5, \quad (8.37)$$

при этом $N = N(M) = N_M$ – среднее количество землетрясений с магнитудой, равной или большей M в том или ином сейсмоактивном регионе планеты (обычно со средней его площадью: $S = 1000$ км² [44, 47]) за определённый промежуток времени (обычно за год [44, 46, 47]), а значения (8.37) являются типичными [46] значениями параметров распределения (8.36), применимыми в среднем для всех сейсмоактивных регионов земного шара.

Данную величину $N(M)$ по определению можно связать с другой магнитудной величиной $n(M)dM$ – частотой землетрясений, происшедших на определённой площади (обычно на площади 1000 км² [44, 47]) за фиксированный отрезок времени (обычно за год [44, 46, 47]), и магнитуда которых лежит в интервале от M до $M + dM$ [45], т.е. $n(M)$ – это то же число землетрясений $N(M)$, но для магнитуды M , изменяющейся от M до $M + dM$. При этом общее число землетрясений с магнитудами выше M будет [45]:

$$N(M) \equiv N(X \geq M) = \int_M^{\infty} n(M)dM, \quad (8.38)$$

или же с учётом существования максимальной магнитуды M_{max} имеем с огромной степенью точности (см. об этом ниже):

$$N(M) \equiv N(X \geq M) = \int_M^{M_{max}} n(M)dM, \quad (8.38')$$

где X – это случайная величина (магнитуда), принимающая значение, равное или большее конкретного значения магнитуды M .

Кроме того, из (8.38) в теоретическом смысле имеем общее число землетрясений (за год) со всеми возможными магнитудами:

$$N_{tot} \equiv N(-\infty) \equiv N(X > -\infty) = \int_{-\infty}^{\infty} n(M)dM, \quad (8.39)$$

или же с учетом существования минимальной (M_{min}) и максимальной (M_{max}) магнитуд приходим с огромной степенью точности (см. об этом ниже) к соотношению:

$$N_{tot} \equiv N(M_{min}) \equiv N(X \geq M_{min}) = \int_{M_{min}}^{M_{max}} n(M)dM. \quad (8.39')$$

Так как $N(M)$ мы трактуем (по (8.36) и (8.37)) в общепланетарном смысле, то N_{tot} имеет смысл общего (среднего) числа землетрясений, происшедших на Земле в том или ином её сейсмоактивном регионе (со средней его площадью: $S = 1000$ км²) в течение 1 года с магнитудами из всего «разрешённого» природой спектра возможных магнитуд [M_{min}, M_{max}]. Из (8.39') и (8.36) сразу имеем:

$$N_{tot} \equiv N(M_{min}) = 10^a M_{min}^{-b}, \quad (8.40)$$

где a и b можно взять из (8.37).

Из (8.38) и (8.39) имеем в теоретическом смысле:

$$\begin{aligned} \frac{1}{N_{tot}} N(X \geq M) &= \frac{1}{N_{tot}} \int_M^{\infty} n(M) dM = \frac{1}{N_{tot}} \left(\int_{-\infty}^{\infty} n(M) dM - \int_{-\infty}^M n(M) dM \right) = \\ &= \frac{1}{N_{tot}} \left(N_{tot} - \int_{-\infty}^M n(M) dM \right) = 1 - \frac{1}{N_{tot}} \int_{-\infty}^M n(M) dM, \end{aligned} \quad (8.41)$$

т.е.

$$\frac{1}{N_{tot}} \int_{-\infty}^M n(M) dM = 1 - \frac{N(X \geq M)}{N_{tot}} = \frac{N(X < M)}{N_{tot}} = P(X < M) \equiv F_X(M) \equiv F(M), \quad (8.41a)$$

где $N(X < M)$ – среднее количество землетрясений с магнитудой, меньшей M в том или ином сейсмоактивном регионе планеты (с $S = 1000$ км²) за определённый промежуток времени (за 1 год), $P(X < M)$ – вероятность того, что случайная величина (магнитуда) принимает значение, меньшее конкретного значения магнитуды M в том или ином сейсмоактивном регионе планеты (с $S = 1000$ км²) за 1 год. Эта вероятность имеет смысл относительного (отнормированного на N_{tot}) числа землетрясений, происшедших во всех (в среднем) сейсмоактивных регионах планеты (с $S = 1000$ км²) в течение 1 года и имевших магнитуду, меньшую наперёд заданного значения M , т.е. она имеет смысл обычной функции распределения $F(M)$, непрерывной слева.

При этом из (8.41a) следует:

$$\begin{aligned} \frac{n(M)}{N_{tot}} &\equiv f_X(M) \equiv f(M) = \frac{1}{N_{tot}} \frac{d}{dM} \int_{-\infty}^M n(y) dy = \\ &= \frac{d}{dM} \left[1 - \frac{N(X \geq M)}{N_{tot}} \right] = \frac{d}{dM} \left[\frac{N(X < M)}{N_{tot}} \right] = \frac{dF(M)}{dM}, \end{aligned} \quad (8.42)$$

как и положено для плотности вероятности (плотности распределения вероятностей) $f(M) = n(M)/N_{tot}$, имеющей смысл относительной частоты (частности) землетрясений, происшедших во всех (в среднем) сейсмоактивных регионах планеты (с $S = 1000$ км²) в течение года и имевших магнитуду от $M - dM$ до M . Также из (8.42) имеем:

$$n(M) = - \frac{d}{dM} [N(X \geq M)] = \frac{d}{dM} [N(X < M)]. \quad (8.42')$$

Кроме того, из (8.42) можно получить:

$$F(M) = \int_{-\infty}^M f(y) dy = \frac{1}{N_{tot}} \int_{-\infty}^M n(y) dy = 1 - \frac{N(X \geq M)}{N_{tot}} \equiv 1 - P(X \geq M). \quad (8.42'')$$

При этом имеем в теоретическом смысле обычное условие нормировки:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(M) dM = \frac{1}{N_{tot}} \int_{-\infty}^{\infty} n(M) dM = 1. \quad (8.43)$$

С учётом всего «разрешённого» природой спектра возможных магнитуд $[M_{min}, M_{max}]$ условие нормировки (8.43) трансформируется (с огромной степенью точности, см. об этом ниже) в эквивалентное выражение:

$$\int_{M_{min}}^{M_{max}} f(M) dM = \frac{1}{N_{tot}} \int_{M_{min}}^{M_{max}} n(M) dM = 1, \quad (8.43')$$

т.е. везде в аналогичных интегральных выражениях пределы интегрирования $(-\infty)$ и $(+\infty)$ можно заменить соответственно на M_{min} и M_{max} .

Таким образом, из (8.42"), (8.36) и (8.40) получаем:

$$F(M) = 1 - \frac{N(X \geq M)}{N_{tot}} \equiv 1 - \frac{N(M)}{N_{tot}} = 1 - \frac{1}{N_{tot}} 10^{aM-b} = 1 - 10^{a(M-M_{min})},$$

т.е.

$$F(M) = \begin{cases} 0 & , \text{ если } M \leq M_{min}, \\ 1 - 10^{a(M-M_{min})} & , \text{ если } M > M_{min} \end{cases} \quad (8.44)$$

что с учётом (8.42) даёт:

$$f(M) = \frac{dF(M)}{dM} = \frac{d}{dM} [1 - 10^{a(M-M_{min})}] = -a \ln 10 \cdot 10^{a(M-M_{min})} = -\frac{a \ln 10}{N_{tot}} \cdot 10^{aM-b},$$

т.е.

$$f(M) = \begin{cases} 0 & , \text{ если } M \leq M_{min}, \\ -a \ln 10 \cdot 10^{a(M-M_{min})} & , \text{ если } M > M_{min}. \end{cases} \quad (8.45)$$

Эти магнитудные функцию распределения и плотность распределения вероятностей довольно легко изобразить графически. С учётом $a = -1$ из (8.37) первая начинает быстро расти с M_{min} (точнее, с точки с координатами $(M_{min}, 0)$) выпуклостью вверх и выходит на единичную горизонтальную асимптоту, а вторая, претерпевая конечный разрыв (разрыв 1-го рода), начинает быстро «падать» с M_{min} (точнее, с точки с координатами $(M_{min}, -a \ln 10)$, т.е. $(M_{min}, \ln 10)$) выпуклостью вниз и выходит на нулевую горизонтальную асимптоту.

С учётом соотношения (8.42), т.е. выражения $f(M) dM = dF(M)$, а также привлекая формулу (8.44), имеем:

$$\int_{M_{min}}^{M_{max}} f(M) dM = \int_{M_{min}}^{M_{max}} dF(M) = F(M_{max}) - F(M_{min}) = 1 - 10^{a(M_{max}-M_{min})}. \quad (8.46)$$

Это же соотношение естественно получается при непосредственной подстановке (8.45) в первый интеграл выражения (8.46). Таким образом, из (8.43), (8.43') и (8.36) имеем равенство

$$1 = \int_{-\infty}^{+\infty} f(M) dM = \int_{M_{min}}^{M_{max}} f(M) dM = 1 - 10^{a(M_{max}-M_{min})}, \quad (8.46')$$

выполняющееся с точностью до слагаемого $10^{a(M_{max}-M_{min})}$. Оценим это слагаемое (т.е. эту точность).

Известно [29], что современная аппаратура позволяет регистрировать землетрясения с магнитудой до -3 с точностью $\pm 0,1$. Самое сильное землетрясение, наблюдавшееся до XXI столетия, – это Ассамское (1952 г.), его магнитуда 8.7 [29]. В начале XXI в. наблюдались два – ещё более мощных (сильнейших) землетрясения с одной и той же магнитудой 9.0 [46]. Первое (Суматра-Андаманское) землетрясение произошло в Юго-Восточной Азии 26 декабря 2004 г. в 0 ч 58 мин 53 с по гринвичскому времени с эпицентром, который находился в Индийском океане, к северу от острова Симёлуэ возле северо-западного побережья Суматры (Индонезия). Второе землетрясение (в районе Тохоку) произошло 11 марта 2011 г. у восточного побережья острова Хонсю (Япония) в 5 ч 46 мин по гринвичскому времени [46]. И хотя интенсивность землетрясений в России и в большинстве других стран оценивается по 12 – балльной шкале с $M_{max} = 12$ (теоретически) [29], мы возьмём в расчётах в качестве максимальной магнитуды практически наблюдавшуюся магнитуду $M_{max} = 9$, так как магнитуду $M_{max} = 12$ ещё никто (в смысле регистрации аппаратурными средствами) не наблюдал. В качестве минимальной магнитуды естественно взять $M_{min} = -3$ [29] (1-ый вариант расчётов), а также $M_{min} = 1$ (2-ой вариант расчётов) в смысле использования данных (наиболее представительная выборка) о глобальной сейсмичности за 1973 – 2010 гг., содержащиеся в каталоге USGS [46]. Таким образом, имеем два расчётных варианта «пробега» магнитуд:

$$\text{от } M_{min} = -3 \text{ до } M_{max} = 9 \text{ (1-ый вариант),} \quad (8.47a)$$

$$\text{от } M_{min} = 1 \text{ до } M_{max} = 9 \text{ (2-ой вариант).} \quad (8.47b)$$

Учитывая (8.37), (8.47a) и (8.47b), имеем:

$$10^{\alpha(M_{max}-M_{min})} = \left. \begin{array}{l} \left. \begin{array}{l} 10^{-12} \text{ (в 1-ом варианте),} \\ 10^{-8} \text{ (во 2-ом варианте),} \end{array} \right\} = 0 \\ \text{с огромной степенью точности, так что можно} \\ \text{писать с физической точки зрения (как в 1-ом,} \\ \text{так и во 2-ом вариантах) именно (=0), а не } (\approx 0). \end{array} \right\} \quad (8.48)$$

Таким образом, равенство (8.46') действительно выполняется с огромной степенью точности, т.е. везде в аналогичных интегральных выражениях пределы интегрирования $(-\infty)$ и $(+\infty)$ действительно можно заменить соответственно на M_{min} и M_{max} , а в получаемых далее соотношениях, где фигурируют слагаемые с множителем $10^{\alpha(M_{max}-M_{min})}$, можно эти слагаемые, привлекая (8.48), опускать (не учитывать) с огромной степенью точности.

Нетрудно выявить основные свойства полученного магнитудного распределения (см. (8.44) и (8.45)), т.е. подсчитать его основные числовые характеристики: $\langle M \rangle \equiv \alpha_1$ – среднюю (начальный момент 1-го порядка), $D(M) \equiv \mu_2$ – дисперсию (центральный момент 2-го порядка), d_M – моду, h_M – медиану, α_M – асимметрию, ϵ_M – эксцесс, являющиеся (исключая магнитудные моду и медиану)

своеобразными интегральными магнитудными инвариантами (ИМИ) по распределению, которым в некотором развитии заявленной темы будет посвящена следующая работа авторов.

С учетом (8.45) и замечания после выражения (8.48), интегрируя по частям, получаем:

$$\begin{aligned}\alpha_1 \equiv \langle M \rangle &= \int_{-\infty}^{\infty} M f(M) dM = \int_{M_{min}}^{M_{max}} M f(M) dM = \\ &= \left(M_{min} - \frac{1}{a \ln 10} \right) - \left(M_{max} - \frac{1}{a \ln 10} \right) 10^{\alpha(M_{max} - M_{min})}.\end{aligned}\quad (8.49)$$

Аналогично с учетом (8.45), дважды интегрируя по частям, находим начальный момент 2-го порядка:

$$\begin{aligned}\alpha_2 \equiv \langle M^2 \rangle &= \int_{-\infty}^{\infty} M^2 f(M) dM = \int_{M_{min}}^{M_{max}} M^2 f(M) dM = \\ &= \left[\left(M_{min} - \frac{1}{a \ln 10} \right)^2 + \frac{1}{(a \ln 10)^2} \right] - \left[\left(M_{max} - \frac{1}{a \ln 10} \right)^2 + \frac{1}{(a \ln 10)^2} \right] 10^{\alpha(M_{max} - M_{min})}.\end{aligned}\quad (8.50)$$

С учётом (8.48) соотношения (8.49) и (8.50) трансформируются (с огромной степенью точности) в следующие равенства:

$$\alpha_1 \equiv \langle M \rangle = M_{min} - \frac{1}{a \ln 10}, \quad (8.51)$$

$$\alpha_2 \equiv \langle M^2 \rangle = \left(M_{min} - \frac{1}{a \ln 10} \right)^2 + \frac{1}{(a \ln 10)^2}. \quad (8.52)$$

Привлекая хорошо известное (и легко получаемое) выражение для дисперсии:

$$D(M) \equiv \mu_2 \equiv \langle (M - \langle M \rangle)^2 \rangle = \langle M^2 \rangle - \langle M \rangle^2 = \alpha_2 - \alpha_1^2, \quad (8.53)$$

получаем окончательно с учётом (8.52) и (8.51):

$$D(M) \equiv \mu_2 = 1/(a \ln 10)^2. \quad (8.54)$$

Решая задачу на экстремум (максимум) для плотности вероятности (8.45):

$$\frac{df(M)}{dM} \Big|_{M=d_M} = 0,$$

убеждаемся, что на всём «разрешённом» интервале магнитуд кроме левой границы моды не существует, а на крайней левой границе имеем граничную моду:

$$d_M = M_{min}. \quad (8.55)$$

Решая уравнение $F(M = h_M) = 1/2$, т.е. $h_M = F^{-1}(1/2)$, имеем с учётом (8.44):

$1 - 10^{\alpha(h_M - M_{min})} = 1/2$. Таким образом, находим медиану в виде:

$$h_M = M_{min} - \lg 2/a. \quad (8.56)$$

Фактически (8.56) это результат решения уравнения $F(M = t_p) = p$ (или $t_p = F^{-1}(p)$) на квантиль порядка p : $t_p = M_{min} + \lg(1 - p)/a$ при медианном значении порядка квантили $p = 0,5 = 50\%$.

Для вычисления асимметрии и эксцесса нужно предварительно вычислить начальные моменты 3-го (α_3) и 4-го (α_4) порядков.

Привлекая (8.45) и трижды интегрируя по частям (при этом для облегчения расчётов можно использовать рекуррентные закономерности, легко видимые уже при расчёте α_2), получаем:

$$\begin{aligned} \alpha_3 \equiv \langle M^3 \rangle &= \int_{-\infty}^{\infty} M^3 f(M) dM = \int_{M_{min}}^{M_{max}} M^3 f(M) dM = \\ &= \left[\left(M_{min} - \frac{1}{a \ln 10} \right)^3 + \frac{1}{(a \ln 10)^2} \left(3M_{min} - \frac{5}{a \ln 10} \right) \right] - \\ &- \left[\left(M_{max} - \frac{1}{a \ln 10} \right)^3 + \frac{1}{(a \ln 10)^2} \left(3M_{max} - \frac{5}{a \ln 10} \right) \right] 10^{a(M_{max} - M_{min})}. \end{aligned} \quad (8.57)$$

Также с учётом (8.45), четырежды интегрируя по частям (с использованием естественных рекуррентных закономерностей), имеем:

$$\begin{aligned} \alpha_4 \equiv \langle M^4 \rangle &= \int_{-\infty}^{\infty} M^4 f(M) dM = \int_{M_{min}}^{M_{max}} M^4 f(M) dM = \\ &= \left[\left(M_{min} - \frac{1}{a \ln 10} \right)^4 + \frac{1}{(a \ln 10)^2} \left(6M_{min}^2 - \frac{20M_{min}}{a \ln 10} + \frac{23}{(a \ln 10)^2} \right) \right] - \\ &- \left[\left(M_{max} - \frac{1}{a \ln 10} \right)^4 + \frac{1}{(a \ln 10)^2} \left(6M_{max}^2 - \frac{20M_{max}}{a \ln 10} + \frac{23}{(a \ln 10)^2} \right) \right] 10^{a(M_{max} - M_{min})}. \end{aligned} \quad (8.58)$$

Далее используем хорошо известные (и легко получаемые) выражения для центральных моментов 3-го (μ_3) и 4-го (μ_4) порядков:

$$\mu_3 \equiv \langle (M - \langle M \rangle)^3 \rangle \equiv \langle (M - \alpha_1)^3 \rangle = \alpha_3 - 3\alpha_2\alpha_1 + 2\alpha_1^3, \quad (8.59)$$

$$\mu_4 \equiv \langle (M - \langle M \rangle)^4 \rangle \equiv \langle (M - \alpha_1)^4 \rangle = \alpha_4 - 4\alpha_3\alpha_1 + 6\alpha_2\alpha_1^2 - 3\alpha_1^4. \quad (76)$$

Подставляя (8.51), (8.52) и только первые слагаемые в квадратных скобках (8.57) и (8.58) (без вторых слагаемых в квадратных скобках вместе с показательным множителем $10^{a(M_{max} - M_{min})}$ в связи с замечанием (8.50)) в (8.59) и (8.60), получаем в итоге:

$$\mu_3 = -2/(a_5 \ln 10)^3, \quad (8.61)$$

$$\mu_4 = 9/(a_5 \ln 10)^4. \quad (8.62)$$

Также заключаем из (8.54), что

$$\sigma_M \equiv \sqrt{D(M)} \equiv \sqrt{\sigma_M^2} = 1/\sqrt{(a \ln 10)^2} = 1/|a \ln 10|. \quad (8.63)$$

Тогда имеем по определению:

$$a_M = \mu_3 / \sigma_M^3, \quad (8.64)$$

$$e_M = \mu_4 / \sigma_M^4 - 3. \quad (8.65)$$

Подставляя (8.61) – (8.63) в (8.64) и (8.65), получаем окончательно:

$$a_M = -2|aln10|^3 / (aln10)^3, \quad (8.66)$$

$$e_M = 6, \quad (8.67)$$

при этом e_M не зависит от параметров (a и b) закона повторяемости землетрясений (8.36) или от параметров (a и M_{min}) магнитудного распределения (8.44).

Финально подставляя $a = -1$ и $M_{min} = -3$ (в 1-ом варианте) и $M_{min} = 1$ (во 2-ом варианте) в (8.51), (8.54), (8.55), (8.56), (8.66) и ещё в (8.40) при $b = -5$, окончательно получаем общее число землетрясений всех магнитуд за год в общепланетарном смысле (т.е. на всех сейсмоактивных участках (или во всех сейсмоактивных регионах) планеты со средней площадью для каждого: 1000 км² [44, 47]) и числовые характеристики нашего магнитудного распределения (при уже готовой характеристике (8.67)):

$$N_{tot} \equiv N(M_{min}) = \begin{cases} 10^8 & \text{(в 1-ом варианте),} \\ 10^4 & \text{(во 2-ом варианте),} \end{cases} \quad (8.68)$$

$$\langle M \rangle \equiv \alpha_1 \approx \begin{cases} -2,6 & \text{(в 1-ом варианте),} \\ 1,4 & \text{(во 2-ом варианте),} \end{cases} \quad (8.69)$$

$$D(M) \equiv \mu_2 \approx 0,2, \quad (8.70)$$

$$d_M = \begin{cases} -3 & \text{(в 1-ом варианте),} \\ 1 & \text{(во 2-ом варианте),} \end{cases} \quad (8.71)$$

$$h_M \approx \begin{cases} -2,7 & \text{(в 1-ом варианте),} \\ 1,3 & \text{(во 2-ом варианте),} \end{cases} \quad (8.72)$$

$$a_M = 2. \quad (8.73)$$

Из (8.73) и (8.67) заключаем, что рассмотренное магнитудное распределение является несимметричным (оно имеет положительную ($a_M > 0$), т.е. правостороннюю асимметрию) и

островершинным ($e_M > 0$) для плотности вероятности $f(M)$ по сравнению с плотностью нормального распределения вероятностей. Из (8.70) делаем вывод, что вариация магнитуд примерно в 2 раза больше степени точности измерения магнитуд, что является стандартной ситуацией в теории ошибок. Из (8.68), (8.69), (8.71) и (8.72) (т.е. по N_{tot} и значениям аналитической и структурных средних по магнитудам) хорошо видно, что основное число землетрясений «сосредоточено» в маломagnitudeм секторе распределения (почти у левой границы «разрешённого» спектра возможных магнитуд), т.е. фактически в секторе сейсмического «шума» (для 1-го варианта). Для более полного выяснения этого вопроса можно использовать в силу (8.41) и (8.41a) «перевернутое» магнитудное распределение:

$$N(M) \equiv N(X \geq M) = N_{tot}[1 - F(M)]. \quad (8.74)$$

Но лучше при обсуждении этого вопроса использовать соответствующие вероятности с учетом того, что условие нормировки (8.43) выполняется в (8.43') с точностью до 10^{-12} в 1-ом варианте и до 10^{-8} во 2-ом варианте (огромная степень точности, см. (8.46') и замечание (8.48)), т.е.

$$\begin{aligned} P(M_{min} \leq M < M_{max}) &= F(M_{max}) - F(M_{min}) = \int_{M_{min}}^{M_{max}} f(M) dM = \\ &= 1 - 10^{\alpha(M_{max} - M_{min})} = \left\{ \begin{array}{l} 1 - 10^{-12} \text{ (в 1-ом варианте),} \\ 1 - 10^{-8} \text{ (во 2-ом варианте),} \end{array} \right\} = 1. \end{aligned} \quad (8.75)$$

И тогда

$$\begin{aligned} P(M_1 \leq M < M_2) &= F(M_2) - F(M_1) = \int_{M_1}^{M_2} f(M) dM = \\ &= 10^{\alpha(M_1 - M_{min})} [1 - 10^{\alpha(M_2 - M_1)}], \end{aligned} \quad (8.76)$$

что даёт при $M_2 = M_1 + 1$:

$$P(M_1 \leq M < M_1 + 1) = (1 - 10^{\alpha}) 10^{\alpha(M_1 - M_{min})}, \quad (8.77)$$

а, следовательно, приводит при $M_1 = M_{min}$ к соотношению:

$$P(M_{min} \leq M < M_{min} + 1) = 1 - 10^{\alpha}, \quad (8.78)$$

а при $M_1 = M_{min} + 1$ – к выражению:

$$P(M_{min} + 1 \leq M < M_{min} + 2) = 10^{\alpha}(1 - 10^{\alpha}). \quad (8.79)$$

Продолжая эту «сдвигку» магнитуды до $M_1 = M_{min} + k$, где $k = 0, 1, 2, \dots, 11$ (в 1-ом варианте) и $k = 0, 1, 2, \dots, 7$ (во 2-ом варианте), имеем:

$$\left. \begin{aligned} P(M_{min} + k \leq M < M_{min} + (k + 1)) &= 10^{ka} (1 - 10^a) \\ \text{при } k = \overline{0,11} \text{ (в 1-ом варианте) и } k = \overline{0,7} \text{ (во 2-ом варианте),} \end{aligned} \right\} \quad (8.80)$$

что при $a = -1$ дает

$$\left. \begin{aligned} P(M_{min} + k \leq M < M_{min} + (k + 1)) &= 9 \cdot 10^{-(k+1)} \\ \text{при } k = \overline{0,11} \text{ (в 1-ом варианте) и } k = \overline{0,7} \text{ (во 2-ом варианте).} \end{aligned} \right\} \quad (8.80')$$

Так что при $a = -1$ из (8.78) или из (8.80') при $k = 0$ имеем 90% случившихся землетрясений в общепланетарном смысле (см. выше) за 1 год для магнитуд от M_{min} до $M_{min} + 1$, т.е. $0,9N_{tot} = 90$ миллионов землетрясений (фактически микроземлетрясений) при $-3 \leq M < -2$ в 1-ом варианте и $0,9N_{tot} = 9$ тысяч землетрясений при $1 \leq M < 2$ во 2-ом варианте. Аналогично из (8.79) или (8.80') при $k = 1$ имеем следующие 9% случившихся землетрясений для магнитуд от $M_{min} + 1$ до $M_{min} + 2$, т.е. $0,09N_{tot} = 9$ миллионов микроземлетрясений при $-2 \leq M < -1$ в 1-ом варианте и $0,09N_{tot} = 900$ землетрясений при $2 \leq M < 3$ во 2-ом варианте и т.д. Например, при $k = 7$ имеем из (8.80') следующие $9 \cdot 10^{-6}\%$ случившихся землетрясений для магнитуд от $M_{min} + 7$ до $M_{min} + 8$, т.е. $9 \cdot 10^{-8}N_{tot} = 9$ землетрясений при $4 \leq M < 5$ в 1-ом варианте и $9 \cdot 10^{-8}N_{tot} = 9 \cdot 10^{-4}$ землетрясений (т.е. примерно 1 землетрясение за 1000 лет) при $8 \leq M < 9$ во 2-ом варианте в том или ином сейсмоактивном регионе планеты (со средней его площадью: $S = 1000 \text{ км}^2$). При этом, если таких сейсмоактивных регионов на всей планете (допустим оценочно) около 100, то в среднем на ней будет происходить (по 2-му варианту) за 10 лет примерно 1 землетрясение с магнитудой от 8 до 9. Если же вышеуказанных регионов на всей планете (допустим оценочно) около 10, то такое катастрофическое землетрясение будет происходить на Земле примерно каждые 100 лет. Эти оценки могут быть уточнены по конкретным сейсмоактивным регионам, если для каждого из них будут известны региональные регрессии по закону повторяемости землетрясений (8.36) со своими значениями a и b , а не регрессия (8.36) в общепланетарном усреднении (8.37).

Авторы надеются, что вышеописанные функция распределения и плотность распределения землетрясений по магнитудам, полученные из закона повторяемости землетрясений, а также вся «технология» их использования, включая их дальнейшее применение в получении моментов различных порядков и ИМИ по распределению для любых магнитудных величин (например, магнитудных величин из [42]), что резервируется авторами для дальнейших работ, сыграют в будущем позитивную роль в физике землетрясений, а также в проблеме возможного прогноза кóровых землетрясений.

8.3 Аномальные деформационные сигналы, связанные с землетрясениями

В настоящее время разработка технологии краткосрочного прогноза опасных гидродинамических процессов Земли (волн цунами), их идентификации и пеленгации на стадии зарождения и развития имеет колоссальное значение. Определение степени цунамигенности землетрясения зависит от нескольких параметров, это глубина эпицентра, координаты и его мощности. Считается, что если землетрясение произошло на дне океана с магнитудой более 6 и на глубине менее 100 км, оно может вызвать цунами. Но применяемые методы регистрации землетрясений не могут со сто процентной вероятностью сказать цунамигенное это землетрясение или нет. С помощью 52,5 метрового горизонтального лазерного деформографа неравноплечего типа, установленного на МЭС ТОИ ДВО РАН «м. Шульца» на юге Приморского края были зарегистрированы несколько цунамигенных землетрясений. На записях всех таких землетрясений была обнаружена деформационная аномалия характерная только для цунамигенных землетрясений. Так на рисунке 8.1 представлена запись лазерного деформографа за 26 декабря 2004 года.

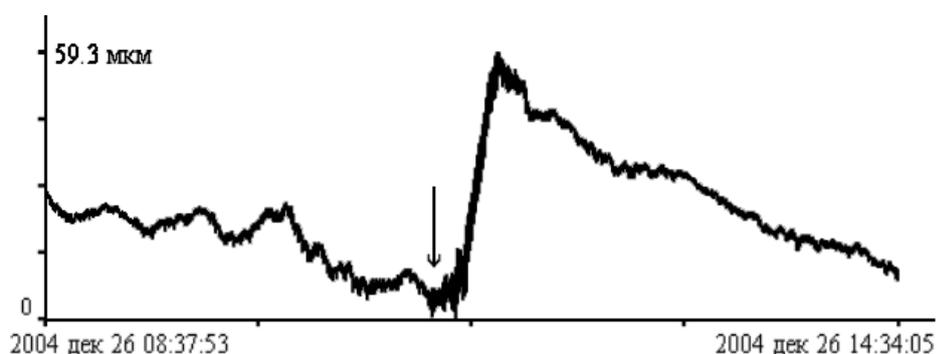


Рисунок 8.1 – Запись лазерного деформографа за 26 декабря 2004 года

В этот день произошло цунамигенное землетрясение в Тихом океане в точке с координатами 3.30°N, 95.87°E. На записи видно, что землетрясение (его начало отмечено стрелкой) вызвало деформационную ступеньку большой амплитуды – около 60 мкм на базе 52.5 метрового лазерного деформографа. Такая деформационная аномалия не наблюдается на записях нецунамигенных землетрясений, так на рисунке 8.2 представлено сахалинское землетрясение (его начало отмечено стрелкой), где нет этой ступеньки. Более того если отфильтровать полосовым фильтром запись цунамигенного землетрясения с границами 1-0.01 Гц, то различия между цунамигенным и нецунамигенным землетрясением не видны (рисунок 8.3). То есть сейсмографы, даже широкополосные, практически не пригодны для изучения отличительных черт цунамигенного землетрясения.

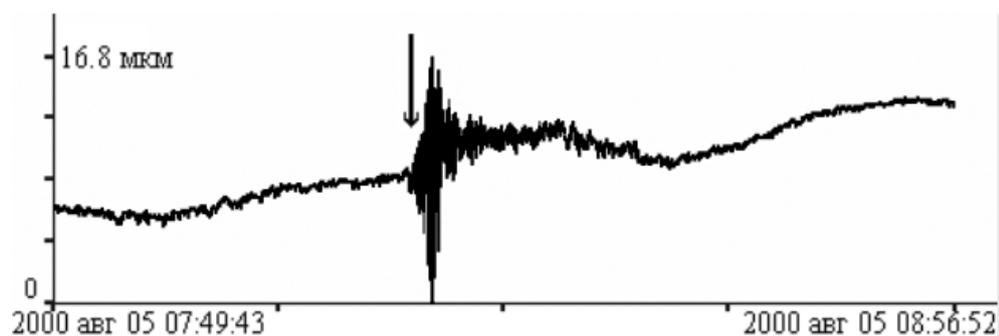


Рисунок 8.2 – Запись лазерного деформографа за 5 августа 2000 года

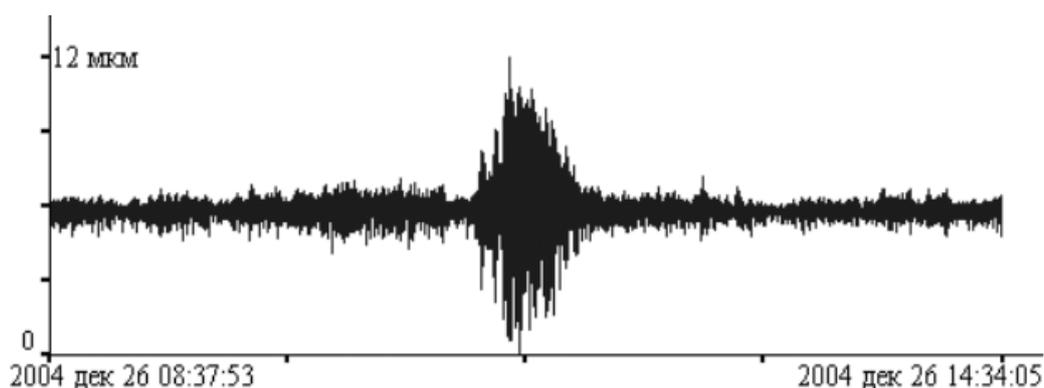


Рисунок 8.3 – Отфильтрованная запись лазерного деформографа за 26 декабря 2004 года

Землетрясение, зарегистрированное 26 декабря 2004 года произошло в 00:58:53 было зарегистрировано через 19 мин 54 с на лазерном деформографе, а спустя еще 15 мин можно было со сто процентной долей вероятности говорить о зарождении волны убийцы. Которая спустя 1 ч 25 мин дошла до берега, то есть было достаточно времени, чтобы предупредить население и принять меры на пострадавшем от цунами районе.

На рисунке 8.4 представлена запись цунамигенного землетрясения, сделанная с помощью неравноплечего горизонтального лазерного деформографа, произошедшего 5 сентября 2004 года в 14:57:19 по Гринвичу в точке с координатами 33.36°N, 137.06°E. Данное землетрясение было зарегистрировано на лазерном деформографе в 15:04:20, расстояние от деформографа до эпицентра 1175 км. Деформационная аномалия началась через 2 мин 37 с после прихода первых волн, вызванных землетрясением.

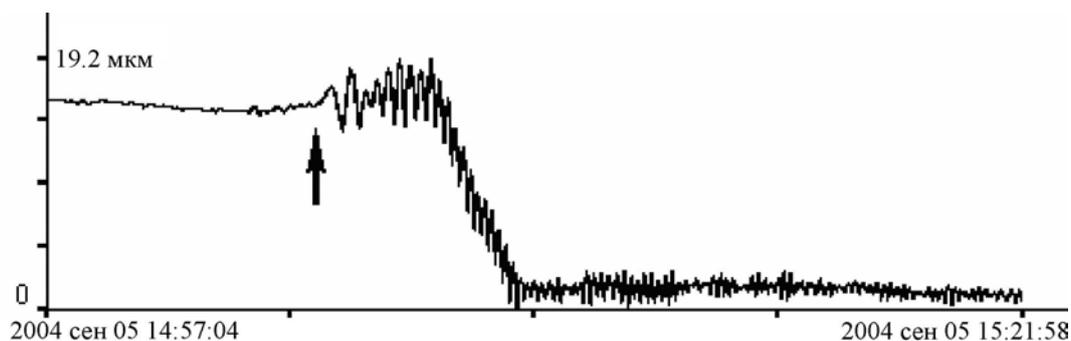


Рисунок 8.4 – Запись лазерного деформографа за 5 сентября 2004 года

На рисунке 8.5 представлена запись 52.5 метрового лазерного деформографа за 16 июля 2007 года. В этот день произошло цунамигенное землетрясение на дне Японского моря в 01:13:26 по Гринвичу в точке с координатами 37.52°N, 138.47°E. Небольшая деформационная аномалия бала зарегистрирована на лазерном деформографе в 835 км от эпицентра в 01:16:48, то есть спустя 3 мин 19 с после начала землетрясения. Глубина гипоцентра землетрясения 100 м.

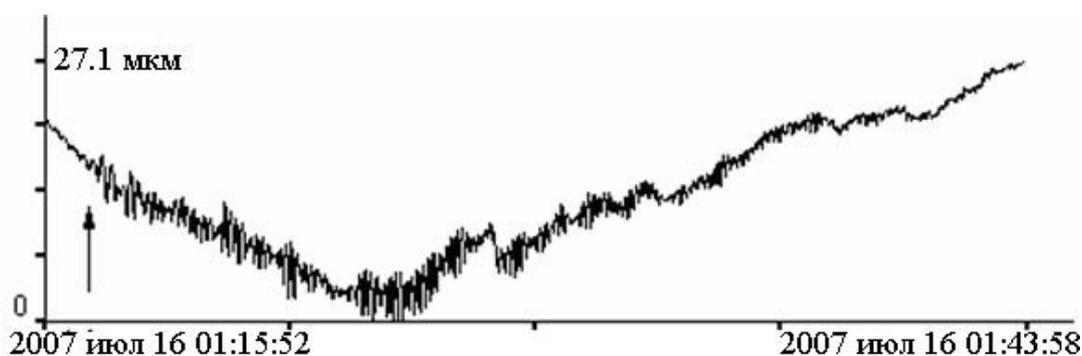
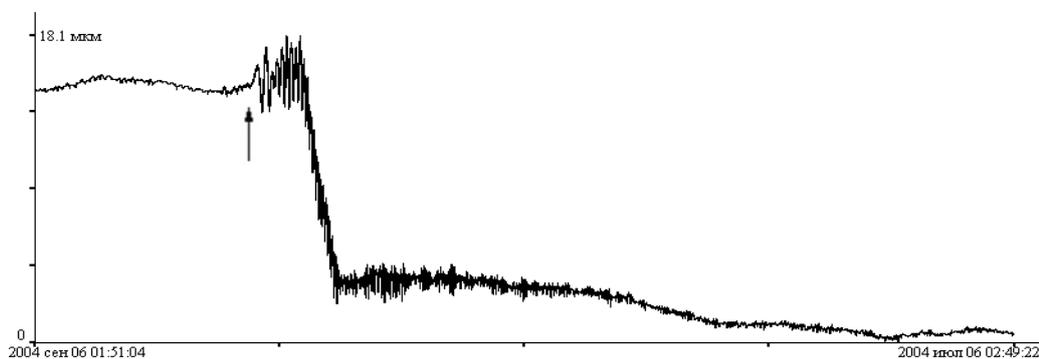


Рисунок 8.5 – Запись лазерного деформографа за 16 июля 2007 года



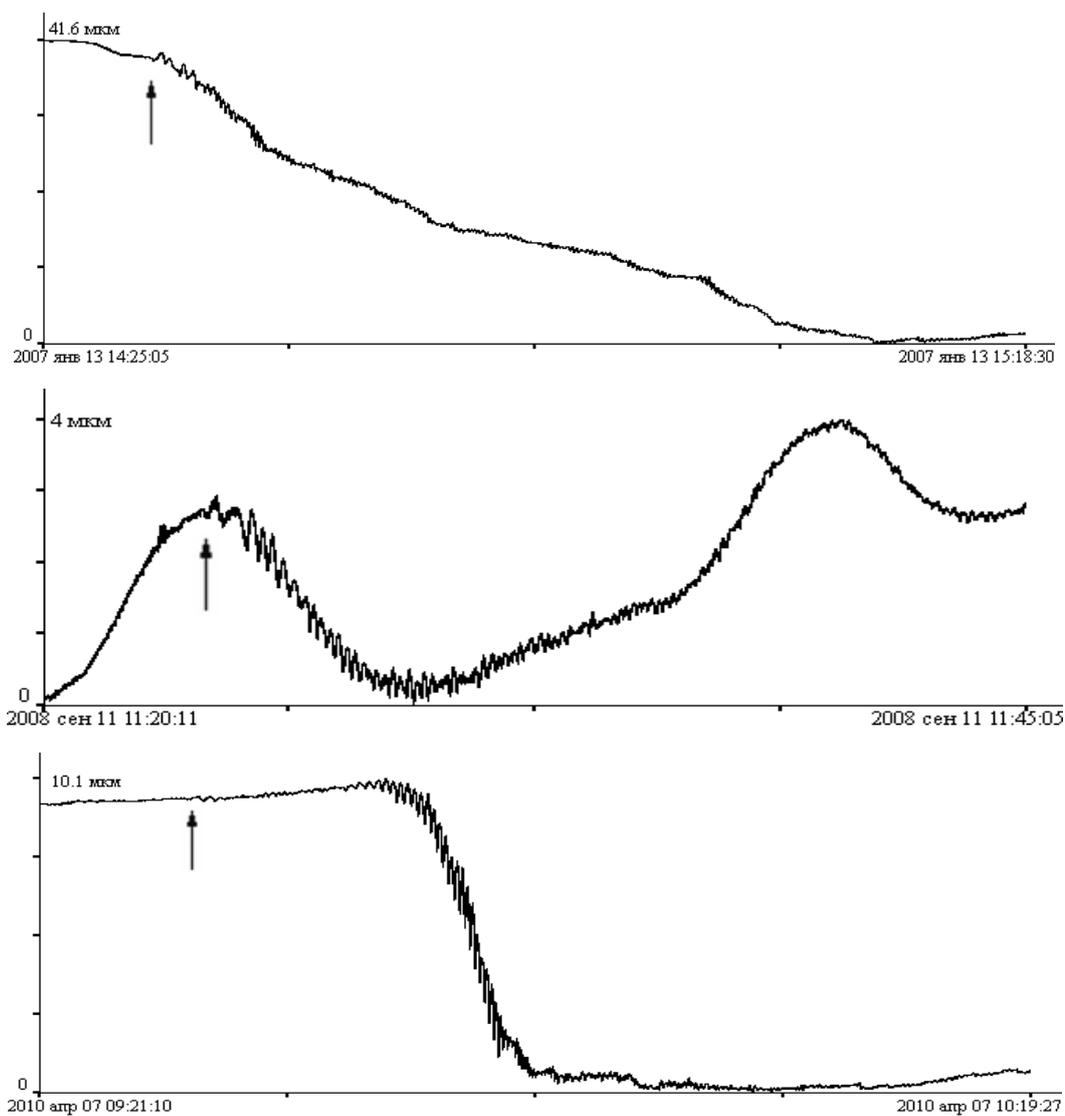


Рисунок 8.6 – Записи цунамигенных землетрясений лазерного деформографа

На рисунке 8.6 приведен еще ряд записей цунамигенных землетрясений, полученных при обработке данных неравноплечего горизонтального лазерного деформографа с ориентацией север-юг. На верхнем графике представлено землетрясение, произошедшее 6 сентября 2004 года 01:57:18 (время Владивостокское) в точке с координатами 33,2°N 137°E на глубине 33 км с магнитудой 7.4 у Южного побережья Хонсю, Япония. На следующем участке записи лазерного деформографа зарегистрировано цунамигенное землетрясение, произошедшее 13 января 2007 года в 14:23:20 в точке с координатами 46,3°N 154,5°E на глубине 10 км с магнитудой 8,2. Это землетрясение произошло вблизи центральных Курил. На третьем графике приведено еще одно цунамигенное землетрясение, произошедшее вблизи о. Хоккайдо, Япония, оно произошло 11 сентября 2008 года в 11:20:52 в точке с координатами 41,9°N 143,6°E с магнитудой 6.9. На нижнем графике представлено землетрясение, которое было у берегов северной Суматры, Индонезия 7 апреля 2010 года в 09:15:02 в точке с координатами 2,4°N 97,1°E на глубине 31 км с магнитудой 7.9.

В результате можно сказать, что со сто процентной вероятностью о степени цунамигенности землетрясения можно говорить только при регистрации аномальных сигналов, возникающих перед или во время землетрясения, на записях лазерных деформографов. Именно на неравноплечем горизонтальном лазерном деформографе, установленном на МЭС ТОИ ДВО РАН «м. Шульца», была впервые зарегистрирована деформационная аномалия, характерная для цунамигенных землетрясений.

11 марта 2011 года восточнее Японии произошло мощное цунамигенное землетрясение, геодинамические процессы в очаге которого, привели к образованию разрушительной цунами. Вследствие действия землетрясения и последующего изменения уровня воды части Тихого океана произошло изменение уровня воды в Японском море. По разным литературным данным уровень воды в Японском море изменялся до 40 см. Надо заметить, что амплитуда морского прилива в Японском море достигает примерно такой же величины. Резкое изменение уровня воды в Японском море привело к значительному увеличению амплитуд собственных колебаний Японского моря, его бухт и заливов. В контексте данной части главы мы обратили внимание на возникновение на записи лазерного деформографа мощных колебаний с периодами свыше 16 мин. Возбуждению этих колебаний предшествовало резкое изменение уровня микродеформаций земной коры, которое зарегистрировал прибор. На рисунке 8.7 приведена запись лазерного деформографа, содержащая начало возбуждения указанных колебаний.

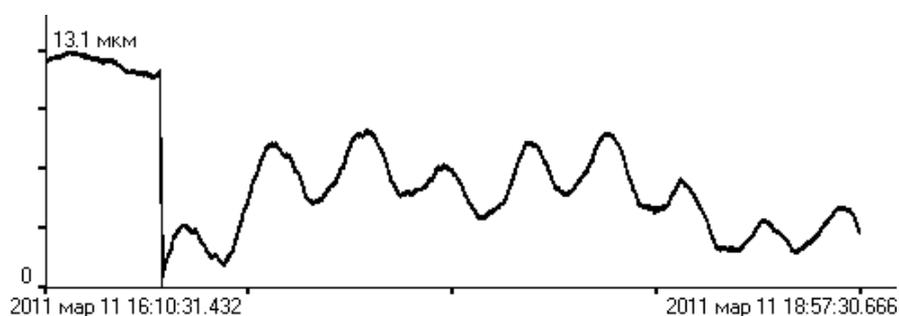


Рисунок 8.7 – Участок записи лазерного деформографа. Время гринвичское

Участок записи лазерного деформографа, содержащий указанное возмущение, был подвергнут спектральной обработке после низкочастотной фильтрации и децимации. На рисунке 8.8 приведён полученный спектр, на котором выделяются два пика на периодах 68 мин 16 с и 16 мин 33 с. Последний соответствует периоду собственных колебаний бухты Витязь залива Петра Великого Японского моря. Период его меньше указанного выше (17 мин 28 с), что, по-видимому, связано с величиной возбуждающей силы.

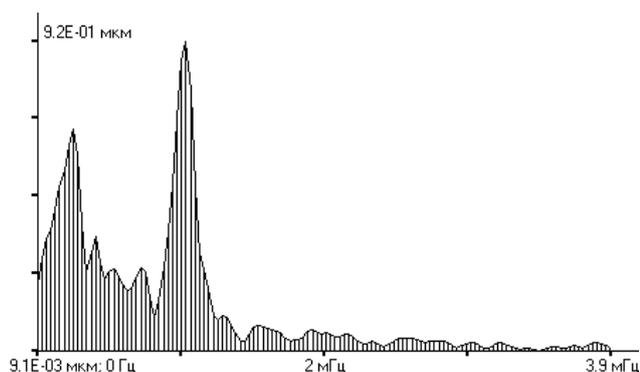


Рисунок 8.8 – Спектр участка записи лазерного деформографа

Кроме аномальных сигналов, связанных с катастрофическими процессами, которые регистрируют лазерные деформографы, существуют аномальные сигналы, тоже связанные с катастрофическими процессами, которые регистрируют лазерные измерители вариаций давления гидросферы (лазерные гидрофоны), которые были установлены в различных точках шельфа Японского моря. Так на рисунке 8.9 приведена запись лазерного гидрофона, на которой выделен аномальный сигнал скачкообразного вида, который вызван резким изменением уровня моря в точке регистрации.

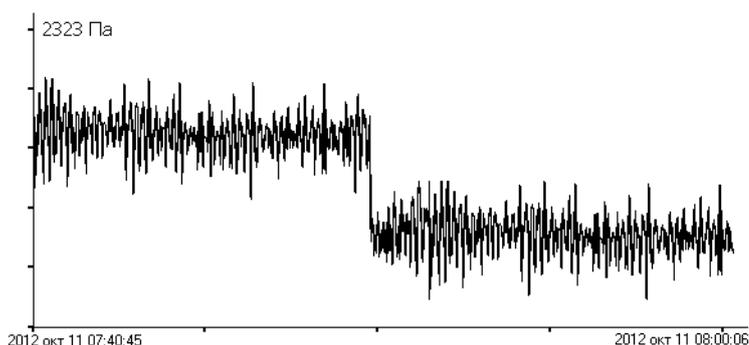


Рисунок 8.9 – Запись лазерного гидрофона, содержащая аномальный сигнал скачкообразного вида

В последнее время в литературе большое внимание уделено так называемым волнам убийцам. На записях лазерных измерителей вариаций давления гидросферы (лазерных гидрофонов) такие аномально большие возмущения на фоне ветровых волн присутствуют довольно часто. Так на рисунке 8.10 приведена запись лазерного гидрофона, на которой на фоне морских ветровых волн выделен аномальный сигнал большой амплитуды, который можно приписать к так называемым волнам убийцам. Природа возникновения данных возмущений до сих пор не ясна.

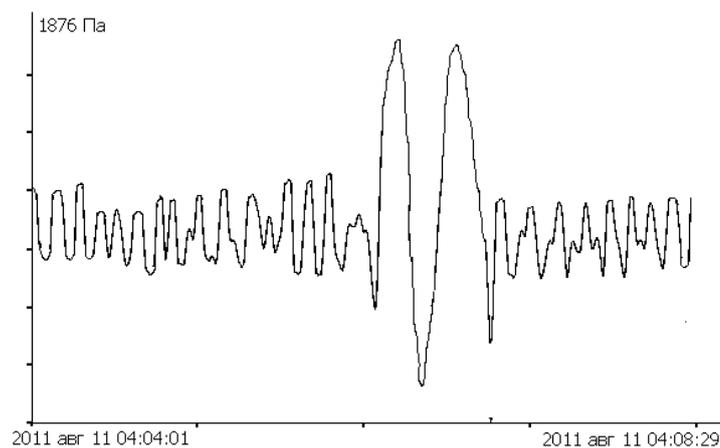


Рисунок 8.10 – Запись лазерного гидрофона, содержащая аномальный сигнал

В заключении можно отметить, что уникальность лазерных деформографов, лазерных измерителей вариаций давления гидросферы и лазерных гидрофонов, связанная с их высокой чувствительностью в инфразвуковом диапазоне позволяет применять данные установки для регистрации аномальных деформационных сигналов, связанных с процессами подготовки и развития цунамигенных землетрясений.

9 Морские внутренние волны и атмосферные депрессии

В 2012 г. группой учёных ТОИ ДВО РАН под руководством д.ф.-м.н. И.О. Ярощука, которому я привожу искреннюю благодарность за предоставленные материалы, проводился эксперимент по изучению динамических особенностей термоструктуры шельфовой области Японского моря с помощью термогирлянд, в результате чего был обнаружен волновой пакет, который был приписан к короткопериодным внутренним волнам данной области моря (см. рисунок 9.1). При первом объяснении происхождение рассматриваемого пакета внутренних волн связывалось с гидросферными, а не атмосферными процессами, и на этом строились все дальнейшие предположения. В это же время независимо от выполнения указанных экспериментальных работ на м. Шульца залива Петра Великого Японского моря проводились экспериментальные работы по регистрации вариаций деформаций земной коры 52.5-метровым лазерным деформографом и колебаний атмосферного давления лазерным нанобарографом, входящим в состав лазерно-интерференционного комплекса. При анализе полученных с помощью лазерного нанобарографа экспериментальных данных был обнаружен цуг волн схожий с цугом волн, зарегистрированный термогирляндой. На рисунке 9.1 приведена запись термогирлянды, отфильтрованные полосовым фильтром в диапазоне короткопериодных морских внутренних волн записи лазерного нанобарографа и лазерного деформографа двухкоординатного типа в период наблюдения. Спектральный анализ полученных записей указывает не только на их внешнюю схожесть, но и на идентичность их периодов, который равен около 9 мин. Таким образом, можно утверждать, что происхождение колебаний, зарегистрированных термогирляндой, вызвано соответствующими атмосферными возмущениями, а не гидросферными процессами. Запаздывание зарегистрированных на нанобарографе возмущений по сравнению с данными, зарегистрированными термогирляндами, составляет около 10 мин. Учитывая расстояние от места постановки термогирлянд до лазерного нанобарографа (см. рисунок 9.2) можно вычислить вероятную максимальную скорость фронта распространения атмосферного возмущения по прямой от термогирлянд до лазерного нанобарографа, которая равна 7.97 м/с (4780 м: 600 с).

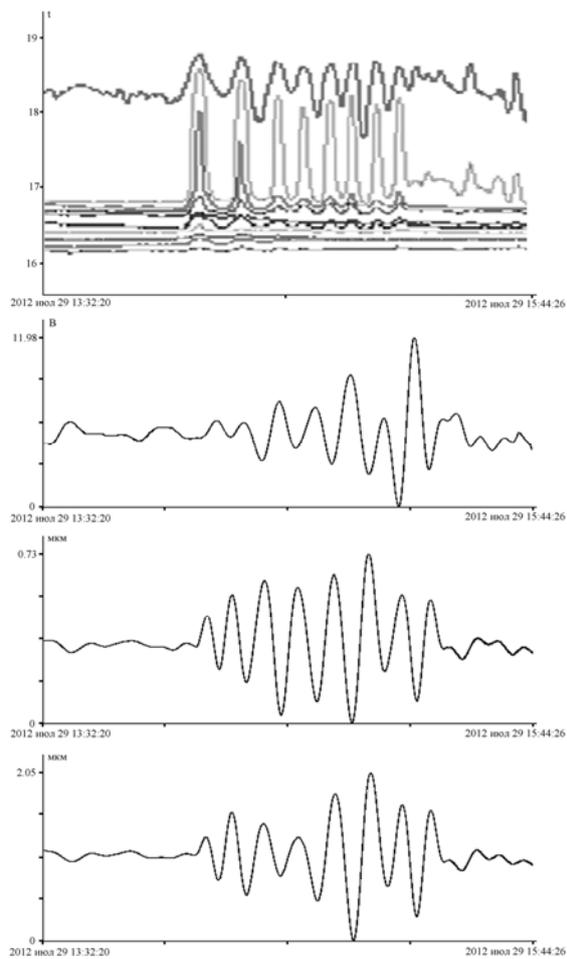


Рисунок 9.1 – Синхронные записи термогирлянд, лазерного нанобарографа и лазерных деформографов «запад-восток» и «север-юг».

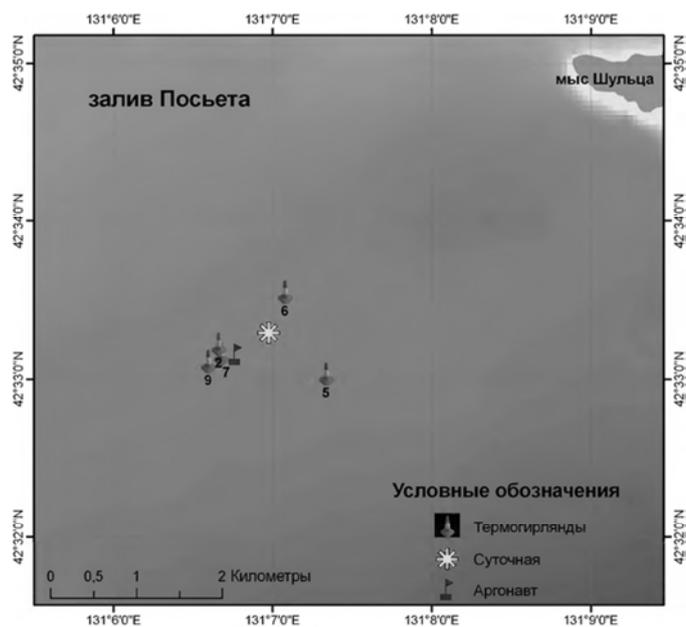
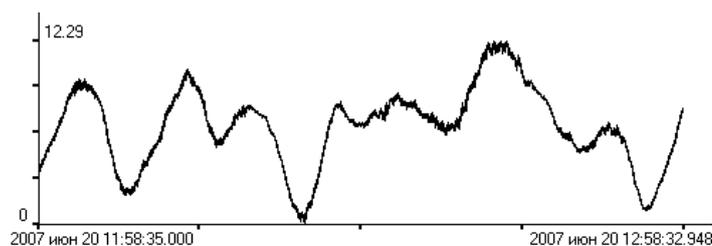


Рисунок 9.2 – Карта расположения термогирлянд

С целью изучения закономерностей генерации морских внутренних волн атмосферными процессами были обработаны экспериментальные данные по вариациям деформаций верхнего слоя земной коры, колебаний атмосферного и гидросферного давлений, полученных в 2007 году с помощью береговых лазерных деформографов, лазерного нанобарографа и лазерного измерителя вариаций давления гидросферы, установленного на шельфе на глубине 27 м южнее м. Шульца. Лазерный нанобарограф установлен в лабораторном помещении на удалении около 50 м от 52.5-метрового лазерного деформографа и на расстоянии 370 м от лазерного измерителя вариаций давления гидросферы. Экспериментальные исследования проводились непрерывно в течение четырёх месяцев (начиная с 31 мая), а затем были прерваны из-за поломки лазерного измерителя вариаций давления гидросферы. Основное внимание при анализе полученных экспериментальных данных было уделено частотному диапазону так называемых короткопериодных внутренних волн, соответствующих периодам от 5 до 20 мин.

В основном длительность цугов вариаций атмосферного давления (а также синхронных вариаций гидросферного давления и вариаций деформаций верхнего слоя земной коры) составляет 1.5-2 ч. Хотя в отдельные периоды времени подобные возмущения наблюдаются на протяжении суток и более. К таким интересным возмущениям относятся возмущения, зарегистрированные в июне 2007 г. При этом обнаруженные возмущения почти всегда наблюдаются на синхронных записях 52.5-метрового лазерного деформографа, лазерного нанобарографа и лазерного измерителя вариаций давления гидросферы. Пример подобных возмущений, зарегистрированных лазерным нанобарографом и лазерным измерителем вариаций давления гидросферы, приведён на рисунке 9.3. Мы не рассматриваем данные лазерного деформографа, так как их обсуждение является предметом другой статьи. Наблюдаемые на рисунке 9.3 колебания имеют период около 8.5 мин. Как видно из рисунка 9.3 вариации атмосферного давления запаздывают по сравнению с вариациями гидросферного давления на величину около 2 мин. Учитывая то, что по прямой место расположения лазерного измерителя вариаций давления гидросферы находится на удалении около 370 м от места расположения лазерного нанобрографа, можно определить вероятную максимальную скорость распространения фронта атмосферной депрессии, которая равна 3.1 м/с (370 м: 120 с).



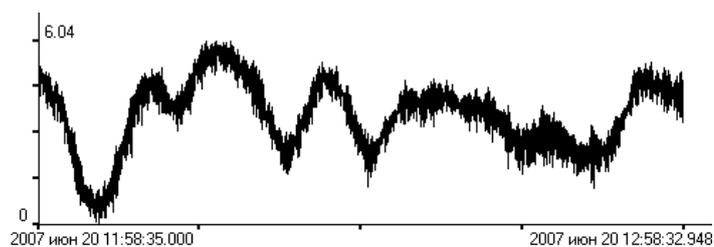


Рисунок 9.3 – Синхронные данные лазерного нанобарографа и лазерного измерителя вариаций давления гидросферы

В результате анализа многочисленных экспериментальных данных рассматриваемого диапазона периодов было установлено следующее: 1) появление колебаний гидросферного давления в рассматриваемом диапазоне периодов, зарегистрированных лазерным измерителем вариаций давления гидросферы, практически всегда сопровождается колебаниями атмосферного давления; 2) резкие изменения атмосферного давления сопровождаются резкими изменениями гидросферного давления при этом никогда не наблюдается в записях лазерного измерителя вариаций давления гидросферы возбуждение колебаний диапазона короткопериодных внутренних волн; 3) синхронно с вариациями атмосферного давления наблюдаются вариации деформаций верхнего слоя земной коры; 4) в редких случаях вариации гидросферного давления и деформации верхнего слоя земной коры рассматриваемого частотного диапазона не сопровождаются соответствующими колебаниями атмосферного давления.

Заключение

Разработан лазерный деформограф донного типа, обладающий следующими техническими характеристиками: точность измерения вариаций расстояния между устоями донного лазерного деформографа примерно равна 0,03 нм в частотном диапазоне от 0 до 1000 Гц, длина рабочего плеча равна 3 м.

Лазерный деформограф маятникового типа по своим основным параметрам значительно превосходит лазерный деформограф классического типа из-за того, что в инфразвуковой области их характеристики идентичны, а в звуковой области лазерный деформограф маятникового типа полностью передаёт характер изменения микросмещений среды его расположения, вызванный распространяющимися в данной среде упругими волнами, а лазерный деформограф классического типа в этом частотном диапазоне непригоден для измерений.

На основе современных лазерно-интерференционных методов создан лазерный измеритель вариаций давления гидросферы с механической системой компенсации внешнего температурного воздействия, позволяющий регистрировать вариации гидросферного давления с точностью 50 мкПа в частотном диапазоне от 0 (условно) до 1000 Гц. Применение системы компенсации позволило продлить время работы прибора без его подстройки, а применение в качестве источника света частотно-стабилизированного полупроводникового лазера позволило сильно сократить габариты и вес прибора.

На основе современных лазерно-интерференционных методов создан мобильный лазерный деформограф, который хорошо проявил себя при сейсмических исследованиях. Данные исследования проводились не далеко от г. Находка и позволили зарегистрировать естественные и искусственные процессы звукового и инфразвукового диапазонов на фоновом уровне.

При обработке экспериментальных данных по вариациям гидросферного давления, полученных с помощью лазерного измерителя вариаций давления гидросферы, показано, что изменение периодов ветровых волн при выходе их из зоны действия циклонов может быть связано не только с дисперсией, но и с эффектом Доплера и вариациями скорости и направления ветра в зоне действия циклонов.

В результате проведённого цикла экспериментальных исследований с применением лазерно-интерференционных приёмных систем установлено, что при движении ветровых волн по шельфу убывающей глубины происходит их трансформация с уменьшением периода и энергии.

В ходе анализа многочисленных экспериментальных данных, полученных при регистрации морских ветровых волн лазерными измерителями вариаций давления гидросферы, установленными в различных точках шельфа Японского моря, выявлено, что периоды ветровых

волн (зыбь) в точках наблюдений изменяются по закону $T(t) = K^* \times \frac{\Delta T}{\Delta t} \times t + T_0$, где $K^* = -2.753 \times 10^{-4}$, Δt - длительность участка в часах, ΔT – изменение периода на всем участке, T_0 – период в начальный момент времени t_0 выбранного участка.

Описаны способы получения магнитудных инвариантов, т.е. комплекса магнитудных величин, которые не зависят от магнитуд. Обсуждается связь отдельных магнитудных инвариантов с физикой подготовки и развития землетрясений, крутильными и сфероидальными колебаниями Земли, другими известными параметрами.

Получены функция распределения и плотность распределения землетрясений по магнитудам, выведенные из закона повторяемости землетрясений, а также вся «технология» их использования, включая их дальнейшее применение в представлении моментов различных порядков по распределению для любых магнитудных величин.

При проведении комплексных экспериментальных исследований по синхронной регистрации деформаций земной коры, колебаний атмосферного и гидросферного давлений установлено, что основным механизмом генерации морских внутренних волн являются атмосферные возмущения, характер изменения которых полностью идентичен вариациям гидросферного давления в шельфовой зоне Японского моря.

Список использованных источников

- 1 Грязин Д.Г., Бердюгин А.В. Волномерные буи в ряду современной волномерной аппаратуры // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2006. №31. С.233-240.
- 2 Гарнакерьян А.А., Сосунов А.С. Радиолокация морской поверхности. Ростов-на-Дону: Изд-во Ростовского университета. 1978. 144 с.
- 3 Frank J. Berto Automatic gauging technologies have advanced, but batteraccuracy is needed // Oil&Gas Journal. 1997. Mar.10. P. 63-68.
- 4 Seaver G.A., Vlasov V.L., Kostianoy A.G. laboratory calibration in distilled water and seawater of an oceanographic multichannel interferometer-refractometer//Journal of atmospheric and oceanic technology. 1997. V.14. №2. P.267-277.
- 5 Долгих Г.И., Привалов В.Е. Лазеры. Лазерные системы. Владивосток: Дальнаука, 2009. 202 с.
- 6 Долгих Г.И., Долгих С.Г., Ковалев С.Н., Швец В.А., Чупин В.А., Яковенко С.В. Лазерный измеритель вариаций давления гидросферы // Приборы и техника эксперимента. 2005. №6. С. 137-138.
- 7 Долгих Г.И., Долгих С.Г., Ковалев С.Н., Плотников А.А., Чупин В.А., Швец В.А., Яковенко С.В. Лазерный гидрофон в гидроакустических и океанологических исследованиях // Ежегодник РАО. Акустика неоднородных сред: сборник научных статей. М. Изд-во Тривант. 2008. Выпуск 9. С.174-182.
- 8 Долгих Г.И., Долгих С.Г., Плотников А.А., Чупин В.А., Яковенко С.В. Лазерный гидрофон на основе зеленого лазера LCM-S-111 // Приборы и техника эксперимента. 2013. №5. С.140-142.
- 9 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т.7. Теория упругости. М.: Наука. 1987. 246 с.
- 10 Долгих Г.И., Будрин С.С., Долгих С.Г., Ярошук Е.И. Исследование изменчивости периода ветровых волн // Метеорология и гидрология. 2014. №1. С. 72-79.
- 11 Долгих Г.И., Будрин С.С., Долгих С.Г., Овчаренко В.В., Чупин В.А., Швец В.А., Яковенко С.В. Нагружающее воздействие вариаций уровня моря на земную кору// Доклады академии наук. 2015. Т.461. №5. С.586-588.
- 12 Долгих Г.И., Долгих С.Г., Смирнов С.В., Чупин В.А., Швец В.А., Яковенко С.В. Инфразвуковые колебания Японского моря // ДАН. 2011. Т. 441. №1. С.98-102.
- 13 Долгих Г.И., Плотников А.А., Швец В.А. Лазерный гидрофон // ПТЭ. 2007. №1. С.195-160.

- 14 Долгих Г.И., Плотников А.А., Будрин С.С. Мобильный лазерный измеритель вариаций давления гидросферы // ПТЭ. 2011. №4. С. 161-162.
- 15 Долгих Г.И., Будрин С.С., Долгих С.Г., Овчаренко В.В. Чупин В.А., Швец В.А., Яковенко С.В. Морские внутренние волны и атмосферные депрессии // ДАН. 2015. Т. 462. №5. С.601-604.
- 16 Долгих Г.И., Долгих С.Г., Овчаренко В.В., Чупин В.А., Швец В.А., Яковенко С.В. Лазерный деформограф с точностью на уровне пикометров // Приборы и техника эксперимента. 2013. №2. С. 138-139.
- 17 Давыдов А.В., Долгих Г.И. Регистрация сверхнизкочастотных колебаний 52.5-м лазерным деформографом // Физика Земли. 1995. №3. С. 64-67
- 18 Долгих Г.И. Лазерно-интерференционный комплекс// Сейсмические приборы. 2003. Т.39. С.13-27
- 19 Долгих С.Г. Мобильный лазерный интерферометр// «Приборы и техника эксперимента». 2010. №1 С.174-175
- 20 Долгих Г.И., Валентин Д.И., Долгих С.Г., Ковалёв С.Н., Корень И.А., Овчаренко В.В., Фищенко В.К. Применение лазерных деформографов вертикальной и горизонтальной ориентаций в геофизических исследованиях переходных зон // Физика Земли. 2002. №8. С. 69-73.
- 21 Долгих Г.И. Принципы построения однокоординатных лазерных деформографов // Письма в ЖТФ. 2011а. Т. 37. Вып. 5. С. 24-30.
- 22 Титов Л.Ф. Ветровые волны. Л.: Гидрометеиздат. 1969. 294 с.
- 23 Боуден К. Физическая океанография прибрежных вод. М.: Мир. 1988. 326 с.
- 24 Монахов Ф.И. Низкочастотный сейсмический шум Земли. М.: Наука. 1977. 95 с.
- 25 Добровольский И.П. Теория подготовки тектонического землетрясения. М.: ИФЗ АН СССР. 1991. 217 с.
- 26 Долгих Г.И., Мишаков А.В. О возможности прогноза коровых землетрясений по вариациям напряжённо-деформационного поля Земли // ДАН. 2011. Т. 437. №5. С. 691-694.
- 27 Долгих Г.И., Мишаков А.В. Времена накопления относительных деформаций на поверхности земли в задаче лазерно-деформографического прогноза коровых землетрясений // ДАН. 2012. Т. 447. №5. С. 565-569.
- 28 Gutenberg B., Richter C.F. Earthquake magnitude, intensity energy and acceleration // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1956. V.46. № 2. P. 105 – 145.
- 29 Трухин В.И., Показеев К.В., Куницын В.Е. Общая и экологическая геофизика. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2005. 571с.

- 30 Tsiboi C. // J. Phys.Earth. 1956. V.4. №2. P. 63-67.
- 31 Касахара К. Механика землетрясений. М.: Мир, 1985, 264 с. (Перевод с англ. изд. 1981 г. Kasahara K. Earthquake mechanics. Cambridge University Press. 1981. 248 p.).
- 32 Садовский М.А., Писаренко В.Ф., Штейнберг В.В. // ДАН СССР. 1983. Т.271. №3. С.598-602.
- 33 Магницкий В.А. Модели Земли. М.: Знание. 1978. 64 с.
- 34 Садовский М.А., Болховитинов Л.Г., Писаренко В.Ф. Деформирование геофизической среды и сейсмический процесс. М.:Наука.1987. 100 с.
- 35 Жарков В.Н. Внутреннее строение Земли и планет. М.: Наука. 1978. 192 с.
- 36 Долгих Г.И., Мишаков А.В. Модельные оценки времен распространения фазовых скоростей волн Пуассона, Рэлея и Лява для дна шельфа возле м. Шульца в задаче деформографических исследований шельфовых волн (часть I). В кн.: Материалы докладов III Всероссийского симпозиума «Сейсмоакустика переходных зон». Владивосток: Изд-во ДВГУ. 2003. С. 61-65.
- 37 Долгих Г.И., Долгих С.Г., Ковалев С.Н., Корень И.А., Овчаренко В.В., Чупин В.А., Швец В.А., Яковенко С.В. Регистрация цунамиренного землетрясения 2004 года // Вестник ДВО РАН. 2006. С.115-119.
- 38 Долгих Г.И., Долгих С.Г., Ковалев С.Н., Корень И.А., Овчаренко В.В., Чупин В.А., Швец В.А., Яковенко С.В. Регистрация деформационной аномалии цунамигенного землетрясения лазерным деформографом // ДАН. 2007. том 412, №1, с.104-106.
- 39 Dolgikh G.I., Dolgikh S.G., Ovcharenko V.V. Deformation method of definition of tsunamigenic and not tsunamigenic earthquakes // Материалы докладов 8-ого международного симпозиума ISOPE PACOMS-2008 P 218-222.
- 40 Долгих Г.И., Будрин С.С., Долгих С.Г., Ковалев С.Н., Овчаренко В.В., Плотников А.А., Чупин В.А., Швец В.А., Яковенко С.В. Технология пеленгации и идентификации опасных гидродинамических процессов Земли на стадии их зарождения и развития // Подводные исследования и робототехника. 2007, №1(3), с. 46-53.
- 41 Будрин С.С., Долгих Г.И., Долгих С.Г., Ярощук Е.И. Исследование изменчивости периодов ветровых волн // Метеорология и гидрология. 2014. № 1. С. 72-79.
- 42 Долгих Г.И., Мишаков А.В. Магнитудные инварианты в сейсмологии // Доклады Академии наук. 2014. Т. 459, № 1. С. 96-99.
- 43 Садовский М.А. Избранные труды: Геофизика и физика взрыва. М.: Наука, 2004. 440с.
- 44 Федотов С.А., Чернышев С.Д. Долгосрочный сейсмический прогноз для Курило-Камчатской дуги: достоверность в 1986-2000 гг., развитие метода и прогноз на 2001-2005 гг. // Вулканология и сейсмология. 2002. №6. С. 1-24.

- 45 Методы прогноза землетрясений. Их применение в Японии / Под ред. Т. Асада. М.: Недра, 1984. 312 с.
- 46 Гульельми А.В. Форшоки и афтершоки сильных землетрясений в свете теории катастроф // УФН. 2015. Т.185. №4. С. 415–429.
- 47 Федотов С.А. О сейсмичности области очага катастрофического Итурупского землетрясения 6.XI 1958 г. и сейсмическом прогнозе // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1969. №1. С. 3–12.

Публикации по теме за 2016г.

- 1 Долгих Г.И., Москалюк Ю.К., Чупин В.А. Сверхнизкочастотные периодичности сейсмической активности Земли // Вестник ДВО РАН. 2016. № 5. С. 128-130.
- 2 Долгих Г.И., Долгих С.Г., Рассказов И.Ю., Луговой В.А., Саксин Б.Г. Результаты испытаний лазерного деформографа, установленного в Забайкалье // Геология и геофизика. 2016. Т. 57, № 12. С. 2240-2249.
- 3 Яковенко С.В., Будрин С.С., Долгих С.Г., Чупин В.А., Швец В.А. Гидрофизический лазерно-интерференционный комплекс // Приборы и техника эксперимента. 2016. № 2. С. 121-126.
- 4 Долгих Г.И., Будрин С.С., Долгих С.Г., Закурко А.Г., Косарев О.В., Овчаренко В.В., Плотников А.А., Чупин В.А., Швец В.А., Яковенко С.В. Комплексный пространственно-разнесённый полигон на Дальнем Востоке для геонаблюдений // Измерительная техника. 2016. № 3. С. 34-36.
- 5 Долгих С.Г., Будрин С.С., Плотников А.А. Компенсация воздействия температуры на работу лазерных интерферометров // Приборы и техника эксперимента. 2016. № 3. С. 147-148.