

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.	6
Глава 1. Общие сведения о цунами, моретрясениях и других катастрофических явлениях в океане	11
1.1. Цунами. Определение понятий	12
1.2. Проявления цунами на побережье	15
1.3. Магнитуда и интенсивность цунами	20
1.4. Служба предупреждения о цунами. Принципы и методы	28
1.5. Базы данных и статистика цунами	31
1.6. Моретрясение. Общие представления	34
1.7. Гидроакустические сигналы при подводных землетрясениях	37
1.8. Волны-убийцы в океане.	39
Глава 2. Физические процессы в очаге цунами сейсмотектонического происхождения	43
2.1. Сейсмотектонический источник цунами: основные параметры и вторичные эффекты.	43
2.2. Общее решение пространственной задачи о возбуждении гравитационных волн в слое несжимаемой жидкости малыми деформациями дна	59
2.2.1. Прямоугольные координаты (59). 2.2.2. Цилиндрические координаты (62).	
2.3. Плоские задачи о возбуждении цунами деформациями дна	66
2.3.1. Построение общего решения (66). 2.3.2. Поршневая и мембранная подвижки (71). 2.3.3. Бегущая и поршневая подвижки (81). 2.3.4. Осциллирующее дно (90).	
2.4. Генерация пространственных волн цунами и особенности движения дна в источнике	96

Глава 3. Роль сжимаемости воды и нелинейных эффектов в формировании цунами	111
3.1. Возбуждение цунами с учётом сжимаемости воды	111
3.1.1. Предварительные оценки (111). 3.1.2. Общее решение задачи о возбуждении упруго-гравитационных волн в жидкости малыми деформациями дна (115). 3.1.3. Поршневая и мембранная подвижки (119). 3.1.4. Бегущая подвижка (126). 3.1.5. Особенности возбуждения волн в бассейне переменной глубины (130). 3.1.6. Упругие колебания водного слоя в очаге цунами Токачи-Оки, 2003 (139).	
3.2. Нелинейный механизм генерации цунами	149
3.2.1. Базовые математические модели (150). 3.2.2. Нелинейный механизм генерации цунами колебаниями дна в несжимаемом океане (154). 3.2.3. Нелинейный механизм генерации цунами с учётом сжимаемости воды (163).	
Глава 4. Физика формирования цунами источниками несейсмического происхождения	170
4.1. Генерация цунами оползнями	170
4.2. Возбуждение цунами при вулканических извержениях	185
4.3. Метеоцунами	193
4.4. Космогенные цунами	207
Глава 5. Распространение цунами в океане и взаимодействие с побережьем	220
5.1. Традиционные представления о задаче распространения цунами	220
5.2. Численные модели распространения цунами	238
5.3. Набегание цунами на берег	249
Глава 6. Способы регистрации волн цунами	256
6.1. Использование мареографов и придонных датчиков давления	256
6.2. Измерения высот заплеска волн цунами на береговых откосах. Обнаружение следов палеоцунами	264
6.3. Регистрация цунами в океане	268
Глава 7. Моретрясения: анализ явлений и моделирование	278
7.1. Проявления моретрясений. Описания очевидцев и инструментальные наблюдения	280

7.1.1. Исторические свидетельства (280). 7.1.2. Анализ исторических свидетельств и физические механизмы вертикального обмена (300). 7.1.3. Инструментальные наблюдения изменений температурных полей в океане после землетрясения (305).	
7.2. Оценка возможности разрушения устойчивой стратификации в океане при подводном землетрясении	310
7.3. Параметрическая генерация поверхностных волн при подводном землетрясении	322
7.4. Экспериментальное изучение волновых структур и трансформации устойчивой стратификации в жидкости при колебаниях дна	326
Список литературы	337

ВВЕДЕНИЕ

Цунами (или “волна в гавани” в переводе с японского) вплоть до конца XX века считалось чрезвычайно редким, экзотическим природным явлением, возникающим в океане и неожиданно обрушивающимся на берега в виде гигантской волны. День 26 декабря 2004 года для населения всей планеты стал трагической датой, когда волны цунами унесли из жизни за один день более 300 тысяч человеческих жизней, оплакиваемых во многих странах.

Эта книга планировалась авторами, много лет занимающимися изучением физики цунами, как системное изложение современных представлений

- о механизмах генерации цунами,
- об особенностях распространения цунами в открытом океане и накате волн на берег,
- о методах регистрации цунами и функционировании системы предупреждения о цунами,
- о механизмах других катастрофических процессов в океане, связанных с сейсмической активностью планеты.

Авторы считали главным предназначением этой книги — представить современные знания о цунами и других катастрофах в океане научным сотрудникам и специалистам в области геофизики, океанографии, сейсмологии, гидроакустики, геологии, геоморфологии, строительства и береговой инженерии, аспирантам и студентам соответствующих специальностей. Теперь, в 2005 году, стало ясно, что сведения и научные результаты, представленные в книге, могут иметь значительно более широкий спрос и вызывать интерес у большей части населения. Политики, администраторы, средства массовой информации, страховые компании, владельцы прибрежных курортов и отелей, гражданский и военно-морской флот, нефтедобывающие компании, службы безопасности, космические агентства, издательства, системы образования и просвещения населения, — вот краткий перечень возможных потребителей (пользователей), заинтересованных сегодня в ассимиляции и распространении знаний о природе и проявлениях цунами.

Волны, получившие в Японии название цунами и регулярно разрушавшие побережья океанических островов, известны уже несколько столетий. Европейская цивилизация познакомилась с такими катастрофическими волнами в 1755 году, когда сильнейшее землетрясение в Атлантике, у берегов Португалии, вызвало цунами, мгновенно погубившее свыше 50 тысяч человек в цветущем городе Лисабоне, что составляло около четверти всего населения города. В СССР Камчатское цунами 1952 года (2336 жертв) привело к созданию в 1958 году государственной службы предупреждения о цунами. За последние 10 лет (исключая трагедию Индонезийского цунами 2004 года) цунами в Тихом океане лишили жизни более 10 тысяч человек.

По данным ЮНЕСКО к 2010 году на побережьях океанов и морей будут проживать примерно 70% жителей планеты. К этому числу следует добавить посетителей многочисленных прибрежных курортов, любителей встречать Новый Год на экзотических океанских островах и искателей морских приключений. Все эти люди могут оказаться в зоне действия одной из океанических катастроф, среди которых волны цунами являются наиболее опасными.

Сегодня во многих странах Тихоокеанского региона, — в России, Японии, США, Чили, действуют службы предупреждения о цунами. Российская система включает два Центра цунами, расположенные в Южно-Сахалинске и Петропавловске-Камчатском и подчиненные соответствующим Управлениям Госкомитета по гидрометеорологии России. Оперативную сейсмическую информацию центры цунами получают от сейсмостанций, которые осуществляют круглосуточные наблюдения в рамках Геофизической службы Российской Академии наук. В прежние времена на Дальневосточном побережье СССР функционировало шесть таких специализированных сейсмических станций. Теперь в России реально действуют только 3 станции (Южно-Сахалинск, Петропавловск-Камчатский, Северо-Курильск), которые давно нуждаются в модернизации и переоснащении.

Международный информационный центр цунами (International Tsunami Information Center), Тихоокеанский центр предупреждения о цунами (Pacific Tsunami Warning Center), Аляскинский центр предупреждения о цунами (Alaska TWC) успешно функционируют в рамках Национальной администрации по океану и атмосфере США (National Oceanic and Atmospheric Administration) и при участии Межправительственной океанографической комиссии ЮНЕСКО (ИОС/UNESCO). В Японии службу предупреждения о цунами несут несколько сотен сейсмических

и мареографических станций, объединенных в общую информационную систему, управляемую национальными агентствами (JMA, JAMSTEC).

Все национальные службы предупреждения о цунами обмениваются оперативной информацией, используя Интернет, электронную почту и специализированный Tsunami Board Bulletin. Координация научных исследований по цунами осуществляется Международной комиссией по цунами при Международном союзе по геодезии и геофизике (IUGG). В период с 1971 по 1979 гг. эту комиссию возглавлял основатель советской школы по цунами академик С. Л. Соловьев. Другой российский ученый доктор физ.-мат. наук В. К. Гусяков (Новосибирск) занимал этот пост с 1995–2003 гг. В 2003 году председателем Комиссии избран профессор К. Сатаке (Япония). Комиссия по цунами и Международная группа по цунами при Межправительственной океанографической комиссии ЮНЕСКО (IOC/UNESCO) регулярно организуют международные научные и практические конференции по проблеме цунами, полевые обследования побережий, пострадавших от цунами, выпускают сборники, информационные бюллетени, национальные отчеты, общеобразовательную литературу, поддерживают создание баз данных.

В знак признания научных достижений С. Л. Соловьева Европейское Геофизическое Сообщество (EGS) в 1996 г. учредило Медаль имени Сергея Соловьева. Медаль вручается ученым, внесшим существенный вклад в изучение природных катастроф.

Российская школа исследователей цунами, организованная и возглавляемая в течение многих лет академиком С. Л. Соловьевым, до сих пор считается лидирующей командой в этом направлении науки. Большой вклад в развитие работ по цунами был сделан членами-корреспондентами РАН С. С. Лаппо и Л. Н. Рыкуновым. Доктора наук, выросшие в российской школе цунами, А. В. Некрасов, А. А. Дорфман (Ленинград), Б. В. Левин, М. А. Носов, А. Б. Рабинович, Е. А. Куликов, Л. И. Лобковский (Москва), Е. Н. Пелиновский, В. Е. Фридман, Т. К. Талипова (Нижний Новгород), В. К. Гусяков, Л. Б. Чубаров, Ан. Г. Марчук (Новосибирск), П. Д. Ковалев, В. В. Иванов (Южно-Сахалинск), и их ученики много сделали для успешного развития науки о цунами. Специализированные лаборатории цунами и несколько научных групп работают в МГУ им. М. В. Ломоносова и в различных институтах РАН: Институте океанологии (Москва), Институте прикладной физики (Нижний Новгород), Институте вычислительной математики и математической геофизики СО РАН (Новосибирск), Институте морской геологии и геофизики ДВО

РАН (Южно-Сахалинск), Институте вулканологии и сейсмологии ДВО РАН (Петропавловск-Камчатский).

Многие из российских специалистов по цунами, включая авторов и редактора книги, имеют большой опыт преподавательской работы не только в университетах нашей страны (МГУ, МГГУ, НГУ, ННГУ, НГТУ, СахГУ), но также и в Университетах США, Франции, Гваделупы, Австралии, Колумбии. В последнее время благодаря развитию новых компьютерных технологий и вычислительных средств появились оригинальные модели редких явлений в океане, ранее недоступных для научного анализа. Накопленный опыт оригинальных разработок российских учёных в области изучения моретрясений, волн-убийц, температурных аномалий над подводными землетрясениями, образование зон кавитации, султанов и выбросов воды, требуют детального изложения и физического анализа. Опыт сотрудничества с зарубежными коллегами, регулярное участие в международных форумах, а также опыт организации международных конференций в России (конференции по цунами в 1996, 2000, 2002 гг.) продемонстрировали рост потребности в специалистах по проблеме цунами и в систематизации приобретенных знаний в этой области.

Сейчас нет нужды доказывать, что воздействие волн цунами на берега континентов и островов носит глобальный характер. Это катастрофическое явление не считается с государственными границами и национальной принадлежностью граждан, оказавшихся в зоне действия катастрофы. В ближайшее время политикам цивилизованных стран придется приступить к решению вопроса о создании глобальной системы предупреждения о цунами, наподобие Всемирной метеорологической организации. Эта задача потребует от учёных всех стран громадных усилий по систематизации знаний о цунами, подготовке национальных экспертов, специалистов и просветителей по проблеме цунами, разработке новых методов и средств мониторинга, издания серий учебной, научной и общеобразовательной литературы.

Авторы надеются, что настоящая книга внесет свой вклад в формирование общего свода знаний о цунами. Потребность в такой книге сформировалась окончательно.

В подготовке и оформлении книги приняли участие многие из наших коллег. Раздел 6.1. частично подготовлен директором Центра цунами СахУГМС Т. Н. Ивельской (Южно-Сахалинск), раздел 6.2. написан известным специалистом по палеоцунами Т. К. Пинегиной (Петропавловск-Камчатский). В книге использованы иллюстрации, подготовленные в форме компьютерной

графики ведущим научным сотрудником ИО РАН Е. В. Сасоровой (Москва). Изображения слова “цунами” в виде японских иероглифов подготовил для книги доктор Х. Мацумото (Япония, Токио). В содержание книги включены некоторые материалы, предоставленные Е. А. Куликовым (Москва), В. К. Гусяковым (Новосибирск), В. В. Титовым (Сиэтл, США) и другими нашими коллегами. Всем им авторы выражают искреннюю благодарность.

Мы признательны нашим учителям С. Л. Соловьеву и Л. Н. Рыкунову за хорошую школу и чтим их светлую память. Мы приносим благодарность нашим ученикам и нашим коллегам, чьё дружеское участие и помощь способствовали появлению этой книги. Особую благодарность авторы книги хотели бы принести рецензенту этого издания профессору Е. Н. Пелиновскому. Поддержка Российского фонда фундаментальных исследований и Российской Академии наук явилась громадным стимулом для подготовки и выпуска в свет настоящего издания.

Б. В. Левин
М. А. Носов

Глава 1

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ЦУНАМИ, МОРЕТЯСЕНИЯХ И ДРУГИХ КАТАСТРОФИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЯХ В ОКЕАНЕ

Катастрофические океанские волны, получившие название “цунами”, ещё в 60-х годах прошлого, XX века, считались таинственным и необъяснимым феноменом в жизни океана. Внезапное нападение на побережье бешеной гигантской волны уносило десятки тысяч жизней и надолго врезалось в память оставшихся в живых. Ученые многих стран объединились в своих усилиях постичь тайну этого грозного явления и приблизить решение проблемы цунами. На сегодняшний день учёные располагают сведениями о 1500 событиях в океанах и морях, которые приводили к возникновению цунами.

Наиболее цунамиопасным считается Тихоокеанский регион, в котором известно примерно 1300 событий [Соловьев и др., 1974, 1975, 1986]. Около 300 цунами имели место в Средиземном море. Имеются сведения о цунами в Атлантическом океане и Карибском море, в Черном и Каспийском морях [Никонов, 1997; Доценко и др., 2000; Lander et al., 2002]. Незначительные цунами происходили и на озере Байкал [Соловьев, Ферчев, 1961]. Европа подверглась воздействию катастрофического цунами в 1755 г, во время которого был разрушен г. Лисабон. Это событие отражено на старинной гравюре (Рис. 1.1). Под пристальным вниманием исследователей теперь находится Индийский океан, хотя и в прошлом его побережья неоднократно подвергались воздействию катастрофических цунами.

Явление моретрясения, вызываемое сейсмическими колебаниями дна акватории, известно только редким специалистам да опытным мореплавателям. Даже Большая Советская Энциклопедия не содержит этого термина в своем издании, хотя количество зарегистрированных природных событий такого рода уже превысило 250. Другие быстротекущие явления в океане (волны-убийцы, температурные аномалии, акустические эффекты) совсем недавно попали в поле зрения учёных благодаря стремительному развитию дистанционных методов наблюдений, со-

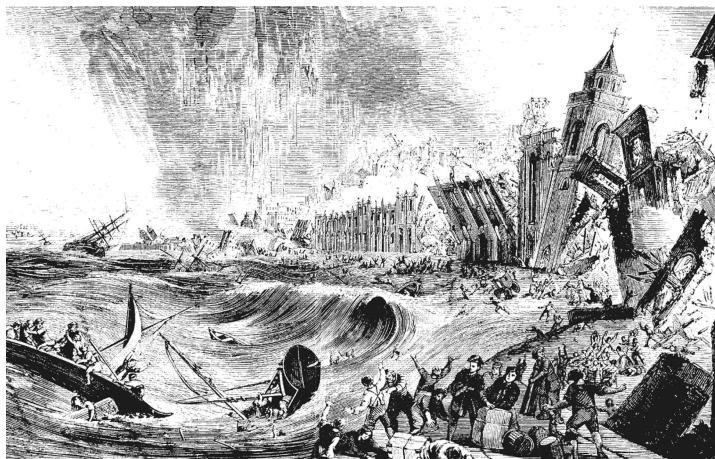


Рис. 1.1. Лисабонское землетрясение и цунами 1755 г. Старинная гравюра неизвестного автора

вершенствованию методов обработки данных, доступности электронных баз и каталогов. Изучение всего комплекса перечисленных явлений в океане проливает свет на механизмы взаимодействия различных сред в сообщающейся и взаимопроникающей системе литосфера–гидросфера–атмосфера.

1.1. Цунами. Определение понятий

Слово цунами происходит от составления двух японских иероглифов (Рис. 1.2), которые переводятся вместе как “волна в гавани”. Этот термин уже является общепринятым в научной литературе, хотя пока ещё в средствах массовой информации встречаются бытовавшие ранее термины “приливная волна”, “сейсмическая морская волна”, “моретрясение”. Иногда используются старинные европейские названия “zeebeben” и “maremoto”.

津波

Рис. 1.2. Японские иероглифы, читаемые как “цу-нами” и означающие в дословном переводе “волна в гавани”

Образование цунами в первую очередь связывают с сейсмическими движениями дна, оползнями и обвалами (в том числе и подводными), подводными вулканическими извержениями. Аналогичные по характеристикам волны могут возникать при

резких изменениях атмосферного давления (метеоцунами) и при мощных подводных взрывах. В последнее время активно обсуждается вопрос о генерации цунами в результате падения метеоритов. Следует иметь в виду возможность комбинации различных причин. Так, например, подводные оползни, спровоцированные землетрясением, могут обеспечить дополнительный вклад в энергию волн цунами, образованных подвижками дна. Подчеркнем, что основной причиной разрушительных цунами являются резкие вертикальные смещения участков дна при сильных подводных землетрясениях. Рассматривая все причины вкуче, можно утверждать, что любое побережье крупного водоема потенциально опасно с точки зрения цунами.

Современные представления об источнике цунами не являются однозначными. Обычно источник цунами характеризуется горизонтальным размером $L \sim 100$ км, который значительно превосходит типичную глубину Мирового океана $H \sim 4$ км. В результате некоторого достаточно скоротечного процесса в источнике возникают гравитационные волны с длиной $\lambda \sim L$. С точки зрения гидродинамики эти волны являются длинными ($\lambda \gg H$). Скорость распространения длинных волн в водоеме глубиной H определяется формулой $c = \sqrt{gH}$, где g — ускорение силы тяжести. При глубине $H \sim 4$ км цунами распространяется со скоростью порядка 200 м/с или около 720 км/час, что сопоставимо со скоростью современного реактивного авиалайнера. Зная длину волны и скорость её распространения, несложно оценить период цунами $T = \lambda/c \approx 500c$ (в реальности варьируется в пределах $10^2 - 10^4 c$). Амплитуда цунами в открытом океане, даже для катастрофических событий, обычно измеряется десятками сантиметров и, скорее всего, редко превышает 1 м. Впрочем, в источнике цунами амплитуда смещения поверхности воды может достигать 10 м и более. Но и в этом случае она много меньше глубины океана.

Малость амплитуды при большом периоде делает волну цунами в открытом океане практически незаметной для наблюдателя, находящегося на борту судна. Известно, что катастрофическое цунами в Японии (15 июня 1896 г), которое унесло 28000 жизней, разрушило порт Санрику и прибрежные поселения на протяжении 275 км, не было замечено рыбаками, находившимися в море всего в 40 км от побережья.

Зависимость скорости распространения цунами от глубины делает эти волны чувствительными к формам рельефа дна. Для цунами свойственны эффекты захвата волновой энергии подводными хребтами и шельфом, эффекты фокусировки и дефокуси-

ровки при распространении волны над подводными возвышенностями и впадинами. Неровности дна приводят к рассеиванию волн цунами.

В реальности скорость распространения гравитационных волн зависит не только от глубины, но и от длины волны. Приведённая выше формула для скорости длинных волн является предельным случаем (при $\lambda \gg H$) более общего выражения $c = \sqrt{g \operatorname{th}(kH)/k}$, где $k = 2\pi/\lambda$. Дисперсия волн приводит к преобразованию исходного возмущения в волновой пакет, в котором лидируют наиболее быстрые длинные волны. Отметим, что этот эффект проявляется при распространении цунами на достаточно протяжённых трассах (1000 км и более). Эффект дисперсии, резонансные свойства прибрежного рельефа, явления типа реверберации (т. е. когда волновое возмущение достигает данной точки побережья разными путями), особенности формирования волн в источнике, — всё это приводит к тому, что цунами, как правило, проявляется не как одиночная волна, а как серия волн с периодом в десятки минут. При этом первая волна часто бывает не самой сильной. Незнание именно этого свойства волн цунами часто приводит к человеческим жертвам, которых можно было бы избежать.

Увеличение амплитуды цунами при подходе к берегу — что во многом и определяет опасность этих волн, также связано с рельефом дна. Уменьшение глубины приводит к снижению скорости распространения волн, а, следовательно, и к сжатию волнового пакета в пространстве и увеличению амплитуды. Для катастрофических цунами высота заплеска достигает 10–30 метров, при этом волна способна проникать вглубь суши (горизонтальный заплеск) на 3–5 км от побережья. Схема наката цунами на берег, поясняющая основные параметры этого процесса, показана на рис. 1.3. Заметим, что максимальная высота волны может достигаться на урезе, границе затопления или в любой точке между ними.

Опасность, которую несут с собой волны цунами, связана в первую очередь со следующими тремя факторами: внезапным затоплением части суши, волновым воздействием на сооружения и эрозией. Сильные потоки воды, достигающие скоростей в десятки метров в секунду, способны ломать и перемещать дома, подмывать фундаменты зданий, разрушать мосты, портовые конструкции. Потоки воды часто несут в себе обломки зданий и прочих сооружений, деревья, малые и большие суда, что не оставляет шансов на выживание у человека, попавшего в такой поток. Ущерб, наносимый цунами, может быть также связан

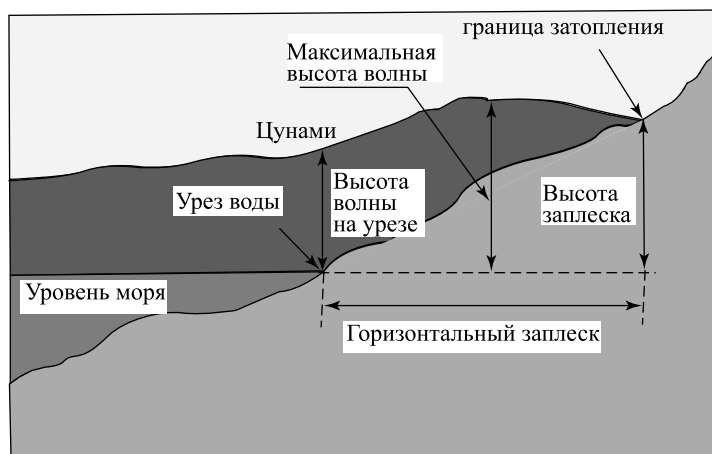


Рис. 1.3. Схема наката цунами на берег

с пожарами, загрязнением окружающей среды, эпидемиями, возникшими в результате разрушения береговой инфраструктуры.

В зависимости от масштабности области, в которой проявляется разрушительная сила цунами, принято различать локальные, региональные и удалённые события (телецунами). Последние иногда ещё называют трансокеанскими цунами. К локальным цунами относят те события, для которых разрушительный эффект сосредоточен на расстояниях не более 100 км от источника. Если разрушения происходят на расстояниях до 1000 км от источника, то такое событие классифицируется как региональное, свыше 1000 км — телецунами. Большинство катастрофических событий относятся именно к локальным или региональным цунами. За период с 1975 по 1998 в Тихоокеанском регионе зафиксировано не менее 18 таких событий. Трансокеанские цунами происходят существенно реже, но они, разумеется, гораздо опаснее. Причинив существенный ущерб в непосредственной близости от очага, эти волны способны распространяться на многие тысячи километров от источника, продолжая нести с собой смерть и разрушения. За последние двести лет произошло не менее 17 таких событий в Тихом океане.

1.2. Проявления цунами на побережье

Имеется множество описаний воздействия цунами на побережье, представленных очевидцами и учёными, исследовавшими последствия этих событий. Детальная информация о проявле-

ниях цунами содержится в каталогах цунами и исторических базах данных [Соловьев и др., 1997; Соловьев, Го, 1974, 1975; <http://tsun.sccc.ru/htdbpac>].

Приведём краткие описания некоторых ярких событий.

Цунами 1868 года в районе г. Арика (Чили) было вызвано подводным землетрясением с магнитудой $M=8.8$. После наступления темноты со стороны океана с громopodobным шумом надвинулась огромная “стена” фосфоресцирующей и пенящейся воды, смешанной с песком. Высота волн достигала 15–18 м. Ударив по побережью с огромной силой, волна перенесла стоявший на рейде большой военный корабль США “Уотери” вместе с экипажем на две мили вглубь материка и мягко уложила у скалистых отрогов Анд. Это событие дало основание писателю Г. Маркесу изобразить фантастическую сцену встречи с трёхмачтовым парусником, стоящим среди деревьев в глухих джунглях (сельве) Южноамериканского континента.

После цунами на том месте, где располагался город Арика с населением около 5000 человек, осталась ровная песчаная долина без всяких следов застройки. Только на склонах гор кое-где сохранились отдельные строения.

Катастрофическое Мессинское цунами 1908 года, было вызвано землетрясением с магнитудой 7, очаг которого располагался под дном Мессинского пролива (между континентальной Италией и Сицилией). Цунами началось практически сразу после окончания сотрясений с понижения уровня морской воды. Примыкающая к берегу часть дна оказалась осушенной, в некоторых местах дно открылось почти на 200 м. Затем неожиданно стали наступать волны, из которых самыми сильными были три первых. Цунами предшествовал сильный шум, похожий на шум бури или волн, с силой бьющихся о скалы. Максимальная высота заплеска на побережье Сицилии достигала 11,7 м, на Калабрийском побережье — 10,6 м. Заметные волны достигли побережья Ливии и Египта. Ближайший к очагу цунами, не пострадавший от землетрясения мареограф, находился на острове Мальта. Он записал цунами с амплитудой 0,9 м.

Количество наблюдаемых волн цунами варьировалось от места к месту в пределах от 3 до 9, период волн — от 5 до 15 мин. Волны смели разрушенные землетрясением строения и разрушили многие уцелевшие здания. От построек остались лишь фундаменты, срезанные на уровне земли.

Многие суда, получив повреждения, затонули или были выброшены на сушу. Цунами всколыхнуло донные осадки; со дна на поверхность пролива поднимались газовые пузыри; на пляж

были выброшены незнакомые рыбакам морские животные и рыбы, в том числе обычно обитающие на большой глубине. На судах, находившихся в нескольких милях от берега, отметили сильное моретрясение, но не могли понять, почему во всех прибрежных городах вдруг погасли огни.

После цунами весь пролив был полон разбитыми и опрокинутыми лодками, барками, плавающими обломками, телами людей и животных, снесенными с берегов Мессины и Калабрии.

Цунами 1952 года, произошедшее вблизи восточных берегов Камчатки и острова Парамушир, считается одним из самых разрушительных цунами XX века. Приведём описание этого события из статьи [Соловьев, 1968]. В ночь с 4 на 5 ноября жители Северо-Курильска были разбужены землетрясением: разрушались печи, падали трубы, домашняя утварь. Через 40 мин. после прекращения землетрясения послышался грохот со стороны океана и на город обрушился водяной вал, двигавшийся с большой скоростью. Через несколько минут вода отступила, унося разрушенное, и дно океана обнажилось на несколько сот метров. Через 15–20 мин. на город снова надвинулась водяная стена, достигавшая 10-метровой высоты. Она практически смыла всё на своем пути, оставляя от строений в лучшем случае бетонные фундаменты. Из земли были вывернуты и разбросаны по сторонам старые доты, в порту опрокинуты стенки ковша, а находившиеся там катера заброшены на сотни метров на берег.

Через несколько минут после этой, наиболее сильной, волны на опустошенное побережье нахлынула сравнительно слабая, третья, волна, оставившая после себя много обломков.

События 1952 года застали врасплох большинство жителей. Некоторые находившееся у о-ва Парамушир суда передавали, например, по радио сообщения о том, что остров погружается под воды океана.

По свидетельству А. Е. Абаева, командира отряда гидрографических судов, направленного к Северо-Курильску сразу после катастрофы, пролив между островами Шумшу и Парамушир был полностью забит плавающими обломками деревянных домов, бревнами и бочками. На обломках встречались тела погибших людей — спастись в ледяной воде было практически невозможно.

Другой очевидец этого цунами, житель Северо-Курильска А. Шабанов, которому в то время было 14 лет, рассказал одному из авторов книги, что вскоре после землетрясения вода ушла от берега, обнажив дно. Увидев этот внезапный отлив, мать Шабанова вместе с двумя сыновьями побежали в сторону сопки, что и спасло их жизни. Эта семья оказалась единственной, в которой

никто не погиб. По пути они с трудом пересекли глубокий ров, через который в прежние времена японцы перебросили несколько узких деревянных мостков. К 1952 году большая часть мостков была разобрана на дрова, поскольку их назначение было неясно для людей, прибывших с материка.

Волна, достигавшая на отдельных участках береговой линии высоты 10–15 м ($H_{max} = 18,6$ м), полностью разрушила и унесла в океан многие строения и портовые сооружения г. Северо-Курильска (остров Парамушир), лишив жизни 2336 человек. Источник волны цунами, порожденной подводным землетрясением с магнитудой $M_w = 9,0$, имел протяжённость свыше 800 км при ширине около 100 км.

Фантастическое событие, породившее волну цунами рекордной высоты, произошло 9 июля 1958 года в бухте Литуя (Аляска) [Соловьев, Го, 1975]. Бухта имеет Т-образную форму. Длина бухты составляет 11 км, ширина в основной внешней части — до 3 км, максимальная глубина — около 200 м. Внутренняя часть бухты — это часть каньона Феруэтер. Здесь бухта похожа на фьорд, и её отвесные стены вздымаются на высоту от 650 до 1800 м. Во время землетрясения во внутренней части бухты произошёл гигантский обвал снежно-ледовой массы вместе с коренными породами объёмом около $0,3 \text{ км}^3$. Вода, вытесненная обрушившейся массой, выплеснулась на противоположный берег, достигнув высоты 524 метра! Движение воды при этом было столь стремительным, что был выкорчеван весь лес, попавший в зону затопления, и с деревьев были содраны кора и сучья. Помимо этого гигантского всплеска образовалась волна, прошедшая через всю бухту до океана и опустошившая её берега. Волной были застигнуты в бухте три рыболовецких баркаса, один из которых затонул вместе с двумя членами экипажа. Двум остальным экипажам удалось спастись. Рыбаки сообщали о волне высотой около 30 м. Следы заплеска и сломанных волной деревьев сохранялись на склоне в течение десятков лет после катастрофы. Отметим, что экспедиция Ж.-Ф. Лаперуза в 1786 году в бухте, названной Гаванью Французов (теперь бухта Литуя), столкнулась с похожим явлением. Огромная волна вынесла из узкого пролива двухмачтовую лодку экспедиции и разбила её о подводные скалы. Из всего экипажа в 21 человек никто не остался в живых.

Чилийское цунами 22 мая 1960 г было вызвано сильнейшим землетрясением 20-го столетия ($M=9,4$), очаг которого располагался в южной части среднего Чили [Соловьев, Го, 1975]. Максимальный подъем воды в Чили достигал 25 м, на Гавайских

островах — 10,5 м, в Океании — 9 м, Японии и СССР — 6,5 м, в США — 3,5 м. В Чили погибло около 1000 человек, на Гавайских островах — 60, в Японии — 200. Волнам потребовалось около 15 часов, чтобы преодолеть 10000 км и достичь Гавайских островов и почти сутки, чтобы достичь Японии и Дальневосточного побережья СССР. Разумеется, ни на Гавайских островах, ни в Японии, ни в СССР землетрясение не ощущалось, и поэтому волна оказалась неожиданной.

Цунами 1994 года, возникшее вблизи острова Шикотан в результате землетрясения с магнитудой $M=8,3$, произвело множество разрушений береговых построек. Часть острова опустилась на 60 см, что зафиксировано показаниями мареографа в пос. Малокурильское. В г. Южно-Курильске, удалённом от Шикотана на 120 км, волной цунами был сорван с фундамента одноэтажный жилой дом и перенесен вглубь острова на 300 метров. Максимальная высота заплеска волны достигала 10,4 м. По счастливой случайности это цунами не привело к человеческим жертвам.

Цунами 1998 года в районе Папуа Новая Гвинея вызвало особый интерес у специалистов. Сравнительно небольшое землетрясение с магнитудой $M_w = 7,1$ вызвало неожиданно большую волну с высотой, достигавшей 15 м. Цунами обрушилось на побережье тремя волнами примерно через 18 мин. после землетрясения. Область воздействия была ограничена 30 км участком побережья, на котором были разрушены несколько рыболовецких деревень, и погибло около 3000 человек. Причиной формирования такой гигантской волны явилось не столько само землетрясение, сколько вызванный им колоссальный подводный оползень.

Катастрофическое цунами 26 декабря 2004 г., произошедшее в Индийском океане, было вызвано сильнейшим землетрясением с магнитудой $M_w = 9,3$, эпицентр которого находился около северной оконечности о-ва Суматра. За последние 100 лет сопоставимую магнитуду имели лишь несколько сейсмических событий (Алеуты, 1946; Камчатка, 1952; Алеуты, 1957; Чили, 1960; Аляска, 1964). Проявление цунами носило глобальный характер. Кроме катастрофических последствий непосредственно вблизи источника (побережье Суматры), где высота заплеска достигала 35 м, волны регистрировались повсеместно в Мировом океане. Значительные амплитуды волны цунами были зарегистрированы в удалённых точках побережья Тихого океана (Манзанилья, Мексика — 2,6 м, Новая Зеландия — 0,5 м, Чили — 0,5 м, Северо-Курильск, Россия — 0,3 м, Британская Колумбия, Канада — 0,2 м, Сан Диего, Калифорния — 0,2 м) и Атлантического океана (Галифакс — 0,4 м, Атлантик Сити — 0,2 м, Бермудские

о-ва — 0,1 м, Сан Хуан, Пуэрто-Рико — 0,05 м). Особенно сильно пострадали страны бассейна Индийского океана: Индонезия, Таиланд, Индия, Шри-Ланка, Кения, Сомали, Южная Африка, Мальдивские острова. Общее число жертв превышало 300 тыс. человек, материальный ущерб колоссален и его ещё предстоит оценить. По числу жертв эта катастрофа стала крупнейшей из известных в истории цунами.

В таблице представлены несколько примеров последних катастрофических цунами.

№	Дата	M*	h_{\max}^{**} , м	Количество жертв	Район события
1	12/12/1992	7,5	26,2	1500	Индонезия, Флорес
2	12/07/1993	7,7	31,7	330	Япония, Окушири
3	02/06/1994	7,8	13,0	250	Индонезия, Ява
4	04/10/1994	8,3	10,4	11***	Россия, Шикотан
5	14/05/1995	6,9	4,0	11	Индонезия, Тимор
6	17/02/1996	8,1	7,7	96	Индонезия, Ириан Джая
7	17/07/1998	7,1	10	2182	Папуа Новая Гвинея
8	17/08/1999	7,4	2,5	10000***	Турция, Измит
9	23/06/2001	8,1	10	50	Перу
10	26/12/2004	9,3 (M_W)	36	300000	Индийский океан, Суматра
* — Магнитуда землетрясения; ** — Максимальная высота волны; *** — включая жертвы землетрясения					

1.3. Магнитуда и интенсивность цунами

Оценка степени цунамиопасности того или иного побережья (долгосрочный прогноз цунами) в первую очередь опирается на статистический анализ событий, имевших место в прошлом. Очевидно, что по своей силе цунами варьируются в широких пределах: от слабых волн, которые можно зарегистрировать только инструментально, до страшных катастрофических событий,

опустошающих побережья на протяжении сотен километров. Как оценить силу цунами? Ведь без введения некоторой количественной характеристики, показывающей эту силу, невозможно не только проводить статистический анализ, но и вообще говорить об оценке степени опасности. Определение такой количественной характеристики является весьма нетривиальной задачей, которая на настоящий момент окончательно не решена. С аналогичными трудностями сталкиваются сейсмологи при определении силы землетрясения. С одной стороны, землетрясение характеризуется объективными физическими параметрами, которые показывают энергию, излученную очагом, или высвобожденный сейсмический момент. Эти параметры измеряются количественно, и им ставится в соответствие магнитудная шкала землетрясений. С другой стороны, существует описательная шкала интенсивности землетрясения, которая связана с так называемыми макросейсмическими данными, полученными в результате полевых исследований. Понятно, что на практике для определения сейсмической опасности важна именно шкала интенсивности, но она, в противоположность магнитудной шкале, не является физически строгой.

Возвращаясь к цунами, отметим, что и это явление с одной стороны характеризуется объективными и количественно измеряемыми параметрами (энергия, амплитуда, период и т. д.), а с другой стороны — субъективными описаниями, отражающими масштабность и степень вызванных волной разрушений или характер её проявлений на побережье. Как и в случае землетрясений, для оценки цунамиопасности более важными являются именно эти субъективные описания, а не абстрактные физические параметры. Жителей прибрежных районов не интересует энергия приближающейся волны цунами в Джоулях, их интересует, является ли волна опасной для жизни, каковы могут быть материальные потери и как их избежать. И до тех пор, пока не будет реализовано детальнейшее моделирование всего процесса от зарождения волны до её наката на берег, такое положение дел останется неизменным.

Первая попытка классифицировать цунами была предпринята Зибергом, который ввел 6-балльную шкалу интенсивности цунами по аналогии со шкалой интенсивности землетрясений [Sieberg, 1927]. Эта шкала не была связана с измерением физических параметров (высоты волн, дальности заплеска и т. д.), она основывалась на описании макроскопических эффектов, показывающих степень разрушений. В дальнейшем шкала Зиберга была несколько модифицирована [Ambraseys, 1962].

Шкала интенсивности цунами Зиберга–Амбразейса

1. **Очень слабое.** Волны регистрируются только специальной аппаратурой (мареографами).
2. **Слабое.** Волны отмечаются жителями побережья. На очень плоских побережьях волны замечены большинством.
3. **Достаточно сильное.** Волны отмечаются большинством. Затопление слабо наклонных побережий. Малые суда вынесены на побережье. Незначительные разрушения легких конструкций, расположенных вблизи берега. В эстуариях рек направление течения изменяется на обратное.
4. **Сильное.** Значительное затопление побережья. Повреждение строений, дамб, набережных и возделываемых участков земли. Малые и средние суда вынесены на сушу или унесены в море. Замусоривание побережья.
5. **Очень сильное.** Повсеместное значительное затопление побережья. Повреждены стенки набережных и прочные строения вблизи моря. Полностью разрушены непрочные строения. Большой ущерб претерпели возделываемые участки земли. Плавающий мусор, рыбы и морские животные выброшены на берег. Все суда, за исключением больших кораблей, перенесены вглубь побережья или смыты в море. Образование бора в эстуариях рек. Повреждение портовых конструкций. Утонувшие люди. Движение волны сопровождается сильным ревом.
6. **Разрушительное.** Частичное или полное разрушение всех построек на значительном расстоянии от побережья. Сильное затопление побережья. Сильное повреждение больших кораблей. Деревья вырваны с корнем или сломаны. Много жертв.

Многочисленные попытки ввести количественную характеристику силы цунами предпринимались в Японии. Иммamura ввел, и Иида усовершенствовал концепцию магнитуды цунами [Имматура, 1942, 1949; Iida, 1956, 1970]. Было предложено определять магнитуду по формуле

$$m = \log_2 H_{\max},$$

где H_{\max} — максимальная высота волны в метрах, наблюдаемая на побережье или измеренная мареографом. На практике шкала Имматуры–Ииды является шестибалльной (от -1 до 4).

Пытаясь улучшить шкалу Иمامуры–Ииды, С. Л. Соловьев вводит интенсивность цунами [Soloviev, 1970]

$$I = \frac{1}{2} + \log_2 H,$$

где H — средняя высота цунами на ближайшем к источнику побережье. В настоящее время такое определение интенсивности цунами широко распространено, и соответствующую шкалу принято называть “шкала интенсивности цунами Соловьева–Иمامуры”.

Заметим, что магнитуда Иمامуры–Ииды, вообще говоря, определяется однозначно. Достаточно лишь знать максимальную амплитуду волны. Определение интенсивности Соловьева–Иمامуры не является математически строгим и, следовательно, оставляет много “свободы” для расчёта средней высоты цунами. Впрочем, обе шкалы не очень чувствительны к небольшим ошибкам в определении высот волн, т.к. эти величины стоят под знаком логарифма. Важно ещё отметить, что для большого числа исторических событий и, тем более, для доисторических событий (палеоцунами), единственная информация, имеющаяся в распоряжении — оценка высот волн в одной или нескольких точках побережья. В этой связи обе шкалы вполне удобны и ещё долго будут применяться на практике. Впрочем, в качестве базовой измеряемой характеристики для расчёта магнитуды или интенсивности, можно рассматривать не высоту волн, а площадь затопления (заплеска). Эта характеристика может стать удачной и перспективной альтернативой высотам волн на побережье. Очевидное преимущество площади затопления (заплеска) заключается не только в удобстве её измерения дистанционными методами (со спутников, самолетов и т.д.), но и в том, что эта характеристика автоматически отражает масштабы произошедшей катастрофы.

Абе и Хатори предлагали модифицировать магнитудную шкалу с тем, чтобы учесть ослабление волн при удалении от источника [Abe, 1979, 1981, 1985, 1989; Hatori, 1986]

$$M_t = a \log h + b \log \Delta + D,$$

где h — максимальная амплитуда волны на побережье, измеряемая от подошвы до гребня в метрах, Δ — расстояние от эпицентра землетрясения до точки измерения в километрах, a , b и D — константы. Такое определение напоминает определение магнитуды в сейсмологии.

Принципиально иной подход к определению магнитуды цунами был предложен в работе [Murty, Loomis, 1980]. Расчёт магнитуды здесь базируется на оценке потенциальной энергии цунами E (в эргах)

$$ML = 2(\log E - 19).$$

Определение магнитуды, опирающееся на величину энергии волны, конечно, является физически наиболее адекватным. Однако расчёт энергии не всегда возможен. Впрочем, на современном этапе, для расчёта можно использовать потенциальную энергию начального возвышения водной поверхности, полагая его идентичным остаточным смещениям дна. Последние вычисляются из параметров землетрясения по формулам Окады [Okada, 1985].

Следует отметить, что магнитуда Исамуры–Ииды или интенсивность Соловьева–Исамуры дают представление о высоте волн на побережье, и, следовательно, позволяют судить о масштабах разрушений. Но магнитуда Мурти–Лумиса ML , хотя и является физически корректной величиной, не может быть однозначно связана с проявлением цунами на побережье.

Недавно в работе [Papadopoulos, Imamura, 2001] была предложена новая детальная 12-балльная описательная шкала интенсивности цунами. При её составлении учитывался более чем 100-летний опыт, накопленный сейсмологами при составлении шкал интенсивности землетрясений. Шкала не связана с какими-либо количественными физическими параметрами (амплитуда волны, энергия и т. п.), она организована по следующим трём признакам:

- (а) воздействию на людей,
- (б) воздействию на природные и искусственные объекты, включая суда различных размеров и
- (в) ущерб, причиняемый зданиям.

Поэтому цунами большой амплитуды, обрушившееся на малонаселенное побережье, может иметь невысокую интенсивность по шкале Пападопулоса–Исамуры. И наоборот, цунами с умеренной амплитудой, но поразившее густонаселенное побережье, может характеризоваться достаточно высокой интенсивностью.

До сих пор шкала интенсивности Пападопулоса–Исамуры не публиковалась в русскоязычных изданиях, поэтому полезно привести её здесь целиком. Последовательное систематическое описание проявлений цунами на побережье даёт достаточно полную картину явления.

Шкала интенсивности цунами Пападопулоса–Имамуры**I. Неощущаемое (Not felt)** ¹⁾

- (а) Не ощущается даже при наиболее благоприятных обстоятельствах;
- (б) нет воздействия;
- (в) нет ущерба;

II. Очень слабое (Scarcely felt)

- (а) Ощущается некоторыми людьми на малых судах. Не наблюдается на побережье;
- (б) нет воздействия;
- (в) нет ущерба;

III. Слабое (Weak)

- (а) Ощущается большинством людей на малых судах. Наблюдается некоторыми людьми на побережье;
- (б) нет воздействия;
- (в) нет ущерба;

IV. Наблюдаемое (Largely observed)

- (а) Ощущается всеми людьми на малых судах и некоторыми на больших судах. Наблюдается большинством людей на побережье;
- (б) некоторые малые суда выносятся на побережье;
- (в) нет ущерба;

V. Сильное (Strong)

- (а) Ощущается всеми людьми на больших судах. Наблюдается всеми людьми на побережье. Некоторые люди испуганы и убегают на возвышенности;
- (б) многие малые суда вынесены на берег на значительное расстояние, некоторые из них претерпели столкновение друг с другом или перевернуты. Волна оставляет за собой слои песка, отлагающиеся в местах с благоприятными условиями. Ограниченное подтопление культивируемых участков побережья;
- (в) Ограниченное подтопление прибрежных конструкций, построек и территорий (сады и т. д.) у жилых домов;

¹⁾ Фиксируется только специальной аппаратурой.

VI. Слабо разрушительное (Slightly damaging)

- (а) Многие люди напуганы и убегают на возвышенности;
- (б) большинство малых судов вынесено вглубь суши на большие расстояния, претерпело сильные столкновения друг с другом или перевернуто;
- (в) Разрушены и подтоплены некоторые деревянные строения. Большинство кирпичных зданий выстояло.

VII. Разрушительное (Damaging)

- (а) Большинство людей напугано и пытается убежать на возвышенности;
- (б) большинство малых судов повреждено. Некоторые большие суда претерпевают значительные колебания. Объекты различного размера и устойчивости (прочности) перевернуты и перемещены со своих мест. Волна оставляет за собой слои песка и скопления гальки. Некоторые плавучие конструкции смыты волной в море;
- (в) многие деревянные строения повреждены, некоторые стерты с лица земли или унесены волной. Разрушения 1-й степени и подтопление некоторых кирпичных зданий;

VIII. Сильно разрушительное (Heavily damaging)

- (а) Все люди убегают на возвышенности, некоторые смыты волной в море;
- (б) большинство малых судов повреждено, многие унесены волной. Некоторые большие суда вынесены на берег и претерпели взаимные столкновения. Большие объекты смыты со своих мест. Эрозия и замусоривание побережья. Обширное наводнение. Небольшие повреждения в цунамизащитных лесопосадках. Многие плавающие конструкции унесены волной, некоторые — частично повреждены;
- (в) большинство деревянных конструкций унесено волной или стерто с лица земли. Разрушения 2-й степени в некоторых кирпичных зданиях. Большинство железобетонных зданий не повреждено, в некоторых наблюдаются разрушения 1-й степени и затопление.

IX. Деструктивное (Destructive)

- (а) Многие люди унесены волной;
- (б) большинство малых судов разрушено и унесено волной. Многие большие суда вынесены вглубь суши на большие расстояния, некоторые разрушены. Обширная эрозия и замусоривание побережья. Локальное проседание грунта. Частичное разрушение цунами-защитных лесопосадок. Большинство плавучих конструкций унесено, многие частично повреждены;
- (в) разрушения 3-й степени во многих кирпичных зданиях. Некоторые железобетонные здания пострадали от разрушений 2-й степени;

X. Сильно деструктивное (Very destructive)

- (а) Всеобщая паника. Большинство людей унесено волной;
- (б) большинство больших судов вынесены вглубь суши на большие расстояния, многие разрушены или претерпели соударения со зданиями. Небольшие камни (галка, булыжники) с морского дна перенесены на сушу. Машины перевернуты и сдвинуты со своих мест. Разливание нефти, пожары. Обширное проседание грунта;
- (в) разрушения 4-й степени во многих кирпичных домах, некоторые железобетонные здания пострадали от разрушений 3-й степени. Разрушены искусственные дамбы (набережные) и повреждены портовые волноломы.

XI. Опустошительное (Devastating)

- (б) Разрушены жизненно важные коммуникации. Обширные пожары. Обратные потоки воды смывают машины и другие объекты в море. Большие камни (булыжники, валуны) с морского дна принесены на сушу;
- (в) разрушения 5-й степени во многих кирпичных зданиях. Некоторые железобетонные здания пострадали от разрушений 4-й степени, многие — от разрушений 3-й степени.

XII. Полностью опустошительное (Completely devastating)

- (в) Практически все кирпичные здания стерты с лица земли. Большинство железобетонных зданий пострадали от разрушений не менее чем 3-й степени.

1.4. Служба предупреждения о цунами. Принципы и методы

Огромный печальный опыт населения Японии, потерявшей много тысяч человеческих жизней из-за цунами и землетрясений, сконцентрирован в короткой надписи на каменных стеллах, которые часто можно встретить вблизи побережья. Иероглифы на стеллах гласят:

Помни о землетрясении.

Почувствовав землетрясение, помни о цунами.

Увидев цунами, убегай на высокий склон.

Жители города Вакаяма, расположенного недалеко от бывшей столицы Японии красивейшего города Киото, хранят такую историю. Однажды мэр Вакаямы почувствовал землетрясение. Он понял, что не успеет предупредить людей на берегу об опасности цунами, и тогда он побежал наверх к рисовым полям, где уже был собран урожай риса, и поджёг зернохранилища. Люди, увидев горящие запасы риса, кинулись наверх тушить пожар и благополучно избежали смертельного удара волны цунами по побережью. Благодарные граждане поставили в городе памятник мудрому правителю.

Уже в 60-х годах XX века во многих странах Тихоокеанского региона были организованы национальные службы предупреждения о цунами. В состав организаций службы цунами входит целая сеть сейсмических и гидрометеорологических станций, специальная система оперативной передачи тревоги, административный орган для принятия решений и региональные организации, реализующие план эвакуации населения.

В прежние годы работа службы предупреждения о цунами (СПЦ) основывалась на срочных донесениях дежурных операторов сейсмических станций, несущих круглосуточную службу цунами. В случае регистрации близкого сильного землетрясения (с магнитудой $M > 7$) оператор должен был в течение 10 минут определить расстояние до эпицентра, магнитуду землетрясения и примерный район нахождения эпицентра. После этого он передавал сигнал “Тревога ЦУНАМИ” в административный орган, штаб цунами и на метеостанцию. Дежурный океанолог на метеостанции, используя дополнительную информацию, принимал окончательное решение об объявлении тревоги. Отбой тревоги объявлялся штабом цунами по согласованию со специалистами.

В современных СПЦ эта технология автоматизирована. Однако главные физические принципы оперативного прогноза цунами остаются неизменными. Сама возможность предупреждения ос-

нована на том, что скорость распространения сейсмических волн во много раз больше, чем скорость волны цунами. Тревога объявляется при регистрации подводного землетрясения с магнитудой, превышающей пороговое значение.

В России службу цунами на Дальнем Востоке несут сейсмические станции Геофизической службы Российской Академии наук и метеостанции Управлений гидрометслужбы Комитета по гидрометеорологии РФ. В службе цунами задействованы сейсмостанции Петропавловск-Камчатский и Усть-Камчатск (Камчатка), Южно-Сахалинск (о. Сахалин), Северо-Курильск (о. Парамушир), Курильск (о. Итуруп) и Южно-Курильск (о. Кунашир). Метеостанции Камчатского УГМС и Сахалинского УГМС, а также Центры цунами этих Управлений круглосуточно несут оперативную службу предупреждения о цунами и составляют срочные донесения и отчеты.

Хорошо развитая служба предупреждения о цунами организована в США в рамках Национальной администрации по океану и атмосфере (NOAA). Она включает несколько сотен сейсмических и мареографических станций. Все эти станции, а также несколько крупных океанских буев и донных датчиков уровня океана передают получаемую информацию в режиме реального времени на общие серверы двух центров: ATWC в Палмере, Аляска, и PTWC в Гонолулу, Гавайи. Информация находится в свободном доступе для пользователей Интернет. Служба цунами в Японии, созданная значительно раньше других, подчиняется Японскому метеорологическому Агенству (JMA) и отличается очень высоким уровнем организации.

Важным успехом, достигнутым в оперативном прогнозе цунами, является возможность быстро (в реальном времени) и с необходимой для практических нужд точностью и надежностью рассчитать время добегания волны до заданной (защищаемой) точки побережья. Такой расчёт может быть выполнен с применением простой лучевой теории. Для него необходимо только знание местоположения источника цунами и распределение глубин в рассматриваемом бассейне. Напомним, что скорость распространения цунами определяется глубиной океана $c = \sqrt{gH}$. Данные о батиметрии Мирового океана имеются в свободном доступе на сетке 2×2 угловых минуты, а для многих регионов и с существенно лучшим пространственным разрешением.

Гораздо хуже обстоят дела с расчётом высоты заплеска цунами в заданной точке побережья. Необходимая для практических нужд точность и оперативность в решении этой задачи на настоящее время не достигнуты. С одной стороны, это объясняется

колоссальным объёмом вычислений, который необходимо выполнить для расчёта эволюции волны от её зарождения в источнике до выхода на побережье. С другой стороны, в оперативном режиме невозможно с необходимой точностью рассчитать, что происходило в источнике цунами. Время, требуемое для надёжного определения деформаций дна, произошедших в результате землетрясения, существенно превышает минуты или даже часы, отпущенные для оперативного прогноза. А в тех случаях, когда в генерации цунами участвуют подводные оползни, оперативное решение задачи становится практически невозможным.

Существует несколько перспективных путей решения этой проблемы. Один из них реализован в новой японской системе оперативного прогноза цунами [Tatehata, 1998]. Методика основана на том, что очаги цунами имеют свойство повторяться. Поэтому задача, требующая длительных расчётов, решена заранее. Результаты расчётов сведены в специальной базе данных. Когда происходит реальное подводное землетрясение, то в соответствии с его магнитудой и местоположением эпицентра, из базы выбираются необходимые данные, по которым с помощью метода интерполяции оперативно рассчитываются возможные высоты заплесков.

Второй путь заключается в использовании глубоководных регистраторов цунами, установленных вдали от побережья (например, DART, JAMSTEC). Сама идея и её первая реализация связаны с именем С. Л. Соловьева. Существуют различные возможности использования таких систем. Одна из них — заблаговременная регистрация волны позволяет точно измерить её характеристики (амплитуду) и скорректировать неточности в расчётах генерации волны в источнике.

Катастрофическое цунами, произошедшее в декабре 2004 г в Индийском океане, было зарегистрировано радиовысотометром, установленным на спутнике JASON-1. В этой связи стала очевидной перспективность методов спутникового мониторинга цунами.

К сожалению, современная служба цунами построена преимущественно на региональном принципе. И, как показывает анализ действий национальных служб 26 декабря 2004 г, их “зона ответственности” ограничена лишь подконтрольным участком побережья. Учитывая ограниченные возможности ряда развивающихся стран по обеспечению современного уровня оперативного предупреждения о цунами, а также масштаб подобных катастроф, представляется целесообразным создание глобальной системы наблюдений за поверхностью океана, функционирующей

под международным контролем. Авторы полностью поддерживают мнение Международного информационного центра предупреждения о цунами (International Tsunami Information Center — ITIC, NOAA USA), выступающего за программу скорейшего создания всемирной системы предупреждения о цунами.

1.5. Базы данных и статистика цунами

Существуют несколько различных информационных ресурсов, содержащих основные сведения о цунами. Одной из наиболее востребованных и эффективных является историческая база данных по цунами в Тихом океане, созданная в лаборатории цунами Института вычислительной математики и математической геофизики СО РАН (Новосибирск) при поддержке ЮНЕСКО и РФФИ [Gusiakov, 2001]. Интернет-версия базы данных доступна по адресу <http://tsun.ssc.ru/htdbpac>.

База данных содержит сведения о примерно 1500 цунамигенных событиях, происшедших в Тихоокеанском регионе (в географических границах 60°S – 60°N , 80°E – 100°W) за весь период исторических наблюдений (с 47 года до н. э. по настоящее время). Эта база включает большой массив береговых наблюдений цунами (около 9000 записей), а также различную вспомогательную информацию о региональной батиметрии, сейсмичности, тектонике, вулканизме, населённых пунктах прибрежных районов, а также о региональной сети мареографных наблюдений.

Важным достоинством этого информационного ресурса является специализированная графическая оболочка, построенная на принципах ГИС-технологий и предоставляющая пользователю удобные средства для выборки, визуализации и обработки данных, включая анализ качества и полноты исторических каталогов. В составе картографической оболочки имеются средства работы с растровыми изображениями земной поверхности и морского дна, что позволяет пользователю строить цифровые карты местности для последующего наложения на них данных наблюдений.

Для применения в службах предупреждения о цунами оболочка имеет специальную опцию — режим “Новое событие”, позволяющий осуществлять выборку исторических данных в круговой окрестности события, находящегося в оперативной обработке. Встроенная подсистема оценки цунами-риска позволяет получать оценки долгосрочного цунами-риска для прибрежных участков акватории Тихого океана, обеспеченных в должной мере наблюдениями высот цунами. Области применения созданной

базы данных — научные исследования и разработки в области морской геофизики, сейсмологии и океанологии, связанные с изучением природных катастроф, сейсмичности Мирового океана, сейсмостойкого строительства в прибрежных областях.

На рис. 7.4 на цветной вкладке в качестве примера графического представления материалов приведено распределение очагов цунамигенных землетрясений в Тихоокеанском регионе за период с 47 ВС по 2004 г.

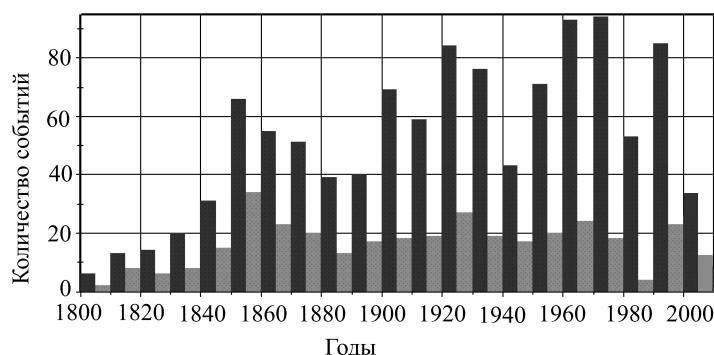


Рис. 1.5. Повторяемость цунами (число событий за 10 лет) в Тихоокеанском регионе за период с 1800 по 2005 г. Тёмным цветом показаны все известные цунами, серым цветом — цунами с интенсивностью по шкале Соловьева-Имамуры $I \geq 1$

О частоте повторяемости цунами можно судить по рис. 1.5, на котором показано, как варьировалось число цунами (за 10-летний период) с 1800 по 2005 года. Все события разбиты на две категории: серыми линиями показаны значительные цунами с интенсивностью (шкала Соловьева–Имамуры) $I \geq 1$, тёмными — все известные цунами. Видно, что повторяемость значительных цунами сохраняется приблизительно на постоянном уровне (около 2 событий в год). При этом общее число цунами имеет тенденцию к росту, что связано с прогрессом в регистрации слабых волн. Аналогичные комментарии могут быть даны и к рис. 1.6, на котором интенсивность цунами построена как функция времени.

Здесь следует подчеркнуть, что по представленным данным было бы неверно делать вывод об увеличении повторяемости цунами в последние столетия. Повторяемость цунами может заметно варьироваться только на геологических временах.

База данных может быть использована для решения широкого класса задач. Так, например, анализ измерений высот заплесков волн цунами с применением подходов теории размерности

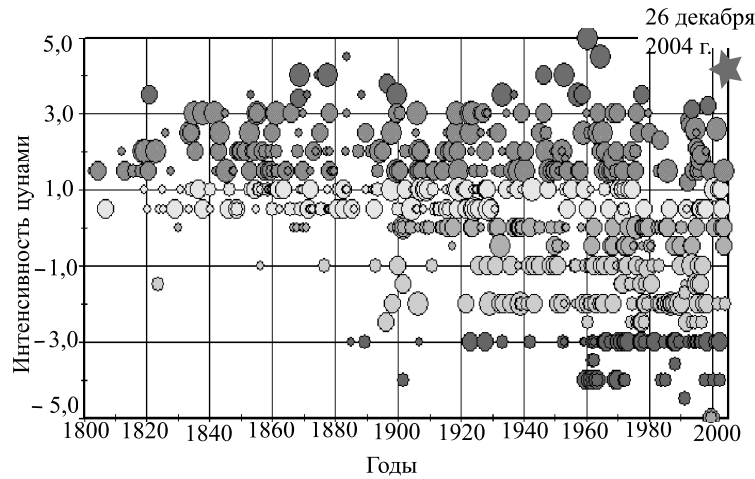


Рис. 1.6. Цунами Тихоокеанского региона на плоскости “интенсивность–время”

[Завьялов и др., 2005] позволил выявить скрытую информацию о симметрии источника цунами и особенностях излучения и затухания волновой энергии. Установлено, что для большого числа зарегистрированных событий с удалением от источника волны ослабевают по степенному закону $r^{-\alpha}$, где показатель α варьируется в пределах от 0,5 до 0,66. Это соответствует значениям параметра симметрии источника от 1 до 2, т.е. источник представляет собой вытянутый эллипс. Близкие оценки можно найти в книге [Пелиновский, 1982]. Заметим, что именно такая форма приписывается источнику цунами во многих публикациях, посвященных решениям обратных гидродинамических задач. Область максимальных сотрясений при материковых землетрясениях, восстанавливаемая в задачах макросейсмологии, также имеет форму сильно вытянутого овала.

Статистическая обработка материалов базы данных по цунами вскрыла недавно интересную периодичность в возникновении источников цунами [Левин, Сасорова, 2002]. Временная последовательность возникновения событий попеременно в Северном и Южном полушариях Земли характеризуется периодом в 6 лет. Примерно с такой же периодичностью проявляются на Земле сильные возмущения, вызываемые астрономическими процессами и взаимным расположением тел в системе Земля-Луна-Солнце. Дальнейшее развитие баз данных и методов расчёта позволит в будущем обнаружить новые закономерности в процессах возникновения цунами и подводных землетрясений.

1.6. Моретрясение. Общие представления

Ежегодно на Земле регистрируется приблизительно 10 тысяч землетрясений, из которых около 4 тысяч событий — ощутимые землетрясения, для которых скорость движения частиц в волне или массовая скорость достигает более 0,1 м/с. Из этого количества большая часть приходится на подводные землетрясения. Сильные землетрясения приводят к появлению у побережья гигантских, разрушительных волн цунами, а в районе эпицентра землетрясения наблюдаются необычные гидродинамические явления, известные у мореплавателей под названием моретрясения. В некоторых случаях используют также термины сулой или толчея волн.

Поперечный размер возмущенной области морской поверхности при моретрясении обычно превышает 50–100 км, а продолжительность действия сильного моретрясения может достигать 10 минут. Во время моретрясения на поверхности акватории образуются системы стоячих волн большой крутизны, возникают отдельные вертикальные столбы воды, формируются уединенные волновые образования, отмечаются сильные акустические эффекты. Возможно появление брызговых султанов, откол и разлет кавитационных слоев воды. Корабль, попавший в зону действия моретрясения, оказывается в окружении гигантских, стоячих волн, заполняющих все видимое пространство. Ужасный грохот и гул дополняются резкими ударами по днищу, сильнейшим сотрясением судна и разрушениями палубных надстроек, выдержавших в прошлом немало штормов.

Приведём средние количественные характеристики явления:
высота волн и выбросов воды — свыше 10 м;
скорость движения поверхности до 10 м/с;
ускорение частиц воды может достигать 10 м/с²;
амплитуда давления в подводной волне сжатия — до 2 МПа (20 атмосфер).

Такие воздействия могут приводить к разрушению корабельных построек, деморализации экипажа, возникновению критических и аварийных ситуаций на судне, гибели морских животных и рыб. Выделим основные параметры моретрясения, важные для построения физической модели явления:

1. Отношение глубины воды H и характерного горизонтального размера очага L лежит в интервале от 0,001 до 0,1;
2. Диапазон частот колебаний дна 0,001–10 Гц;
3. Амплитуда ускорения движений дна достигает 10 м/с².

Современные каталоги, статьи и научные публикации содержат более 250 описаний моретрясений в разных районах Мирового океана. Среди последних событий следует отметить сильные повреждения 8 рыболовецких судов в районе Южных Курильских островов после Шикотанского землетрясения 1994 г и разрушение огромного танкера “Эксон” в Аляскинском заливе в результате моретрясения 1988 г. Ниже приводится реконструированный сценарий развития “обобщенного” моретрясения, построенный на основе материалов отдельных описаний очевидцев [Levin, 1996].

Синтезированное описание моретрясения

Зеркально ровная поверхность моря при полном безветрии внезапно покрылась буграми. Эти, подобные волнам, водяные бугры никуда не бежали, но и не стояли на месте. Они стремительно нарастали до высоты примерно 8 м и потом опадали, образуя глубокую воронку на месте недавнего бугра.

Колебания происходили быстро, в глазах рябило от этих необыкновенных вскипающих волн, заполнивших всё видимое пространство моря. Поверхность воды бурлила и подскакивала, как в раскалённой солеварне. Судно подбрасывало и злоеце раскачивало на этих подпрыгивающих волнах. Крутизна их достигала крутизны жесточайших штормовых волн, а длина не превышала 20 м. Килевая качка была такой силы, что несколько раз осушался винт и слетела с острия картушка компаса.

Все пассажиры и команда высыпали на палубу. Яркое солнце и полный штиль усиливали напряжение этого ужасающего зрелища взбесившегося моря.

Прошло меньше минуты, а уже не было сил сопротивляться этой чудовищной скачке, которая то ослабевала, то вновь усиливалась. Руки, вцепившиеся в борта, ощущали ненадежность этой жалобно скрипящей посуды перед лицом невиданной и непонятной катастрофы моря.

Размеры водяных бугров стали уменьшаться, а частота мелькания увеличивалась. При этом откуда-то из глубины возник низкий рёвopodobный гул, подавляющий волю и разум. Люди стали метаться по судну, охваченные паническим страхом. Многие пассажиры и даже матросы, не выдержав этой пытки и, видимо, потеряв рассудок, стали выпрыгивать за борт. На фоне мелькающих волн стали появляться высоко вздымающиеся струи воды, которые обрушались, порождая странный шелестящий звук.

Внезапно судно потряс сильнейший удар. Несколько человек выкинуло за борт. Удары со стороны днища посыпались один за другим. Казалось, что судно колотило о скальное дно, хотя глубина воды превышала 100 м. Было впечатление, что в трюме подпрыгивают огромные бочки с водой и обшивка вот-вот лопнет. Ванты дрожали, обломилась поручни трапа, осыпались стекла в рубке, палубные надстройки начали сдвигаться и разваливаться на глазах.

Судно готовилось к неотвратимой гибели.

Грохот остановился мгновенно. Море продолжало колебаться, постепенно успокаиваясь. Судно, пострадавшее за 2 минуты больше, чем от самого чудовищного шторма, тихо покачивалось на безветренной, сверкающей от солнца поверхности воды. Если бы моретрясение продолжалось ещё полминуты, то оно наверняка явилось бы причиной появления очередного “Летучего голландца”, покинутого командой, или таинственного исчезновения в океане ещё одного судна вместе со всем экипажем.

В большинстве районов Мирового океана существует ярко выраженная устойчивая температурная стратификация. Холодные глубинные воды (слой толщиной $\sim 10^3$ м) отделены от атмосферы относительно тонким ($\sim 10^1$ – 10^2 м) теплым слоем, включающим в себя верхний квазиоднородный слой (ВКС) и термоклин. Свидетельства очевидцев, отражённые в синтезированном описании моретрясения, позволяют предположить, что подводные землетрясения способны вызвать настолько интенсивные движения воды, что это сопровождается резким, но кратковременным усилением вертикального обмена в океане (сейсмогенным апвеллингом). Конкретные физические механизмы усиления вертикального обмена могут быть обязаны нелинейным течениям или турбулентности, которые развиваются в водном слое в результате сильных сейсмических движений океанического дна.

Сейсмогенный апвеллинг может влиять на многие процессы в океане. Изменение цвета или помутнение морской воды в результате взвешивания и выноса к поверхности донных осадков — самое заметное из проявлений сейсмогенного апвеллинга. Кроме того, возможно образование обширных аномалий температуры поверхности океана (ТПО), и, следовательно, развитие необычных погодных явлений. Вынос биогенов в обычно обеднённый этими веществами поверхностный слой должен сопровождаться взрывным развитием фитопланктона. Эволюция зоны с нарушенной и, поэтому, неустойчивой стратификацией должна создать мощную систему внутренних волн.

Некоторые результаты исследования сейсмогенного апвеллинга, которое ведется с 1993 г при непосредственном участии и под руководством авторов книги, будут изложены в главе 7.

1.7. Гидроакустические сигналы при подводных землетрясениях

Способность подводных землетрясений возбуждать гидроакустические сигналы известна давно [Соловьев и др., 1968; Кадыков, 1986]. Гидроакустические волны, распространяющиеся в океане от эпицентральной зоны землетрясения, называются Т-фазой. Изучение этого явления традиционно является полем деятельности сейсмологов. Название Т-фазы возникло из сейсмологической классификации, поскольку эта волна регистрируется в качестве третьей фазы (*tertia*), после вступления фаз Р (*prima*) и S (*secunda*). Обычный для Т-фазы диапазон частот 1–100 Гц. Нижняя граница диапазона по всей вероятности определяется условиями распространения сигнала по подводному звуковому каналу.

Сейсмические деформации дна также способны вызывать низкочастотные ($\sim 0,1$ Гц) упругие колебания водного слоя. Эти колебания существуют вблизи очага цунами. Их природа связана с многократным отражением упругой волны от поверхностей вода–воздух и вода–дно. Эти эффекты будут подробно рассмотрены в главе 3.

Регистрация Т-фазы возможна не только сейсмографами, но и гидрофонами. Последний способ, например, активно используется в американской системе SOSUS (SOund SURveillance System) [Fox, Hammond, 1994], функционирующей с середины 50-х годов и изначально предназначенной для обнаружения подводных лодок. Система представляет собой набор гидрофонов, соединенный с береговыми службами кабельной линией. Регистрация сигнала Т-фазы системой SOSUS позволяет успешно определять координаты эпицентров подводных землетрясений, что является удачной альтернативой традиционным сейсмологическим методам (<http://www.pmel.noaa.gov/vents/oceanseis.html>). Подобные гидроакустические системы были созданы в своё время и в СССР [Из истории отечественной гидроакустики, 1998].

В последние несколько лет в России возобновились исследования, имеющие своей целью использование гидроакустических сигналов от подводных землетрясений для предупреждения цунами [Сасорова и др., 2002]. В случае возбуждения цунами от близкого землетрясения современная система предупреждения

о цунами имеет очень мало шансов выдать своевременно тревожное сообщение, поскольку время, отпущенное природой на реагирование (время между прибытием сейсмического сигнала и первой волной цунами) составляет менее 5 минут. Единственный пока перспективный способ противостояния локальным цунами заключается в привлечении заблаговременной информации о стадиях подготовки развивающегося подводного землетрясения.

Анализ материалов записей гидроакустических шумов океана, полученных российской многоцелевой антенной АГАМ в рамках международной программы АТОС (Акустическая термометрия океанского климата) в период 1998–1999 гг. продемонстрировал многообещающие результаты. Система гидрофонов, установленная на Тихоокеанском шельфе Камчатки, зафиксировала гидроакустические сигналы сейсмического происхождения в диапазоне частот 3–70 Гц, которые возникали задолго до появления первого удара землетрясения (от часов до нескольких минут) [Лаппо и др. 2003]. Сигналы генерировались микроземлетрясениями в области подготовки сильного землетрясения и свидетельствовали о развитии критической стадии события.

Следует отметить, что сигналы подобного типа, вызываемые микроразрушениями в породах (акустическая эмиссия и т. д.), при распространении их в грунтах и твёрдых породах затухают очень быстро и практически недоступны для регистрации наземными станциями уже на расстоянии в несколько километров от источника. Амплитуда акустического сигнала затухает с расстоянием экспоненциально, а показатель экспоненты пропорционален частоте сигнала. Для сигнала частотой 100 Гц коэффициент затухания в воде составляет 0,0006 дБ/км, в магматических породах — примерно 0,01 дБ/км, а в осадочных породах и в песке — порядка 0,1 и 0,5 соответственно. Сигнал частотой 30 Гц затухает полностью в песке на расстоянии 2 км от источника, в осадочных консолидированных породах — на расстоянии 10 км. В воде этот сигнал надежно регистрируется на расстоянии до 1000 км.

Отсюда следует важный вывод о том, что гидроакустический мониторинг процесса подготовки океанического землетрясения может привести к успеху в решении сложной задачи о заблаговременном обнаружении готовящегося близкого землетрясения и своевременном и эффективном предупреждении о возникновении локального цунами.

Во время сильных подводных землетрясений в эпицентральной области дно океана деформируется, причём деформация име-

ет не только горизонтальную, но и вертикальную компоненту. Если движение направлено вертикально вверх, то в воде образуется волна сжатия, распространяющаяся к поверхности, если вниз — волна разрежения. При отражении от свободной поверхности воды, упругая волна меняет свою полярность, поэтому вне зависимости от знака деформации дна всегда может реализовываться волна разрежения, которая стремится “разорвать” жидкость. Амплитуду вариаций давления, связанных с упругими волнами, можно рассчитать по формуле

$$p_d = \rho c U,$$

где ρ — плотность воды, c — скорость звука в воде, U — скорость движения дна. При скорости движения дна 1 м/с величина амплитуды давления составит $p_d = 1,5$ МПа.

Помимо вариаций давления, обязанных упругим волнам, в водном слое существует гидростатическое давление, которое приблизительно линейно возрастает с увеличением глубины

$$p_{st} = p_{атм} + \rho g z.$$

Суммарное давление $p_d + p_{st}$ на больших глубинах всегда положительно, но в приповерхностном слое (при $U = 1$ м/с до $z \approx 140$ м) возможна ситуация, когда динамическое давление по абсолютной величине превысит гидростатическое, так что суммарное давление окажется отрицательным.

Известно, что вода имеет предел прочности на растяжение, равный примерно 0,25 МПа. Поэтому в приповерхностном слое, где суммарное давление $p_d + p_{st}$ по абсолютной величине превысит предел прочности воды, возможно нарушение сплошности воды, именуемое кавитацией. В результате действия описанного механизма над эпицентром подводного землетрясения образуется зона кавитирующей (отчасти вспененной) воды. Эта зона обладает коэффициентом отражения (величиной альбедо), отличным от коэффициента отражения всей остальной поверхности акватории. В этом случае возмущенная зона поверхности воды может регистрироваться дистанционными методами (со спутников, самолетов и т. д.). Заметим, что эффекты кавитации в приповерхностном слое наблюдаются при подводных взрывах.

1.8. Волны-убийцы в океане

Феномен волны-убийцы никак не связан с сейсмической активностью морского дна, однако авторы посчитали целесообразным представить в книге это редкое и катастрофическое событие

в океане. Это — яркий пример возникновения быстротекущих высокоэнергетических волновых явлений, представляющих большую опасность для мореплавания и большой интерес для исследователей физики океана.

Проблема изучения волн аномально большой высоты и необычной формы на поверхности океана в последнее время оказалась в центре интенсивных теоретических и прикладных исследований. Явление аномально высоких волн (иногда называемых “волнами-убийцами”, английский термин “rogue wave” или “freak-wave”) состоит во внезапном появлении громадных волн, которые в два и более раза превосходят значительную высоту волнения. Внезапность и большая энергия таких волн неоднократно приводили к авариям судов и гибели людей (рис. 1.7). Описание ряда таких случаев можно найти, например, в книге [Куркин, Пелиновский, 2005].

В качестве возможных механизмов образования волн-убийц предложены следующие: линейная или с учётом нелинейных поправок фокусировка волновых групп в результате действия дисперсии, изменчивых условий распространения волн (переменная батиметрия, изменение направления и захват течениями); действие переменных атмосферных условий; нелинейная модуляционная неустойчивость; взаимодействие солитоноподобных волновых групп.

Волны-убийцы неоднократно наблюдались у восточных берегов Африки, где сочетание гидрофизических особенностей узкой шельфовой зоны и сильного ветрового воздействия обеспечивают благоприятные условия для возникновения таких волн. В последнее время эти волны нередко регистрируются у берегов Атлантики, Северного моря и в глубокой части крупных водоемов. Популярным объектом изучения стала так называемая “Новогодняя волна”, зарегистрированная в Северном море 1 января 1995 г на нефтяной платформе.

Приведём здесь описание волны-убийцы, возникшей в Черном море 22 ноября 2001 г. В 1996 г. в открытом море в районе г. Геленджика был установлен волноизмерительный буй “Directional Waverider Buoy”, изготовленный нидерландской фирмой DATAWELL. Буй предназначен для непосредственного измерения параметров волнения (включая направление распространения), первичной обработки и передачи накопленного материала на береговое приемное устройство. Координаты точки установки: 44°30′40 N, 37°58′70 E, глубина места — 85 м.

За весь период инструментальных измерений ветрового волнения в северо-восточной части Черного моря (1996–2003 гг.)



Рис. 1.7. Фотографии разрушений кораблей после встречи с волнами-убийцами [Куркин, Пелиновский, 2005]

выявлено три записи с аномально большими волнами. Временная запись смещений поверхности, зарегистрированных бумом 22 ноября 2001 г., с аномальной высотой волны 10,3 м при значительной высоте волн по выборке 2,6 м приведена на рис. 1.8.

На записи в момент времени 617 с от начала регистрации зафиксирована аномальная волна (она построена крупнее на выноске) со следующими основными характеристиками:

- высота $h_{max} = 10,32$ м (что превосходит значительную высоту $h_s = 2,6$ м в 3,91 раза);

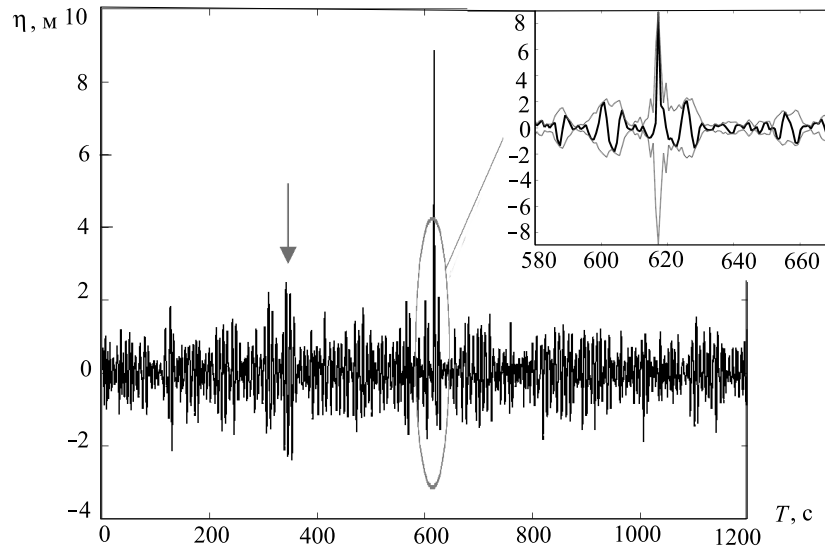


Рис. 1.8. Аномальная волна, зарегистрированная в Черном море 22 ноября 2001 г.

- $h_{max}/h^- = 4,86$, $h_{max}/h^+ = 2,84$, где h^- и h^+ соответственно высоты волн до и после аномальной;
- $C/h_{max} = 0,86$, где C — высота гребня.

После анализа зависимостей максимума и минимума смещений волновой поверхности (гребни и впадины) от координаты (определенных по всему времени регистрации) было установлено, что характерный масштаб локализации пиковой волны равен около 20 м. Это расстояние волна проходит за 4,3 с. Таким образом, формирование волны происходит внезапно. Вне этой области волновое поле не имеет заметных выбросов.

Проведённый в работе [Дивинский и др, 2004] анализ записи и поиск долгоживущих нелинейных уединенных групп волн (с помощью метода обратной задачи рассеяния в приближении самофокусирующего нелинейного уравнения Шредингера) показал, что аномальная волна выросла на фоне интенсивных волн, амплитуда которых больше характерной амплитуды окружающих волн. Группа интенсивных волн с подобными параметрами присутствует на записи также в другой момент времени, но не демонстрирует аномального поведения.

Глава 2

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ОЧАГЕ ЦУНАМИ СЕЙСМОТЕКТОНИЧЕСКОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ

2.1. Сейсмотектонический источник цунами: основные параметры и вторичные эффекты

Наиболее распространённой причиной возникновения волн цунами являются сильные подводные землетрясения. Часть энергии сейсмического источника захватывается водным слоем и переходит в первую очередь к различным волновым движениям. В некоторых случаях сейсмические толчки инициируют оползни или обвалы, способные обеспечить дополнительный вклад в энергию этих волновых движений. Под волнами цунами обычно понимают поверхностные гравитационные волны с диапазоном периодов $T \sim 10^2 - 10^4$ с. Цунами относятся к длинным волнам, поэтому не только приповерхностный слой, а вся водная толща оказывается вовлеченной в движение. Термин “поверхностные” в данном случае означает, что для существования данного типа волн необходимым условием является наличие свободной поверхности.

В существовании цунами традиционно выделяют три стадии: генерацию волны, её распространение в открытом океане и взаимодействие с берегом (накат или набегание). Такое разделение связано с существованием принципиальных различий в физических процессах, контролирующих ту или иную стадию. Разумеется, описание всех стадий базируется на общих принципах механики сплошных сред, однако применение полных трёхмерных уравнений для описания конкретных цунами не только нерационально, но и просто невозможно на современном этапе развития вычислительной техники. Единственно возможный путь состоит в разработке связанного комплекса моделей, каждая из которых будет адекватно описывать определенную стадию эволюции волны.

Описание распространения цунами в открытом океане является наиболее простой задачей. В этом случае амплитуда волны $A \sim 10^{-1} - 10^0$ м существенно меньше глубины океана $H \sim 10^3$ м, а глубина, в свою очередь, много меньше длины волны $\lambda = = T(gH)^{1/2} \sim 10^4 - 10^6$ м. Эти два факта позволяют с успехом применять простейшую линейную теорию длинных волн. Во всяком случае, проявления амплитудной и фазовой дисперсии будут невелики. Описание наката волн является уже более сложной проблемой, относящейся к классу нелинейных задач в области с подвижными границами. Действительно при подходе к побережью глубина океана уменьшается, а амплитуда цунами возрастает, так что параметр нелинейности A/H уже не является малой величиной. Кроме того, течения, ассоциируемые с волной, становятся турбулентными, возрастает влияние трения о дно, активизируются процессы взвешивания донных осадков. Не меньшую сложность представляет и тот факт, что по мере распространения волны на сушу, область, в которой решается гидродинамическая задача, существенным образом меняет свои границы. В первую очередь это, конечно, относится к продвижению линии уреза воды, но подвижными являются также границы “вода–воздух” и “вода–дно” (из-за эрозии). Однако решение проблемы наката цунами не представляет принципиальной сложности, по крайней мере, с точки зрения физической постановки задачи. Имеются работающие численные модели, и качество расчёта зоны затопления ограничено степенью детальности топографии района и имеющимися в наличии вычислительными мощностями. И только источник цунами все ещё остается “terra incognita”.

По современным представлениям землетрясение есть быстрый механизм разгрузки напряжений, накапливаемых в земной коре в результате относительно медленного движения литосферных плит [Капатору, Brodsky, 2004]. Очаг землетрясения можно представить как смещение, происходящее в результате разрыва вдоль одной или нескольких плоскостей. Для большинства сильных мелкофокусных событий скорость распространения разрыва составляет 75–95% от скорости S-волн. Землетрясение характеризуют сейсмическим моментом

$$M_0 = \mu DS[\text{н} \cdot \text{м}],$$

где μ — модуль жесткости среды, D — амплитуда смещения противоположных краев разрыва, S — площадь поверхности разрыва. Магнитуда землетрясения связана с сейсмическим моментом

следующим соотношением:

$$M_w = \frac{\log_{10} M_0}{1,5} - 6,07.$$

Некоторые сейсмические события (например, Санрику, 1896, Алеуты, 1946) вызывали цунами большей интенсивности, чем это можно было бы ожидать, исходя из сейсмических данных. Канамори [Канатоги, 1972] назвал такие землетрясения — “цунами-землетрясения” и предположил, что они имеют место в случае необычно медленного развития процесса в очаге землетрясения. В этом случае мала эффективность излучения высокочастотной компоненты сейсмических волн, которая не очень важна для процесса генерации цунами.

На рис. 2.1 представлена связь интенсивности цунами (шкала Соловьева–Имамуры) и магнитуды землетрясения для Тихоокеанского региона, построенная средствами базы данных по цунами в Тихом океане (см. раздел 1.5). Большой разброс данных говорит о том, что связь между цунами и землетрясением является сложной и неоднозначной. Помимо магнитуды землетрясения, интенсивность цунами может зависеть от многих параметров: глубины гипоцентра, формы и ориентации области разрыва, продолжительности процессов в очаге землетрясения, глубины океана и т. д. Видно, что успехи в изучении генерации цунами связаны не только с решением гидродинамической части задачи, но и с продвижением на пути решения такой сложной задачи, как описание очага землетрясения. Следует заметить, что большой разброс связан ещё и с тем, что интенсивность цунами не является строго определяемой физической величиной, как, например, энергия. Впрочем, определенная положительная корреляция в рассматриваемой зависимости все же просматривается: землетрясения с большей магнитудой сопровождаются в целом цунами большей интенсивности. Представленная зависимость хорошо иллюстрирует магнитудный критерий, применяемый в системе предупреждения о цунами. Видно, что практически все значимые цунами ($I > 2$) были сформированы в результате землетрясений с магнитудой $M_w > 7$.

Относительно слабая изученность процесса генерации цунами во многом связана с тем, что вплоть до последнего времени отсутствовали какие-либо измерения в очагах цунами. Действительно, вся информация о процессах, происходящих в очагах цунами, получалась посредством удалённых измерений мареографами (береговыми или глубоководными), гидроакустическими системами или сейсмографами. Свидетельства очевидцев подвод-

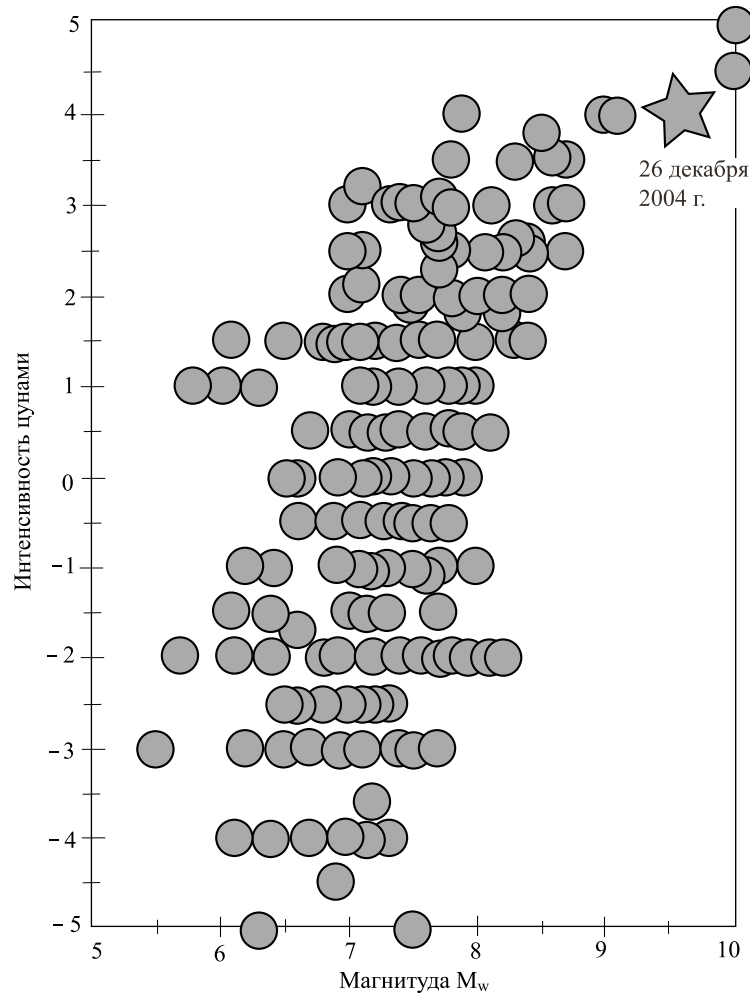


Рис. 2.1. Зависимость интенсивности цунами по шкале Соловьева–Имамуры от магнитуды землетрясения M_w для Тихоокеанского региона

ных землетрясений немногочисленны и, разумеется, относятся к явлениям, имевшим место на поверхности океана. Принципиальная возможность исследовать формирование цунами в очаге возникла в 1997 г., когда на материковом склоне вблизи Японских островов была установлена система регистраторов, включающая в себя несколько датчиков придонного давления (JAMSTEC, Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology). Землетрясение Токачи-оки, 2003 явилось первым сильным сейсмическим событием, эпицентр которого располагался в непо-

средственной близости от датчиков JAMSTEC. В п. 3.1.6 будут проанализированы данные о вариациях придонного давления, зарегистрированных датчиками JAMSTEC в очаге цунами Токачиоки, 2003.

При моделировании цунами сейсмического происхождения обычно применяется удобный способ, позволяющий не заниматься описанием процесса генерации напрямую. “Обходной маневр” заключается в следующем. Считается, что в результате землетрясения мгновенно возникают остаточные деформации дна океана (в действительности длительность процесса в очаге может достигать 100 с и более). Остаточные деформации дна рассчитываются из параметров очага землетрясения [Okada, 1985]. Далее предполагается, что одновременно с подвижкой дна на поверхности океана образуется возмущение, форма которого полностью аналогична остаточным деформациям дна. Полученное таким образом возмущение водной поверхности (начальное возвышение) используется в качестве начальных условий для решения задачи распространения цунами.

Интересно, что возможность перенесения донных возмущений на поверхность вытекает из самой структуры уравнений мелкой воды при единственном условии — скоротечности процесса деформации дна. Если же, например, воспользоваться потенциальной теорией, то даже при мгновенном процессе возмущение поверхности жидкости и остаточная деформация дна будут различны.

Физическая некорректность переноса деформации дна на поверхность в общем случае очевидна. При продолжительных подвижках дна, т. е. когда длинная волна успевает распространиться на заметное, по сравнению с горизонтальным размером очага, расстояние, возвышение поверхности ни в один момент времени не будет совпадать с остаточными смещениями дна. Но этот эффект ещё можно учесть в рамках длинноволновой теории. Если же длительность подвижки мала, то движение водного слоя следует описывать в рамках теории сжимаемой жидкости. Теория длинных волн здесь оказывается абсолютно неприменимой. При высокоскоростных подвижках дна дополнительный вклад в волну цунами могут дать и нелинейные эффекты.

Отметим парадоксальный эффект, проявляющийся при рассмотрении генерации цунами как процесса, протекающего в несжимаемой жидкости. Для определенности будем полагать, что в результате землетрясения участок дна площади S ($\sqrt{S} \gg H$) смещается в вертикальном направлении с постоянной скоростью на величину η_0 за время τ . Согласно модели

несжимаемой жидкости, практически весь водный слой, располагающийся непосредственно над подвижным участком дна приобретает вертикальную скорость $\eta_0 \tau^{-1}$, а, следовательно, и кинетическую энергию

$$W_k = \frac{\rho S H \eta_0^2}{2 \tau^2}. \quad (2.1.1)$$

В результате подвижки на поверхности воды образуется возмущение (будем его считать идентичным деформации дна), которому присуща потенциальная энергия

$$W_p = \frac{\rho S g \eta_0^2}{2}. \quad (2.1.2)$$

Парадокс заключается в том, что кинетическая энергия в процессе подвижки имеет некоторое фиксированное значение, но сразу после её завершения кинетическая энергия бесследно исчезает. При условии $W_p \gg W_k$ парадокс, разумеется, легко разрешим. Но в реальности кинетическая энергия может быть не только сопоставима с потенциальной, но и значительно превосходить её. Действительно, из формул (2.1.1) и (2.1.2) имеем

$$\frac{W_k}{W_p} = \frac{\tau_0^2}{\tau^2},$$

где $\tau_0 = (H/g)^{1/2}$ — время распространения длинной гравитационной волны на расстояние, равное глубине океана ($\tau_0 \approx 20$ с при $H = 4000$ м). Во многих случаях $\tau < \tau_0$, и, следовательно $W_k > W_p$. Аккуратное разрешение означенного парадокса возможно в рамках теории сжимаемой жидкости.

Для адекватного математического описания процессов, происходящих при генерации волн, необходимо четко представлять характерные значения основных определяющих параметров задачи. Диапазон периодов волн цунами был уже указан выше. Глубина океана в области очага цунами может варьироваться от нескольких километров до нуля (при распространении области деформации дна на сушу). Горизонтальный размер очага цунами обычно составляет десятки, и даже сотни километров. Известна эмпирическая зависимость, связывающая средний радиус очага цунами R_{TS} [км] и магнитуду землетрясения M

$$\lg R_{TS} = (0,50 \pm 0,07) M - (2,1 \pm 0,6). \quad (2.1.3)$$

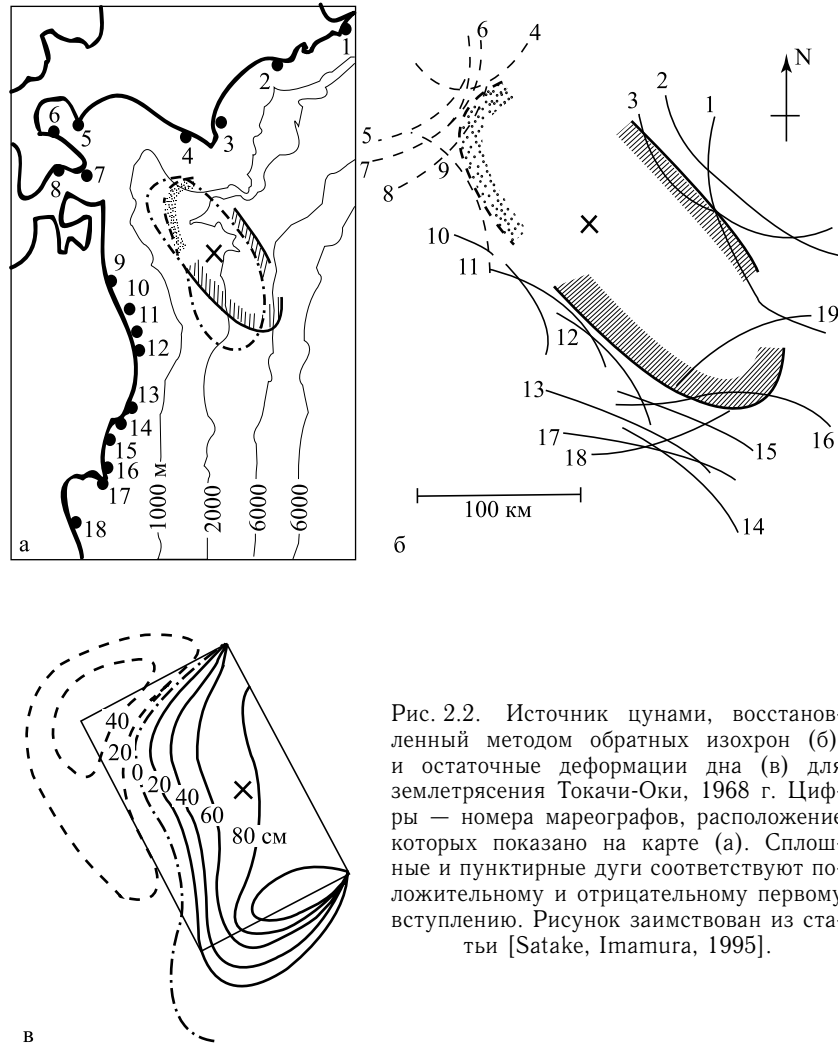


Рис. 2.2. Источник цунами, восстановленный методом обратных изохрон (б), и остаточные деформации дна (в) для землетрясения Токачи-Оки, 1968 г. Цифры — номера мареографов, расположение которых показано на карте (а). Сплошные и пунктирные дуги соответствуют положительному и отрицательному первому вступлению. Рисунок заимствован из статьи [Satake, Imamura, 1995].

Заметим, что реальные очаги цунами, конечно, имеют не круговую, а более сложную, как правило, вытянутую форму. В любом случае, граница очага цунами — понятие весьма условное. Определить очаг цунами сейсмического происхождения можно как область, в которой в результате землетрясения произошли заметные остаточные деформации дна, или имели место существенные сейсмические колебания (плейстосейстовая зона). По записям волн методом обратных изохрон можно восстановить область очага цунами. Интересно, что очаг, восстановленный та-

ким образом, как правило, неплохо соответствует области проявления афтершоков. Следует также подчеркнуть, что остаточные деформации, как правило, являются биполярными, т. е. в одной части источника происходит поднятие дна, а в другой — опускание. На рис. 2.2, заимствованном из статьи [Satake, Imamura, 1995], в качестве примера показано восстановление источника цунами Токачи-Оки, 1968 г.

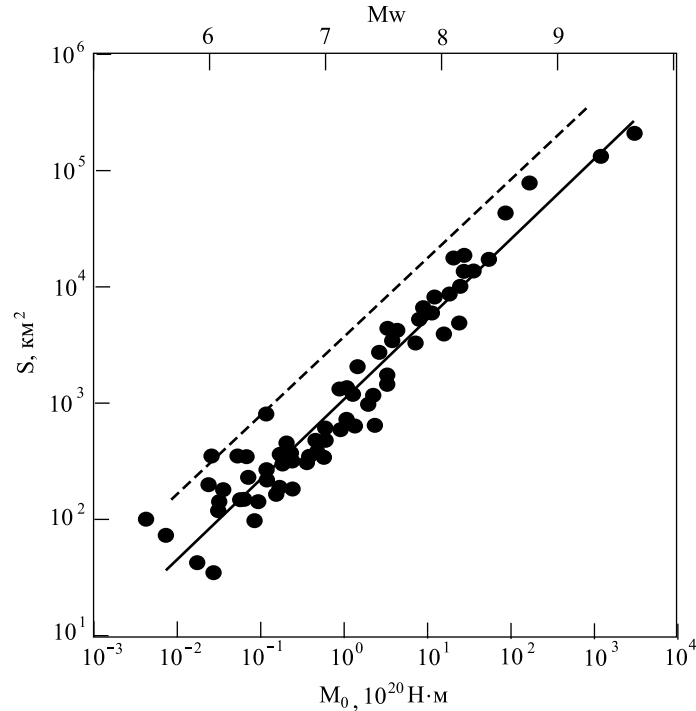


Рис. 2.3. Площадь поверхности разрыва в очаге землетрясения (сплошная линия) в зависимости от сейсмического момента (магнитуды). Рисунок заимствован из статьи [Kanamori, Brodsky, 2004]. Пунктирная линия — оценка площади очага цунами в соответствии с формулой (2.1.3)

На рис. 2.3 показаны зависимости площади поверхности разрыва в очаге землетрясения (сплошная линия) и площади очага цунами (пунктир) от сейсмического момента (магнитуды) землетрясения. Площадь очага цунами рассчитана как площадь круга с радиусом, определяемым формулой (2.1.3). Видно, что площадь очага цунами в несколько раз превосходит площадь поверхности разрыва в очаге землетрясения, что является вполне

разумным с физической точки зрения. Интересно отметить, что зависимости идут практически параллельно.

Другим существенным параметром задачи о генерации цунами землетрясением является амплитуда смещения поверхности океана в очаге ξ_0 [м]. Эта величина приблизительно соответствует вертикальным остаточным деформациям дна. Соответствующая регрессионная оценка выглядит следующим образом:

$$\lg \xi_0 = (0,8 \pm 0,1) M - (5,6 \pm 1,0). \quad (2.1.4)$$

Формулы (2.1.3) и (2.1.4) получены в работе [Доценко, Соловьев, 1990] для диапазона магнитуд $6,7 < M < 8,5$ в результате анализа волнового поля в очаге, восстановленного по измерениям на побережье. Интервальные оценки соответствуют 80%-й вероятности. Отметим, что формула (2.1.4), по-видимому, даёт завышенные значения остаточных смещений при больших магнитудах. При катастрофическом цунамигенном землетрясении 26 декабря 2004 г, имевшем магнитуду $M_w = 9,3$, максимальные вертикальные остаточные смещения составляли 7,2 м для области поднятия и 3,4 м — для области опускания. Формула (2.1.4) даёт значение ~ 40 м.

Продолжительность процессов в очаге цунами также является собой важный параметр задачи. Здесь следует различать несколько характерных величин. Выше мы уже ввели масштаб времени $\tau_0 = (H/g)^{1/2}$, который свойственен задачам о поверхностных гравитационных волнах. Кроме того, существует время распространения длинной гравитационной волны на расстояние, равное горизонтальной протяжённости очага $T_{TS} = R_{TS}(gH)^{-1/2}$. Заметим, что порядок периода волны цунами определяется именно величиной T_{TS} . Аналогично можно ввести время распространения гидроакустической волны вдоль источника $T_S = R_{TS}/c$, где c — скорость звука в воде. С гидроакустическими волнами также связан максимальный период нормальных упругих колебаний водного слоя $T_0 = 4H/c$. И, наконец, существует время, характеризующее длительность процесса в очаге землетрясения T_{EQ} . Заметим, что деформация дна (особенно при сильных землетрясениях) происходит не одновременно во всей области источника цунами, а распространяется по горизонтали, следуя за разрывом, формирующимся в очаге землетрясения. Поэтому продолжительность деформации дна в некоторой заданной точке, может быть существенно меньше, чем величина T_{EQ} . В Гарвардском сейсмическом каталоге (<http://www.seismology.harvard.edu/>) приводится временная характеристика “half duration”, которая соответствует половине

продолжительности процесса в очаге землетрясения. Обозначим эту величину T_{hd} [с]. В результате анализа всех землетрясений с магнитудой $M_w > 7$, содержащихся в Гарвардском каталоге с января 1976 г по март 2005 г (370 событий) нами была получена следующая регрессионная связь:

$$\lg T_{hd} = (0,42 \pm 0,02) M_w - (1,99 \pm 0,14). \quad (2.1.5)$$

Такой диапазон магнитуд был выбран в силу того, что значимые цунами возбуждаются землетрясениями с $M_w > 7$.

Рисунок 2.4 демонстрирует связь названных выше временных масштабов с магнитудой землетрясения. При построении зависимостей мы использовали формулы (2.1.3) и (2.1.5), и, кроме того, для определенности, полагали, что глубина океана варьируется в пределах от 10^2 до 10^4 м.

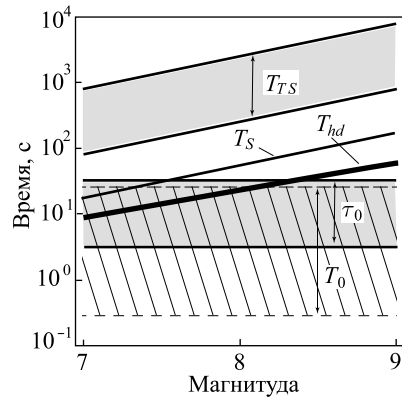


Рис. 2.4. Масштабы времени источника цунами в зависимости от магнитуды землетрясения. T_{TS} — период цунами, T_{hd} — продолжительность процесса в очаге землетрясения (“half duration”), T_S — время распространения гидроакустической волны вдоль источника цунами, T_0 — максимальный период нормальных упругих колебаний водного слоя, τ_0 — масштаб времени для гравитационных волн. Диапазоны соответствуют интервалу глубин океана 10^2 – 10^4 м

Из рис. 2.4 видно, что продолжительность процессов в очаге землетрясения T_{hd} , как правило, значительно уступает периоду волны цунами T_{TS} , лежащему в диапазоне 10^2 – 10^4 с. Поэтому генерация волн, вообще говоря, является относительно скоротечным процессом. Величина τ_0 (в рассматриваемом диапазоне магнитуд) всегда меньше, чем период волны цунами T_{TS} , однако в ряде случаев эта разница может быть и не столь существенной. В этой связи цунами можно рассматривать как длинную волну, но с некоторыми ограничениями: при очагах небольших размеров должна обязательно проявляться фазовая дисперсия. Теперь обратимся к величине T_S , которая всегда лежит между величинами T_{TS} и T_{hd} . Этот факт есть отражение того, что скорость гидроакустических волн всегда превышает скорость длинных волн, но при этом уступает скорости вспарывания разрыва в очаге землетрясения. Далее обратимся к упругим колебаниям водного

слоя. Несложно заметить, что величины T_0 и T_{hd} имеют близкие значения, следовательно, в очаге цунами возможно эффективное возбуждение упругих колебаний водного слоя. Из рисунка также видно, что максимальный период собственных упругих колебаний водного слоя T_0 всегда меньше, чем период цунами T_{TS} , т. е. упругие колебания и волны цунами существуют в непересекающихся частотных диапазонах. Это, однако, не означает, что вклад упругих колебаний в энергию волны цунами абсолютно невозможен. Такой вклад может быть реализован посредством нелинейных эффектов.

В гидродинамических задачах при постановке граничных условий на твёрдых поверхностях принято различать нормальную и тангенциальную компоненты скорости течения жидкости. В задаче о генерации цунами такой твёрдой поверхностью является дно океана, которое при землетрясении может перемещаться как в своей плоскости, так и в нормальном направлении. Будем эти движения называть тангенциальными и нормальными подвижками. В реальности поверхность дна имеет сложную структуру, поэтому нормаль строится условно к некоторой плоскости — результату осреднения либо по всей области очага цунами, либо по её части. Различия между плоскостью и реальной поверхностью дна будем рассматривать как неровности.

Покажем, что для возбуждения движений в водном слое нормальные подвижки дна являются существенно более эффективными, чем тангенциальные. Пусть каждая точка поверхности дна в очаге цунами площади S смещается на расстояние η_0 за время τ : один раз в тангенциальном направлении, а в другой раз — в нормальном. Нормаль к плоскости дна составляет угол α с вертикалью. Уклон поверхности дна океана редко превышает величину 0,1, поэтому угол α можно считать малым.

Во время тангенциальной подвижки со стороны дна на водный слой действует сила $\rho(u^*)^2 S$, где u^* — динамическая скорость, ρ — плотность воды. Энергию, переданную водному слою подвижным дном, можно оценить как работу этой силы на пути η_0 :

$$W_t = \rho(u^*)^2 S \eta_0. \quad (2.1.6)$$

Если перейти в систему координат, связанную с подвижным дном, то мы приходим к традиционной задаче о логарифмическом пограничном слое, в которой в качестве скорости среднего потока вдали от границы выступает величина η_0/τ . Известно, что динамическая скорость существенно меньше, чем скорость

среднего потока, поэтому можем записать

$$W_t \ll \rho S \frac{\eta_0^3}{\tau^2}. \quad (2.1.7)$$

Энергию, переданную несжимаемому водному слою нормальной подвижкой, оценим как потенциальную энергию начального возвышения на поверхности воды. Будем предполагать, что горизонтальные размеры очага существенно превосходят глубину океана $S^{1/2} \gg H$, а подвижка достаточно скоротечна $\tau \ll \ll S^{1/2}(gH)^{-1/2}$. В этом случае весь объём жидкости, вытесненный подвижкой $\eta_0 S$, распределится по поверхности океана на площади $S \cos \alpha$. Таким образом, амплитуда начального возвышения составит $\eta_0 / \cos \alpha$. Принимая во внимание малость угла α , получаем следующую оценку для потенциальной энергии начального возвышения:

$$W_n = \rho g S \frac{\eta_0^2}{2}. \quad (2.1.8)$$

Найдем отношение энергий, переданных водному слою нормальной и тангенциальной подвижками

$$\frac{W_n}{W_t} \gg \frac{g\tau^2}{\eta_0}. \quad (2.1.9)$$

Если предположить, что $\eta_0 = \xi_0$, $\tau = T_{\text{hd}}$ и воспользоваться формулами (2.1.4) и (2.1.5), то несложно показать, что $g\tau^2/\eta_0 \approx \approx 800 \gg 1$. Отсюда следует, что в задаче о генерации цунами тангенциальными движениями дна можно пренебречь.

Реальный океан всегда является стратифицированным, кроме того, из-за вращения Земли на движущиеся частицы воды действует сила Кориолиса. Поэтому генерация цунами, вообще говоря, сопровождается формированием внутренних волн и вихревых движений.

Оценим роль эффекта вращения Земли при генерации цунами вертикальными подвижками дна. Будем исходить из линеаризованных уравнений мелкой воды, записанных с учётом силы Кориолиса для безграничного по горизонтали океана фиксированной глубины H .

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -g \frac{\partial \xi}{\partial x} + fv, \quad (2.1.10)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -g \frac{\partial \xi}{\partial y} - fu, \quad (2.1.11)$$

$$H \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial \xi}{\partial t} - \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0, \quad (2.1.12)$$

где u, v — компоненты горизонтальной скорости течения, $f = 2\omega \sin \varphi$ — параметр Кориолиса, η — малые вертикальные деформации дна (отклонение от исходного положения), ξ — смещение свободной поверхности от равновесного положения. Продифференцируем уравнение (2.1.10) по координате y , а уравнение (2.1.11) по координате x и вычтем одно из другого. С учётом уравнения неразрывности (2.1.12) в итоге получаем эволюционное уравнение для вертикальной компоненты ротора скорости

$$\frac{\partial}{\partial t} (\text{rot}_z \mathbf{v}) = \frac{f}{H} \left(\frac{\partial \xi}{\partial t} - \frac{\partial \eta}{\partial t} \right). \quad (2.1.13)$$

Будем полагать, что в момент времени $t = 0$ движение в водном слое отсутствовало, а поверхность воды и поверхность дна находились в невозмущенном состоянии ($\mathbf{v} = 0$, $\eta = 0$, $\xi = 0$). Предположим далее, что в круговой области радиуса R происходит произвольная в пространстве и времени, но достаточно скоротечная ($\tau \ll R(gH)^{-1/2}$) деформация дна, в результате которой формируются некоторые остаточные смещения. Для простоты будем полагать, что остаточные смещения отличны от нуля только внутри круговой области радиуса R , где они принимают фиксированное значение η_0 . В результате подвижки дна формируется волновое возмущение поверхности, которое по прошествии достаточно большого времени ($T \gg R(gH)^{-1/2}$) покинет область источника, и поверхность воды вернется в исходное невозмущенное состояние.

Отмеченные предположения дают возможность проинтегрировать уравнение (2.1.13) по времени в интервале времен от 0 до T .

$$(\text{rot}_z \mathbf{v})|_{t=T} = -\frac{f}{H} \eta_0. \quad (2.1.14)$$

Выражение (2.1.14) позволяет заключить, что из-за влияния вращения Земли в области источника цунами, при условии формирования там остаточных смещений дна, должна формироваться некая вихревая структура. В реальных очагах цунами обычно имеет место биполярная деформация дна, поэтому можно предположить, что там образуются несколько вихревых структур с различными направлениями вращения.

Оценим энергию вихревой структуры, образованной круговой остаточной деформацией. Для этого выражение (2.1.14) проинтегрируем по площади круга радиуса $r \leq R$, центр которого

совпадает с центром источника. Используя известную формулу Стокса, в левой части полученного выражения перейдем к циркуляции скорости. Учитывая радиальную симметрию задачи, получаем формулу для скорости вихревого движения на расстоянии r от центра

$$V(r) = -\frac{f}{2H}\eta_0 r. \quad (2.1.15)$$

Отметим, что при $r > R$ скорость $V = 0$. Зная распределение скорости легко рассчитать кинетическую энергию вихря

$$W_k = \frac{\pi \rho f^2 \eta_0^2 R^4}{16 H}. \quad (2.1.16)$$

Сопоставим энергию вихря с энергией волны цунами, которую мы оценим как потенциальную энергию начального возвышения, аналогичного по форме остаточной деформации дна (круговая область радиуса R и высоты η_0)

$$W_p = \frac{\pi \rho g R^2 \eta_0^2}{2}. \quad (2.1.17)$$

Сопоставляя формулы (2.1.16) и (2.1.17) получаем, что отношение энергии вихря, образующегося в очаге цунами из-за вращения Земли, и энергии самой волны цунами даётся следующим выражением:

$$\frac{W_k}{W_p} = \frac{f^2 R^2}{8 g H} \sim 10^{-2} - 10^{-4}. \quad (2.1.18)$$

Видно, что доля энергии вихревого движения квадратично растёт с увеличением горизонтального размера источника и уменьшается при увеличении глубины океана. Но в любом случае доля этой энергии не превышает 1% от энергии волны цунами. Отметим, что такая оценка верна для средних или высоких широт, для экваториальных областей, где параметр Кориолиса мал, она будет сильно завышенной.

Теперь оценим энергетическую роль внутренних волн, формируемых подвижками дна. Рассмотрим модель океана, состоящую из двух слоев: верхнего толщиной h_1 со свободной поверхностью и нижнего толщиной h_2 . Верхний слой имеет плотность ρ_1 , нижний — ρ_2 ($\rho_2 > \rho_1$). В данном случае удобно основывать оценки на одномерной (вдоль горизонтальной координаты) модели, построенной в рамках линейной теории длинных волн. Предположим, что участок дна длиной L смещается в вертикальном направлении на величину η_0 за время $\tau \ll L(g(h_1 + h_2))^{-1/2}$.

Такая подвижка является импульсной не только для поверхностных, но и для внутренних волн, т. к. скорость распространения последних существенно меньше. В результате подвижки на поверхности воды и на поверхности раздела двух слоев образуются начальные возвышения, которые мы будем считать аналогичными по форме деформации дна. В принципе уже на этом этапе рассуждений можно было бы сопоставить энергию внутренних W_{int} и поверхностных W_{sur} волн цунами, сравнив потенциальные энергии начальных возвышений. Это отношение, очевидно, даётся формулой

$$\frac{W_{int}}{W_{sur}} \approx \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2} \sim 10^{-3}. \quad (2.1.19)$$

Но такая оценка на самом деле сильно завышена. Дело в том, что эволюция начальных возвышений порождает две системы волн, каждая из которых состоит из возмущений на поверхности воды и на скачке плотности. Одна система волн распространяется быстро со скоростью поверхностных волн, другая — существенно медленнее, со скоростью внутренних волн. В процессе эволюции начального возвышения на свободной поверхности воды в области источника происходит смещение частиц воды вниз. Максимум этого смещения, равный η_0 , соответствует свободной поверхности. На дне, в силу условия непротекания, смещение является нулевым. Предполагая, что смещение зависит от вертикальной координаты линейно, получаем значение смещения на уровне скачка плотности $\Delta\eta = \eta_0 h_2 / (h_1 + h_2)$. Видно, что в результате эволюции возвышения на свободной поверхности начальное возвышение на скачке плотности уменьшится на величину $\Delta\eta$ и его высота станет равной $\eta_{int} = \eta_0 h_1 / (h_1 + h_2)$. Разумеется, при этом уменьшится и потенциальная энергия, которая пропорциональна квадрату высоты начального возвышения. Более корректная оценка даёт следующее соотношение энергий внутренних и поверхностных волн цунами:

$$\frac{W_{int}}{W_{sur}} \approx \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2} \left(\frac{h_1}{h_1 + h_2} \right)^2 \sim 10^{-5}. \quad (2.1.20)$$

Выполненные оценки показывают, что стратификация океана и вращение Земли не могут оказать существенного влияния на процесс генерации цунами землетрясением. Но небольшая часть энергии землетрясения переходит как к бароклинным движениям, так и к вихревым полям.

Полная физическая постановка задачи о генерации цунами землетрясением, вообще говоря, должна рассматривать слой вязкой сжимаемой стратифицированной жидкости, находящейся на упругом полупространстве в поле силы тяжести, с учётом вращения Земли. Приведенные выше рассуждения дают возможность существенно упростить постановку задачи. В качестве первого приближения, будем рассматривать процесс генерации цунами землетрясением как явление, происходящее в однородной (нестратифицированной) идеальной несжимаемой жидкости, находящейся в поле силы тяжести в инерциальной (не вращающейся) системе координат. Источником волн служат деформации абсолютно жёсткого дна конечной продолжительности и малой амплитуды ($A \ll H$). В силу того, что волнам цунами присуща дисперсия, целесообразно решать задачу в рамках потенциальной теории.

В заключение кратко остановимся ещё на одном возможном механизме образования цунами при подводных землетрясениях. Опыт изучения катастрофических и сильных сейсмических событий показывает, что в эпицентральной зоне возникают многочисленные зияющие сейсмические трещины, длина которых превышает десятки километров, а ширина достигает 30–50 м. В этой же области развивается дилатантное изменение состояния пород, возникает увеличение удельного объёма среды, раскрытие микротрещин и рост проницаемости. Очевидно, что при подводных землетрясениях подобные процессы должны происходить в породах дна. Быстрое раскрытие трещин на дне должно приводить к стремительному стоку воды.

По свидетельствам очевидцев Измитского землетрясения 1999 г. один из мелководных районов Мраморного моря осушался полностью за счет стока воды в трещины дна, при этом участки дна обнажались на большой площади. Явление такого типа в научной литературе принято называть эффектом Моисея в память о библейском исходе через Красное море. Разумеется, осушенные участки дна существуют непродолжительное время, пока вода не заполнит весь объём, образованный возникшей системой трещин.

Стремительный сток воды в трещины создаёт локальное понижение уровня океана. Очевидно, что такое начальное возмущение также способно породить волны цунами. Впрочем, пока ещё рано говорить об эффективности и распространённости стокового механизма генерации цунами, так как в настоящее время он является практически неисследованным.

2.2. Общее решение пространственной задачи о возбуждении гравитационных волн в слое несжимаемой жидкости малыми деформациями дна

2.2.1. Прямоугольные координаты. Целью настоящего раздела является построение математической модели, описывающей движение слоя однородной несжимаемой жидкости при деформации дна бассейна, происходящей по некоторому заданному пространственно–временному закону. Жидкость ограничена сверху свободной поверхностью и находится в поле силы тяжести, характеризуемом ускорением свободного падения g . Ограничимся случаем постоянной глубины бассейна H , — такой подход позволит получить аналитическое решение задачи. Амплитуду движений дна η_0 будем считать малой величиной по сравнению с глубиной $\eta_0 \ll H$. В реальности это условие практически всегда хорошо выполняется (средняя глубина океана $H \sim 4000$ м, а $\eta_0 < 10$ м даже для катастрофических землетрясений). Амплитуда гравитационных поверхностных волн A , возбуждаемых тем или иным движением дна с амплитудой η_0 , будет очевидно иметь тот же порядок величины: $A \sim \eta_0$. Малость амплитуды волны по сравнению с её длиной $A \ll \lambda$ обеспечивает возможность применения линейной теории. Движение жидкости будем считать потенциальным.

Рассмотрим безграничный на плоскости Oxy слой идеальной несжимаемой однородной жидкости постоянной глубины H в поле силы тяжести (Рис. 2.5). Начало прямоугольной системы координат $Oxyz$ расположим на невозмущенной свободной поверхности, ось Oz направим вертикально вверх. До момента времени $t = 0$ жидкость находится в состоянии покоя. Для нахождения волнового возмущения $\xi(x, y, t)$, образующегося на поверхности жидкости и поля скорости $\mathbf{v}(x, y, z, t)$ в толще слоя при движениях дна, которые происходят по закону $\eta(x, y, t)$, будем решать задачу относительно потенциала скорости $F(x, y, z, t)$ [Ландау, Лифшиц, 1988]:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} = 0, \quad (2.2.1)$$

$$g \frac{\partial F}{\partial z} = - \frac{\partial^2 F}{\partial t^2}, \quad z = 0, \quad (2.2.2)$$

$$\frac{\partial F}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t}, \quad z = -H. \quad (2.2.3)$$

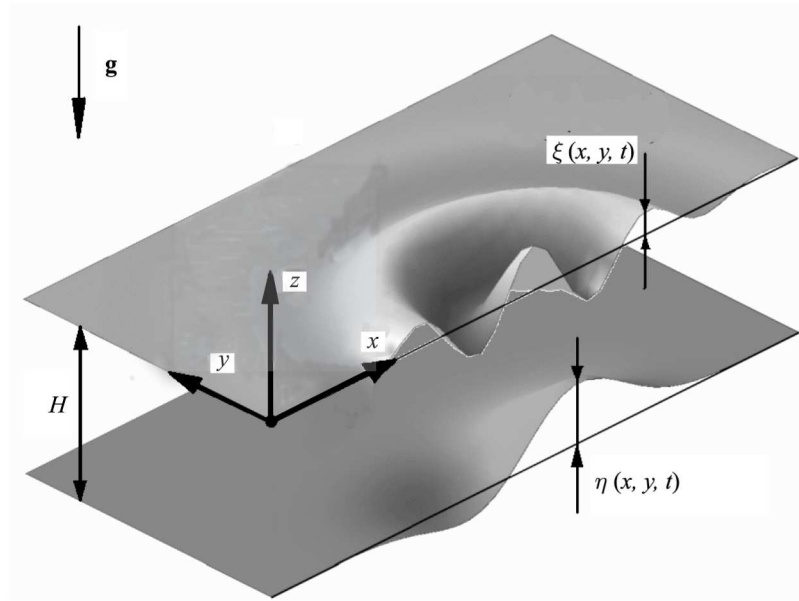


Рис. 2.5. Математическая постановка 3D задачи

Физический смысл граничного условия (2.2.2) заключается в постоянстве давления на свободной поверхности жидкости. Граничное условие (2.2.3) означает равенство вертикальной компоненты скорости течения и скорости движения дна (условие непротекания). Смещение свободной поверхности и вектор скорости течения связаны с потенциалом скорости течения следующими известными формулами:

$$\xi(x, y, t) = - \frac{1}{g} \frac{\partial F}{\partial t} \Big|_{z=0}, \quad (2.2.4)$$

$$\mathbf{v}(x, y, z, t) \equiv \{u(x, y, z, t), v(x, y, z, t), w(x, y, z, t)\} = \nabla F(x, y, z, t). \quad (2.2.5)$$

Уравнение Лапласа (2.2.1) решается стандартным методом разделения переменных. Опуская элементарные выкладки, выпишем общее решение задачи в виде разложений Лапласа и Фурье по временной и пространственным координатам:

$$F(x, y, z, t) = \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp \int_{-\infty}^{+\infty} dm \int_{-\infty}^{+\infty} dn \exp\{pt - imx - iny\} \times \\ \times (A(p, m, n) \operatorname{ch}(kz) + B(p, m, n) \operatorname{sh}(kz)), \quad (2.2.6)$$

где $k^2 = m^2 + n^2$.

Подстановка общего решения (2.2.6) в граничное условие на поверхности (2.2.2) даёт связь между коэффициентами:

$$B(p, m, n) = -A(p, m, n) \frac{p^2}{gk}. \quad (2.2.7)$$

Применяя формулы прямого и обратного преобразований Лапласа и Фурье, получаем интегральное представление для закона движения дна:

$$\eta(x, y, t) = \frac{1}{8\pi^3 i} \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp \int_{-\infty}^{+\infty} dm \int_{-\infty}^{+\infty} dn \exp\{pt - imx - iny\} H(p, m, n), \quad (2.2.8)$$

где

$$H(p, m, n) = \int_0^{\infty} dt \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dy \exp\{-pt + imx + iny\} \eta(x, y, t). \quad (2.2.9)$$

Подставляя выражение (2.2.6), записанное с учётом формулы (2.2.7), в граничное условие на дне (2.2.3), можно вычислить коэффициент $A(p, m, n)$. В результате приходим к выражению для потенциала скорости течения, который отвечает движениям дна бассейна, происходящим по закону $\eta(x, y, t)$.

$$F(x, y, z, t) = -\frac{1}{8\pi^3 i} \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp \int_{-\infty}^{+\infty} dm \int_{-\infty}^{+\infty} dn \times \\ \times \frac{p \exp\{pt - imx - iny\} \operatorname{ch}(kz) (gk - p^2 \operatorname{th}(kz))}{k \operatorname{ch}(kH) (gk \operatorname{th}(kH) + p^2)} H(p, m, n). \quad (2.2.10)$$

Используя формулы (2.1.4) и (2.1.5), получаем выражения, описывающие поведение свободной поверхности

$$\begin{aligned} \xi(x, t) &= \\ &= \frac{1}{8\pi^3 i} \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp \int_{-\infty}^{+\infty} dm \int_{-\infty}^{+\infty} dn \frac{p^2 \exp\{pt - imx - iny\}}{\operatorname{ch}(kH) (gk \operatorname{th}(kH) + p^2)} H(p, m, n), \end{aligned} \quad (2.2.11)$$

горизонтальные $u(x, y, z, t)$, $v(x, y, z, t)$ и вертикальную $w(x, y, z, t)$ компоненты скорости течения

$$\begin{aligned} u(x, y, z, t) &= \frac{\partial F}{\partial x} = \frac{1}{8\pi^3} \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp \int_{-\infty}^{+\infty} dm \int_{-\infty}^{+\infty} dn \times \\ &\times \frac{mp \exp\{pt - imx - iny\} \operatorname{ch}(kz) (gk - p^2 \operatorname{th}(kz))}{k \operatorname{ch}(kH) (gk \operatorname{th}(kH) + p^2)} H(p, m, n); \end{aligned} \quad (2.2.12)$$

$$\begin{aligned} v(x, y, z, t) &= \frac{\partial F}{\partial y} = \frac{1}{8\pi^3} \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp \int_{-\infty}^{+\infty} dm \int_{-\infty}^{+\infty} dn \times \\ &\times \frac{np \exp\{pt - imx - iny\} \operatorname{ch}(kz) (gk - p^2 \operatorname{th}(kz))}{k \operatorname{ch}(kH) (gk \operatorname{th}(kH) + p^2)} H(p, m, n) \end{aligned} \quad (2.2.13)$$

$$\begin{aligned} w(x, y, z, t) &= \frac{\partial F}{\partial z} = -\frac{1}{8\pi^3 i} \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp \int_{-\infty}^{+\infty} dm \int_{-\infty}^{+\infty} dn \times \\ &\times \frac{p \exp\{pt - imx - iny\} \operatorname{ch}(kz) (gk \operatorname{th}(kz) - p^2)}{\operatorname{ch}(kH) (gk \operatorname{th}(kH) + p^2)} H(p, m, n) \end{aligned} \quad (2.2.14)$$

Выражения (2.2.11)–(2.2.14), в принципе, дают исчерпывающее решение задачи (2.2.1)–(2.2.3), но получение конкретных результатов требует вычисления шестикратных интегралов, что является вполне реальной, но чрезвычайно трудоёмкой (с точки зрения объёма вычислений) и нерациональной задачей. Для того, чтобы часть вычислений можно было выполнить аналитически, следует задать конкретный вид функции $\eta(x, y, t)$.

2.2.2. Цилиндрические координаты. В ряде случаев, при наличии соответствующей симметрии у модельной подвижки дна, может оказаться удобным использование цилиндрической системы координат, которую мы введем стандартным образом относительно прямоугольной системы, описанной в предыдущем разделе. В этом случае уравнение Лапласа (2.2.1) примет следующий вид:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial F}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} = 0, \quad (2.2.15)$$

а граничные условия (2.2.2), (2.2.3) останутся без изменения.

Для решения уравнения (2.2.15) применим традиционный метод разделения переменных, т. е. будем полагать, что

$$F(r, \varphi, z) = R(r) \Phi(\varphi) Z(z). \quad (2.2.16)$$

Подстановка выражения (2.2.16) в уравнение (2.2.15) приводит к системе обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$r^2 \frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + r \frac{\partial R}{\partial r} + (r^2 - n^2) R = 0, \quad (2.2.17)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} + n^2 \Phi = 0, \quad (2.2.18)$$

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} - k^2 Z = 0. \quad (2.2.19)$$

Уравнение Бесселя (2.2.17) записано с учётом замены переменной $r^* = rk$ (знак "*" опущен). Решения уравнений (2.2.17)–(2.2.19) хорошо известны и могут быть записаны в следующем виде:

$$\begin{aligned} R(rk) &= C_1 J_n(kr) + C_2 Y_n(kr), \\ \Phi(\varphi) &= C_3 \cos(n\varphi) + C_4 \sin(n\varphi), \\ Z(z) &= C_5 \operatorname{ch}(kz) + C_6 \operatorname{sh}(kz), \end{aligned}$$

где J_n и Y_n — функции Бесселя 1-го и 2-го рода n -го порядка, C_i — произвольные константы.

Для функции $\Phi(\varphi)$ должно выполняться условие периодичности:

$$\Phi(\varphi) = \Phi(\varphi + 2\pi),$$

из которого следует, что параметр n является целочисленным $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Условие ограниченности функции $R(rk)$ при $r = 0$ требует равенства нулю коэффициента при функции Бесселя 2-го рода: $C_2 = 0$.

В итоге общее решение задачи целесообразно искать в виде разложения в ряд Фурье и преобразований Лапласа и Фурье–Бесселя [Никифоров, Уваров, 1984]:

$$\begin{aligned}
 F(r, \varphi, z, t) = & \int_0^{\infty} dk \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp \times \\
 & \times \exp\{pt\} J_0(kr) \frac{C_3^0}{2} \left(C_5^0(p, k) \operatorname{ch}(kz) + C_6^0(p, k) \operatorname{sh}(kz) \right) + \\
 & + \int_0^{\infty} dk \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp \exp\{pt\} \sum_{n=1}^{\infty} J_n(kr) (C_3^n \cos(n\varphi) + C_4^n \sin(n\varphi)) \times \\
 & \times (C_5^n(p, k) \operatorname{ch}(kz) + C_6^n(p, k) \operatorname{sh}(kz)). \quad (2.2.20)
 \end{aligned}$$

Подстановка выражения (2.2.20) в граничное условие на поверхности (2.2.2) даёт связь между коэффициентами

$$C_6^n(p, k) = -C_5^n(p, k) \frac{p^2}{gk}. \quad (2.2.21)$$

Теперь запишем интегральное представление для функции, описывающей пространственно–временной закон движения дна $\eta(r, \varphi, t) = \eta^r(r) \eta^\varphi(\varphi) \eta^t(t)$

$$\begin{aligned}
 \eta(r, \varphi, t) = & \int_0^{\infty} dk \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp \exp\{pt\} J_0(kr) k \frac{A_0}{2} H^0(p, k) + \int_0^{\infty} dk \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp \times \\
 & \times \exp\{pt\} \sum_{n=1}^{\infty} J_n(kr) k (A_n \cos(n\varphi) + B_n \sin(n\varphi)) H^n(p, k), \quad (2.2.22)
 \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
 A_n &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \eta^\varphi(\varphi) \cos(n\varphi) d\varphi, \\
 B_n &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \eta^\varphi(\varphi) \sin(n\varphi) d\varphi,
 \end{aligned}$$

$$H^n(p, k) = \frac{1}{2\pi i} \int_0^\infty dt \int_0^\infty dr \eta^r(r) \eta^t(t) \exp\{-pt\} r J_n(kr).$$

При подстановке формул (2.2.20) и (2.2.22) в граничное условие на дне (2.2.3) получаем, что равенство правой и левой частей возможно лишь при выполнении следующих трёх условий:

$$\begin{aligned} C_3^n &= A^n, & C_4^n &= B^n, \\ C_5^n(p, k) &= -\frac{pH^n(p, k)}{k \left(\operatorname{sh}(kH) + \frac{p^2}{gk} \operatorname{ch}(kH) \right)}. \end{aligned}$$

Теперь можно выписать итоговое выражение для потенциала, которое является решением уравнения (2.2.15) с граничными условиями (2.2.2) и (2.2.3)

$$\begin{aligned} F(r, \varphi, z, t) &= - \int_0^\infty dk \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp \exp\{pt\} \frac{p \left(\operatorname{ch}(kz) - \frac{p^2}{gk} \operatorname{sh}(kz) \right)}{\left(\operatorname{sh}(kH) + \frac{p^2}{gk} \operatorname{ch}(kH) \right)} \times \\ &\times \left(J_0(kr) \frac{A_0}{2} H^0(p, k) + \sum_{n=1}^\infty J_n(kr) \left(A_n \cos(n\varphi) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + B_n \sin(n\varphi) \right) H^n(p, k) \right). \end{aligned} \quad (2.2.23)$$

Используя выражение (2.2.23), несложно получить формулы для расчёта смещения поверхности и компонент скорости $v_r = \frac{\partial F}{\partial r}$, $v_\varphi = \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial \varphi}$, $v_z = \frac{\partial F}{\partial z}$, явные выражения для которых мы здесь выписывать не будем из-за их громоздкости.

Ниже мы будем обращаться к случаю, когда источник волн обладает осевой симметрией. Решение задачи при этом выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} F(r, z, t) &= \\ &= - \int_0^\infty dk \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp \exp\{pt\} J_0(kr) \frac{p \left(\operatorname{ch}(kz) - \frac{p^2}{gk} \operatorname{sh}(kz) \right)}{\left(\operatorname{sh}(kH) + \frac{p^2}{gk} \operatorname{ch}(kH) \right)} X(p, k), \end{aligned} \quad (2.2.24)$$

где

$$X(p, k) = \frac{1}{2\pi i} \int_0^{\infty} dt \int_0^{\infty} dr \exp\{-pt\} J_0(kr) r \eta(r, t).$$

2.3. Плоские задачи о возбуждении цунами деформациями дна

В этом разделе рассматриваются двумерные модели (в вертикальной плоскости). Решение плоской задачи позволяет наглядно продемонстрировать многие важные особенности физических процессов, происходящих при генерации цунами. Значительная часть результатов, полученных в рамках двумерной модели, остается справедливой и в трёхмерном случае. А переход $2D \Rightarrow 3D$ для задач рассматриваемого типа позволяет на самом деле исследовать лишь два новых момента: направленность излучения волн и изменение их характеристик по мере удаления от источника.

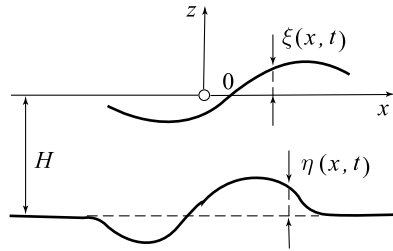


Рис. 2.6. Математическая постановка 3D задачи

2.3.1. Построение общего решения.

Будем рассматривать (рис. 2.6) безграничный вдоль оси Ox слой идеальной несжимаемой однородной жидкости постоянной глубины H в поле силы тяжести. Начало прямоугольной системы координат Oxz расположим на невозмущенной свободной поверхности

сти, ось Oz направим вертикально вверх. Для нахождения возмущения свободной поверхности $\xi(x, t)$ и поля скорости течения $\mathbf{v}(x, z, t)$, возникающих в слое жидкости при движениях дна, происходящих по закону $\eta(x, t)$, будем решать задачу относительно потенциала скорости течения $F(x, z, t)$:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} = 0, \quad (2.3.1)$$

$$g \frac{\partial F}{\partial z} = -\frac{\partial^2 F}{\partial t^2}, \quad z = 0, \quad (2.3.2)$$

$$\frac{\partial F}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t}, \quad z = -H. \quad (2.3.3)$$

Не вдаваясь в подробности получения решения задачи (2.3.1)–(2.3.3), которые были изложены выше для трёхмерного случая, сразу приведём итоговые формулы.

$$F(x, z, t) = -\frac{1}{4\pi^2 i} \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp \int_{-\infty}^{+\infty} dk \times \\ \times \frac{p \exp\{pt - ikx\} \operatorname{ch}(kz) (gk - p^2 \operatorname{th}(kz))}{k \operatorname{ch}(kH) (gk \operatorname{th}(kH) + p^2)} H(p, k), \quad (2.3.4)$$

$$\xi(x, t) = \frac{1}{4\pi^2 i} \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp \int_{-\infty}^{+\infty} dk \frac{p^2 \exp\{pt - ikx\}}{\operatorname{ch}(kH) (gk \operatorname{th}(kH) + p^2)} H(p, k), \quad (2.3.5)$$

$$u(x, z, t) = \frac{\partial F}{\partial x} = \frac{1}{4\pi^2} \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp \int_{-\infty}^{+\infty} dk \times \\ \times \frac{p \exp\{pt - ikx\} \operatorname{ch}(kz) (gk - p^2 \operatorname{th}(kz))}{\operatorname{ch}(kH) (gk \operatorname{th}(kH) + p^2)} H(p, k), \quad (2.3.6)$$

$$w(x, z, t) = \frac{\partial F}{\partial z} = -\frac{1}{4\pi^2 i} \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp \int_{-\infty}^{+\infty} dk \times \\ \times \frac{p \exp\{pt - ikx\} \operatorname{ch}(kz) (gk \operatorname{th}(kz) - p^2)}{\operatorname{ch}(kH) (gk \operatorname{th}(kH) + p^2)} H(p, k), \quad (2.3.7)$$

где

$$H(p, k) = \int_0^{\infty} dt \int_{-\infty}^{+\infty} dx \exp\{-pt + ikx\} \eta(x, t).$$

При произвольном движении дна бассейна решение задачи сопряжено с громоздкой процедурой — расчётом четырехкратного интеграла. Поэтому для физической интерпретации полученных интегральных представлений целесообразно выбрать несколько конкретных вариантов функции $\eta(x, t)$. Это позволит большую часть интегралов рассчитать аналитически.

Остановимся на следующих трёх типах закона деформации дна:

1. линейная (во времени) подвижка

$$\eta_L(x, t) = \eta_0 (\theta(x + a) - \theta(x - a)) \theta(t) t \tau^{-1}, \quad (2.3.8)$$

2. бегущая подвижка

$$\eta_R(x, t) = \eta_0 (\theta(x) - \theta(x - b)) (1 - \theta(x - vt)), \quad (2.3.9)$$

3. гармонические колебания дна

$$\eta_{osc}(x, t) = \eta_0 (\theta(x + a) - \theta(x - a)) \sin(\omega t). \quad (2.3.10)$$

где η_0 — амплитуда смещения дна, θ — функция Хевисайда, $2a$ и b — горизонтальные размеры источника. Во всех случаях мы рассматриваем прямоугольное пространственное распределение деформаций дна. Схема движения дна в бегущей подвижке показана на рис. 2.7.

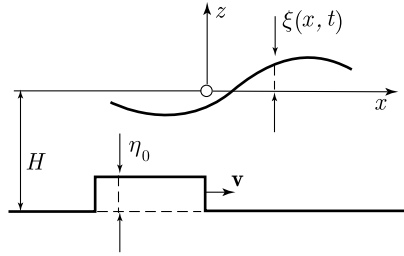


Рис. 2.7. Модель бегущей подвижки дна

Для задачи цунами линейная подвижка сама по себе физического смысла не имеет, — она полезна только как математическая модель. Но из функции $\eta_L(x, t)$ можно “сконструировать” два основных модельных закона деформации дна в очаге

цунами: подвижку дна с остаточным смещением

$$\eta_1(x, t) = \eta_L(x, t) - \eta_L(x, t - \tau) \quad (2.3.11)$$

и подвижку дна без остаточного смещения

$$\eta_2(x, t) = 2\eta_L(x, t) - 4\eta_L(x, t - 0.5\tau) + 2\eta_L(x, t - \tau). \quad (2.3.12)$$

Следуя терминологии, предложенной в работе [Доценко, Соловьев, 1990], мы называем два указанных типа подвижек “поршневым” и “мембранным”.

Рассматриваемая задача является линейной, поэтому решения для поршневой и мембранной подвижек можно выразить через решение для линейной подвижки, пользуясь принципом суперпозиции:

$$F_1(x, z, t) = F_L(x, z, t) \theta(t) - F_L(x, z, t - \tau) \theta(t - \tau), \quad (2.3.13)$$

$$F_2(x, z, t) = 2F_L(x, z, t) \theta(t) - 4F_L(x, z, t - 0.5\tau) \theta(t - 0.5\tau) + 2F_L(x, z, t - \tau) \theta(t - \tau), \quad (2.3.14)$$

где $F_L(x, z, t)$ — решение задачи (2.3.1)–(2.3.3) при $\eta(x, t) = \eta_L(x, t)$. Смещение свободной поверхности и компоненты скорости, отвечающие поршневой или мембранной подвижкам, очевидно, рассчитываются по формулам, аналогичным (2.3.13) и (2.3.14). Требуется лишь произвести формальную замену F_L на ξ_L , u_L или w_L .

В результате расчёта промежуточных интегралов, выполненного с применением теории вычетов, для линейной подвижки получены следующие выражения:

$$F_L(x, z, t) = -\frac{1}{2\pi\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} dk \times \frac{\exp\{-ikx\} \operatorname{ch}(kz) (1 - (1 + \operatorname{th}(kH) \operatorname{th}(kz)) \cos(tp_0))}{k \operatorname{sh}(kH)} X(k). \quad (2.3.15)$$

$$\xi_L(x, t) = \frac{1}{2\pi\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} dk \frac{\exp(-ikx) \sin(tp_0)}{p_0 \operatorname{ch}(kH)} X(k), \quad (2.3.16)$$

$$u_L(x, z, t) = \frac{i}{2\pi\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} dk \times \frac{\exp\{-ikx\} (\operatorname{ch}(kz) - [\operatorname{ch}(kz) + \operatorname{th}(kH) \operatorname{sh}(kz)] \cos(tp_0))}{\operatorname{sh}(kH)} X(k), \quad (2.3.17)$$

$$w_L(x, z, t) = -\frac{1}{2\pi\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} dk \times \frac{\exp\{-ikx\} (\operatorname{sh}(kz) - [\operatorname{sh}(kz) + \operatorname{th}(kH) \operatorname{ch}(kz)] \cos(tp_0))}{\operatorname{sh}(kH)} X(k), \quad (2.3.18)$$

где $p_0 = (gk \operatorname{th}(kH))^{1/2}$, $X(k) = \eta_0 2 \sin(ka)/k$.

Для случая бегущей подвижки дна решение даётся следующими формулами:

$$\begin{aligned}
F_R(x, z, t) &= -\frac{\eta_0}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dk \frac{\exp\{-ikx\}}{k \operatorname{ch}(kH)} \times \\
&\times \frac{(gk \operatorname{ch}(kz) + p_0^2 \operatorname{sh}(kz))}{p_0} \left(\exp\{-ip_0t\} \frac{\exp\left\{ib\left(k + \frac{p_0}{v}\right)\right\} - 1}{k + \frac{p_0}{v}} - \right. \\
&\quad \left. - \exp\{ip_0t\} \frac{\exp\left\{ib\left(k - \frac{p_0}{v}\right)\right\} - 1}{k - \frac{p_0}{v}} \right), \quad (2.3.19)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\xi_R(x, t) &= \\
&= \frac{\eta_0}{4\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} dk \frac{\exp\{-ikx\}}{\operatorname{ch}(kH)} \left(\exp\{-ip_0t\} \frac{\exp\left\{ib\left(k + \frac{p_0}{v}\right)\right\} - 1}{k + \frac{p_0}{v}} + \right. \\
&\quad \left. + \exp\{ip_0t\} \frac{\exp\left\{ib\left(k - \frac{p_0}{v}\right)\right\} - 1}{k - \frac{p_0}{v}} \right), \quad (2.3.20)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
u_R(x, z, t) &= \frac{\eta_0 i}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dk \frac{\exp\{-ikx\}}{\operatorname{ch}(kH)} \times \\
&\times \frac{(gk \operatorname{ch}(kz) + p_0^2 \operatorname{sh}(kz))}{p_0} \left(\exp\{-ip_0t\} \frac{\exp\left\{ib\left(k + \frac{p_0}{v}\right)\right\} - 1}{k + \frac{p_0}{v}} - \right. \\
&\quad \left. - \exp\{ip_0t\} \frac{\exp\left\{ib\left(k - \frac{p_0}{v}\right)\right\} - 1}{k - \frac{p_0}{v}} \right), \quad (2.3.21)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
w_R(x, z, t) &= -\frac{\eta_0}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dk \frac{\exp\{-ikx\}}{\operatorname{ch}(kH)} \times \\
&\times \frac{(gk \operatorname{sh}(kz) + p_0^2 \operatorname{ch}(kz))}{p_0} \left(\exp\{-ip_0t\} \frac{\exp\left\{ib\left(k + \frac{p_0}{v}\right)\right\} - 1}{k + \frac{p_0}{v}} - \right. \\
&\quad \left. - \exp\{ip_0t\} \frac{\exp\left\{ib\left(k - \frac{p_0}{v}\right)\right\} - 1}{k - \frac{p_0}{v}} \right). \quad (2.3.22)
\end{aligned}$$

Подчеркнём, что выражения (2.3.19)–(2.3.22) имеют силу только при выполнении условия $t \geq b/v$. Впрочем, этот факт не создаёт принципиальных сложностей в расчётах при временах, меньших чем b/v , так как с физической точки зрения решение задачи о бегущей подвижке при $t = t_0 < b/v$ эквивалентно решению аналогичной задачи при $b = vt_0$.

2.3.2. Поршневая и мембранная подвижки. Как уже было показано выше, к генерации волн цунами приводят движения дна, происходящие по нормали к его поверхности (нормальные подвижки). Движения, которые совершает дно в своей собственной плоскости (тангенциальные подвижки), в смысле генерации цунами оказываются малоэффективными. В литературе часто встречается термин “вертикальные подвижки”. При небольших углах наклона океанического дна разница между вертикальными и нормальными подвижками, разумеется, несущественна.

Цель настоящего раздела состоит в выявлении связей основных параметров волны цунами с характеристиками порождающего её источника — области деформации дна. В качестве параметров волны нас будут интересовать амплитуда, длина, период и энергия волнового возмущения. Источник характеризуется амплитудой и продолжительностью деформации дна, а также горизонтальной протяжённостью.

Поршневой и мембранный механизмы генерации волн как импульсными, так и конечной продолжительности подвижками исследовались аналитически [Кажига, 1970; Мурти, 1981; Доценко, и др., 1987, 1990, 1993, 1995, 1996] и численно [Марчук и др., 1983]. Имеется также небольшое число работ, посвященных лабораторному моделированию процесса генерации [Takahasi, 1934, 1963; Hamrick, 1973; Носов, Шелковников, 1997]. Обзор экспериментальных работ можно найти в статье [Левин, 1978].

Вначале мы остановимся на элементарных результатах, которые могут быть получены в рамках линейной теории длинных волн. Одномерное волновое уравнение, описывающее смещения свободной поверхности ξ при деформациях дна η , выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} - gH \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2}. \quad (2.3.23)$$

Пусть деформации дна задаются формулой

$$\eta(x, t) = (\theta(x - a) - \theta(x + a)) \eta(t), \quad (2.3.24)$$

где $\eta(t)$ — произвольный временной закон движения дна. Отметим, что поршневая и мембранная подвижки (2.3.11) и (2.3.12) являются частными случаями формулы (2.3.24). В результате деформаций дна вида (2.3.24) формируются две одинаковые волны, распространяющиеся в противоположных направлениях. В одномерном случае длинная линейная волна не трансформируется по мере распространения, поэтому достаточно знать её характеристики в какой-либо одной точке, например, на границе района генерации ($x=a$). Решение уравнения (2.3.23) легко может быть получено аналитически. В частности при $x=a$ волновое возмущение описывается следующей простой формулой:

$$\xi(a, t) = \frac{1}{2}(\eta(t) - \eta(t - 2a(gH)^{-1/2})). \quad (2.3.25)$$

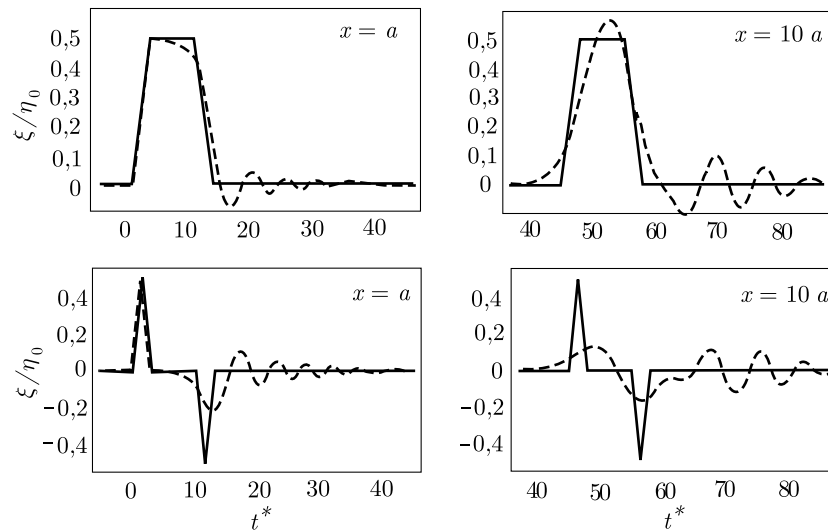


Рис. 2.8. Волны, образованные поршневой (верхний ряд) и мембранной (нижний ряд) подвижками продолжительности $\tau^* = 3$ на границе района генерации ($x = a$) и на значительном удалении от нее ($x = 10a$). Горизонтальная протяжённость источника $2a = 10$. Сплошная линия — линейная теория длинных волн, пунктир — линейная потенциальная теория

В качестве примера на рис. 2.8 представлен вид волновых возмущений, образуемых поршневой и мембранной подвижками (сплошные линии). Расчёт выполнен в соответствии с формулой (2.3.25). Поршневая подвижка всегда формирует одиночную волну трапециевидной формы, полярность которой совпадает с полярностью смещения дна. При мембранной подвижке возникает биполярная волна, состоящая из гребня и впадины. Приведём

формулы, связывающие основные параметры волн с характеристиками подвижки:

- амплитуда волны при поршневой подвижке

$$A_{\max}^1 = \eta_0 \begin{cases} 1/2, & \tau^* \leq 2, \\ 1/\tau^*, & \tau^* > 2, \end{cases} \quad (2.3.26)$$

- амплитуда гребня и впадины при мембранной подвижке

$$A_{\max}^2 = A_{\min}^2 = \eta_0 \begin{cases} 1/2, & \tau^* \leq 4, \\ 2/\tau^*, & \tau^* > 4, \end{cases} \quad (2.3.27)$$

- энергия волны при поршневой подвижке

$$W_1 = 2ag\rho\eta_0^2 \begin{cases} 1/2 - \tau^*/12, & \tau^* \leq 2, \\ 1/\tau^* - 2/3(1/\tau^*)^2, & \tau^* > 2, \end{cases} \quad (2.3.28)$$

- энергия волны при мембранной подвижке

$$W_2 = 2ag\rho\eta_0^2 \begin{cases} \frac{\tau^*}{6}, & \tau^* \leq 2, \\ \frac{\tau^*}{6} - \frac{2}{3} \left(\left(\frac{\tau^*}{2} \right)^{\frac{1}{3}} - \left(\frac{\tau^*}{2} \right)^{-\frac{2}{3}} \right)^3, & 2 < \tau^* \leq 4, \\ \left(\frac{4}{\tau^*} \right) \left(1 - \frac{2}{\tau^*} \right), & \tau^* > 4. \end{cases} \quad (2.3.29)$$

- период волнового возмущения при поршневой и мембранной подвижках

$$T_1 = T_2 = \frac{a(2 + \tau^*)}{(gH)^{1/2}}, \quad (2.3.30)$$

- длина волнового возмущения при поршневой и мембранной подвижках

$$\lambda_1 = \lambda_2 = a(2 + \tau^*). \quad (2.3.31)$$

В приведённых формулах фигурирует безразмерная продолжительность подвижки $\tau^* = \tau a^{-1} (gH)^{1/2}$. В дальнейшем мы будем использовать безразмерное время, которое определяется аналогичной формулой $t^* = t a^{-1} (gH)^{1/2}$. Энергия волн (на единицу ширины “канала”) рассчитывалась по формуле Каджиуры [Kajiura, 1970]:

$$W = \rho g (gH)^{1/2} \int_0^T \xi^2 dt, \quad (2.3.32)$$

где T — продолжительность волнового возмущения. Из формул (2.3.28), (2.3.29) видно, что энергию волны удобно нормировать на величину $W_0 = 2ag\rho\eta_0^2$, представляющую собой потенциальную энергию возвышения свободной поверхности прямоугольной формы длиной $2a$ и высотой η_0 . Именно такое возвышение должно возникать на поверхности воды при импульсной поршневой подвижке дна (при описании процесса в рамках линейной теории длинных волн).

В силу линейности рассматриваемой задачи амплитуда волны цунами пропорциональна амплитуде деформации дна. При коротких подвижках амплитуда не зависит от продолжительности подвижки или горизонтального размера источника и составляет половину амплитуды деформации дна. При продолжительных подвижках ($\tau^* \gg 1$) амплитуда монотонно убывает по закону τ^{*-1} . Зависимости (2.3.26) и (2.3.27) показаны на рис. 2.9 и рис. 2.10 ломаными линиями.

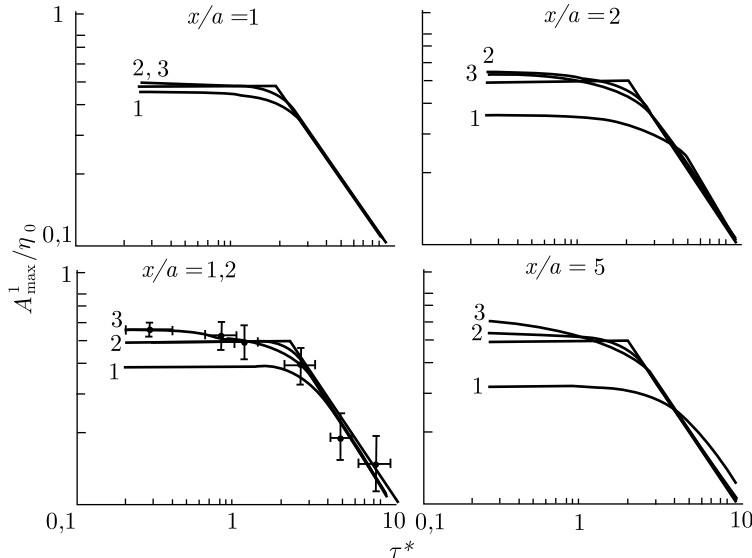


Рис. 2.9. Зависимости максимальной амплитуды волны, возбуждаемой поршневой подвижкой дна, от продолжительности подвижки для различных удалений от района генерации. Кривые 1–3 соответствуют значениям параметра $a/H = 1, 3, 9$. Ломаная линия — линейная теория длинных волн

Из формул (2.3.28) и (2.3.29) следует, что энергия волны цунами пропорциональна квадрату амплитуды деформации дна η_0 и горизонтальному размеру источника a . Соответствующие зависимости показаны на рис. 2.11 (кривая 3). При поршневой

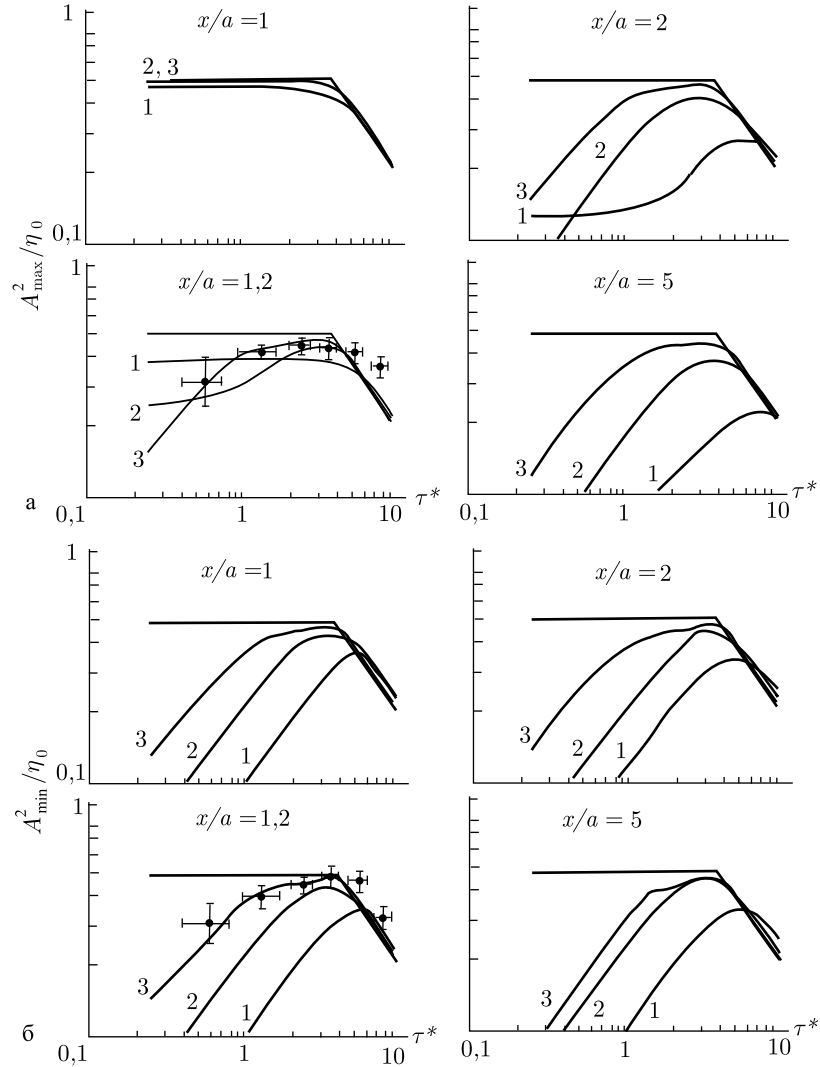


Рис. 2.10. Зависимости максимальной амплитуды первого гребня (а) и первой впадины (б) волны, возбуждаемой мембранной подвижкой дна, от продолжительности подвижки для различных удалений от района генерации. Кривые 1–3 соответствуют значениям параметра $a/H = 1, 3, 9$. Ломаная линия — линейная теория длинных волн

подвижке энергия волны монотонно убывает с увеличением продолжительности деформации дна. В случае мембранной подвижки соответствующая зависимость немонотонна: с увеличением

продолжительности подвижки энергия сначала растёт, а затем падает. Максимум соответствует $\tau^* = 4$.

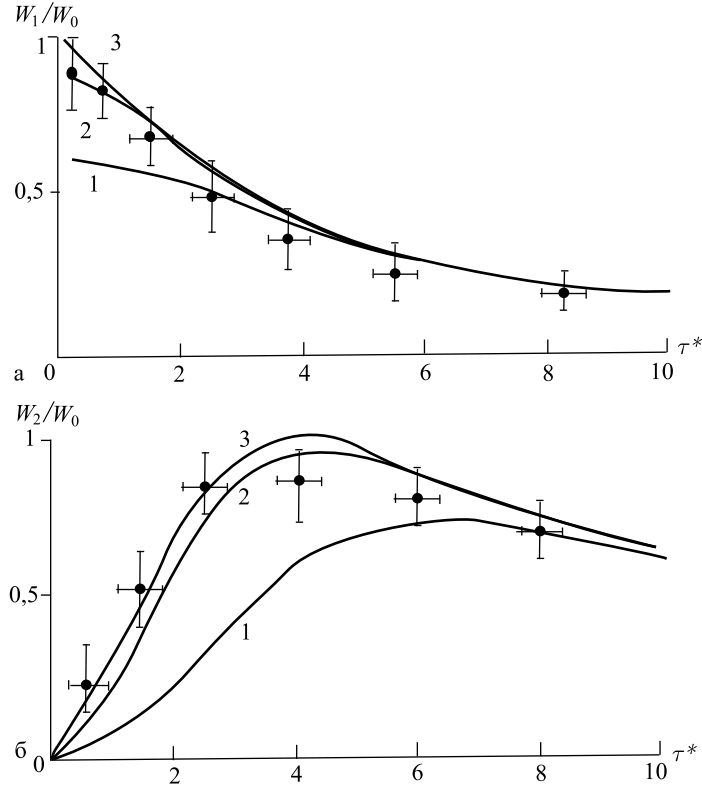


Рис. 2.11. Энергия волны, образованной поршневой (а) и мембранной (б) подвижками дна, в зависимости от продолжительности подвижки. Кривые 1, 2 соответствуют значениям параметра $a/H = 1$, 3. Кривая 3 — линейная теория длинных волн

Что касается периода и длины волн, то, в соответствии с формулами (2.3.30) и (2.3.31) эти величины монотонно увеличиваются с ростом продолжительности подвижки. В реальности $\tau^* \ll 1$, поэтому и период и длина волны цунами определяются преимущественно горизонтальным размером области деформации дна.

Изложенные выше результаты вытекают из линейной теории длинных волн, которая в действительности описывает процесс генерации и распространения волн не вполне адекватно. На рис. 2.8 показаны волны, образованные идентичными источниками, но рассчитанные в рамках двух различных линейных теорий: длинноволновой и потенциальной. При расчётах использовались

формулы (2.3.25) и (2.3.13), (2.3.14). Отметим, что в расчётах, показанных на рис. 2.8 использовался достаточно протяжённый источник, длина которого равнялась десяти глубинам океана.

При мембранной подвижке форма волн отличается принципиально, особенно на значительных удалениях от источника. Но и в случае поршневой подвижки видна заметная разница в форме и амплитуде волны. В соответствии с потенциальной теорией за основным возмущением следует осциллирующий “хвост”, образующийся из-за фазовой дисперсии. Небольшое увеличение амплитуды волны при удалении от источника (поршневая подвижка) также объясняется дисперсией. На самом деле, при удалении от источника амплитуда волны сначала увеличивается, и лишь затем начинает уменьшаться. Физическая трактовка этого явления следующая: крутой фронт волны содержит коротковолновые составляющие, распространяющиеся медленнее, чем основная волна, и поэтому по мере распространения фронт “наползает” на неё, вызывая тем самым увеличение амплитуды. Изменение амплитуды волны по мере удаления от источника показано на рис. 2.12. Видно, что дисперсионное усиление может увеличивать амплитуду волны на 25%, но оно имеет место не всегда, а в тех случаях, когда размер источника заметно превышает глубину бассейна. Эффект дисперсионного усиления цунами впервые рассматривался в работе [Мирчина, Пелиновский, 1987] для вулканогенных цунами.

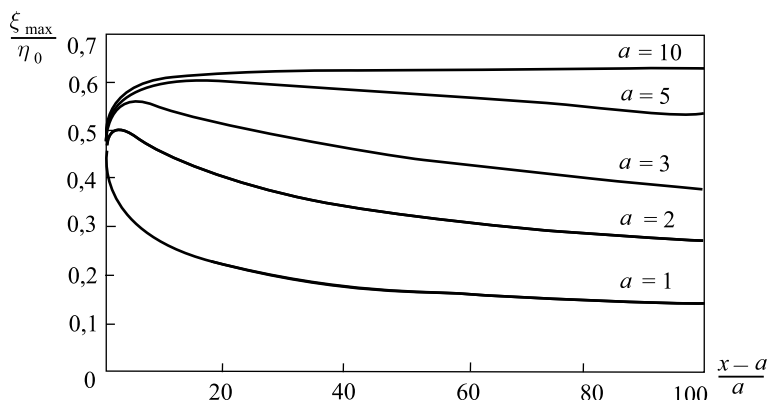


Рис. 2.12. Максимальная амплитуда волны, вызванной поршневой подвижкой $\tau = 1$, как функция удаления от границы источника при различных размерах источника

На рисунках 2.9 и 2.10 показаны зависимости амплитуды волн от продолжительности подвижки (кривые 1, 2 и 3), рассчи-

танные с применением потенциальной теории. В случае поршневой подвижки ход этих зависимостей не очень сильно отличается от ломаной линии, соответствующей длинноволновой теории. Существенные различия наблюдаются только при малых размерах источника и на больших удалениях от него. Для волн, образуемых мембранной подвижкой, на границе района генерации также не существует заметной разницы между расчётами по длинноволновой и потенциальной теориям. Но уже при небольшом удалении от источника, зависимость амплитуды принципиально меняет свой характер, становясь немонотонной. Такой характер зависимости сохраняется при любых горизонтальных размерах источника. Важно отметить, что скоротечные мембранные подвижки не образуют волн цунами заметной амплитуды.

Теперь обратимся к связям энергии волн с параметрами источника, которые показаны на рис. 2.11. Видно, что при больших размерах источника или значительных продолжительностях подвижки значения энергии, рассчитанные по потенциальной и длинноволновой теориям, неплохо соответствуют друг другу. Наиболее существенное отличие опять наблюдается при коротких мембранных подвижках. Учитывая, что для реальных очагов цунами $\tau^* < 1$, становится ясной ведущая роль подвижек дна с остаточным смещением в возбуждении сильных цунами. Аналогичный вывод делается, например, в работе [Доценко, Соловьев 1990] при анализе осесимметричного источника.

В заключение раздела обратимся к экспериментальной проверке найденных теоретических связей параметров волн и характеристик источника. Коротко остановимся на описании схемы лабораторных экспериментов. Установка представляла собой прямоугольный открытый гидроканал с прозрачными стенками из органического стекла размерами $0,15 \times 0,15 \times 3,3$ м (рис. 2.13). В качестве источника волн, имитирующего вертикальную подвижку дна, использовался пневматический генератор, выполненный в виде прямоугольной емкости, верхняя и нижняя грани которой были жесткими, а боковые — эластичными. Модельная подвижка дна регистрировалась посредством датчика, который представлял собой неподвижную катушку индуктивности и ферритовый сердечник, связанный с подвижной верхней гранью. Использовались несколько однотипных генераторов размерами $0,3 \times 0,15$ и $0,7 \times 0,15$ м. Наклонная плоскость в торце канала служила в качестве волногасителя. Глубина воды варьировалась в пределах от 0,04 до 0,1 м.

Описанная система позволяла моделировать не только одиночные поршневые и мембранные подвижки, но и колебания

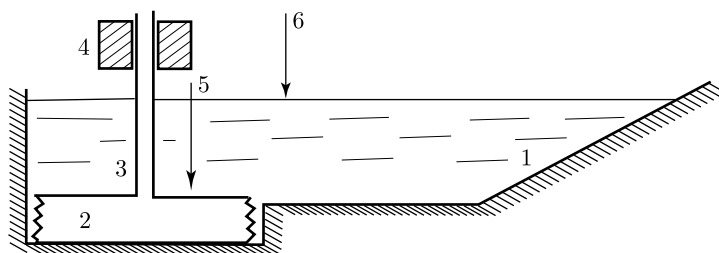


Рис. 2.13. Схема лабораторной установки для моделирования генерации цунами деформациями дна. 1 — волногаситель (склон), 2 — пневматический генератор волн, 3 — магистраль подачи давления, 4 — направляющий цилиндр, 5 — датчик движения дна, 6 — ИК-волнограф

дна. Для имитирования бегущей подвижки использовалось три одинаковых генератора, приводившихся в движение последовательно (рис. 2.14). Регистрация волн на свободной поверхности воды производилась при помощи оптических датчиков — ИК-волнографов [Носов, Шелковников, 1991]. В отличие от традиционных контактных методов измерения волн на поверхности воды, ИК-волнограф не искажает поверхность в точке измерения, поэтому ему доступны волны малой амплитуды (0,1 мм и менее). Измерение волн такой малой амплитуды является принципиальным при физическом моделировании цунами в открытом океане. Соблюдение геометрического подобия [Басов и др., 1984] требует поддерживать соотношение амплитуды волны и глубины бассейна $A/H \sim 10^{-3}$, а соотношение глубины и длины волны — $H/\lambda \sim 10^{-2}-10^{-1}$. В лабораторных условиях такие соотношения чрезвычайно трудно достичь. Благодаря использованию ИК-волнографа, нам впервые удалось провести исследование при реальных соотношениях глубины бассейна, длины и амплитуды волны.

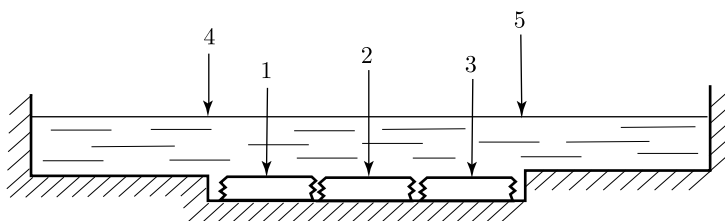


Рис. 2.14. Схема лабораторной установки для моделирования генерации цунами бегущей подвижкой. 1, 2, 3 — пневматические генераторы волн, 4, 5 — ИК-волнографы

На рис. 2.15 представлены примеры волн, зарегистрированных в эксперименте (пунктир) и рассчитанных в соответствии

с линейной потенциальной теорией (сплошные линии). Видно, что теория вполне адекватно описывает волновые возмущения. Небольшое расхождение эксперимента и теории объясняется тем, что реальные временные законы движения дна незначительно отличались от теоретических зависимостей, обладающих разрывом первой производной по времени. Экспериментальные точки, показанные на рис. 2.9–2.11, получены в результате обработки нескольких сотен экспериментов. Видно, что экспериментальные данные подтверждают основные особенности полученных теоретических зависимостей.

Следует ещё раз подчеркнуть, что отказ от учёта дисперсии при описании процесса генерации цунами может приводить к значительным ошибкам в определении амплитудных и энергетических характеристик волн, особенно при подвижках дна, не сопровождающихся остаточными деформациями.

На рис. 2.16 для сравнения показаны результаты экспериментов и теоретических расчётов, выполненных в работе [Хаммак, 1973]. Отметим, что Хаммак исследовал волны, возбуждаемые только поршневой подвижкой. Кроме того, им использовался несколько иной, более плавный временной закон деформации дна. Основные черты зависимостей, полученных Хаммаком и нами для поршневой подвижки, идентичны.

В своих экспериментах Хаммак использовал традиционный метод регистрации волн на воде — параллельно-проволочный волнограф. В этой связи он был вынужден возбуждать волны завышенной амплитуды. Из рис. 2.16 видно, что точки, отвечающие положительным (светлые кружки) и отрицательным (затемненные кружки) подвижкам дна, расслаиваются, то есть лежат соответственно ниже и выше теоретической зависимости, полученной в рамках линейной теории. Заметим, что эффект “расслоения” экспериментальных точек наблюдается лишь при больших значениях размера района генерации (например, $b/h = 12,20$ или $6,10$). Это легко объясняется тем, что большие относительные размеры района генерации (величина b/h) достигались за счет выбора малой глубины воды в канале h , в связи с чем относительная амплитуда подвижки становилась сравнимой с глубиной. Большие относительные амплитуды сопровождалось проявлением нелинейных эффектов [Костицына и др., 1992]. Следует также обратить внимание и на тот факт, что при продолжительных подвижках эффект “расслоения” заметно уменьшался, что, очевидно, связано с уменьшением относительной амплитуды волны. Рис. 2.17 наглядно демонстрирует

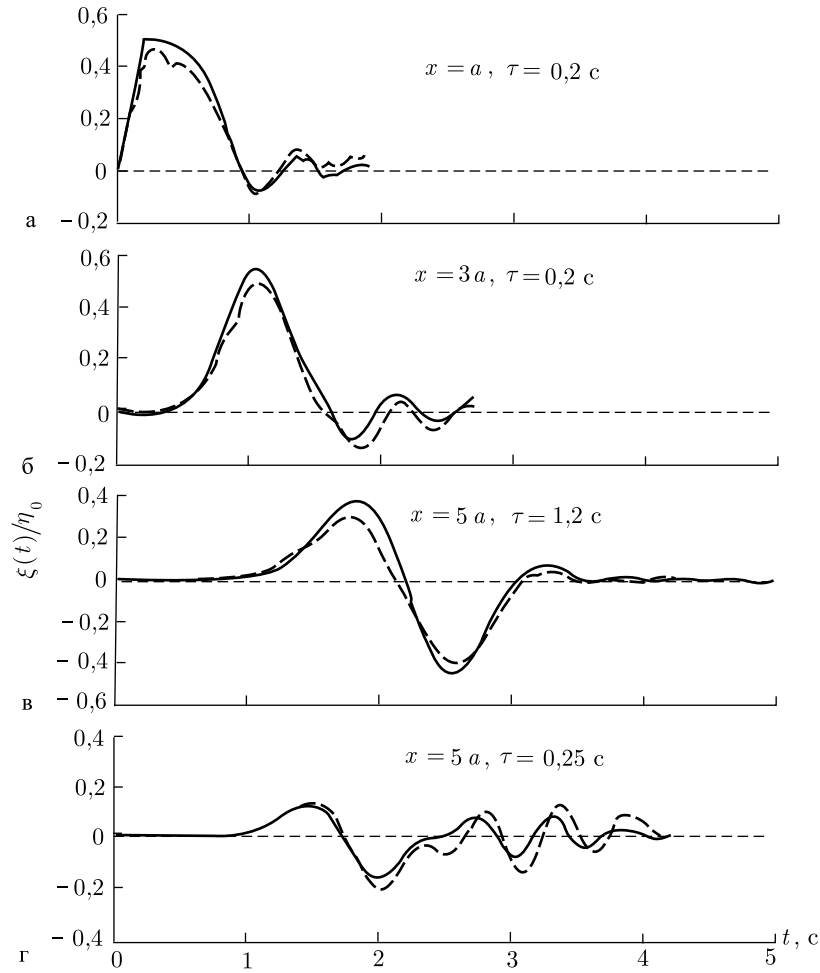


Рис. 2.15. Примеры временных разверток волн, образованных поршневой (а, б) и мембранной (в, г) подвижками дна. Сплошная линия — линейная потенциальная теория, пунктирная — эксперимент; $a = 0,3$ м, $H = 0,1$ м

проявление нелинейности при генерации цунами поршневыми подвижками большой амплитуды.

2.3.3. Бегущая и поршневая подвижки. Представление о деформации дна при подводном землетрясении как о процессе, происходящем одновременно во всей активной области, конечно, является далеким от действительности, хотя и служит наглядной моделью образования цунами. На самом деле деформация

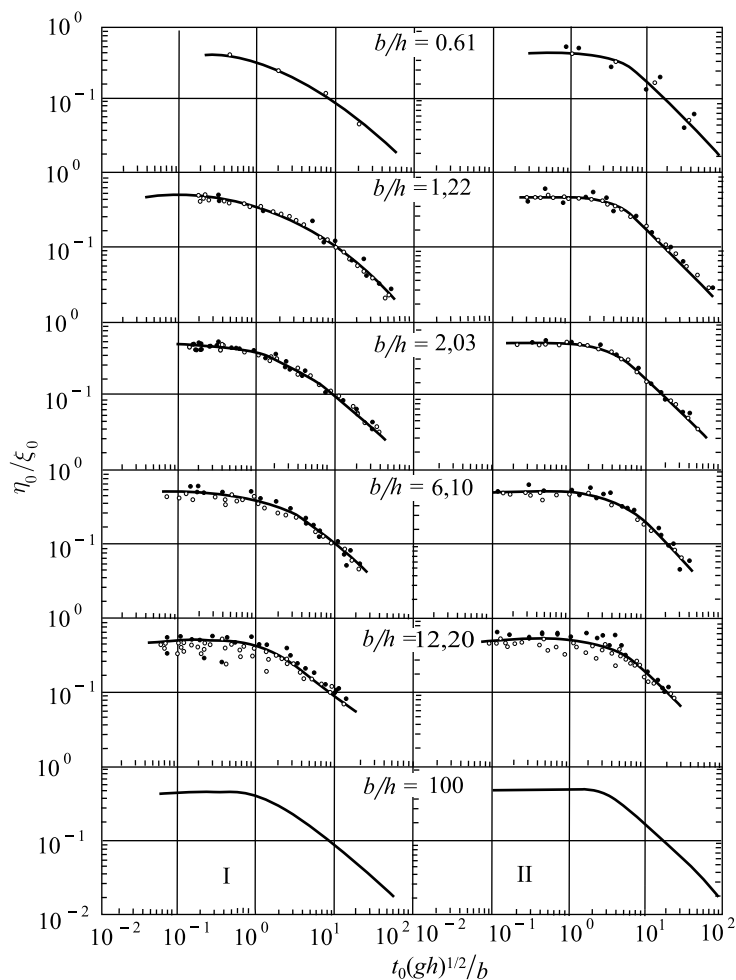


Рис. 2.16. Амплитуда волны η_0 , возбуждаемой поршневой подвижкой с амплитудой смещения дна ξ_0 как функция продолжительности подвижки τ . Фрагмент рисунка заимствован из работы [Наппаск, 1973]

дна есть следствие разрыва в очаге землетрясения, который распространяется вдоль некоторой плоскости. При сильных землетрясениях плоскость разрыва может простираться на сотни километров, имея при этом небольшой угол с горизонталью. Поэтому подвижка дна, как правило, обладает компонентой, которую можно представить в виде возмущения, распространяющегося в горизонтальном направлении. Такие возмущения дна океана получили в литературе название “бегущие подвижки”

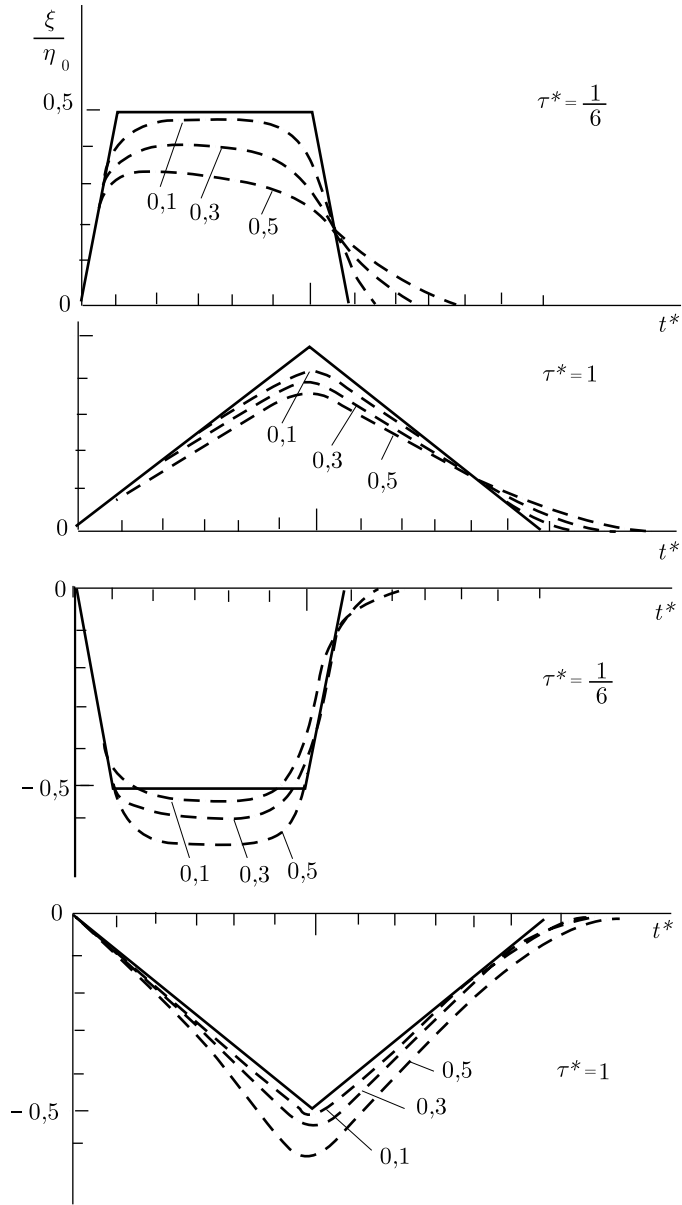


Рис. 2.17. Волны, образованные поршневой подвижкой большой амплитуды. Расчёт выполнен в рамках длинноволновой теории: сплошная линия — линейная, пунктир — нелинейная. Цифры рядом с кривыми — отношение амплитуды деформации дна к глубине бассейна

[Новикова, Островский, 1978, Васильева, 1981, Марчук и др., 1983]. Назовём ещё несколько природных прототипов бегущей подвижки. В этой роли могут выступать неодновременное (последовательное) смещение блоков дна [Лобковский, Баранов, 1982], распространяющаяся по дну трещина [Бобрович, 1988], поверхностные сейсмические волны [Белоконь и др., 1986], движение подводного оползня [Гардер и др., 1993; Куликов и др. 1998; Watts et al., 2001]. Сходные эффекты могут наблюдаться и в случае генерации волн перемещающейся областью пониженного или повышенного давления [Pelinovsky, et al. 2001].

Интерес к бегущим подвижкам возник благодаря тому, что при совпадении (даже приблизительном) скорости распространения подвижки со скоростью длинных волн $(gH)^{1/2}$, реализуется резонансная накачка энергии в волну цунами. Как и в предыдущем разделе, вначале обратимся к линейной теории длинных волн. Будем опираться на одномерное волновое уравнение (2.3.23), которое описывает возмущение поверхности $\xi(x, t)$, возникающее при деформации дна $\eta(x, t)$. Пусть деформация дна, форма которой задаётся некоторой функцией f , распространяется в положительном направлении оси Ox с постоянной скоростью v : $\eta(x, t) = f(x - vt)$. Движение считаем установившимся, поэтому решение уравнения (2.3.23) также будет иметь вид бегущего по поверхности возмущения $\xi(x, t) = A_0 f(x - vt)$, где A_0 — константа. Подставляя вид решения $\xi(x, t)$ и функцию $\eta(x, t)$ в волновое уравнение, находим зависимость константы A_0 от скорости длинных волн и от скорости распространения возмущения

$$\xi(x, t) = \frac{v^2}{v^2 - gH} f(x - vt). \quad (2.3.33)$$

Из формулы (2.3.33) видно, что над деформацией дна, распространяющейся по горизонтали, всегда имеется аналогичное по форме возмущение водной поверхности. Причём при условии $v < (gH)^{1/2}$ возмущения на поверхности и на дне обладают различной полярностью, а при $v > (gH)^{1/2}$ их полярности совпадают. Близость скорости возмущения к скорости длинных волн приводит к резкому увеличению амплитуды поверхностного возмущения.

Если рассматривать задачу об установившейся бегущей подвижке в рамках линейной потенциальной теории, то главный вывод о резонансной накачке энергии в волну при $v \approx (gH)^{1/2}$ останется без изменения. При скоростях $v > (gH)^{1/2}$ над подвижкой будет иметься возмущение сходной полярности. Но

при скоростях $v < (gH)^{1/2}$, кроме возмущения противоположной полярности, расположенного над подвижкой, за ней существует ещё и периодическое в пространстве и стационарное во времени возмущение, длина волны в котором определяется скоростью v . Аналогичные по природе стоячие волны формируются при обтекании подводных препятствий [Сретенский, 1977].

Задачи об установившемся движении, безусловно, полезны для понимания особенностей физических процессов при генерации волн бегущими подвижками. Но в реальности цунами формируется в течение некоторого конечного промежутка времени. Поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать модели, предполагающие ограниченность деформации дна во времени.

Следует отметить, что практически всем прототипам бегущей подвижки (кроме подводных оползней) свойственна скорость большая, чем скорость звука в воде, поэтому рассматриваемая здесь модель несжимаемой жидкости зачастую не может адекватно описывать процесс. Тем не менее, решение данной задачи вовсе не лишено смысла в силу следующих причин. Бегущая подвижка в качестве генератора цунами исследовалась ранее исключительно в рамках теории длинных волн [Новикова, Островский, 1978], которая в иерархии моделей занимает позицию более низкую по сравнению с потенциальной теорией. Теория несжимаемой жидкости является частным случаем (и пределом при $c \rightarrow \infty$) более общей теории сжимаемой жидкости. Следовательно, решение задачи для несжимаемой жидкости будет удобным репером при построении более сложной теории, и, кроме того, появляется возможность прямого сопоставления решений одной и той же задачи, полученных в рамках различных теорий.

Пользуясь решениями (2.3.13) и (2.3.20), полученными выше в рамках линейной потенциальной теории, проведем сравнительный анализ возбуждения диспергирующих волн цунами поршневой и бегущей подвижками дна. Мы будем сопоставлять такие поршневые и бегущие подвижки, которые формируют одинаковое остаточное смещение за одинаковое время, что, очевидно, выражается условием $b = v\tau$, где b — горизонтальный размер источника, τ — продолжительность процесса в источнике, v — скорость распространения бегущей подвижки. Иными словами, мы пытаемся сопоставить эффективность возбуждения волн в случае заполнения области прямоугольной формы, прилегающей к дну, двумя способами: снизу вверх и слева направо.

На рис. 2.18 представлены профили волн, рассчитанные в момент времени $t = 50(H/g)^{1/2}$ при характерном для реальных очагов цунами значении параметра $b = 10H$. Обычная порш-

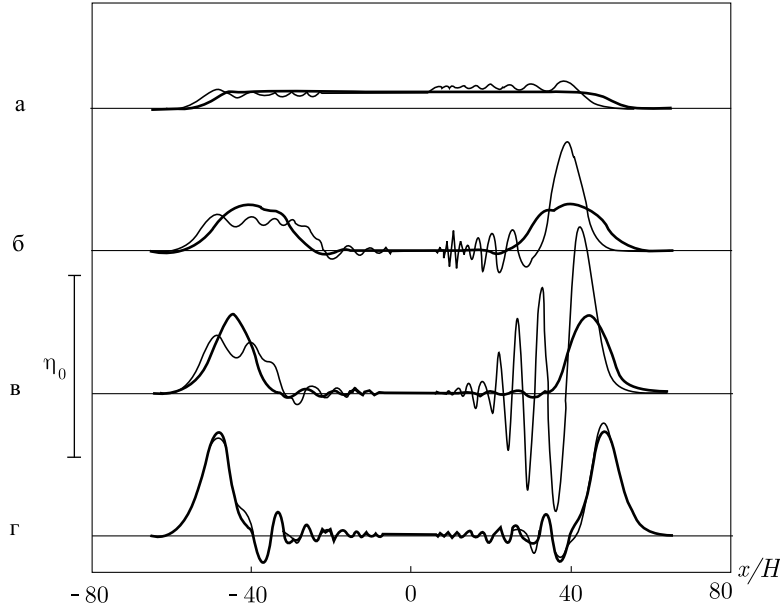


Рис. 2.18. Профили волн, образованных бегущей (тонкая линия) и поршневой (толстая линия) подвижками в момент времени $t = 50$ при $L = 10$; а–г соответствуют $v = 0,2, 0,5, 1$ и 10 ; $\tau = 50, 20, 10$ и 1

невая подвижка образует одинаковые волны в положительном и отрицательном направлениях оси Ox , в то время как волны, возбуждаемые бегущей подвижкой дна, обнаруживают явную асимметрию: в направлении распространения подвижки бежит более интенсивный цуг волн. Наиболее ярко асимметрия проявляется при скоростях распространения подвижки v , близких к скорости длинных волн $(gH)^{1/2}$. При достаточно больших значениях скорости v профили волн, соответствующие поршневой и бегущей подвижкам, становятся фактически идентичными.

В качестве меры интенсивности генерации волн двумя исследуемыми механизмами воспользуемся энергией (на единицу ширины “канала”), вычисляемой по формуле

$$W = \rho g \int \xi^2 dx. \quad (2.3.34)$$

Величина W представляет собой удвоенную потенциальную энергию волны. Расчёт энергии проведен в момент времени $t = 50(H/g)^{1/2}$, когда перераспределение долей энергии между потенциальной и кинетической полностью завершилось и значение W не зависело более от времени.

Результаты расчётов представлены на рис. 2.19 в виде зависимости энергии волны, возбуждаемой поршневой подвижкой дна W_1 , от продолжительности подвижки τ . Значения энергии нормированы на величину $W_0 = \rho g b \eta_0^2 / 2$, представляющую собой удельную потенциальную энергию возвышения свободной поверхности жидкости прямоугольной формы высотой η_0 и длиной b . С увеличением продолжительности поршневой подвижки энергия волны претерпевает монотонное уменьшение. Кроме того, энергия существенно зависит от размера района генерации. Кривые 1–4 на рис. 2.19 соответствуют значениям параметра $b/H = 10, 5, 2, 1$. Отметим, что эти результаты, разумеется, не противоречат данным, представленным на рис. 2.11.

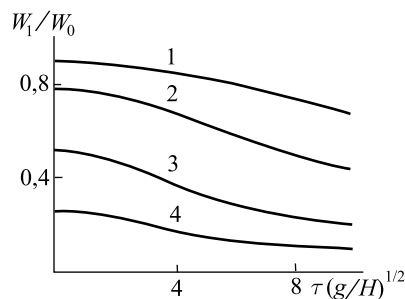


Рис. 2.19. Энергия волн, возбуждаемых поршневой подвижкой, как функция продолжительности подвижки при различных линейных размерах активной области. Кривые 1–4 соответствуют $L = 10, 5, 2, 1$

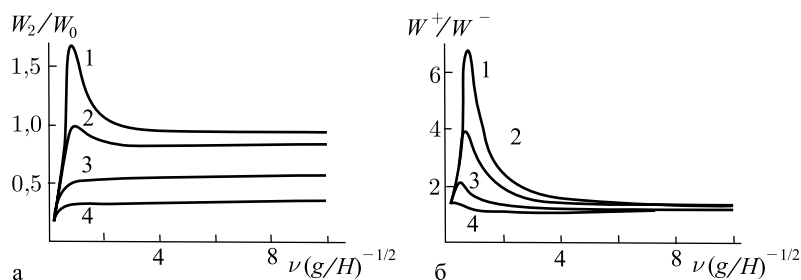


Рис. 2.20. Энергия волн (а), возбуждаемых бегущей подвижкой, как функция скорости распространения подвижки. б — соотношение долей энергии, приходящихся на волны, бегущие по (W^+) и против (W^-) направления распространения бегущей подвижки как функция скорости подвижки при $L = 10, 5, 2$ и 1 (1–4 соответственно)

На рис. 2.20 показана зависимость энергии волны, возбуждаемой бегущей подвижкой дна W_2 , от скорости её распространения v . При значении параметра $b/H > 2$ зависимость имеет максимум в области $v \sim (gH)^{1/2}$, величина которого определяется значением b/H . Рисунок демонстрирует соотношение долей энергии, приходящейся на волны, бегущие по (W^+) и против

(W^-) направления распространения подвижки, в зависимости от скорости её распространения. Эта зависимость также обладает максимумом в области $v \sim 1$. При уменьшении параметра b/H максимум заметно смещается в сторону меньших скоростей. При увеличении скорости распространения подвижки вне зависимости от значения b/H кривые на рис. 2.20б асимптотически стремятся к единице, что свидетельствует об исчезновении направленности излучения энергии при больших значениях v .

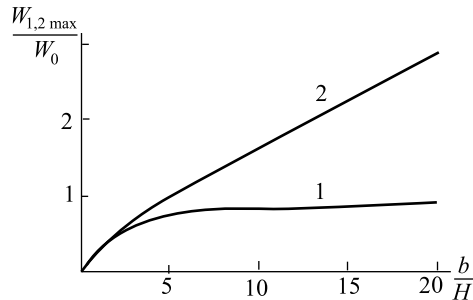


Рис. 2.21. Зависимость максимально возможной энергии волн, возбуждаемых поршневой (1) и бегущей (2) подвижками, от размера района генерации

На рис. 2.21 представлена зависимость максимально возможной энергии волн, возбуждаемых поршневой и бегущей подвижками дна от параметра b/H . Видно, что при $b/H < 2$ тип подвижки не имеет значения. При $b/H > 2$ бегущая подвижка оказывается способной возбуждать волны более эффективно, чем поршневая, причём, если кривая 1 асимптотически стремится к очевидно-

му длинноволновому пределу, равному единице, то максимальная энергия волны, возбуждаемой бегущей подвижкой, фактически линейно возрастает с увеличением параметра b/H . Следует отметить, что в данном случае линейный рост безразмерной энергии означает квадратичную зависимость её размерной величины от размера района генерации b .

Лабораторное моделирование бегущей подвижки [Носов, Шелковников, 1995] проводилось на установке, изображенной на рис. 2.14. В качестве источника волн использовались три одинаковых донных волновых генератора (длиной $l = 0,3$ м), установленных в центре гидроканала и приводившихся в движение последовательно. Движение каждого из генераторов имитировало вертикальную подвижку дна с остаточным смещением и контролировалось своим отдельным датчиком. Амплитуда движений генераторов не превышала 2 мм. Продолжительность движения каждого генератора τ выбиралась так, чтобы подвижка была импульсной: $\tau \ll l(gH)^{-1/2}$ (обычно $\sim 0,2$ с). Глубина воды в экспериментах составляла 3, 5, 7 и 10 см.

Возмущения свободной поверхности воды регистрировались при помощи двух ИК-волнографов, установленных на границах

района генерации. По записям движений генераторов и сигналов, поступающих с волнографов, определялись максимальная амплитуда волнового возмущения, бегущего по и против направления распространения подвижки; величина вертикального смещения каждого из генераторов η_i и скорость распространения подвижки $v = (l/t_{12} + l/t_{23})/2$, где t_{12} и t_{23} — промежутки времени между включениями первого и второго и второго и третьего генераторов.

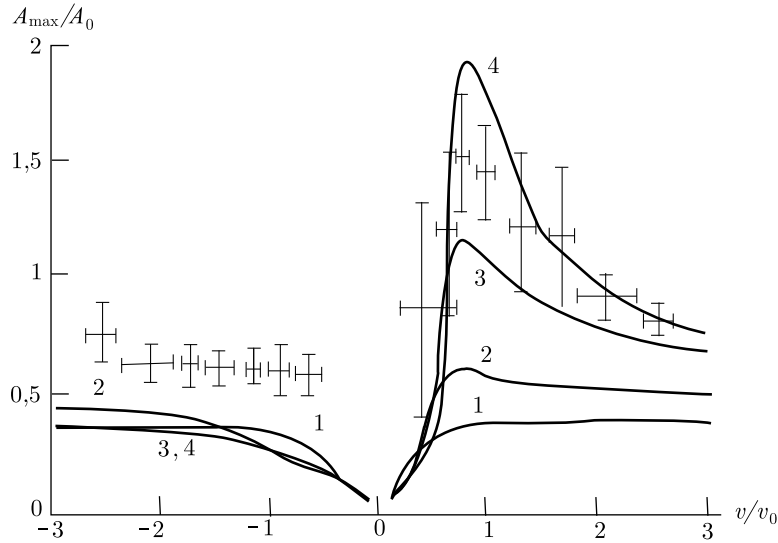


Рис. 2.22. Экспериментальные и расчётные зависимости максимальной амплитуды волны на границе района генерации в точках $x = 0$ ($v/v_0 < 0$) $x = b$ ($v/v_0 > 0$), от скорости распространения подвижки. Кривые 1–4 соответствуют значениям параметра $b = 1, 2, 5$ и 10

Результаты экспериментов и расчётов, выполненных в соответствии с формулой (2.3.20), представлены на рис. 2.22 в виде зависимости максимальной амплитуды волнового возмущения A_{\max} от скорости распространения подвижки дна v . Зависимость представлена в безразмерных координатах: амплитуда волнового возмущения нормирована на среднюю для данного эксперимента амплитуду подвижки дна $A_0 = (\eta_1 + \eta_2 + \eta_3)/3$, а скорость v — на скорость распространения длинных волн $v_0 = (gH)^{1/2}$. Отрицательным значениям безразмерной скорости соответствуют данные о максимальной амплитуде волны, бегущей против

направления распространения подвижки. Большой разброс экспериментальных данных вследствие того, что амплитуды подвижек дна η_i не были строго равными, не позволил разделить экспериментальные зависимости для различных глубин воды, в связи с чем экспериментальные точки на рис. 2.22 отражают осредненные данные по всем указанным глубинам воды H .

Движения дна в лабораторной и теоретической моделях несколько различались. Поэтому нельзя ожидать идеального совпадения теории и эксперимента, что особенно заметно при $v/v_0 < 0$. Последнее связано ещё и с тем, что различие амплитуд смещений донных волновых генераторов могло достигать 30%, а максимальная амплитуда волны, бегущей против направления распространения подвижки, определяется амплитудой максимальной из подвижек. Следовательно, в связи с нормировкой амплитуды волны на величину $A_0 = (\eta_1 + \eta_2 + \eta_3)/3$, безразмерная амплитуда будет заведомо завышена по сравнению со случаем одинаковых амплитуд смещений дна.

Теория и эксперимент показывают, что бегущая подвижка действительно может служить в качестве эффективного механизма возбуждения волн цунами. При скоростях распространения подвижки дна, близких к скорости длинных волн $(gH)^{1/2}$, происходит резкое увеличение амплитуды и энергии волн, бегущих в направлении распространения подвижки. Известно, что амплитуда цунами в открытом океане не может превышать амплитуду поршневой подвижки дна. В случае же бегущей подвижки, амплитуда волны может существенно превышать амплитуду смещения дна. При одинаковых остаточных деформациях дна бегущая подвижка может оказаться во много раз эффективнее поршневой. Энергия, передаваемая бегущей подвижкой гравитационным волнам при $v = (gH)^{1/2}$, увеличивается пропорционально квадрату расстояния, пройденного подвижкой.

2.3.4. Осциллирующее дно. Для установившихся гармонических колебаний дна мы не можем напрямую воспользоваться общим решением, полученным с применением преобразования Лапласа, т.к. колебания происходят на временах $t < 0$. Но в рассматриваемом случае в этом нет необходимости. Для установившихся колебаний можно получить полностью аналитическое решение, которое не требует численного расчёта интегралов [Носов, 1992]. В силу того, что отклик линейной системы происходит только на частоте вынуждающих колебаний, нам известна частота возбуждаемых волн. Поэтому решение задачи

целесообразно искать в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 F_{osc}(x, z, t) &= \\
 &= \exp\{i\omega t\} \int_{-\infty}^{+\infty} dk \exp\{-ikx\} (A(\omega, k) \operatorname{ch}(kz) + B(\omega, k) \operatorname{sh}(kz)).
 \end{aligned} \tag{2.3.35}$$

Воспользовавшись граничными условиями на поверхности и на дне, получаем:

$$\begin{aligned}
 F_{osc}(x, z, t) &= \frac{\eta_0 \omega H}{2\pi} \exp\{i\omega t\} \int_{-\infty}^{+\infty} dk \times \\
 &\times \frac{(\exp\{-ik(x-a)\} - \exp\{-ik(x+a)\}) (k \operatorname{ch}(kz) + \omega^2 \operatorname{sh}(kz))}{k^2 (\omega^2 \operatorname{ch}(k) - k \operatorname{sh}(k))}.
 \end{aligned} \tag{2.3.36}$$

В выражении (2.3.36) под знаком интеграла фигурируют безразмерные переменные, введённые в соответствии с формулами (знак “*” опущен):

$$\begin{aligned}
 (x^*, z^*, a^*) &= (x, z, a) H^{-1}; & t^* &= t g^{1/2} H^{-1/2}; \\
 \omega^* &= \omega g^{-1/2} H^{1/2}; & k^* &= k H,
 \end{aligned}$$

но множитель перед интегралом и сам потенциал скорости являются размерными величинами.

Для вычисления интеграла (2.3.36) достаточно знать значение интеграла следующего вида:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dk \frac{\exp\{-ik\alpha\} (k \operatorname{ch}(kz) + \omega^2 \operatorname{sh}(kz))}{k^2 (\omega^2 \operatorname{ch}(k) - k \operatorname{sh}(k))}, \tag{2.3.37}$$

где параметр $\alpha = x \pm a$ может принимать положительные, отрицательные и нулевые значения.

Продолжим подынтегральную функцию в (2.3.37) аналитически с действительной оси на всю комплексную плоскость ($\{\operatorname{Re}(k), \operatorname{Im}(k)\}$). Подынтегральная функция обладает двумя особыми точками на действительной оси $k = \pm k_0$ и бесконечным числом особых точек на мнимой оси $k = \pm i k_j$. Особые точки являются

полюсами первого порядка, и их положение определяется из решений следующих двух трансцендентных уравнений:

$$\operatorname{ch}(k) \omega^2 - k \operatorname{sh}(k) = 0, \quad (2.3.38)$$

$$\cos(k) \omega^2 + k \sin(k) = 0. \quad (2.3.39)$$

Подынтегральная функция в (2.3.37) не имеет иных особых точек, что можно легко показать с помощью теоремы о подсчете числа нулей аналитической функции [Свешников, Тихонов, 1999].

Так как подынтегральная функция обладает полюсами на действительной оси, то интеграл (2.3.37) следует понимать в смысле главного значения (v.p.) по Коши. Для его вычисления применялась теорема о вычетах. Окончательное выражение, определяющее потенциал скорости течения жидкости при установившихся колебаниях участка дна, имеет следующий вид:

- при $|x| \leq a$

$$\begin{aligned} \frac{F_{osc}(x, z, t)}{H \eta_0 i \omega} &= \\ &= \exp\{i\omega t\} \left(\frac{1}{\omega^2} + z - 2 \sum_{j=1}^{\infty} Q \exp\{-k_j a\} \operatorname{ch}(k_j x) \right) + \\ &+ P (\exp\{i(\omega t + k_0(x - a))\} + \exp\{i(\omega t - k_0(x + a))\}), \end{aligned} \quad (2.3.40)$$

- при $x \geq a$

$$\begin{aligned} \frac{F_{osc}(x, z, t)}{H \eta_0 i \omega} &= \exp\{i\omega t\} \left(2 \sum_{j=1}^{\infty} Q \exp\{-k_j x\} \operatorname{sh}(k_j a) \right) + \\ &+ P (-\exp\{i(\omega t - k_0(x - a))\} + \exp\{i(\omega t - k_0(x + a))\}) \end{aligned} \quad (2.3.41)$$

- при $x \leq -a$

$$\begin{aligned} \frac{F_{osc}(x, z, t)}{H \eta_0 i \omega} &= \exp\{i\omega t\} \left(2 \sum_{j=1}^{\infty} Q \exp\{k_j x\} \operatorname{sh}(k_j a) \right) + \\ &+ P (\exp\{i(\omega t + k_0(x - a))\} - \exp\{i(\omega t + k_0(x + a))\}), \end{aligned} \quad (2.3.42)$$

где

$$P = \frac{k_0 \operatorname{ch}(k_0 z) + \omega^2 \operatorname{sh}(k_0 z)}{k_0^2 ((\omega^2 - 1) \operatorname{sh}(k_0) - k_0 \operatorname{ch}(k_0))},$$

$$Q = \frac{k_j \cos(k_j z) + \omega^2 \sin(k_j z)}{k_j^2 ((\omega^2 - 1) \sin(k_j) - k_j \cos(k_j))}.$$

Зная потенциал скорости течения, несложно получить выражения для смещения свободной поверхности и компонент скорости:

- при $|x| \leq a$

$$\begin{aligned} \xi_{osc}(x, t) = & \\ = \eta_0 \exp\{i\omega t\} & \left(1 - 2\omega^2 \sum_{j=1}^{\infty} Q \exp\{-k_j a\} \operatorname{ch}(k_j x) \right) + \\ + \eta_0 \omega^2 P & (\exp\{i(\omega t + k_0(x - a))\} + \exp\{i(\omega t - k_0(x + a))\}), \end{aligned} \tag{2.3.43}$$

- при $x \geq a$

$$\begin{aligned} \xi_{osc}(x, t) = \eta_0 e^{i\omega t} 2\omega^2 & \sum_{j=1}^{\infty} Q \exp\{-k_j x\} \operatorname{sh}(k_j a) + \\ + \eta_0 \omega^2 P & (-\exp\{i(\omega t - k_0(x - a))\} + \exp\{i(\omega t - k_0(x + a))\}), \end{aligned} \tag{2.3.44}$$

- при $x \leq -a$

$$\begin{aligned} \xi_{osc}(x, t) = \eta_0 \exp\{i\omega t\} 2\omega^2 & \sum_{j=1}^{\infty} Q \exp\{k_j x\} \operatorname{sh}(k_j a) + \\ + \eta_0 \omega^2 P & (\exp\{i(\omega t + k_0(x - a))\} - \exp\{i(\omega t + k_0(x + a))\}). \end{aligned} \tag{2.3.45}$$

- при $|x| \leq a$

$$\begin{aligned} u(x, z, t) = & \\ = \eta_0 i\omega \exp\{i\omega t\} & \left(-2 \sum_{j=1}^{\infty} Q k_j \exp\{-k_j a\} \operatorname{sh}(k_j x) \right), \end{aligned} \tag{2.3.46}$$

$$w(x, z, t) = \eta_0 i\omega \exp\{i\omega t\} \left(1 - 2 \sum_{j=1}^{\infty} \frac{\partial Q}{\partial z} \exp\{-k_j a\} \operatorname{ch}(k_j x) \right), \quad (2.3.47)$$

• при $|x| \geq a$

$$u(x, z, t) = \eta_0 i\omega \exp\{i\omega t\} \left(-2 \operatorname{sign}(x) \sum_{j=1}^{\infty} Q k_j \exp\{-k_j |x|\} \operatorname{sh}(k_j a) \right), \quad (2.3.48)$$

$$w(x, z, t) = \eta_0 i\omega \exp\{i\omega t\} \left(2 \sum_{j=1}^{\infty} \frac{\partial Q}{\partial z} \exp\{-k_j |x|\} \operatorname{sh}(k_j a) \right), \quad (2.3.49)$$

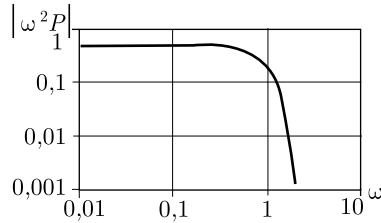


Рис. 2.23. Зависимость величины $|\omega^2 P|$, определяющей амплитуду гравитационной волны, от циклической частоты колебаний дна

Отметим, что из-за разрывности функции, описывающей пространственное распределение колебаний дна, выражения (2.3.46)–(2.3.49) не дают адекватных значений скорости течения в точках с координатами $\{x = \pm a, z = -1\}$. А в непосредственной близости указанных точек для получения точных значений скорости требуется учесть достаточно большое число членов ряда по j .

Из структуры полученных формул видно, что возмущение жидкости состоит из вынужденных колебаний, происходящих в непосредственной близости источника (и экспоненциально затухающих при удалении от него), и серии прогрессивных волн, берущих своё начало в точках $x = \pm a$.

С точки зрения генерации цунами важной является именно амплитуда прогрессивных волн. Из формул (2.3.44) и (2.3.45) видно, что она во многом определяется величиной $|\omega^2 P|$, зави-

симось которой от циклической частоты показана на рис. 2.23. Важнейшей особенностью отклика жидкости на колебания участка дна, является факт существования некоторой граничной частоты, при превышении которой эффективность излучения волн резко падает. Таким образом, при больших частотах все движение жидкости сосредоточено исключительно вблизи источника и представляет собой вынужденные колебания.

Но амплитуда излучаемых волн A зависит не только от частоты колебаний дна, но и от горизонтальной протяжённости колеблющегося участка дна. В соответствии с формулой (2.3.44) можем записать

$$A(\omega) = \eta_0 \omega^2 \frac{2 \sin(k_0 a) \operatorname{ch}(k_0)}{k_0 [k_0 + \operatorname{sh}(k_0) \operatorname{ch}(k_0)]}, \quad (2.3.50)$$

где $\omega^2 = k_0 \operatorname{th}(k_0)$. Зависимость абсолютной величина амплитуды от безразмерной частоты колебаний дна $(\nu(H/g)^{1/2})$ представлена на рис. 2.24. Расчёт выполнен для трёх различных значений параметра a . Видно, что колебания участка дна с линейными размерами, меньшими, чем глубина слоя жидкости, будут относительно слабо проявляться на поверхности. Существование набора частот, при которых амплитуда излучаемой волны обращается в нуль, связано с интерференцией волн, образуемых в точках $x = \pm a$. Эффект автоблокировки источника есть следствие прямоугольного пространственного распределения амплитуды колебаний дна. В реальности проявление автоблокировки исключительно маловероятно.

Зависимость (2.3.50) позволяет выявить параметры, которые определяют границы частотного спектра цунами ν_{\min} и ν_{\max} . Найдем граничные частоты из решения уравнения $A(\nu) = \eta_0/10$. Из рис. 2.24 несложно заключить, что $\nu_{\max} \sim 0,3$, причём величина ν_{\max} не зависит от размера района генерации a .

Теперь определим ν_{\min} . При малых значениях частоты колебаний дна (что соответствует и малым значениям k_0), выражение (2.3.50) существенно упрощается и принимает следующий вид: $A(\omega) = \eta_0 a \omega$. Таким образом, величину ν_{\min} можно оценить как $\nu_{\min} \sim (20 \pi a)^{-1}$. Переходя к размерным величинам, получаем для границ частотного спектра цунами следующие формулы:

$$\nu_{\max} \sim 0,3 \left(\frac{g}{H} \right)^{1/2}, \quad (2.3.51)$$

$$\nu_{\min} \sim \frac{(gH)^{1/2}}{20 \pi a}. \quad (2.3.52)$$

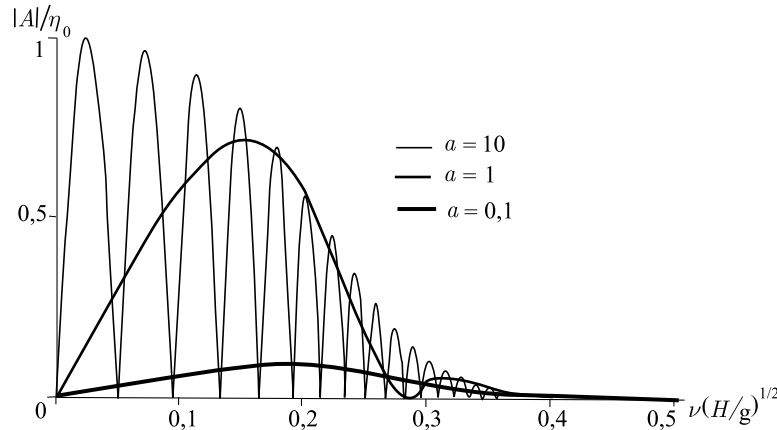


Рис. 2.24. Амплитуда прогрессивной волны, возбуждаемой колеблющимся участком дна, как функция частоты колебаний дна при различных размерах источника a

Видно, что нижняя частотная граница связана как с глубиной океана, так и с горизонтальным размером источника, а верхняя — только с глубиной. При глубине $H \sim 10^3$ м и размере источника $a \sim 10^4$ м, получаем $\nu_{\max} \sim 10^{-2}$ Гц, $\nu_{\min} \sim 10^{-4}$ Гц. Спектр реальных волн цунами лежит именно в этих пределах [Мурти, 1981; Пелиновский, 1996].

Теоретическая зависимость (2.3.50) проверялась экспериментально [Носов, Шелковников, 1992]. Использовалась установка, показанная на рис. 2.13. Пневматический генератор длиной 30 см имитировал гармонические колебания участка дна. Практически всю остальную часть гидроканала занимала волногасительная система, представляющая собой пологий откос, заполненный мелкоячеистой пластиковой сеткой. Волна регистрировалась ИК-волнографом на расстоянии, равном 10 см от границы района генерации. Результаты экспериментов и теоретических расчётов для трёх различных глубин воды в гидроканале приведены на рис. 2.25. Видно, что экспериментальные данные соответствуют теоретической зависимости.

2.4. Генерация пространственных волн цунами и особенности движения дна в источнике

В этом параграфе мы обратимся к пространственной (3D) задаче о генерации цунами подвижками дна. Переход от плоских (2D) моделей к более реалистичной трёхмерной задаче открывает возможность исследовать важнейший вопрос о направленности

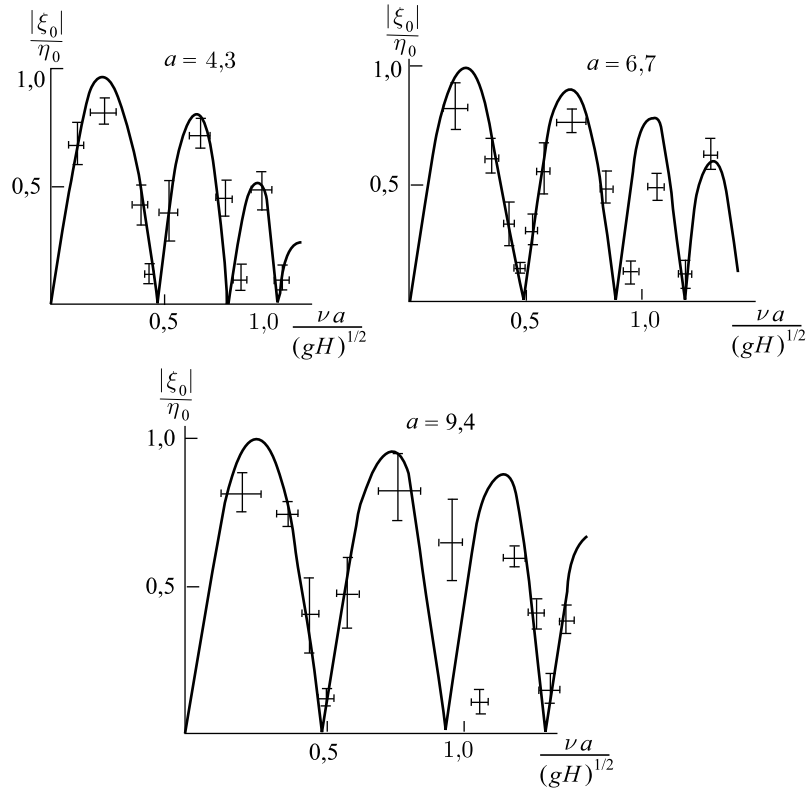


Рис. 2.25. Сопоставление экспериментальной и теоретической зависимостей амплитуды возбуждаемой прогрессивной волны от частоты колебаний дна

излучения волн и её связи с параметрами источника. Эффект направленного излучения волны цунами из области очага может вызываться различными причинами, к которым обычно относят геометрическую форму области деформации дна, передачу водным массам горизонтального импульса и волноводные свойства рельефа дна [Войт, 1987; Доценко, Соловьев, 1990]. Последняя причина, вообще говоря, связана с распространением, а не с генерацией волн. Направленность излучения цунами, обязанная асимметрии источника, исследовалась теоретически [Kajiura, 1963, 1970; Доценко и др., 1993], экспериментально [Takahasi, 1963] и численно [Марчук, Титов, 1993].

Ярко выраженная направленность Чилийского цунами 22.05.1960 г., когда амплитуда волны, распространявшейся перпендикулярно южноамериканскому побережью, в несколько раз превосходила амплитуды волн по другим направлениям,

инициировала появление серии работ [Войт, и др., 1980, 1981, 1982; Лебедев, Себекин, 1982], в которых оценивается роль горизонтальной подвижки дна в формировании направленной волны цунами. Воздействие горизонтальной подвижки на океан в этих работах моделируется путем приложения эффективной массовой силы в районе очага, затем исследуются свойства волн на большом удалении от района генерации. В частности, установлено, что волна, вызванная вертикально направленной массовой силой, на больших расстояниях от очага осесимметрична, несмотря на неосесимметричную возмущающую силу, в то время как передний фронт волны цунами, вызванной передачей горизонтального импульса, остается анизотропным.

Численные модели цунами, завоевавшие известную популярность как мощное средство исследований [Chubarov et al, 1992; Kato, Tsuji, 1995; Satake, 1995; Satake, Imamura, 1995; Tanioka, Satake, 1996; Titov, 1999], по-видимому, достигли определенного предела в своем совершенстве, в том смысле, что для их успешного дальнейшего развития необходимо ввести ряд принципиальных новшеств, одно из которых — реалистичность описания возбуждения волн как процесса, протяжённого во времени. При описании генерации цунами, как правило, подвижка предполагается импульсной, и, следовательно, принимаются во внимание только геометрические характеристики очага — пространственное распределение остаточных смещений дна. При этом полностью упускается из виду способ (временной закон движения дна), которым были достигнуты те или иные остаточные смещения. Между тем, длительности процессов в очаге могут достигать 100 и более секунд [Satake, 1995]. Например, процесс в очаге Суматранского катастрофического цунами 2004 г продолжался около 1000 с. В течение такого значительного промежутка времени длинная волна способна преодолеть расстояние, сопоставимое с размером очага цунами, что говорит о неприемлемости предположения об импульсном характере подвижки. Кроме того, в работах [Доценко, 1995; Носов, Шелковников, 1996, Носов, 1997] было установлено, что энергия, амплитуда и даже направленность волн цунами связаны не только с геометрическими характеристиками очага, но и с временным законом движения дна.

В разделе 2.2.1 в рамках потенциальной теории было получено общее решение задачи о линейном отклике слоя несжимаемой жидкости фиксированной глубины на деформации дна $\eta(x, y, t)$. Будем рассматривать следующие три модельных закона деформации дна:

- поршневая подвижка

$$\eta_1(x, y, t) = \eta_S(x, y) (\theta(t)t - \theta(t - \tau)(t - \tau)) \tau^{-1}, \quad (2.4.1)$$

- мембранная подвижка

$$\eta_2(x, y, t) = \eta_S(x, y) (2\theta(t) t - 4\theta(t - \tau/2) (t - \tau/2) + 2\theta(t - \tau) (t - \tau)) \tau^{-1}, \quad (2.4.2)$$

- бегущая подвижка

$$\eta_3(x, y, t) = \eta_S(x - a, y) (1 - \theta(x - vt)), \quad (2.4.3)$$

где $\eta_S(x, y) = \eta_0 (\theta(x + a) - \theta(x - a)) (\theta(y + b) - \theta(y - b))$ — пространственное распределение деформаций дна, $\theta(z)$ — ступенчатая функция Хевисайда. Активная область имеет форму прямоугольника длиной $2a$ и шириной $2b$. Поршневая и мембранная подвижки характеризуются амплитудой η_0 и продолжительностью τ , бегущая подвижка — амплитудой η_0 и скоростью распространения \mathbf{v} . В случае бегущей подвижки область деформаций дна смещена в положительном направлении оси Ox на величину \mathbf{a} , для того, чтобы движения дна начинались в момент времени $t = 0$.

Введём безразмерные переменные (знак “*” в дальнейшем будет опущен)

$$\begin{aligned} (m^*, n^*) &= H(m, n); & (x^*, y^*, z^*, a^*, b^*) &= H^{-1}\{x, y, z, a, b\}; \\ \{t^*, \tau^*\} &= \{t, \tau\} g^{1/2} H^{-1/2}; & \{\xi^*, \zeta^*\} &= \eta_0^{-1} \{\xi, \zeta\}. \end{aligned} \quad (2.4.4)$$

Часть интегралов, содержащихся в формуле (2.2.11) можно считать аналитически. Опуская промежуточные выкладки, выпишем формулы, которые описывают возмущение свободной поверхности при деформациях дна вида (2.4.1)–(2.4.3):

- поршневая подвижка

$$\xi_1(x, y, t) = \theta(t) \zeta_1(x, y, t) - \theta(t - \tau) \zeta_1(x, y, t - \tau), \quad (2.4.5)$$

- мембранная подвижка

$$\begin{aligned} \xi_2(x, y, t) &= 2\theta(t) \zeta_1(x, y, t) - \\ &- 4\theta(t - \tau/2) \zeta_1(x, y, t - \tau/2) + 2\theta(t - \tau) \zeta_1(x, y, t - \tau), \end{aligned} \quad (2.4.6)$$

где

$$\zeta_1(x, y, t) = \frac{4}{\pi^2 \tau} \int_0^\infty \int_0^\infty dm dn \times$$

$$\times \frac{\sin(ma) \sin(nb) \cos(mx) \cos(ny) \sin\left((k \operatorname{th} k)^{1/2} t\right)}{mn \operatorname{ch} k (k \operatorname{th} k)^{1/2}},$$
(2.4.7)

$$k^2 = m^2 + n^2,$$

- бегущая подвижка

$$\xi_3(x, y, t) = \frac{\eta_0}{2\pi^2 i} \int_0^\infty dn \int_{-\infty}^{+\infty} dm \frac{\exp\{i m x\} \sin(nb) \cos(ny)}{\operatorname{ch}(k) n} \times$$

$$\times \left(\frac{1 - \exp\left\{-i 2a \left(m + \frac{(k \operatorname{th}(k))^{1/2}}{v}\right)\right\}}{m + \frac{(k \operatorname{th}(k))^{1/2}}{v}} \right) \times$$

$$\times \exp\left\{i (k \operatorname{th}(k))^{1/2} t\right\} +$$

$$+ \frac{1 - \exp\left\{-i 2a \left(m - \frac{(k \operatorname{th}(k))^{1/2}}{v}\right)\right\}}{m - \frac{(k \operatorname{th}(k))^{1/2}}{v}} \right) \times$$

$$\times \exp\left\{-i (k \operatorname{th}(k))^{1/2} t\right\} \Bigg). \quad (2.4.8)$$

Формула (2.4.8) имеет силу при $t \geq 2a/v$ (причина существования такого ограничения изложена в п. 2.3.1). Интегралы в выражениях (2.4.5)-(2.4.8) рассчитывались численно.

На рисунке 2.26 представлена пространственная структура волн, возбуждаемых поршневой и бегущей подвижками, которые завершаются одинаковыми остаточными деформациями ($a = 6, b = 2$). Скорость распространения бегущей подвижки $v = 2$ и продолжительность поршневой $\tau = 6$ удовлетворяют соотношению $\tau v = 2a$. Расчёт выполнен в соответствии с формулами

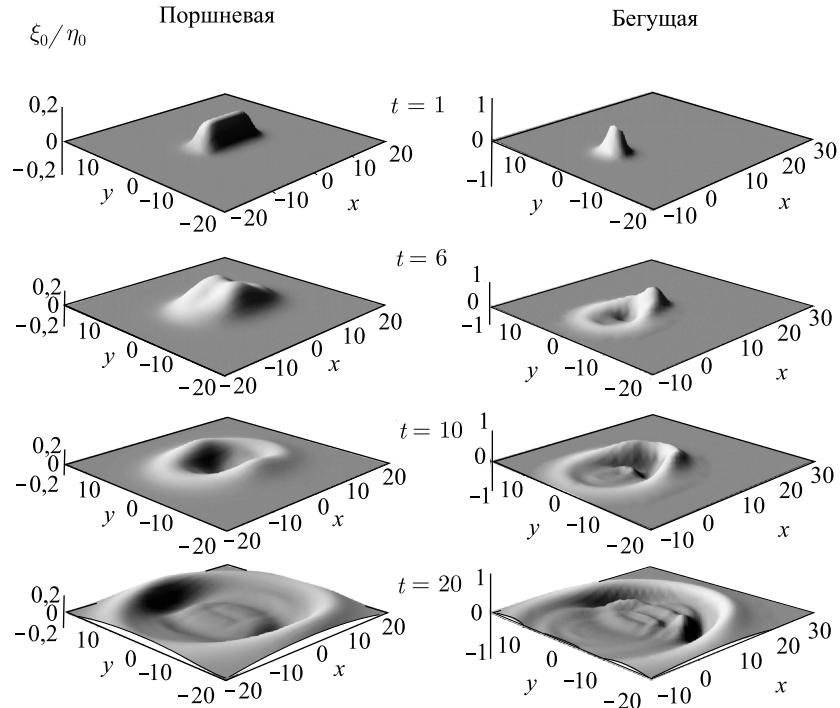


Рис. 2.26. Возмущения свободной поверхности, вызванные поршневой и бегущей подвижками дна с параметрами $a = 6, b = 2, v = 2$ ($\tau=6$). Расчёт выполнен для моментов времени t , указанных на рисунке

(2.4.5) и (2.4.8). Из рисунка видно, что при поршневой подвижке волны максимальной амплитуды распространяются в отрицательном и положительном направлениях оси Oy , то есть перпендикулярно направлению наибольшей протяжённости очага. При бегущей подвижке источник излучает волны максимальной амплитуды под углом Маха к направлению распространения подвижки (Ox). Кроме того, сразу обращает на себя внимание тот факт, что амплитуда волн, вызванных бегущей подвижкой, заметно превосходит амплитуду волн при поршневой подвижке.

Для детального исследования направленности излучения волн из области источника рассчитывались временные развертки волн в точках, лежащих на окружности некоторого радиуса ($r > \max[a, b]$), центр которой совпадает с началом выбранной нами системы координат. На рис. 2.27 представлены примеры таких временных разверток. Азимутальный угол отсчитывался от положительного направления оси Ox . По временным разверткам

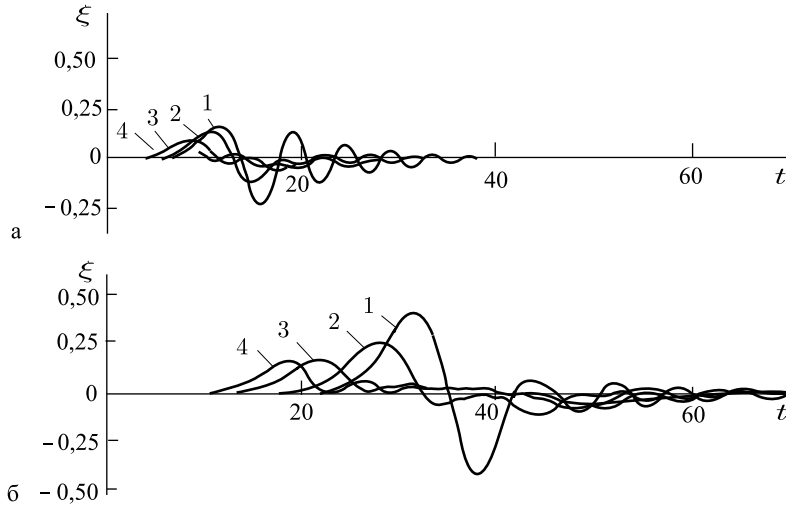


Рис. 2.27. Временные развертки волн, образованных поршневой подвижкой. Расчёт выполнен в точках, лежащих на окружности радиуса $r = 10$ (а) и $r = 30$ (б) с центром в начале координат, для азимутальных углов $\alpha = 0, 30, 60, 90^\circ$ (кривые 1–4 соответственно). Параметры подвижки дна: $a = 1, b = 5, \tau = 1$ (а) и $a = 3, b = 15, \tau = 1$ (б)

волн определялись амплитудные характеристики и оценивалась энергия по формуле, предложенной в работе [Kajiura, 1970]

$$W = \rho g (gH)^{1/2} \int_0^T \int_\gamma \xi^2(t) dt d\gamma. \quad (2.4.9)$$

Формула (2.4.9) даёт величину энергии, прошедшей через контур γ за время T . В нашем случае в качестве контура γ выбирался сегмент окружности радиуса r при $\Delta\alpha = 10^\circ$. Значения энергии нормировались на величину $W_0 = 2\rho g a b r \eta_0^2$. Величина W_0 соответствует потенциальной энергии начального возвышения свободной поверхности, имеющего форму остаточного смещения дна.

На рисунке 2.28 в виде диаграмм направленности представлены зависимости амплитуды первого гребня A_1 (а, б), “максимального размаха” $A_{\max} - A_{\min}$ (в, г) и энергии волны W_α (д, е) от азимутального угла. Расчёт выполнен для поршневой и бегущей подвижек, продолжительности которых подобраны так, чтобы выполнялось соотношение $\tau = 2av^{-1}$. Таким образом, можно исследовать процесс возбуждения волн, варьируя общий для поршневой и бегущей подвижек параметр — продолжительность

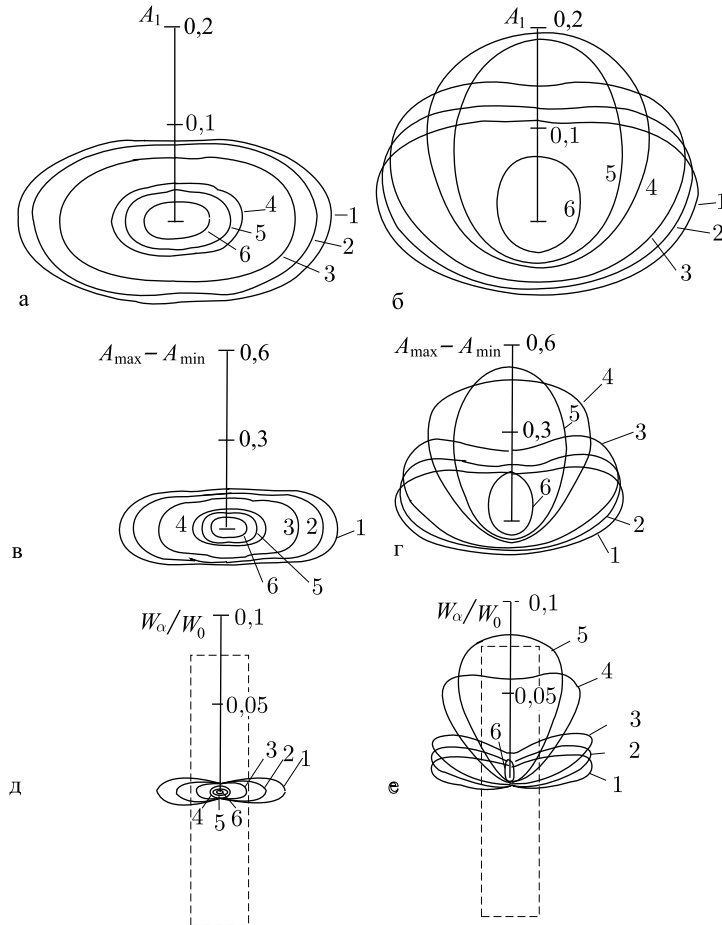


Рис. 2.28. Распределения амплитуды первого гребня (а, б), “максимального размаха” (в, г) и энергии (д, е) волны по азимутальному углу. Кривые 1–6 соответствуют поршневой подвижке (а, в, д) продолжительности $t = 2, 3, 3(3), 5, 10, 12, 5, 20$ и бегущей подвижке (б, г, е) со скоростью распространения $v = 5, 3, 2, 1, 0,8, 0,5$. Продолжительности и скорости распространения подобраны так, что $\tau = 2av^{-1}$. Пунктирной линией показана форма и ориентация активной области

процесса в активной области. Пунктирной линией на рисунке показана форма и ориентация активной области. Из рис. 2.28 видно, что направленность слабее всего выражена для амплитуды первого гребня. Эволюция диаграмм направленности по мере изменения продолжительности процесса в очаге существенно различна для поршневой и бегущей подвижек. При увеличении продолжительности поршневой подвижки амплитуда и энергия

волн монотонно убывают, а их распределение по азимутальному углу стремится к изотропному. При этом волны наибольшей амплитуды и энергии всегда излучаются в направлении перпендикулярном наибольшей протяжённости очага. В случае бегущей подвижки, по мере увеличения длительности процесса в очаге (уменьшения скорости распространения подвижки), диаграммы направленности постепенно трансформируются из двулучевых в однолучевые, и основная часть энергии начинает излучаться в направлении распространения подвижки. При малой продолжительности процесса в очаге ($\tau = 2$) диаграммы направленности в двух исследуемых случаях практически идентичны. Но при больших значениях τ характер движения дна уже оказывает заметное влияние на параметры возбуждаемой волны.

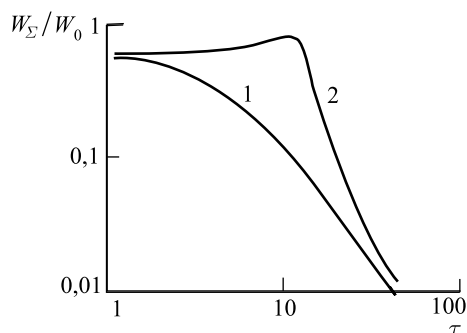


Рис. 2.29. Полная энергия волн, образованных поршневой (1) и бегущей (2) подвижками, как функция продолжительности процесса в активной области. Для бегущей подвижки $\tau = 2av^{-1}$

На рисунке 2.29 представлена зависимость полной энергии волн (проинтегрированной по всем направлениям) от продолжительности процесса в очаге. Для поршневой подвижки (кривая 1) зависимость носит монотонный характер — энергия убывает с увеличением продолжительности процесса. В случае бегущей подвижки (кривая 2) зависимость обладает максимумом, который соответствует совпадению скорости распро-

странения подвижки и скорости длинных волн. Также видно, что бегущая подвижка заметно эффективнее поршневой в широком диапазоне значений τ . При малых и при больших продолжительностях процесса в очаге эффективность обоих механизмов генерации волн приблизительно совпадает.

На рисунке 2.30 представлены энергетические диаграммы направленности для волн, образованных поршневой и мембранной подвижками. Пунктирная линия показывает форму и ориентацию модельного источника. Расчёт выполнен для различных продолжительностей деформации дна. Видно, что вне зависимости от временного закона движения дна основная часть энергии излучается в направлении, перпендикулярном направлению наибольшей протяжённости источника. Но по мере увеличения продол-

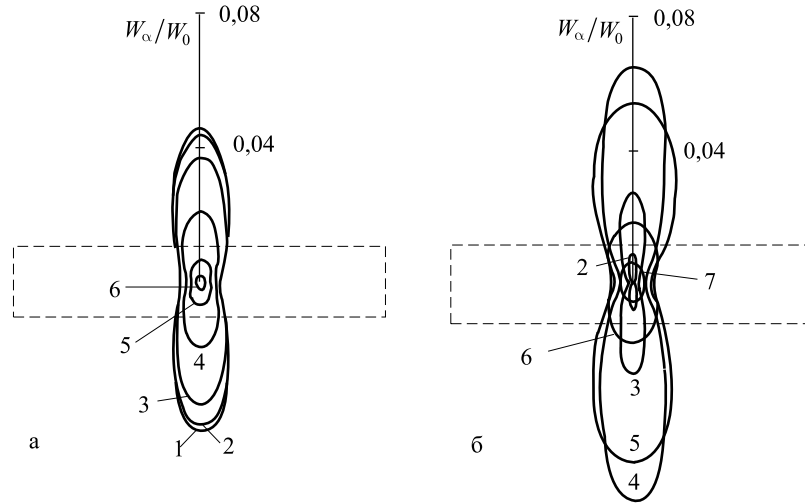


Рис. 2.30. Диаграммы направленности излучения энергии волн, вызванных поршневой (а) и мембранной (б) подвижками дна. Кривые 1–7 соответствуют $\tau = 0,5, 1, 2, 4, 8, 16, 32$

жительности подвижки, диаграммы претерпевают значительные изменения, характер которых зависит от типа временного закона движения дна.

Введём коэффициент направленности излучения как отношение долей энергии, излучаемых в направлениях $\alpha = 0^\circ$ и 90° . На рис. 2.31 представлена зависимость коэффициента направленности от продолжительности подвижки. Для поршневой подвижки величина W^{0°/W^{90° монотонно убывает с увеличением продолжительности. Но соответствующая зависимость для мембранной подвижки носит немонотонный характер. Интересно отметить, что в случае мембранной подвижки коэффициент направленности может принимать большие значения, чем для поршневой. Из рисунка также можно заключить, что уменьшение размеров очага при сохранении его формы (отношения a/b) приводит к ослаблению направленности, особенно когда эти размеры становятся сопоставимы с глубиной.

Почему продолжительность деформации дна (или тип временного закона) влияет на направленность излучения волн? Дело в том, что асимметричный источник на каждом из направлений формирует волны различной длины. Иными словами существует эффективный горизонтальный размер источника, зависящий от направления. Выше было показано (рис. 2.9), что при увеличении продолжительности подвижки амплитуда волны быстрее спадает

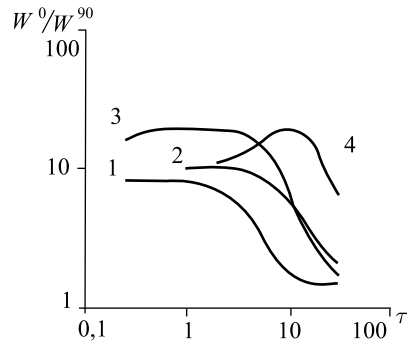


Рис. 2.31. Коэффициент направленности как функция продолжительности подвижки дна. Кривые 1, 2 соответствуют поршневой, 3, 4 — мембранной подвижке. Кривые 1, 3 получены для $a = 1, b = 5, r = 10$, кривые 2, 4 — для $a = 3, b = 15, r = 30$

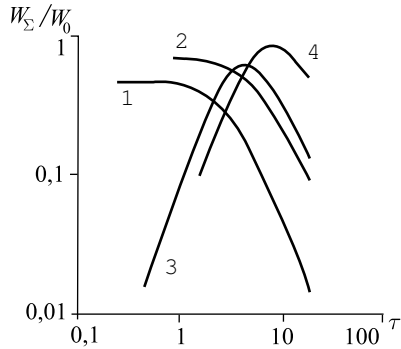


Рис. 2.32. Полная энергия волн, образованных поршневой и мембранной подвижками, как функция продолжительности подвижки. Номера кривых соответствуют рис. 2.31

для источника меньшей горизонтальной протяжённости. Поэтому, если источник является вытянутым, то направленность излучения неминуемо будет уменьшаться с ростом продолжительности подвижки. Похожим образом объясняется ход зависимости коэффициента направленности для мембранной подвижки.

На рисунке 2.32 представлена полная энергия волн (проинтегрированная по всем направлениям) как функция продолжительности подвижки дна. Для поршневой подвижки энергия монотонно убывает с увеличением продолжительности, а для мембранной — существует некоторая "оптимальная" продолжительность, при которой излучаемая энергия максимальна. При этой "оптимальной" продолжительности мембранная подвижка оказывается более эффективной, чем даже поршневая малой продолжительности. Похожие зависимости были получены в работах [Доценко, Соловьев, 1990; Доценко, 1995] в рамках линейной теории длинных волн.

Анализ пространственного распределения вертикальных остаточных смещений показывает, что в очаге цунами обычно сосуществуют две области: поднятие и опускание дна [Van Dorn, 1964; Доценко и др., 1986; Satake, 1995; Kato & Tsuji, 1995]. Будем называть такую подвижку знакопеременной. Коротко остановимся на некоторых особенностях направленности излучения волн, которые связаны с такой биполярной деформацией дна. Пусть знакопеременная подвижка описывается формулой

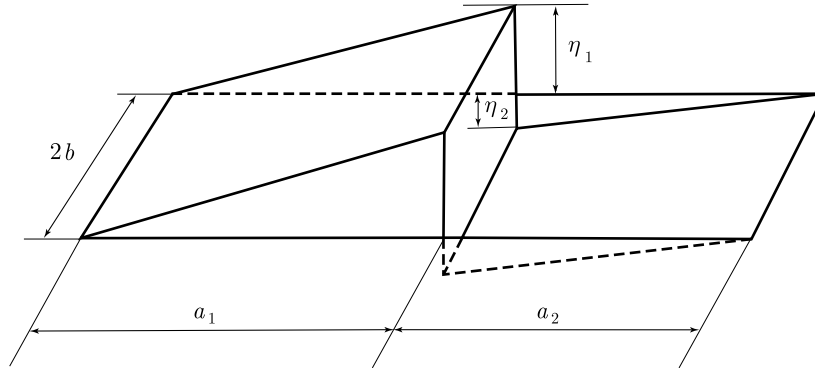


Рис. 2.33. Модель остаточных смещений дна при знакопеременной подвижке

[Носов и др., 1999]:

$$\begin{aligned} \eta_4(x, y, t) = & \left(\eta_1 a_1^{-1} (x + a_1) (\theta(x + a_1) - \theta(x)) + \right. \\ & \left. + \eta_2 a_2^{-1} (x - a_2) (\theta(x) - \theta(x - a_2)) \right) \times \\ & \times \left(\theta(y + b) - \theta(y - b) \right) \left(t \tau^{-1} \theta(t) - (t - \tau) \tau^{-1} \theta(t - \tau) \right). \end{aligned} \quad (2.4.10)$$

Пространственное распределение амплитуды деформации дна, определяемое формулой (2.4.10), показано на рис. 2.33. Что касается временного закона деформации дна, то мы рассматриваем подвижку с остаточным смещением.

Смещение свободной поверхности при знакопеременной подвижке рассчитывается в соответствии со следующей формулой

$$\xi_4(x, y, t) = \theta(t) \zeta_4(x, y, t) - \theta(t - \tau) \zeta_4(x, y, t - \tau),$$

где

$$\begin{aligned} \zeta_4(x, y, t) = & \frac{2}{\pi^2 \tau} \int_0^\infty \int_0^\infty dm dn \frac{\sin [(k \operatorname{th}(k))^{1/2} t]}{\operatorname{ch}(k) (k \operatorname{th}(k))^{1/2}} \frac{\cos(ny) \sin(nb)}{n} \times \\ & \times \left[\cos(mx) \left(\frac{\eta_1}{a_1 m^2} [1 - \cos(ma_1)] - \frac{\eta_2}{a_2 m^2} [1 - \cos(ma_2)] \right) + \right. \\ & \left. + \sin(mx) \left(\frac{\eta_1}{a_1 m^2} \sin(ma_1) - \frac{\eta_1}{m} + \frac{\eta_2}{a_2 m^2} \sin(ma_2) - \frac{\eta_2}{m} \right) \right]. \end{aligned} \quad (2.4.11)$$

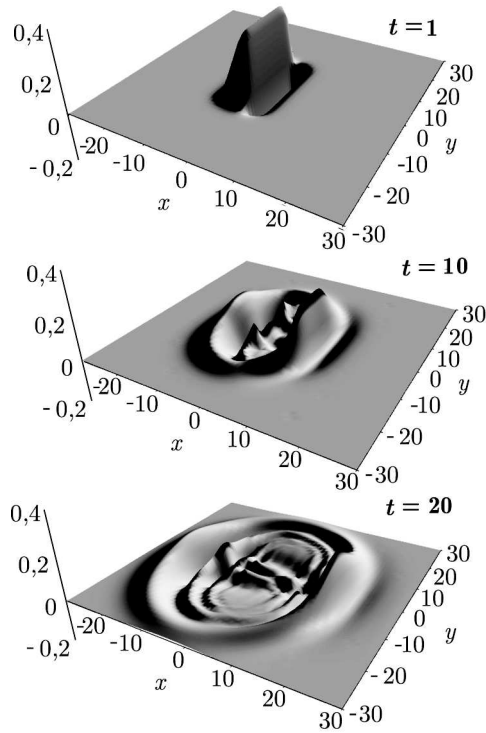


Рис. 2.34. Возмущение свободной поверхности, вызванное знакопеременной подвижкой дна. Расчёт выполнен для последовательных моментов времени (указаны на рисунке), при $a_1 = 7$, $a_2 = 3$, $b = 10$, $\tau = 1$

Интегрирование по компонентам волнового вектора m и n в формуле (2.4.11) проводилось численно.

На рисунке 2.34 в качестве примера представлена пространственная структура волн, возбуждаемых знакопеременной подвижкой дна с параметрами $a_1 = 7$, $a_2 = 3$, $b = 10$, $\tau = 1$. Активная область имеет в плане форму прямоугольника размером 10×20 (вдоль осей $0x$ и $0y$ соответственно). “Разлом” проходит по оси $0y$, области поднятия и опускания дна соответствуют отрицательным и положительным значениям координаты x . Из рисунка видно, что волны максимальной амплитуды распространяются в направлении, перпендикулярном направлению “разлома”. Кроме того, следует обратить внимание на следующую нетривиальную особенность: лидирующая волна в цуге имеет отрицательную полярность не во всей полуплоскости $x > 0$, а лишь в некотором секторе, угол которого заметно меньше 180° . Заметим, что

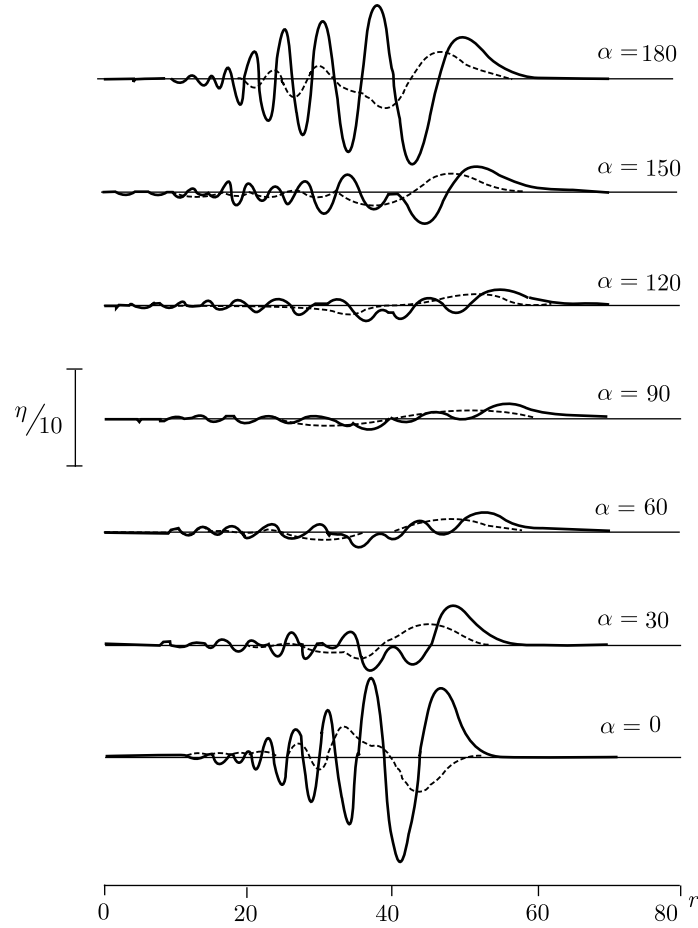


Рис. 2.35. Профили волн (смещение свободной поверхности как функция радиуса r) для различных азимутальных углов α в момент времени $t = 50$. Параметры подвижки $a_1 = 7$, $a_2 = 3$, $b = 10$, $\tau = 1$ (сплошная линия), $\tau = 10$ (пунктирная линия)

согласно теории длинных волн, полярность лидирующей волны цунами определяется знаком деформации дна в ближайшей точке источника. Потенциальная теория даёт более точный результат, показывающий, что полярность лидирующей волны связана с большим количеством параметров.

На рисунке 2.35 представлены волновые профили, рассчитанные для различных азимутальных углов α при двух продолжительностях подвижки $\tau = 1, 10$ (сплошная и пунктирная линии соответственно). Волны характеризуются значительной

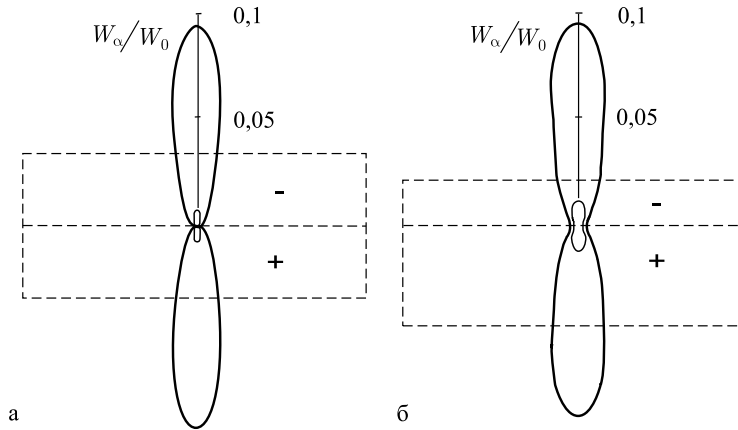


Рис. 2.36. Диаграммы направленности излучения энергии волн, вызванных знакопеременной подвижкой дна. Форма и ориентация источника ($a_1 = a_2 = 5$ (а), $a_1 = 7$, $a_2 = 3$ (б)) показаны пунктирной линией. Расчёт выполнен при $b = 10$, $\tau = 1$ (толстая линия), $\tau = 10$ (тонкая линия)

дисперсией, и их амплитуда существенно зависит от направления. Энергетические диаграммы направленности представлены на рис. 2.36. Значения энергии нормировались на величину $W_0 = \rho g b (\eta_1^2 a_1 + \eta_2^2 a_2) / 3$, физический смысл которой — потенциальная энергия начального поднятия воды, аналогичного по форме остаточному смещению дна. Из рис. 2.36 видно, что для симметричного случая ($a_1 = a_2 = 5$) в направлении “разлома” (90° и 270°) волна вообще не излучается. Этот эффект очевиден из общих соображений: возмущения, сформированные одинаковыми по форме, но различными по знаку деформациями дна, гасят друг друга на оси симметрии. Такая симметрия в природе, конечно, маловероятна. Тем не менее, и для несимметричного случая ($a_1 = 7$, $a_2 = 3$), преобладающая часть волновой энергии излучается перпендикулярно “разлому”, а в направлении “разлома” поток энергии почти в 40 раз меньше. Увеличение продолжительности деформации дна уменьшает энергию образуемых волн и ослабляет направленность.

В заключение следует подчеркнуть, что характеристики волны цунами могут зависеть существенным образом не только от формы источника и пространственного распределения в нем остаточных деформаций дна, но и от того, каким образом эти деформации развивались во времени.

Глава 3

РОЛЬ СЖИМАЕМОСТИ ВОДЫ И НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ В ФОРМИРОВАНИИ ЦУНАМИ

Вопрос об учёте сжимаемости воды в задаче о генерации цунами неоднократно поднимался в литературе [Sells, 1965; Kajima, 1970; Подъяпольский, 1978; Янушаускас, 1981; Бурымская и др., 1981; Левин, 1981; Селезов и др., 1982; Гарбер, 1984; Жмур, 1987; Носов, 1998, 2000; Носов, Саммер, 1998; Nosov, 1999; Panza et al., 2000; Ohmachi et al., 2001; Носов, Колесов, 2002, Nosov, Kolesov, 2003, Носов и др., 2005]. Однако большинство моделей цунами рассматривают океан, как несжимаемую среду. Сравнительно неплохо изучено лишь одно из проявлений сжимаемости воды при подводных землетрясениях — Т-фаза [Соловьев и др., 1968; Бреховских, 1974; Соловьев и др., 1980; Кадыков, 1986, 1999; Лысанов, 1997]. Обычный для Т-фазы диапазон частот 1–100 Гц. Сразу отметим, что в данной главе нас будут интересовать гидроакустические явления, относящиеся к иному частотному диапазону ($\sim 0,1$ Гц) и локализованные в непосредственной близости от источника цунами.

Необходимость учёта нелинейных эффектов при формировании цунами связана с тем, что при небольших амплитудах сейсмических движений дна скорости этих движений могут оказаться весьма значительными. Нелинейный механизм генерации цунами впервые рассматривался в работе [Новикова, Островский, 1982]. Это направление было развито в работах [Носов, Скачко, 2001; Nosov, Skachko, 2001; Nosov, Kolesov, 2002; Носов, Колесов, 2005].

3.1. Возбуждение цунами с учётом сжимаемости воды

3.1.1. Предварительные оценки. Если рассматривать процесс с формальных физических позиций [Ландау, Лифшиц, 1988], то жидкость можно считать несжимаемой лишь при $\Delta\rho/\rho \ll 1$, где ρ — плотность жидкости. Как известно, необхо-

димым условием для этого является малость скорости движения жидкости по сравнению со скоростью звука. В случае стационарного движения это условие является достаточным. Задача о генерации цунами, очевидно, является нестационарной, поэтому требуется выполнение ещё одного дополнительного условия. Применительно к задаче о генерации цунами оба условия выглядят следующим образом: 1) $v \ll c$; 2) $\tau \gg (H c^{-1}, L c^{-1})$, где v — характерная массовая скорость движения (воды или частиц подвижного дна), c — скорость звука в воде, H — глубина океана, L — характерный горизонтальный размер очага. Отметим, что даже в тех редких случаях, когда авторы того или иного исследования обосновывают применимость теории несжимаемой жидкости к проблеме цунами, второе условие всегда выпускается из виду. Характерные значения указанных параметров следующие: $v \sim 1$ м/с, $c \sim 1500$ м/с, $H \sim 4500$ м, $L \sim 10$ – 100 км, $\tau \sim 1$ – 100 с. Видно, что первое условие хорошо выполняется, в то время как второе — во многих случаях может нарушаться. В случае бегущей подвижки (вспарывание разрыва) будет нарушено и первое условие.

Для задач распространения цунами в открытом океане и наката волн на берег, первое условие остается без изменения и хорошо выполняется. Второе условие приобретает следующий вид: $T \gg (H c^{-1}, \lambda c^{-1})$, где T — период, λ — длина волны цунами. С учётом очевидной связи $T (gH)^{1/2} = \lambda$ и того факта, что период цунами обычно измеряется десятками и даже сотнями минут, выполнение второго условия также не вызывает сомнений.

Интересно сопоставить энергию акустических и гравитационных волн, возбуждаемых одним и тем же механизмом: вертикальным смещением участка дна. Будем исходить из предположения, что слой идеальной однородной сжимаемой (или несжимаемой) жидкости со свободной верхней поверхностью толщины H располагается на абсолютно твёрдом дне в поле силы тяжести с ускорением свободного падения g . В некоторый момент времени участок дна площадью S начинает смещаться в вертикальном направлении с постоянной скоростью v . Движение происходит в течение времени τ , после чего дно останавливается. Результатом такого процесса является остаточное смещение дна высотой $\eta_0 = v\tau$ на площади S . Известно, что в несжимаемой жидкости при $\tau \ll S^{1/2} (gH)^{-1/2}$ в момент времени $t = \tau$ форма возмущения поверхности близка к форме остаточного смещения дна, поэтому энергию, передаваемую океану подвижным дном, можно оценить (сверху) как потенциальную энергию начального

возвышения, имеющего площадь S и высоту $\xi_0 = \eta_0$:

$$W_1 = 0,5 \rho g S \xi_0^2. \quad (3.1.1)$$

В рамках модели сжимаемой жидкости выражение для энергии акустических волн [Ландау, Лифшиц, 1988], возбуждаемых описанной выше подвижкой дна, имеет следующий вид:

$$W_2 = c \rho S \eta_0^2 \tau^{-1}. \quad (3.1.2)$$

Легко убедиться, что в диапазоне значений τ , свойственных реальным сейсмическим событиям, отношение $W_2/W_1 = 2c/(g\tau) > 1$. Иными словами значительная часть энергии, передаваемой от движущегося дна океану, существует в виде акустических волн. С течением времени эта энергия может переходить к сейсмическим волнам или к другим формам движений водного слоя. В любом случае упругие колебания представляют собой энергетически значимый эффект, который необходимо принимать во внимание.

Полученные оценки целесообразно соотнести с натурными данными. Пользуясь эмпирическими связями (2.1.3)–(2.1.5) и формулами (3.1.1) и (3.1.2), можно рассчитать энергию гравитационной волны цунами и энергию упругих волн в воде в зависимости от магнитуды землетрясения. Сопоставим эти величины с энергией землетрясения E [Дж], оцениваемой по формуле

$$\lg E = 1,8 M + 4. \quad (3.1.3)$$

При расчётах мы предполагали, что длительность деформации дна равна половине продолжительности процесса в очаге землетрясения T_{hd} , а площадь очага цунами рассчитывается через его радиус по элементарной формуле $S = \pi R_{TS}^2$.

На рисунке 3.1 представлены зависимости энергии землетрясения (1), энергии гравитационной волны цунами (2) и энергии упругих волн (3) от магнитуды землетрясения.

Видно, что на формирование гравитационной волны цунами

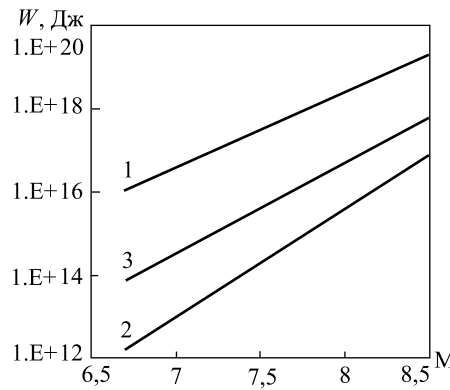


Рис. 3.1. Зависимости энергии землетрясения (1), энергии гравитационной волны цунами (2) и энергии упругих волн в воде (3) от магнитуды землетрясения

расходуется менее 1% энергии землетрясения, что хорошо согласуется с данными, приведёнными в работах [Левин, 1981; Войт, 1987]. Но в энергию упругих волн может переходить в десятки раз больше — до нескольких процентов энергии землетрясения. Таким образом, подводные землетрясения способны возбуждать мощные акустические волны и следует ожидать заметных проявлений эффекта сжимаемости воды при генерации цунами.

В дальнейшем мы будем рассматривать математическую модель сжимаемого водного слоя, полагая дно абсолютно жестким. Такое предположение заметно упрощает задачу и позволяет сосредоточиться на проявлениях сжимаемости водного слоя. Реалистичная постановка задачи, конечно, должна учитывать упругие свойства дна. Впервые задача в такой постановке рассматривалась в работах Г.С. Подъяпольского [Подъяпольский, 1967, 1968, 1978]. В дальнейшем тема развивалась в аналитических исследованиях [Гусяков, 1972, 1974; Алексеев, Гусяков, 1973; Зволинский, 1986; Зволинский и др., 1991, 1994; Секерж-Зенькович и др. 1999]. В последние годы стали появляться работы, в которых предпринимаются попытки численного моделирования динамики сжимаемого водного слоя с учётом упругих свойств дна [Panza et al., 2000; Ohmachi, 2001]. Эти свойства дна будут, в частности, проявляться в ограниченности времени существования упругих колебаний водного слоя за счет “утечки” энергии в дно.

Пусть упругие колебания вызваны однородной по горизонтали вертикальной деформацией дна, происходящей в достаточно протяжённой области. Тогда задача сводится к одномерной вдоль вертикальной координаты. Запишем эволюционное уравнение для энергии упругих волн W , содержащейся в водном слое толщины H

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{W}{\tau_s}.$$

Очевидно, что энергия W экспоненциально убывает во времени. Величина τ_s , характеризующая время затухания, может быть получена из следующих соображений. За время распространения упругой волны от дна до поверхности и обратно $(2H/c)$ её энергия уменьшится на величину $D_0 W$, где $D_0 = 4\rho\rho_b c c_b (\rho c + \rho_b c_b)^{-2}$ — коэффициент прохождения на границе “вода–дно” для нормального падения упругой волны, ρ , ρ_b и c, c_b — соответственно плотность и скорость распространения упругих волн в воде и в породах дна. Для дна имеются в ви-

ду продольные волны, так как в рассматриваемом одномерном случае поперечные и поверхностные сейсмические волны не возбуждаются. Известно, что максимальный период собственных упругих колебаний водного слоя со свободной поверхностью $T_0 = 4H/c$. В итоге для времени затухания получаем следующую формулу: $\tau_s = T_0/2D_0$.

Плотность воды и скорость распространения звука в воде будем полагать равными $\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$ и $c = 1500 \text{ м/с}$. Плотность и скорость продольных волн для пород, слагающих дно, меняются в пределах $1400 < \rho_b < 3500 \text{ кг/м}^3$ и $1700 < c_b < 8000 \text{ м/с}$. Значение коэффициента прохождения соответственно варьируется в пределах $0,19 < D_0 < 0,95$. Нижние границы указанных диапазонов соответствуют рыхлым осадочным породам. Обычно дно имеет слоистое строение. Эффективное отражение упругих волн происходит от акустического фундамента — некоторого достаточно плотного и высокоскоростного слоя. Так, например, при $\rho_b = 3000 \text{ кг/м}^3$ и $c_b = 7000 \text{ м/с}$ получаем $\tau_s \approx 2T_0$. Таким образом, энергия упругих колебаний уменьшается в e раз за два периода, а амплитуда колебаний — за четыре периода.

3.1.2. Общее решение задачи о возбуждении упруго-гравитационных волн в жидкости малыми деформациями дна.

В настоящем разделе строится общее решение задачи о возбуждении упруго-гравитационных волн в слое жидкости при малых деформациях дна бассейна. Постановка задачи полностью аналогична той, которая рассматривается в разделе 2.2.1, за одним исключением — жидкость теперь считается сжимаемой.

Будем рассматривать безграничный на плоскости Oxy слой идеальной сжимаемой однородной жидкости постоянной глубины H в поле силы тяжести (рис. 2.5). Начало прямоугольной системы координат $Oxyz$ расположим на свободной невозмущенной поверхности, ось Oz направим вертикально вверх. Движение жидкости вызывается деформациями дна малой амплитуды ($A \ll \ll H$). Кроме того, предположим, что скорость деформации дна, следовательно, и скорость движения частиц жидкости, являются малыми величинами. Это даёт возможность пренебречь нелинейным членом $(\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v}$ в уравнении Эйлера. Динамические изменения плотности ρ' и давления p' в жидкости также являются малыми по сравнению с равновесными значениями ($\rho' \ll \ll \rho_0$, $p' \ll p_0$). Полагая равновесную скорость течения нулевой, подставим давление и плотность, выраженные в виде $p = p_0 + p'$, $\rho = \rho_0 + \rho'$ в уравнения Эйлера и неразрывности. Пренебрегая

малыми величинами второго порядка и вводя потенциал скорости течения F ($\mathbf{v} = \nabla F$), приходим к волновому уравнению

$$\frac{\partial^2 F}{\partial t^2} - c^2 \Delta F = 0. \quad (3.1.4)$$

где $c^2 = (\partial p / \partial \rho)_s$ — скорость звука.

Граничные условия на поверхности жидкости и на дне остаются такими же, как и в случае несжимаемой жидкости [Янущаускас, 1981]

$$F_{tt} = -gF_z, \quad z = 0, \quad (3.1.5)$$

$$F_z = \eta_t, \quad z = -H. \quad (3.1.6)$$

Если глубина бассейна H является функцией горизонтальной координаты, то в качестве граничного условия на дне следует использовать формулу

$$\frac{\partial F}{\partial \mathbf{n}} = (\mathbf{U}, \mathbf{n}), \quad (3.1.7)$$

где \mathbf{n} — нормаль к поверхности дна, \mathbf{U} — вектор скорости деформации дна. Физически это условие означает равенство нормальной к дну компоненты скорости течения жидкости и скорости движения дна в том же направлении (условие непротекания).

Смещение свободной поверхности жидкости от равновесного положения, динамическое давление и скорость течения рассчитываются через потенциал по следующим выражениям:

$$\xi(x, t) = -g^{-1} F_t(x, 0, t), \quad (3.1.8)$$

$$p'(x, z, t) = -\rho_0 F_t(x, z, t), \quad (3.1.9)$$

$$\mathbf{v}(x, z, t) = \nabla F(x, z, t). \quad (3.1.10)$$

Отметим, что задача для несжимаемой жидкости (2.2.1)–(2.2.3) является предельным случаем задачи (3.1.4)–(3.1.6) при $c \rightarrow \infty$. Легко видеть, что в пределе уравнение (3.1.4) сводится к уравнению Лапласа (2.2.1). Поэтому результаты, полученные в разделах 2.2–2.4 для несжимаемой жидкости, будут служить надёжным репером. Кроме того, будет получен ответ на вопрос, в чем заключается разница в поведении сжимаемой и несжимаемой жидкостей, и когда этой разницей возможно пренебречь.

Ограничимся решением следующих двух двумерных задач: плоской (в прямоугольной системе координат) и квазитрёхмерной (цилиндрически симметричной).

Прямоугольные координаты. В прямоугольной системе координат решение задачи (3.1.4)–(3.1.6) ищется в виде преоб-

разований Лапласа и Фурье по временной и пространственной координатам соответственно в следующем виде:

$$F(x, z, t) = \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp \int_{-\infty}^{+\infty} dk \Phi(z, p, k) \exp\{pt - ikx\}. \quad (3.1.11)$$

Подставляя формулу (3.1.11) в выражение (3.1.4), получаем уравнение для определения функции $\Phi(z, p, k)$:

$$\Phi_{zz} - \alpha^2 \Phi = 0, \quad (3.1.12)$$

где $\alpha^2 = k^2 + p^2 c^{-2}$.

Решение уравнения (3.1.12) хорошо известно и может быть записано в виде

$$\Phi(z, p, k) = A \operatorname{ch}(\alpha z) + B \operatorname{sh}(\alpha z),$$

где A и B — произвольные числовые коэффициенты.

Используя граничное условие на свободной поверхности (3.1.5), находим связь между коэффициентами:

$$B = -Ap^2 (g\alpha)^{-1}.$$

С помощью граничного условия на дне (3.1.6) определяем коэффициент A :

$$A = -\frac{p\Psi(p, k)}{\alpha \operatorname{sh}(\alpha H) + p^2 g^{-1} \operatorname{ch}(\alpha H)},$$

где функция $\Psi(p, k)$ — преобразования Лапласа и Фурье от пространственно-временного закона движения дна $\eta(x, t)$:

$$\Psi(p, k) = \frac{1}{4\pi^2 i} \int_0^{\infty} dt \int_{-\infty}^{+\infty} dx \eta(x, t) \exp(-pt + ikx). \quad (3.1.13)$$

Таким образом, имеем функцию $\Phi(z, p, k)$ в следующем виде:

$$\begin{aligned} \Phi(z, p, k) &= \\ &= \frac{p\Psi(p, k)}{\alpha \operatorname{sh}(\alpha H) + p^2 g^{-1} \operatorname{ch}(\alpha H)} \left(p^2 (g\alpha)^{-1} \operatorname{sh}(\alpha z) - \operatorname{ch}(\alpha z) \right). \end{aligned} \quad (3.1.14)$$

Подстановка выражения (3.1.14) в формулу (3.1.11) даёт окончательное выражение для расчёта потенциала, отвечающего произвольному пространственно-временному закону смещения дна $\eta(x, t)$. При исследовании аналитических моделей интерес

будет представлять поведение свободной поверхности жидкости (как наиболее наглядная характеристика), смещение которой относительно невозмущенного уровня выражается через потенциал в соответствии с формулой (3.1.8). В результате имеем следующее выражение

$$\begin{aligned} \xi(x, t) &= \\ &= g^{-1} \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp \int_{-\infty}^{\infty} dk \frac{p^2 \Psi(p, k)}{\alpha \operatorname{sh}(\alpha H) + p^2 g^{-1} \operatorname{ch}(\alpha H)} \exp\{pt - ikx\}. \end{aligned} \quad (3.1.15)$$

При выборе конкретного вида функции, описывающей пространственно-временной закон движения дна, часть интегралов в выражении (3.1.15) может быть вычислена аналитически.

Цилиндрические координаты. Введём цилиндрическую систему координат стандартным образом относительно прямоугольной системы, описанной в разделе 3.1.2. Начало цилиндрической системы координат расположим на свободной невозмущенной поверхности, ось Oz направим вертикально вверх. В качестве источника упруго-гравитационных волн рассмотрим осесимметричные движения дна, происходящие по закону $\eta(r, t)$. Волновое уравнение в цилиндрической системе координат выглядит следующим образом:

$$r^{-1} (r F_r)_r + F_{zz} = c^{-2} F_{tt}. \quad (3.1.16)$$

Граничные условия на поверхности (3.1.5) и на дне (3.1.6) в цилиндрической системе координат своего вида не меняют.

Решение задачи (3.1.16), (3.1.5), (3.1.6) ищется с использованием метода разделения переменных в виде обратного преобразования Лапласа:

$$F(r, z, t) = \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp R(r, p) Z(z, p) \exp\{pt\}. \quad (3.1.17)$$

Подставляя формулу (3.1.17) в (3.1.16), получаем уравнения для определения функций $R(r, p)$ и $Z(z, p)$:

$$r^{-1} (r R_r)_r + k^2 R = 0 \quad (3.1.18)$$

$$Z_{zz} - \alpha^2 Z = 0, \quad (3.1.19)$$

где $\alpha^2 = k^2 + p^2 c^{-2}$. Решения уравнения (3.1.18), (3.1.19) хорошо известны [Никифоров, Уваров, 1984]. Используя этот результат,

общее решение уравнения (3.1.16) можно представить в следующем виде:

$$F(r, z, t) = \int_0^{\infty} dk \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp \exp\{pt\} J_0(kr) (A(p, k) \operatorname{ch}(\alpha z) + B(p, k) \operatorname{sh}(\alpha z)), \quad (3.1.20)$$

где J_0 — функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

При помощи граничного условия на свободной поверхности (3.1.5), находим связь между коэффициентами A и B :

$$B(p, k) = -A(p, k) p^2 (g\alpha)^{-1}.$$

Граничное условие на дне (3.1.6) позволяет определить коэффициент $A(p, k)$:

$$A(p, k) = -\frac{pk \Psi(p, k)}{\alpha (\operatorname{sh}(\alpha H) + p^2 g^{-1} \alpha^{-1} \operatorname{ch}(\alpha H))}, \quad (3.1.21)$$

где функция $\Psi(p, k)$ — преобразования Лапласа и Фурье–Бесселя от пространственно-временного закона движения дна $\eta(x, t)$:

$$\Psi(p, k) = \frac{1}{2\pi i} \int_0^{\infty} dr \int_0^{\infty} dt \eta(r, t) r J_0(kr) \exp\{-pt\}. \quad (3.1.22)$$

Далее будем рассматривать поведение свободной поверхности, смещение которой от невозмущенного уровня выражается через потенциал следующим образом:

$$\xi(r, t) = -g^{-1} F_t(r, 0, t). \quad (3.1.23)$$

С использованием формулы (3.1.20) выражение (3.1.23) приобретает следующий вид:

$$\xi(r, t) = -g^{-1} \int_0^{\infty} dk \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp p \exp\{pt\} J_0(kr) A(p, k). \quad (3.1.24)$$

3.1.3. Поршневая и мембранная подвижки. Изложение особенностей формирования цунами в сжимаемом океане начнем с осесимметричной задачи [Носов, 2000]. В качестве источника

упруго-гравитационных волн выберем две модельные подвижки дна: поршневую и мембранную

$$\eta_1(r, t) = \eta_0(1 - \theta(r - R)) \left(\frac{\theta(t)t - \theta(t - \tau)(t - \tau)}{\tau} \right), \quad (3.1.25)$$

$$\eta_2(r, t) = \eta_0(1 - \theta(r - R)) \times \left(\frac{2\theta(t)t - 4\theta(t - 0,5\tau)(t - 0,5\tau) + 2\theta(t - \tau)(t - \tau)}{\tau} \right), \quad (3.1.26)$$

Амплитуда подвижки η_0 одинакова во всей активной области, имеющей форму круга радиуса R , и равна нулю вне этой области. Продолжительность подвижки равна τ .

Введём безразмерные переменные (знак “*” далее опустим):

$$\begin{aligned} k^* &= kH; & p^* &= pHc^{-1}; & \alpha^* &= \alpha H; \\ R^* &= RH^{-1}; & r^* &= rH^{-1}; & z^* &= zH^{-1}; \\ t^* &= tcH^{-1}; & \tau^* &= \tau cH^{-1}; & c^* &= c(gH)^{-1/2}. \end{aligned} \quad (3.1.27)$$

Воспользовавшись общим решением (3.1.24), получаем выражения, описывающие движения свободной поверхности сжимаемой жидкости при поршневой (ξ_1) и при мембранной (ξ_2) подвижках дна:

$$\xi_1(r, t) = \theta(t)\zeta(r, t) - \theta(t - \tau)\zeta(r, t - \tau), \quad (3.1.28)$$

$$\xi_2(r, t) = 2\theta(t)\zeta(r, t) - 4\theta(t - 0,5\tau)\zeta(r, t - 0,5\tau) + 2\theta(t - \tau)\zeta(r, t - \tau), \quad (3.1.29)$$

где

$$\zeta(r, t) = \frac{\eta_0 c^2 R}{2\pi i \tau} \int_0^\infty dk \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp \frac{\exp\{pt\} J_0(rk) J_1(Rk)}{\alpha \operatorname{sh}(\alpha) + p^2 c^2 \operatorname{ch}(\alpha)}. \quad (3.1.30)$$

Как функция комплексного параметра подынтегральное выражение в (3.1.30) обладает двумя или бесконечным множеством (в зависимости от знака α^2) полюсов, расположенных на оси $\operatorname{Im}(p)=0$. Случай несжимаемой жидкости ($c = \infty$) является частным случаем рассматриваемой задачи. Решение для несжимаемой жидкости может быть получено формальной заменой в формуле (3.1.30) $\alpha \rightarrow k$. Подынтегральная функция при этом имеет всего два полюса первого порядка $p_0^{1,2} = \pm i c^{-1} (k \operatorname{th}(k))^{1/2}$, что

позволяет выполнить интегрирование по параметру p аналитически. В результате для несжимаемой жидкости функция $\zeta(r, t)$, входящая в формулы (3.1.28) и (3.1.29), выглядит следующим образом:

$$\zeta(r, t) = \frac{\eta_0 c R}{\tau} \int_0^{\infty} dk \frac{J_0(rk) J_1(Rk) \sin(tc^{-1} (k \operatorname{th}(k))^{1/2})}{\operatorname{ch}(k) [k \operatorname{th}(k)]^{1/2}}. \quad (3.1.31)$$

Интегралы в формулах (3.1.30), (3.1.31) рассчитывались численно при $c = 8$ и $R = 1, 5$ и 10 .

На рисунке 3.2 в качестве примера представлены временные развертки, показывающие смещение свободной поверхности в двух фиксированных точках (в центре активной области и вне её) для сжимаемой и несжимаемой жидкости. На врезках показано поведение свободной поверхности несжимаемой жидкости на больших временах. Видно, что теория сжимаемой жидкости более достоверно описывает движения поверхности с точки зрения момента добегания возмущения до заданной точки. Перед приходом длинной гравитационной волны в точку $r = 20$ наблюдаются акустические предвестники заметной амплитуды. Основное различие в поведении сжимаемой жидкости по сравнению с несжимаемой заключается в существовании “быстрых” осцилляций поверхности с преобладающим периодом равным $4H/c$. Осцилляции происходят на фоне развития более медленной гравитационной волны. Своим происхождением осцилляции поверхности обязаны возбуждению стоячих акустических волн в естественном четверть-волновом резонаторе “слой сжимаемой жидкости со свободной поверхностью на жестком дне”. Резонатор обладает набором частот: $\nu_k = 0,25 c (1 + 2k) H^{-1}$, где $k = 0, 1, 2, 3, \dots$. Низшая мода как раз и соответствует наблюдаемому периоду.

Весьма вероятно, что такой резонатор играет важную роль в формировании моретрясений. При обычной для океана глубине в несколько километров собственные частоты резонатора лежат именно в диапазоне частот сейсмических процессов. Поэтому возможна чрезвычайно эффективная передача энергии от колеблющегося дна к водной толще.

На рисунке 3.3 представлены зависимости максимальной амплитуды смещения свободной поверхности для сжимаемой и несжимаемой жидкости от продолжительности подвижки дна. Расчёты выполнены для трёх различных размеров источника

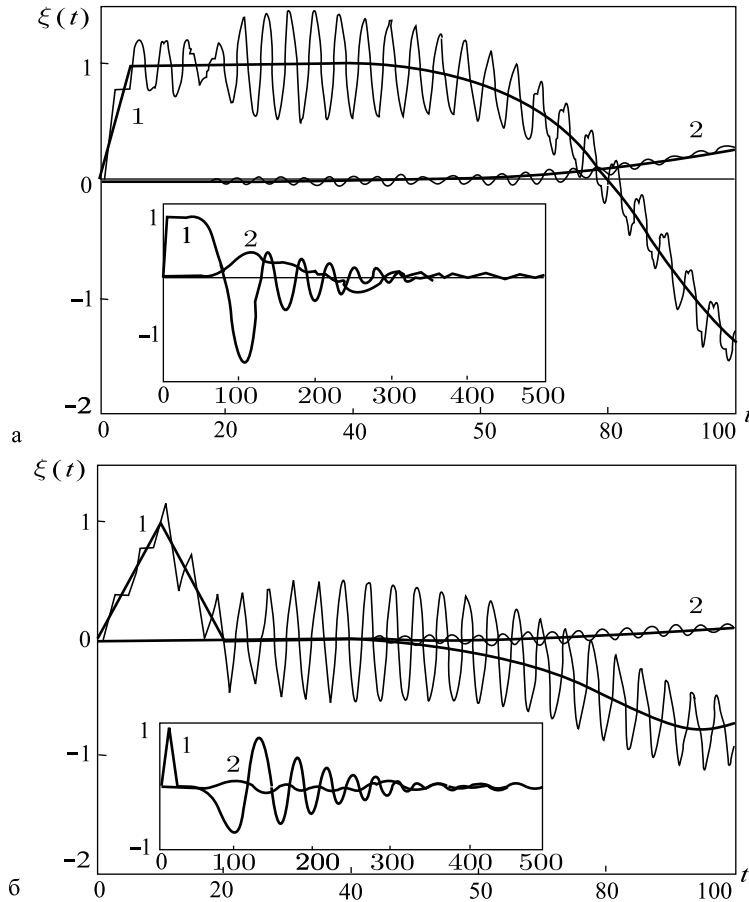


Рис. 3.2. Примеры временных разверток возмущения свободной поверхности сжимаемой (тонкая линия) и несжимаемой (толстая линия) жидкости, образующегося при подвижке дна с остаточным смещением продолжительностью $\tau = 5$ (а) и без остаточного смещения продолжительностью $\tau = 20$ (б). Кривые 1, 2 соответствуют $r = 0, 20$. Расчёт выполнен при $R = 10$

($R = 1, 5$ и 10). Максимальная амплитуда определялась по временным разверткам в соответствии со следующими формулами:

- для модели сжимаемой жидкости:

$$A = \eta_0^{-1} \left(\max(\xi_{сж}(t) - \xi_{нсж}(t)) - \min(\xi_{сж}(t) - \xi_{нсж}(t)) \right);$$

- для модели несжимаемой жидкости:

$$A = \eta_0^{-1} \left(\max(\xi_{нсж}(t)) - \min(\xi_{нсж}(t)) \right).$$

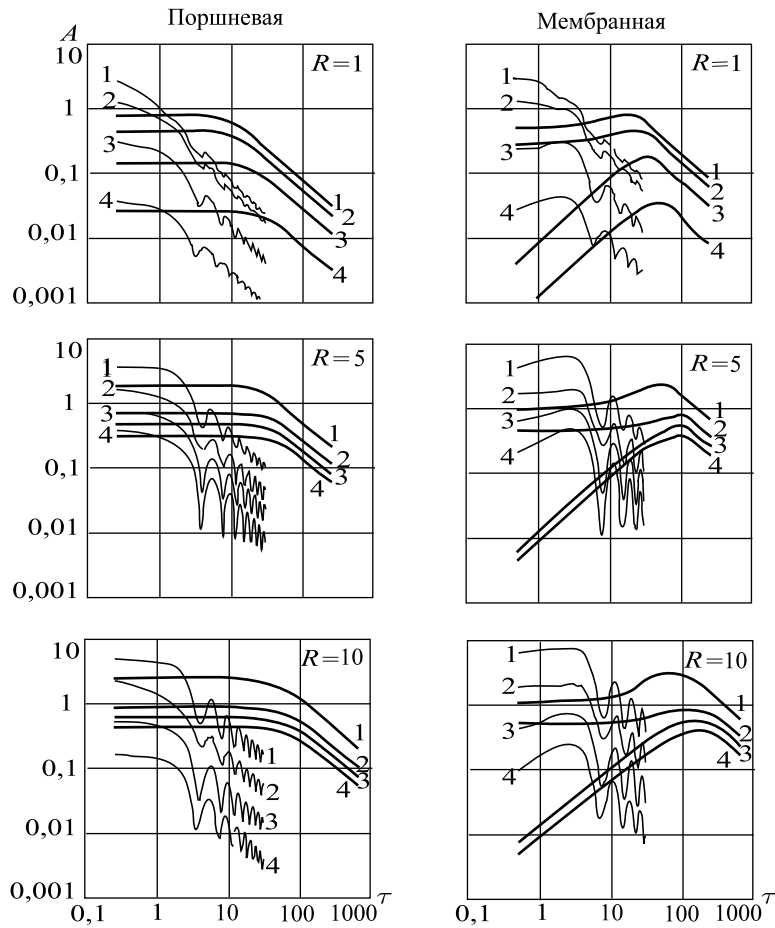


Рис. 3.3. Зависимость максимальной амплитуды “быстрых” осцилляций поверхности (тонкая линия) и максимальной амплитуды гравитационных волн (толстая линия) от продолжительности подвижки дна с остаточным смещением (поршневая) и без остаточного смещения (мембранная). Кривые 1–4 соответствуют расстоянию от центра источника $r = 0, 10, 20$ и 40 . Расчёт выполнен при $R = 1, 5$ и 10

Для случая несжимаемой жидкости зависимости амплитуды и энергии гравитационных волн от продолжительности подвижки дна неоднократно исследовалась различными авторами теоретически и экспериментально [Нагмаск, 1973; Доценко, 1995, 1996; Носов, Шелковников, 1997]. Характер кривых, представленных на рис. 3.3 для случая несжимаемой жидкости хорошо согласуется с результатами отмеченных работ и разделов 2.3 и 2.4.

Для *несжимаемой* жидкости характерные особенности зависимости амплитуды от продолжительности подвижки следующие. При подвижке дна с остаточным смещением зависимость характеризуется наличием плато при малых значениях параметра τ , и монотонным убыванием при его больших значениях. При подвижке дна без остаточного смещения рассматриваемая зависимость обладает локальным максимумом, смещающимся вправо при увеличении радиуса источника. Подвижки дна без остаточного смещения малой продолжительности приводят к формированию очень слабых возмущений поверхности вне источника.

Увеличение размера активной области приводит к росту как амплитуды “быстрых” осцилляций поверхности, так и амплитуды гравитационных волн. Следует отметить, что увеличение размера активной области влечет за собой заметное изменение амплитуды лишь в диапазоне значений параметра $R < 5$, после чего зависимость выходит на насыщение.

Специфический немонотонный характер кривых, относящихся к модели сжимаемой жидкости, связан с упомянутыми выше резонансными свойствами. С ростом продолжительности подвижки амплитуда “быстрых” осцилляций имеет тенденцию к убыванию. Интересно отметить, что при больших значениях параметра τ все зависимости (как для сжимаемой, так и для несжимаемой жидкости) ведут себя как τ^{-1} . При прочих равных условиях амплитуда “быстрых” осцилляций поверхности над источником может в несколько раз превышать амплитуду смещения поверхности несжимаемой жидкости.

Продолжительность реальных подвижек дна лежит в диапазоне 0,4–40 (1–100 с). Опираясь на данные, представленные на рис. 3.3, можно заключить, что максимальная амплитуда собственно гравитационных волн для подвижек дна с остаточным смещением слабо чувствительна к изменению параметра τ . В случае подвижек дна без остаточного смещения амплитуда гравитационной волны, выходящей за пределы источника, претерпевает весьма заметные изменения в интересующем нас диапазоне. При любом типе подвижки амплитуда “быстрых” осцилляций поверхности сильно зависит от продолжительности подвижки.

На рисунке 3.4 представлены зависимости амплитуд гравитационных волн и “быстрых” осцилляций поверхности от расстояния до центра источника r . Данные соответствуют продолжительности подвижки дна $\tau = 1$, что не нарушает общности выводов, так как вид полученного решения (3.1.28) и (3.1.29) показывает, что параметр τ не влияет на закон убывания ампли-

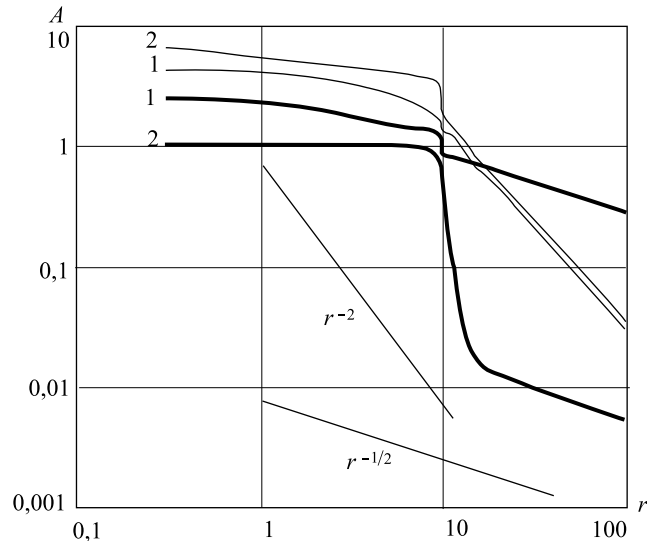


Рис. 3.4. Зависимость максимальной амплитуды “быстрых” осцилляций поверхности (тонкая линия) и максимальной амплитуды гравитационных волн (толстая линия), от расстояния до центра источника. Кривые 1, 2 соответствуют подвижкам дна с остаточным (поршневая) и без остаточного смещения (мембранная). Расчёты выполнены при $\tau = 1$, $R = 10$

туды с расстоянием. Непосредственно над областью источника во всех случаях амплитуда меняется слабо. Вне области источника амплитуда гравитационных волн убывает приблизительно как $r^{-1/2}$ (соответствует известным асимптотическим оценкам [Пелиновский, 1996]), а амплитуда осцилляций как r^{-2} . При этом подвижки дна с остаточным и без остаточного смещения приводят практически к одинаковой амплитуде осцилляций, в то время как амплитуды гравитационных волн заметно различаются. Рис. 3.4 позволяет заключить, что “быстрые” осцилляции поверхности следует отнести к локальным эффектам, проявление которых должно быть заметно либо непосредственно в очаге цунами, либо на относительно небольшом расстоянии, не превышающем нескольких размеров очага.

Общую картину возбуждения цунами в сжимаемом океане можно представить следующим образом. При вертикальной подвижке дна водный слой смещается в соответствующем направлении и под влиянием силы тяжести начинает постепенно растекаться, одновременно совершая упругие колебания. Поэтому очаг цунами служит источником не только гравитационной волны цунами, но и низкочастотных акустических волн,

излучение которых возможно на характерных частотах $\nu_k = 0,25 c (1 + 2k) H^{-1}$. Волны низших энергонесущих мод имеют длины, значительно превосходящие ширину подводного звукового канала, и, следовательно, не могут быть им захвачены. В таком случае волноводом должна служить вся толща океана, а рассматриваемые упругие волны будут эффективно рассеиваться на неровностях дна и водной поверхности, поглощаться упругим дном. По всей вероятности, именно поэтому на больших расстояниях от очага наблюдаются лишь относительно слабые составляющие сигнала на частотах $\nu > 1$ Гц, которые и называются Т-фазой.

3.1.4. Бегущая подвижка. Рассматривая задачу о бегущей подвижке в разделе 2.3.3, мы отмечали, что движениям дна такого рода свойственны высокие скорости распространения, при которых теория несжимаемой жидкости неприменима. Скорость вспарывания разрыва в очаге землетрясения, распространяющаяся по дну трещина, поверхностные сейсмические волны, — все эти явления характеризуются скоростями, превышающими скорость звука в воде. И только для случая подводных оползней скорость бегущей подвижки значительно уступает скорости звука в воде. Поэтому целью настоящего раздела явилось построение математической модели возбуждения волн бегущей подвижкой дна в сжимаемой жидкости.

Будем рассматривать плоскую задачу, общая постановка которой соответствует (3.1.4)–(3.1.6). Модельный закон движения дна для бегущей подвижки выберем в виде (рис. 2.7)

$$\eta(x, t) = \eta_0(\theta(x) - \theta(x - a))(1 - \theta(x - vt)), \quad (3.1.32)$$

где $\theta(z)$ — ступенчатая функция Хевисайда. Остаточное смещение дна η_0 одинаково во всей активной области, длина которой составляет a , и равно нулю вне этой области. Горизонтальная скорость распространения подвижки v . Аналогичная задача для случая несжимаемой жидкости, решена в разделе 2.3.1.

Используем общее решение задачи (3.1.15) и перейдем к безразмерным переменным в соответствии с формулами (3.1.27), которые в случае бегущей подвижки необходимо дополнить выражением $v^* = v (gH)^{-1/2}$ (знак “*” опустим). В итоге приходим к выражению, описывающему смещение поверхности сжимаемой

жидкости, инициированное бегущей подвижкой дна:

$$\xi(x, t) = \frac{\eta_0 c^2}{4\pi^2 i} \int_{-\infty}^{+\infty} dk \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp \frac{p (\exp\{a\gamma\} - 1) \exp\{pt - ikx\}}{\gamma \operatorname{ch}(\alpha) (\alpha \operatorname{th}(\alpha) + p^2 c^2)}, \quad (3.1.33)$$

где $\gamma = (ik - pcv^{-1})$, $\alpha^2 = k^2 + p^2$.

Как функция комплексного параметра p , подынтегральное выражение обладает двумя или бесконечным множеством (в зависимости от знака α^2) полюсов, расположенных на оси $\operatorname{Im}(p) = 0$. В связи с тем, что положение полюсов определяется из решения трансцендентного уравнения, и, кроме того, зависит от параметра k , по которому производится внешнее интегрирование, дальнейший анализ выражения (3.1.33) проводился численно. Аналогом выражения (3.1.33) для случая несжимаемой жидкости является формула (2.3.20), полученная в разделе 2.3.1.

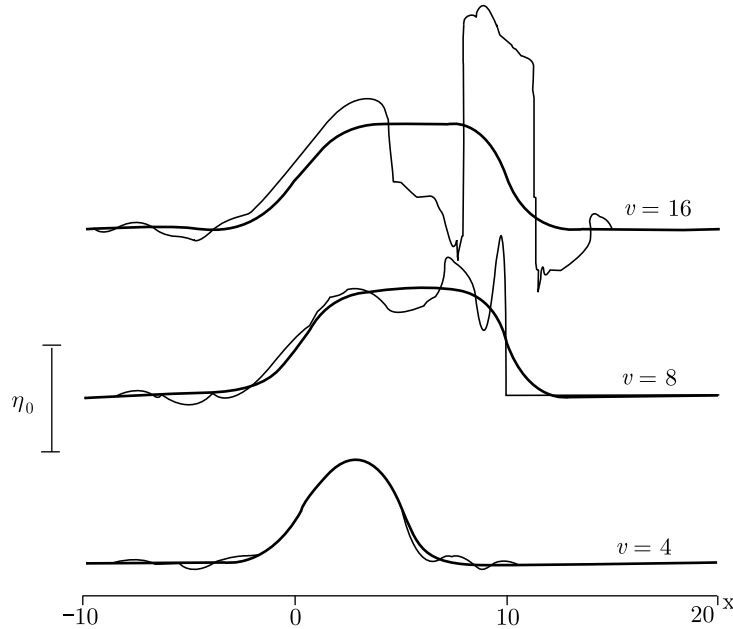


Рис. 3.5. Профили смещения поверхности жидкости в момент времени $t = 10$ при различных скоростях распространения бегущей подвижки v . Толстая и тонкая линии соответствуют несжимаемой и сжимаемой жидкости

Для расчётов были выбраны следующие значения параметров: $c = 8$, $a = 10$, что при глубине океана 4000 м приблизительно соответствует скорости звука в воде 1500 м/с и горизонтальному

размеру очага 40 км. Скорость распространения подвижки v варьировалась в пределах от 0,125 до 32 (от 23 до 6000 м/с).

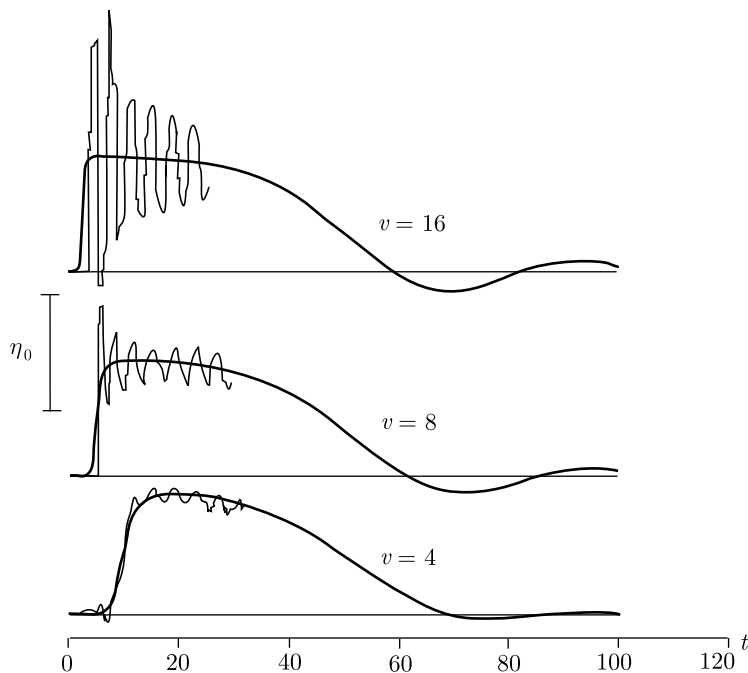


Рис. 3.6. Временные развертки смещения поверхности жидкости в центре активной области при различных скоростях распространения подвижки v . Толстая и тонкая линии соответствуют несжимаемой и сжимаемой жидкости

На рисунке 3.5 представлены профили смещения поверхности жидкости $\xi(x)$ для момента времени $t = 10$, рассчитанные в рамках моделей сжимаемой и несжимаемой жидкости для трёх скоростей распространения подвижки $v = 4, 8, 16$. Во всех случаях учёт сжимаемости приводит к значительно более тонко структурированному возмущению поверхности, отличному от нуля лишь в тех точках, до которых успела добежать упругая волна, сформированная бегущей подвижкой. Как видно из рисунка, при $v = 4$ различие между возмущением свободной поверхности для сжимаемой и несжимаемой жидкости невелико, при больших значениях скорости различие становится весьма значительным. При $v \geq c$ профиль характеризуется наличием крутых фронтов и своеобразной периодической структурой, являющейся следствием многократных отражений от поверхности и дна фронта упругой волны, сформированной передней кромкой

бегущей подвижки. Из математической физики известно, что при отражении упругой волны от свободной поверхности она меняет свою полярность. В связи с этим положительные и отрицательные фронты попеременно сменяют друг друга.

Результаты расчётов временных разверток $\xi(t)$ для центра активной области ($x = 5$) представлены на рис. 3.6. Основная особенность, отличающая поведение сжимаемой жидкости, заключается в возникновении в районе очага колебаний поверхности с преобладающим периодом равным четырем. Колебания происходят на фоне развития более медленной гравитационной волны. Своим происхождением колебания поверхности обязаны возбуждению стоячих акустических волн в естественном резонаторе “слой сжимаемой жидкости со свободной поверхностью на жестком дне”. Аналогичные колебания возникают при поршневых и мембранных подвижках дна (рис. 3.2).

В рамках используемой модели затухание колебаний связано оттоком энергии упругих волн из области генерации. Процесс затухания колебаний происходит в настоящем случае быстрее, чем при вертикальных подвижках дна, что связано с наличием большего количества лучей упругих волн, отклоненных от вертикали. В реальных природных условиях затухание будет происходить ещё быстрее из-за потерь при отражении и рассеянии упругих волн на границах “вода–дно” и “вода–воздух”.

На рисунке 3.7 в полулогарифмическом масштабе построена зависимость максимальной амплитуды смещения поверхности жидкости в центре активной области ($x = 5$) как функция скорости v . Из рисунка видно, что при значениях скорости распространения подвижки меньших, чем $v = 4$ ($v = c/2 \sim 750$ м/с) различие в моделях сжимаемой и несжимаемой жидкости практически отсутствует. Обе теории показывают наличие локального максимума при $v = 1$, соответствующего резонансному возбуждению гравитационных волн.

При больших скоростях модель несжимаемой жидкости более

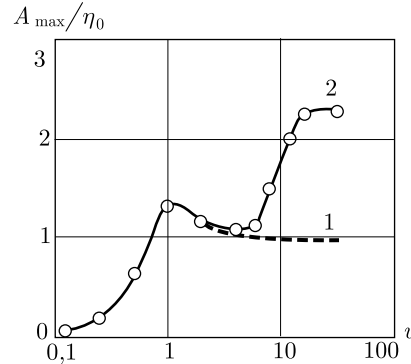


Рис. 3.7. Максимальная амплитуда смещения поверхности несжимаемой (1) и сжимаемой (2) жидкости в центре активной области как функция скорости распространения подвижки дна v

чем в два раза занижает величину смещения свободной поверхности.

3.1.5. Особенности возбуждения волн в бассейне переменной глубины. Аналитическое решение задачи о движении сжимаемой жидкости в бассейне с неровным дном сопряжено со значительными сложностями, а в общем случае и невозможно. Поэтому для изучения особенностей возбуждения упруго-гравитационных волн в бассейне *переменной глубины* целесообразно использовать численное моделирование [Nosov, Kolesov, 2003]. Следует отметить, что при рассмотрении аналитических решений также приходится применять численные методы (для расчёта интегралов). При всех очевидных преимуществах аналитического решения прямое численное моделирование часто оказывается намного эффективнее.

Будем рассматривать плоскую задачу (3.1.4)–(3.1.6).

Численный метод решения предполагает использование расчётной области конечных размеров. В этой связи, помимо граничных условий на дне и на поверхности, следует сформулировать условия на левой и правой границах расчётной области. В качестве таких условий были выбраны условия свободного прохода второго порядка (для упругих волн) [Марчук и др., 1983]

$$c \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial t} - \frac{\partial^2 F}{\partial t^2} + \frac{c^2}{2} \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} = 0, \quad x = x_{\min}, x_{\max}. \quad (3.1.34)$$

Уравнение (3.1.4) и граничные условия (3.1.5), (3.1.7) и (3.1.34) приводились к безразмерному виду в соответствии с формулами $(x^*, z^*) = (x, z)H_{\max}^{-1}$, $t^* = tH_{\max}^{-1}c$, где H_{\max} — максимальная глубина бассейна.

Для расчётов было выбрано распределение глубин, имитирующее переход от шельфовой зоны через материковый склон к абиссали (рис. 3.8а). Параметр $L = 80$ км не менялся. Глубины H_1 и H_2 варьировались в пределах от 0,5 до 8,5 км. Максимальная крутизна склона составляла 0,1. Очаг цунами располагался на склоне и представлял собой подвижку с остаточным смещением. Вид пространственно-временного закона деформации дна $\eta(x, t) = X(x)T(t)$ показан на рис. 3.8б. Движение дна происходило нормально к поверхности (дна). Продолжительность подвижки варьировалась в диапазоне от 1 до 100 с.

Задача (3.1.4), (3.1.5), (3.1.7) и (3.1.34) решалась явным конечно-разностным методом на прямоугольной сетке с фиксированными (но не одинаковыми) шагами по горизонтали и вертика-

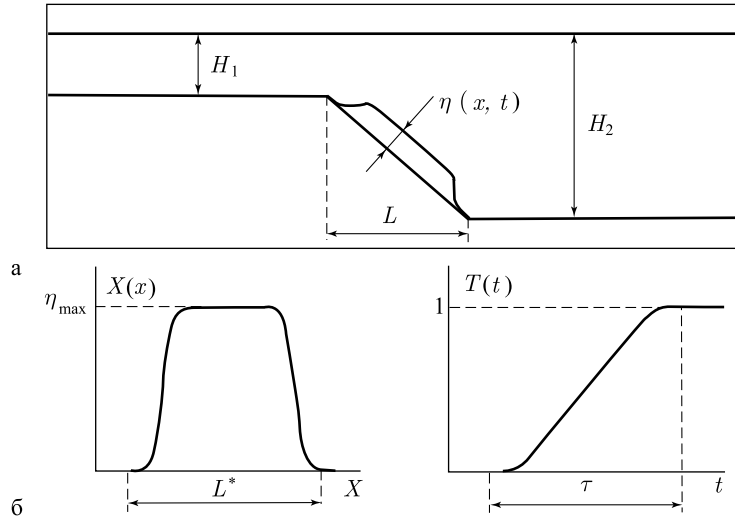
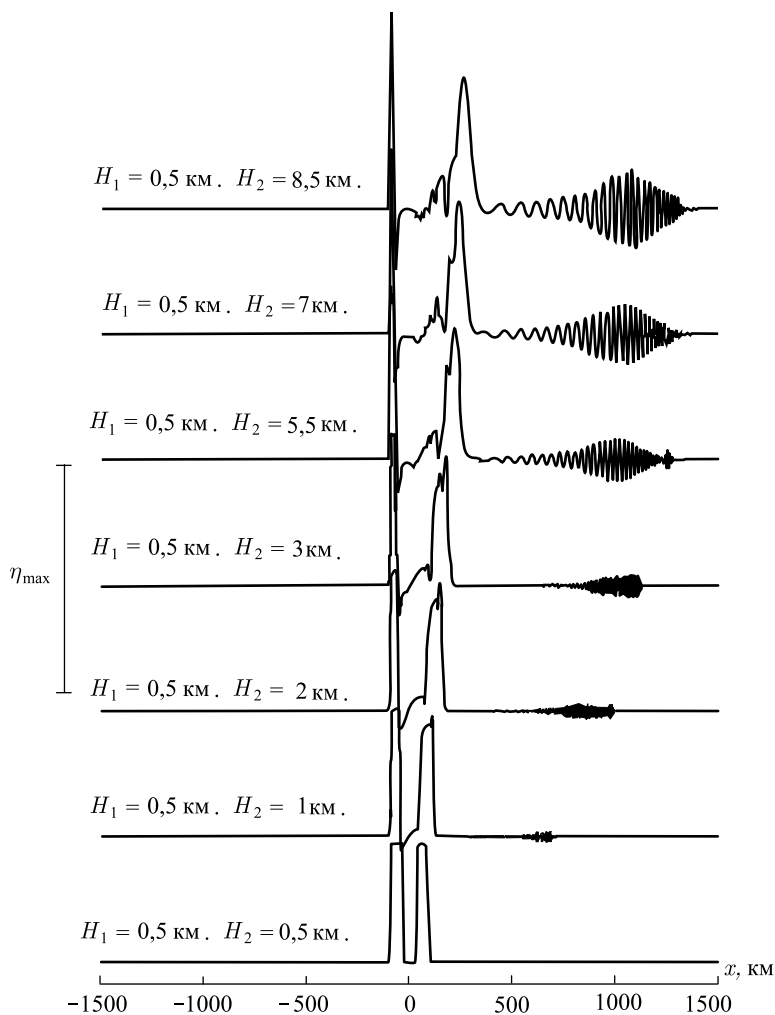


Рис. 3.8. Форма расчётной области (а). Пространственно-временной закон движения дна (б)

ли. Условием устойчивости разностной схемы служил критерий Куранта $\Delta t < \min(\Delta x, \Delta z)/c$, где Δt — шаг по времени, Δx и Δz — шаги по пространству.

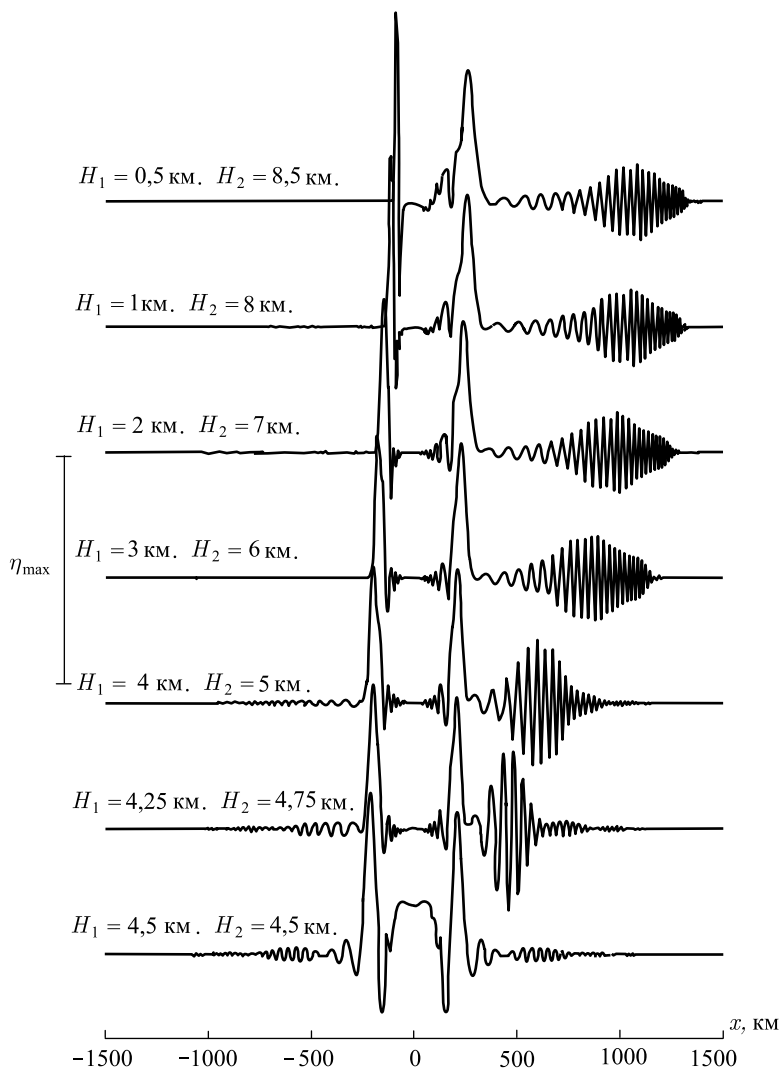
На рисунках 3.9 и 3.10 показано смещение свободной поверхности, рассчитанное в момент времени $t = 1000$ с для различных значений глубин H_1 и H_2 . Продолжительность подвижки составляла 10 с. Рис. 3.9 соответствует фиксированной глубине мелководной области $H_1 = 0,5$ км, при этом варьируется глубина H_2 . Рис. 3.10 демонстрирует результаты расчётов для случая фиксированной средней глубины расчётной области: склон “вращается” вокруг своей центральной точки $x = 0, z = -4,5$ км. Практически во всех случаях волновое возмущение поверхности состоит из медленной гравитационной и быстрой акустической (или упругой) компонент.

В случае горизонтального дна ($H_1 = H_2 = 4,5$ км) упругие колебания водного слоя над областью очага существуют продолжительное время. Связано это с тем, что волновые векторы сохраняют близкое к вертикали направление, и энергия упругих колебаний медленно уходит из очаговой области. Появление даже очень незначительного уклона дна (1:160 при $H_1 = 4,25$ км, $H_2 = 4,75$ км) меняет картину кардинально. В глубокой части бассейна наблюдается акустический предвестник значительной амплитуды, амплитуда упругих колебаний поверхности в мелководной области остается практически без изменения. Колебания

Рис. 3.9. Смещение свободной поверхности в момент времени $t = 1000$ с

непосредственно над очагом к моменту времени $t = 1000$ с уже заканчиваются. Дальнейшее увеличение крутизны склона приводит сначала к уменьшению амплитуды акустического предвестника в мелководной части бассейна, а затем и к его полному исчезновению. Отсюда следует важный вывод о невозможности регистрации акустического предвестника на мелководье, например, по изменениям уровня моря.

Следует также отметить отсутствие проявлений эффекта сжимаемости на поверхности для небольших глубин $H_1 = H_2 =$

Рис. 3.10. Смещение свободной поверхности в момент времени $t = 1000$ с

$= 0,5$ км (рис. 3.9). Увеличение крутизны склона сопровождается увеличением скорости распространения акустического предвестника в глубоководную часть. Здесь речь идёт об области максимальных амплитуд, передний фронт акустического возмущения распространяется, разумеется, со скоростью звуковой волны.

Длина волны акустического предвестника и его амплитуда в глубоководной части могут достигать величин, сравни-

мых с длиной и амплитудой гравитационной волны цунами. Длина волн акустического предвестника в глубоководной части увеличивается от фронта к “хвосту”. Этот эффект является прямым следствием условий формирования волн на наклонном дне: источник высокочастотных колебаний (мелководная область) “включается” быстрее, чем его низкочастотный аналог (глубоководная область).

По сравнению с упругим волновым возмущением поверхности, амплитудные характеристики гравитационных волн не являются столь чувствительными к изменению профиля дна. Тем не менее заметно, что в мелководную область распространяется волна большей амплитуды. Впрочем, волна, уходящая в глубоководную область, обладает большей энергией.

Для описания волнового поля в толще сжимаемого водного слоя наиболее наглядной характеристикой является динамическое давление. В натуральных условиях именно динамическое давление может быть измерено наиболее простым способом (при помощи гидрофонов). В качестве примера на рис. 3.11 представлены характерные зависимости динамического давления от времени, рассчитанные в шести фиксированных точках, расположение которых показано на врезке. Из рисунка видно, что амплитуда динамического давления, связанного с упругими волнами (короткопериодная компонента), при приближении к дну возрастает. Вклад от гравитационной поверхностной волны (длиннопериодная компонента в точках 1–3) заметен только в мелководной области на фоне достаточно слабых упругих колебаний. В глубоководной области амплитуда динамического давления достигает значительно большей величины, причём основной вклад в возмущение вносит именно акустическая, а не гравитационная компонента.

Далее проанализируем особенности пространственного распределения амплитуды динамического давления для различных форм рельефа дна и условий генерации волн. Амплитуду динамического давления в заданной точке определим в соответствии с формулой

$$p_{\max}(x, z) = \max_{0 < t < \Theta} [p(t, x, z)],$$

где Θ — момент времени, к которому акустическая и гравитационная волны успели миновать рассматриваемую точку.

Влияние наклона дна в области источника на пространственное распределение амплитуды динамического давления иллюстрирует рис. 3.12. Из рисунка видно, что амплитуда динамического давления достигает максимальных значений вбли-

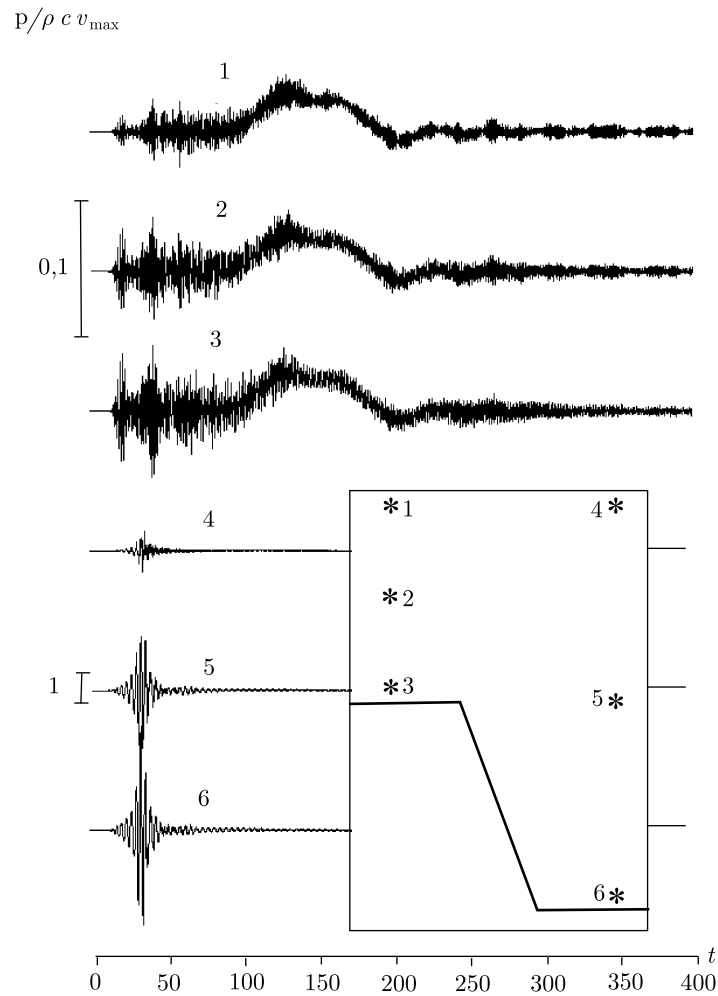


Рис. 3.11. Динамическое давление, рассчитанное как функция времени в фиксированных точках. Давление нормировано на величину $\rho c v_{\max}$, где v_{\max} — максимальная скорость движения дна. Масштабные единицы для реализаций 1–3 и 4–6 различны (указаны на рисунке у кривых 2 и 5 соответственно)

зи дна, а приповерхностной области свойственны минимальные значения динамического давления. Это свойство есть прямое следствие граничного условия на свободной поверхности воды.

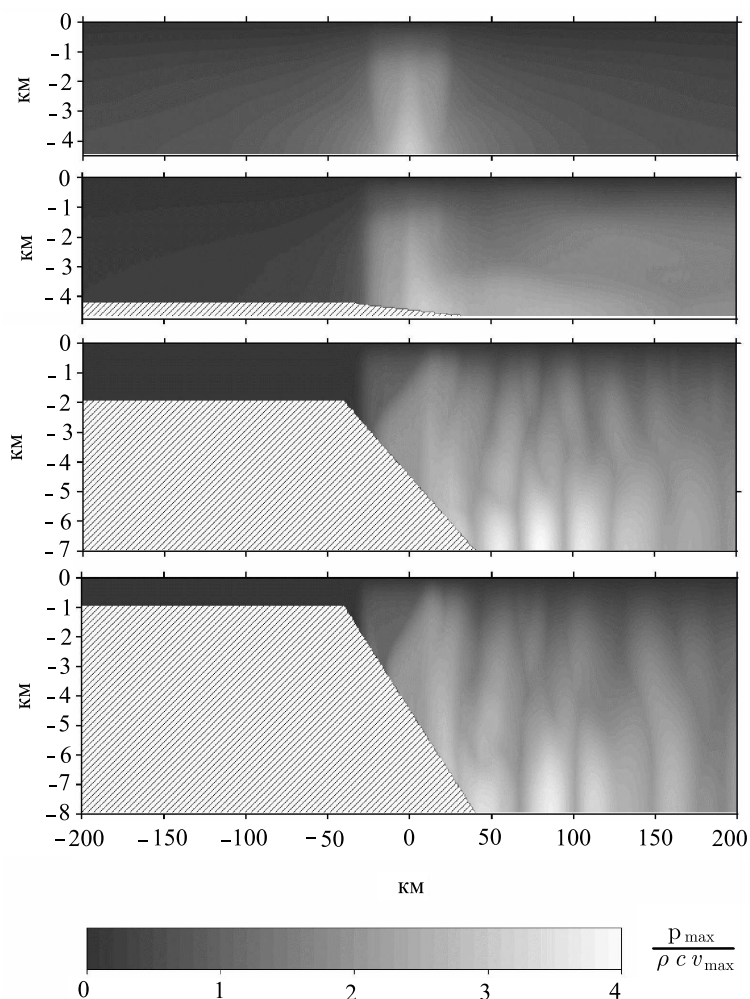


Рис. 3.12. Пространственное распределение максимального динамического давления. Расчёт выполнен при $\tau = 10$ с для различных форм рельефа дна

В случае плоского дна область максимальных давлений локализована непосредственно над источником, причём амплитуда сигнала и на значительном расстоянии от очага ~ 200 км достигает заметных значений вблизи дна ($p_{\max} \sim 0,5\rho c v_{\max}$). На рис. 3.12 амплитуда динамического давления нормирована на величину $\rho c v_{\max}$, где v_{\max} — максимальная скорость движения дна. Появление в области источника даже очень незначительного угла наклона дна приводит к смещению области максимальных

давлений в сторону больших глубин. Амплитуда сигнала в области малых глубин при этом заметно снижается. Дальнейшее увеличение угла наклона дна приводит к тому, что максимальные значения давления достигаются уже вне области источника (в глубоководной части), а распространение акустического сигнала в мелководную область сильно подавлено. Так, например, при $H_1 = 1$ км и $H_2 = 8$ км в мелководной части динамическое давление находится на уровне $\sim 0,02\rho cv_{\max}$, причём основной вклад в эту величину вносит не акустическая, а поверхностная гравитационная волна. В то же время в глубоководной части давление достигает $3\rho cv_{\max}$ и более.

При коротких подвижках область максимума динамического давления может наблюдаться не только вблизи дна, но и в толще водного слоя, что связано с возбуждением высших мод упругих колебаний. При продолжительных подвижках динамическое давление становится однородным по вертикали в силу того, что эффекты сжимаемости воды отходят на второй план, и начинает преобладать давление, связанное с гравитационными волнами.

Для случая бассейна переменной глубины, в частности, когда источник волн располагается на наклонном дне, важнейшим результатом является то, что мелководная область оказывается практически закрытой для проникновения упругих волн. Подавленность акустического сигнала в мелководной области определяется *двумя причинами*, **первая** из которых тривиальна: подводный склон ориентирован так, что источник излучает упругие волны в глубоководную область. Но эта причина не является единственной и тем более главной. **Вторая** причина связана с волновыми свойствами слоя сжимаемой жидкости, ограниченного свободной поверхностью и абсолютно жестким дном. Известно [Бреховских, Гончаров, 1982 или Толстой, Клей, 1969], что в таком волноводе дисперсионное соотношение для нормальных мод имеет вид:

$$k_x^n = \pi \left(\frac{4}{T^2 c^2} - \frac{1}{H^2} \left(n - \frac{1}{2} \right)^2 \right)^{1/2}, \quad (3.1.35)$$

где k_x — x -компонента волнового вектора, T — период упругих волн, n — номер моды ($n = 1, 2, 3, \dots$). Видно, что при фиксированном периоде T и глубине H только для конечного числа мод горизонтальное волновое число будет вещественным. Эти моды будут распространяющимися. Для мод высших номеров k_x становится чисто мнимой величиной, следовательно, возмущение в волне экспоненциально убывает в направлении x . Возможна

ситуация, когда в глубокой части бассейна существует несколько (или одна) распространяющаяся мода с периодом T , в то время как в мелководной части для такого же периода не существует ни одной моды. Полагая в выражении (3.1.35) $n = 1$, легко найти критический период для заданной глубины H

$$T_c = \frac{4H}{c}. \quad (3.1.36)$$

Частота, соответствующая критическому периоду, называется частотой отсечки. Моды с периодом меньшим, чем T_c не распространяются в рассматриваемом волноводе. Формула (3.1.36) также позволяет рассчитать критическую глубину H_c при заданном периоде упругих волн T . В область, где глубина будет меньше критической $H < H_c = cT/4$, упругая волна не проникает. Подвижка дна с остаточным смещением продолжительности τ формирует упругие волны с периодом $T \geq \tau$, которые способны проникнуть до глубин $H_c \sim c\tau/4$. Примеры расчётов, представленные на рис. 3.9, 3.10 и рис. 3.12, соответствуют $\tau = 10$ с, т. е. критическая глубина составляет $H_c = 3,75$ км. Из рисунков видно, что проявления сжимаемости водного слоя соответствуют тем случаям, когда глубины превышают критическую величину H_c .

Отметим ещё один интересный эффект, связанный с формой рельефа дна. Речь идет о возможности захвата низшей моды упругих колебаний областями локального понижения дна (впадинами, котловинами, желобами и т. д.). Действительно, если низшая мода зарождается в области локального максимума глубин H_{\max} , то она обладает периодом $T_{\max} = 4H_{\max}/c$. Покинуть область своего зарождения эта мода не сможет, т. к. ей пришлось бы распространяться вверх по склону.

В заключение раздела отметим, что в каталогах цунами [Соловьев и др., 1997; Соловьев, Го, 1974, 1975] неоднократно упоминаются случаи, когда волны цунами выбрасывали на берег глубоководных рыб (неизвестные виды, "морские чудовища"). Кроме того, описаны случаи, когда глубоководная рыба перед землетрясением поднималась к поверхности. Приведём две выдержки из каталога цунами в Средиземном море.

1783, февраль, 5, 12 ч ± 30 мин. Калабрийская дуга. $38^{\circ}25'$. ., $15^{\circ}50'$ в. д., 11 баллов.

Катастрофическое Калабрийское землетрясение, с которого начался длительный период сейсмической активности на юго-западе Италии продолжительностью в несколько лет.

Описаны необычные явления на море, которые можно рассматривать в качестве краткосрочных предвестников землетрясения. В первых числах февраля вблизи Мессины и в других местах у поверхности моря стала появляться в изобилии глубоководная рыбка чичирелла, обычно не покидающая дно и зарывающаяся в донный ил.

1887, февраль (март), 23, 6 ч 20 мин. Лигурийское море, Италия, Франция. 43°42' . ., 08°03' в. д., 9 баллов.

Сильное землетрясение, охватившее площадь 570 тыс. кв. км. На пляжах Ниццы, Сан-Ремо, Савоны находили выброшенных на берег глубоководных рыб или рыб, редких в зимний сезон.

Такое поведение морских обитателей легко объяснить распределением амплитуды динамического давления. Стремясь избежать воздействия некомфортных перепадов давления, вызываемых подводным землетрясением, рыба инстинктивно стремится в те области, где вариации давления минимальны, т. е. на мелководье или к поверхности.

3.1.6. Упругие колебания водного слоя в очаге цунами Токачи-Оки, 2003. До последнего времени вся информация об источниках цунами получалась исключительно посредством удалённых измерений с помощью мареографов (береговых или глубоководных), гидроакустических систем или сейсмографов. Отсутствие прямых измерений в очагах цунами отчасти объясняет относительно слабую изученность процессов в эпицентральной зоне подводного землетрясения.

Принципиальная возможность исследовать формирование цунами в очаге возникла в 1997 г., когда на материковом склоне вблизи Японских островов была установлена система регистраторов, включающая в себя несколько датчиков придонного давления (JAMSTEC, Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology). С пунктом регистрации, расположенным на берегу, датчики соединены кабельными линиями. Вариации придонного давления записываются непрерывно с дискретностью 1 Гц.

Землетрясение Токачи-оки, 2003 явилось первым сильным сейсмическим событием, эпицентр которого располагался в непосредственной близости от датчиков JAMSTEC. Согласно сейсмическому каталогу NEIC это событие произошло 25 сентября в 19:50:06 UTC; координаты эпицентра — 41,78 N, 143,86 E; глубина гипоцентра — 27 км, магнитуда — 8,3 M_w (HRV). При землетрясении образовалась волна цунами, высота которой достигала 4 м вдоль юго-восточного побережья о-ва Хоккайдо.

В настоящем разделе анализируются данные о вариациях придонного давления, зарегистрированных датчиками JAMSTEC в очаге цунами Токачи-оки, 2003 [Носов и др., 2005]. Мы исходим из того, что водный слой в очаге ведет себя как сжимаемая среда, — в данном случае это является принципиально важным. Теоретический анализ роли сжимаемости воды в задаче цунами, выполненный в разделе 3.1.1, позволяет утверждать, что упругие эффекты оказываются существенными только на стадии генерации цунами землетрясением, в то время как распространение и накат волн на берег могут быть описаны, как движение несжимаемой жидкости. Простая оценка показывает, что энергия упругих колебаний водного слоя в области источника цунами может более чем на порядок превышать энергию гравитационной волны цунами.

Если рассматривать случай горизонтального абсолютно жесткого дна, то основное различие в поведении сжимаемого океана по сравнению с несжимаемой модельной средой заключается в формировании упругих колебаний водного слоя, характеризуемых дискретным набором нормальных частот $\nu_k = c(1 + 2k)/4H$, где $k = 0, 1, 2, \dots$, H — глубина океана, c — скорость звука в воде. Для типичных условий очага цунами наиболее эффективно возбуждается минимальная нормальная частота $\nu_0 = c/4H \sim 0.1$ Гц.

Реальные очаги цунами располагаются, конечно, не на горизонтальном дне, а в области со сложной батиметрией. Но уклон океанического дна обычно не превышает величины 0,1. Поэтому поверхность дна можно условно представить как совокупность квазигоризонтальных участков, каждый из которых характеризуется своей собственной глубиной и набором нормальных частот, соответствующим этой глубине. Таким образом, в некоторой заданной точке очага в первую очередь образуются упругие колебания с нормальными частотами, определяемыми глубиной океана в этой точке. Затем спектр упругих колебаний может обогатиться высокими частотами за счет волн, пришедших из соседних мелководных областей. В разделе 3.1.5 было показано, что из-за существования частоты отсечки низкочастотные колебания, сформированные в соседних глубоководных областях, вверх по склону не распространяются.

Отметим две особенности эффектов сжимаемости, объясняющие их слабую изученность. Во-первых, упругие низкочастотные колебания водного слоя могут проявляться лишь на достаточно больших глубинах (в открытом океане), что затрудняет их прямую регистрацию. Во-вторых, эффекты сжимаемости выпадали

из поля зрения исследователей цунами, так как считалось, что из-за значительной разницы частотных диапазонов упругие колебания не способны дать какой-либо вклад в волну цунами. В действительности такое утверждение неверно, и вклад упругих колебаний в волну цунами может быть обеспечен нелинейными механизмами (раздел 3.2).

До настоящего времени существование упругих низкочастотных колебаний водного слоя в очаге цунами не было подтверждено натурными измерениями и поэтому оставалось лишь теоретически предсказанным эффектом. Во избежание недоразумения следует подчеркнуть разницу между таким известным явлением как Т-фаза и рассматриваемыми здесь эффектами. Т-фаза не только относится к более высокочастотному диапазону (1–100 Гц), но и регистрируется на значительных расстояниях от источника.

На рисунке 3.13 показано положение эпицентра землетрясения 25.09.2003 и круговая область (пунктир), дающая представление о размере очага цунами. Радиус очага R_{TS} [] оценен по эмпирической формуле (2.1.3). В рассматриваемом случае $R_{TS} \approx 112$ км. В очаге цунами оказались два датчика придонного давления PG1 ($41^\circ 42,076'N$, $144^\circ 26,486'E$) и PG2 ($42^\circ 14,030'N$, $144^\circ 51,149'E$). Расстояние от датчиков до эпицентра землетрясения составило $R_{PG1} \approx 49$ км и $R_{PG2} \approx 96$ км.

На рисунках 3.14а и 3.15а представлен временной ход вариаций придонного давления, зарегистрированных датчиками PG1 и PG2 соответственно. Размах вариаций давления, рассчитываемый как $p_{\max} - p_{\min}$, достигал ≈ 398 кПа на датчике PG1 и ≈ 348 кПа на датчике PG2. Если рассматривать вариации давления как проявление упругих колебаний водного слоя, которые образовались в результате подвижки, то можно оценить сверху скорость движения дна в вертикальном направлении (строго говоря, в направлении, нормальном поверхности дна)

$$U \sim \frac{p_{\max} - p_{\min}}{\rho c},$$

где $\rho = 1000$ кг/м³ — плотность воды, $c = 1500$ м/с — скорость звука в воде. Оценка даёт вполне разумные значения: $U_{PG1} \sim 0,27$ м/с, $U_{PG2} \sim 0,23$ м/с. Практика численного моделирования процесса генерации цунами в сжимаемом океане (раздел 3.1.5) позволяет утверждать, что размах давления может в несколько раз превосходить величину $\rho c U$. Поэтому хорошей оценкой для скорости вертикального движения дна будет величина $U \sim 0,1$ м/с. Напомним, что согласно представлениям

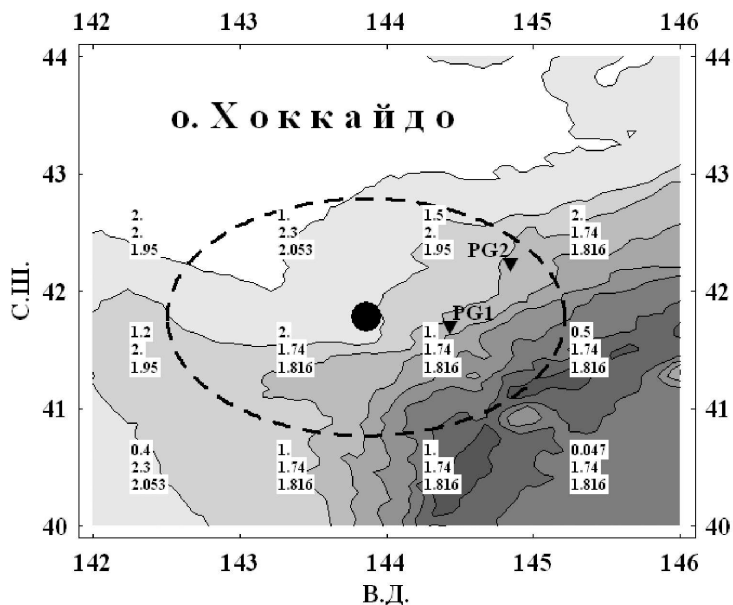


Рис. 3.13. Взаимное расположение эпицентра землетрясения (черный кружок) и датчиков донного давления (треугольники). Пунктирной линией показана область деформации дна (оценка). Изобаты проведены с интервалом 1 км. Цифры на рисунке — характеристики осадочного слоя (сверху–вниз: толщина в км, скорость продольных волн в км/с, плотность г/см³)

сейсмологов при скорости движения грунта порядка 0,1 м/с начинается разрушение зданий и строительных конструкций.

На рисунках 3.14б и 3.15б вариации придонного давления представлены в увеличенном масштабе, позволяющем видеть формирование остаточных смещений дна в результате землетрясения. Для удаления высокочастотных компонент ($> 0,02$ Гц) исходные временные ряды подвергались численной фильтрации. Результат фильтрации показан на рисунках пунктирной линией. Плавное уменьшение давления до момента начала землетрясения связано с приливными колебаниями уровня океана. Ход пунктирной кривой ясно показывает, что в результате землетрясения среднее давление на датчике PG1 уменьшилось на $\Delta p_{PG1} \approx 4$ кПа, а на датчике PG2 — на величину $\Delta p_{PG2} \approx 1,5$ кПа, что соответствует уменьшению уровня воды (поднятию дна) на $\Delta H_{PG1} \approx 0,4$ м и $\Delta H_{PG2} \approx 0,15$ м соответственно ($\Delta H = \Delta p / \rho g$, где g — ускорение силы тяжести). Отметим, что остаточные деформации дна по рассматриваемым данным впервые были выявлены авторами работы [Watanabe et al., 2004].

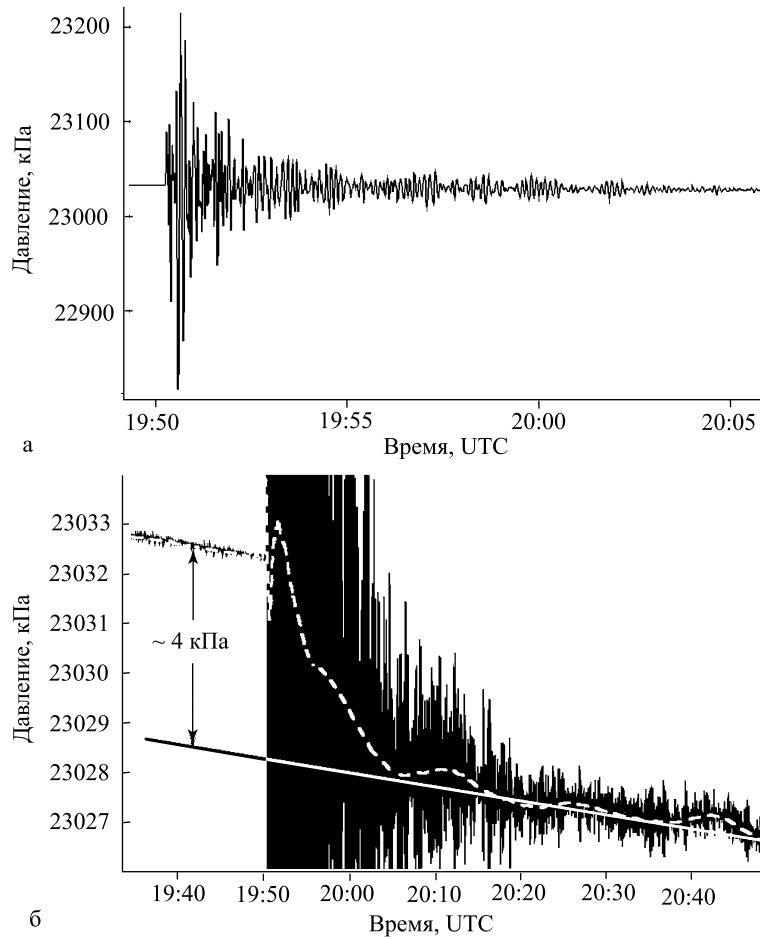


Рис. 3.14. Вариации придонного давления, зарегистрированные датчиком PG1 в очаге цунами: “а” — исходные данные, “б” — вариации давления в увеличенном масштабе. Стрелкой показано изменение гидростатического давления, вызванное поднятием дна. Пунктирная линия — результат численной фильтрации исходного сигнала

Согласно Гарвардскому каталогу (Harvard CMT Catalog) продолжительность процесса в очаге (half duration) составляла $\tau_{EQ} = 33,5$ с. Но из рис. 3.14б и рис. 3.15б видно, что уменьшение давления происходит в течение существенно большего времени (~ 900 с). Очевидно, что датчик регистрирует не только процесс деформации дна, но и формирование волны цунами, которое наблюдается как релаксация водного слоя, “приподнятого” подвижкой. Оценим время релаксации как время распро-

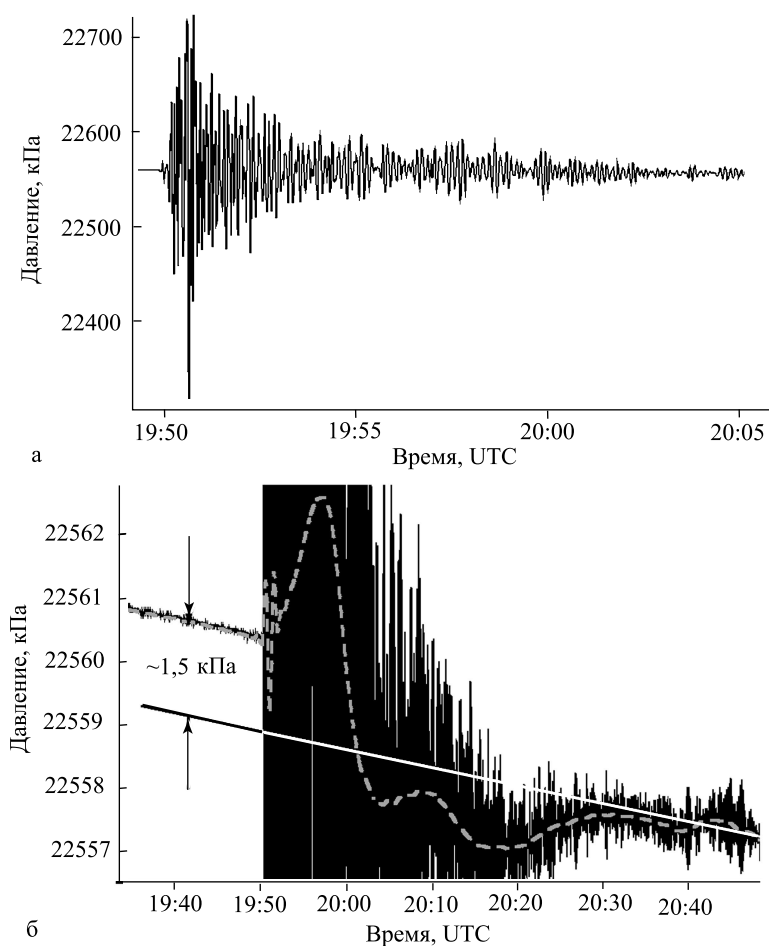


Рис. 3.15. Вариации придонного давления, зарегистрированные датчиком PG2. Обозначения аналогичны рис. 3.14

странения длинной волны на расстояние, равное “радиусу” очага цунами $\tau_{TS} \sim R_{TS}(gH)^{-1/2}$. Если в качестве величины H взять глубину океана в точке эпицентра землетрясения (~ 1900 м), то получаем $\tau_{TS} \approx 821$ с, что хорошо соответствует наблюдаемому значению.

Сопоставляя данные о величине остаточного смещения и вертикальной скорости движения дна, получаем оценку (снизу) для продолжительности смещения дна в точках расположения датчиков $\tau_{PG1} \sim \Delta H_{PG1}/U_{PG1} \approx 1,5$ с и $\tau_{PG2} \sim \Delta H_{PG2}/U_{PG2} \approx 0,65$ с. Полученные значения существенно меньше, чем про-

должительность процесса в очаге землетрясения. Это неудивительно, т.к. время τ_{EQ} ассоциируется с продолжительностью формирования разрыва, а время τ_{PGi} показывает совсем иную характеристику — продолжительность деформации дна в данной точке. В рассматриваемом событии разрыв распространялся в северо-западном направлении в течение 50–60 с [Yagi, 2004], следовательно, деформация дна происходила не одновременно во всей активной области, а имела характер бегущей подвижки.

В п. 3.1.1 было показано, что отношение энергии упругих колебаний водного слоя W_2 и энергии цунами W_1 (потенциальной энергии начального возвышения) определяется следующей простой формулой:

$$\frac{W_2}{W_1} = \frac{2c}{g\tau}.$$

При наблюдаемой продолжительности деформации дна $\tau \sim 1$ с энергия упругих колебаний должна примерно в 300 раз превосходить энергию волн цунами.

Из рисунках 3.14а и 3.15а хорошо видно, что наиболее существенные вариации давления наблюдаются в течение 10–15 минут после начала землетрясения. Поэтому при спектральном анализе мы ограничились длиной временных рядов в 1000 с. Перед вычислением спектра временной ряд приводился к нулевому уровню путем вычитания линейного тренда. Легко показать, что в спектрах может наблюдаться только минимальная нормальная частота упругих колебаний водного слоя ν_0 , все прочие нормальные частоты лежат выше частоты Найквиста, равной 0,5 Гц.

Частотные спектры вариаций давления, нормированные на максимальное значение, представлены на рис. 3.16. Нестандартное расположение верхнего графика позволяет сопоставить положение главных максимумов спектров, не загромождая рисунок. На врезке детально показан частотный интервал 0,1–0,2 Гц.

Из рисунке 3.16 видно, что энергия упругих колебаний сосредоточена преимущественно в диапазоне 0,05–0,4 Гц. Оба спектра обладают выраженными главными максимумами. Спектр, соответствующий датчику PG1, имеет максимум (разрешаемый как несколько примерно равнозначных пиков) в диапазоне 0,14–0,15 Гц. Для датчика PG2 главный максимум лежит в диапазоне 0,15–0,16 Гц.

Подчеркнем, что положение максимумов на частотной шкале различно. Это говорит в пользу предположения о том, что главные максимумы связаны не со спектральными характеристиками сейсмического источника, а с резонансным откликом

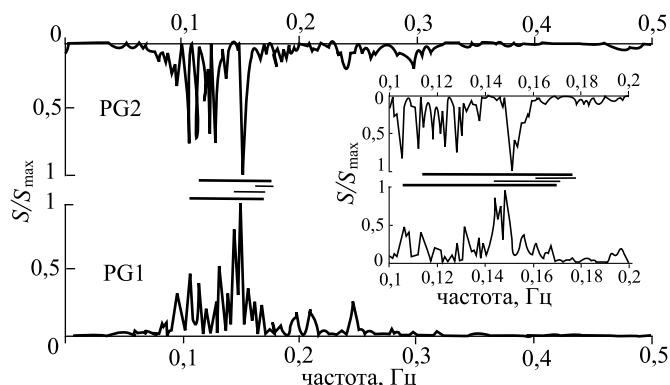


Рис. 3.16. Нормированные спектры вариаций придонного давления, зарегистрированных датчиками PG1 (внизу) и PG2 (вверху). Горизонтальные линии — диапазоны положения минимальной нормальной частоты упругих колебаний, рассчитанные без учёта (тонкие линии) и с учётом (толстые линии) слоя осадков. На врезке детально показан частотный интервал 0,1–0,2 Гц

сжимаемого водного слоя на минимальной нормальной частоте. Датчик PG1 расположен в более глубоком месте, поэтому ему соответствует более низкая нормальная частота.

Для точного расчёта нормальной частоты ν_0 необходима информация о скорости звука (вертикальном профиле) и глубине океана в заданной точке. Глубины океана в точках постановки датчиков определялись методом линейной интерполяции из 2-х минутной глобальной базы данных о рельефе Земли (ETOPO2, <http://www.ngdc.noaa.gov/>). Информация о местоположении датчиков, приведённая выше, взята с официальной сетевой страницы JAMSTEC (<http://www.jamstec.go.jp/>). В силу того, что датчики давления расположены на материковом склоне, глубины океана в местах их постановки претерпевают заметное изменение на протяжении одного шага сетки ETOPO2. Для оценки возможной ошибки в определении глубин, рассчитывались минимальное и максимальное значения глубины в квадрате 2×2 угловых минуты с центром в точке расположения датчика. Горизонтальные размеры квадрата приблизительно соответствуют глубине океана в рассматриваемом районе, что можно рассматривать как дополнительное физическое обоснование целесообразности выбора размеров квадрата. В итоге были получены следующие значения: $H_{\min}^{PG1} = 2256$ м, $H_{\max}^{PG1} = 2578$ м и $H_{\min}^{PG2} = 2170$ м, $H_{\max}^{PG2} = 2300$ м. Для оценки ошибки, связанной со значениями скорости звука мы полагали, что она может варьироваться в известных в акустике океана пределах от $c_{\min} = 1480$ м/с до $c_{\max} = 1545$ м/с.

По значениям глубин и скоростей, определенных вышеуказанным способом, рассчитывались диапазоны, ограниченные значениями $\nu_{0\min}^{PGi} = c_{\min}/4H_{\max}^{PGi}$ и $\nu_{0\max}^{PGi} = c_{\max}/4H_{\min}^{PGi}$. Именно в этих диапазонах должны находиться спектральные максимумы, связанные с упругими колебаниями водного слоя. На рис. 3.16 диапазоны показаны тонкими горизонтальными линиями. Сразу отметим, что вариации придонного давления действительно происходят на частотах, которые неплохо соответствуют теоретически рассчитанным диапазонам. Этот факт свидетельствует о том, что датчики записали упругие колебания водного слоя. Но если говорить о точном положении главных максимумов наблюдаемых спектров, то видно, что они лежат несколько левее, чем это предсказывает теория. Смещение максимумов в сторону низких частот объясняется тем, что в рассматриваемом районе акустический фундамент расположен под мощным слоем осадков. Поэтому для теоретического расчёта положения максимумов спектра имеет смысл рассматривать не просто упругие колебания водного слоя на абсолютно жестком дне, а связанные колебания двух слоев: водного со свободной поверхностью и подлежащего осадочного с жесткой нижней границей. Для такой двухслойной системы набор нормальных частот γ определяется из трансцендентного уравнения:

$$\operatorname{tg}\left(\frac{2\pi\gamma H}{c}\right)\operatorname{tg}\left(\frac{2\pi\gamma H_s}{c_s}\right) = \frac{\rho_s c_s}{\rho c},$$

где H_s — толщина осадочного слоя, c_s — скорость упругих продольных волн в осадках, ρ_s — плотность осадков.

Согласно базе данных о свойствах осадочных пород (<http://mahi.ucsd.edu/Gabi/sediment.html>) в рассматриваемом районе толщина осадочного слоя, скорость продольных волн и плотность осадков варьируются в следующих диапазонах: 47 м–2 км, 1,74–2,3 км/с и 1,816–2,053 г/см³. Пространственное распределение этих характеристик показано цифрами на рис. 3.13. Видно, что возможные относительные изменения скорости продольных волн и плотности незначительны, в то время, как толщина осадочного слоя может меняться более, чем на порядок. Поэтому при расчёте значения минимальной нормальной частоты γ_0 мы учитывали неопределенность, создаваемую толщиной осадочного слоя, а значения скорости продольных волн и плотности полагали равными $c_s = 1,74$ км/с и $\rho_s = 1,816$ г/см³. Кроме того, как и в предыдущем случае, учитывались диапазоны вариаций скорости звука в воде и глубин океана в точках постановки датчиков.

На рисунке 3.16 частотные диапазоны, рассчитанные с учётом слоя осадков, показаны толстыми горизонтальными линиями. Как и следовало ожидать, диапазоны стали шире и сместились в сторону низких частот. Из рисунка видно, что с учётом слоя осадков положение главных максимумов хорошо соответствуют теоретическим представлениям.

Заметим, что довольно значительная часть энергии спектров, изображенных на рис. 3.16, приходится на частоты, лежащие в диапазоне ниже основных максимумов. В рамках модели абсолютно жесткого дна этот эффект необъясним. Дело в том, что низкие частоты формируются на больших глубинах и из-за существования частоты отсечки они не способны достичь датчиков. Но в реальности породы дна не являются абсолютно жесткими. Поэтому, с нашей точки зрения, низкочастотные колебания достигают датчиков как сейсмические волны. Отметим, что низкочастотные границы спектров $\nu_{\min} \sim 0,05$ Гц хорошо соответствуют максимальной глубине океана в рассматриваемом регионе $\nu_{\min} \sim c/4H_{\max}$ ($H_{\max} \approx 7500$ м).

Что касается высокочастотных границ спектров (0,3–0,4 Гц), то в данном случае их некорректно связывать с какими-либо минимальными глубинами. Дело в том, что область деформации охватывает и часть о-ва Хоккайдо, следовательно, глубина океана может уменьшаться до нуля, а минимальная нормальная частота неограниченно возрастать. В такой ситуации следует обратиться к возможности источника (подвижки дна) создавать возмущения на высоких частотах. Видно, что полученная ранее нижняя оценка для продолжительности деформации дна τ_{PGi} неплохо соответствует правой границе спектра $\nu_{\max} \sim 1/\tau_{PGi}$.

Зная высокочастотную границу спектра ν_{\max} , можно сделать ещё одно интересное заключение. По изобате $H_0 \sim c/4\nu_{\max} \approx 1000$ м проходит граница, разделяющая две области очага цунами. В первой из них, при $H < H_0$, океан ведет себя как несжимаемая жидкость. Во второй области, являющейся более глубоководной, важную роль играют эффекты сжимаемости воды.

На примере анализа прямых измерений придонного давления в очаге цунами Токачи-оки, 2003 обнаружены общезначимые закономерности, определяющие поведение воды, как сжимаемой жидкости:

- Выявлены низкочастотные упругие колебания водного слоя. Показано, что эти колебания являются одним из основных динамических процессов в очаге цунами.

- Выполнены оценки скорости, амплитуды и продолжительности деформации дна в очаге цунами.
- Установлена взаимосвязь низкочастотной границы спектра вариаций придонного давления с максимальной глубиной океана в районе очага цунами. Показано, что высокочастотная граница спектра определяется минимальной продолжительностью деформации дна.

3.2. Нелинейный механизм генерации цунами

В параграфе рассматривается механизм образования волн цунами, связанный с нелинейной передачей энергии от “высокочастотных” вынужденных или упругих колебаний водного слоя к “низкочастотным” поверхностным гравитационным волнам. В качестве источника “быстрых” колебаний водного слоя рассматриваются сейсмические движения дна. “Традиционный” механизм образования цунами, связанный с вытеснением воды остаточными смещениями дна, разумеется, остаётся в силе, и именно ему в большинстве случаев принадлежит ведущая роль. Нелинейный механизм обеспечивает дополнительный вклад в амплитуду и энергию цунами. Не исключено, что в отдельных случаях нелинейные эффекты могут дать и определяющий вклад в волну цунами.

На первый взгляд постановка задачи, предполагающая наличие периодических колебаний, может показаться ограниченной. В действительности такое ограничение актуально лишь при условии, что водный слой откликается на движения дна как несжимаемая жидкость. В этом случае мы действительно обязаны рассматривать *периодические* колебания участка дна, которые приводят к соответствующим вынужденным колебаниям несжимаемого водного слоя. Но при условии, что водный слой реагирует на сейсмические движения дна как сжимаемая жидкость, необходимость в периодических движениях дна отпадает, т. к. любые вертикальные подвижки будут сопровождаться упругими колебаниями водного слоя на нормальных частотах.

Обосновывая применимость линейной теории к задаче о генерации цунами, обычно ссылаются на условие малости амплитуды деформации дна по сравнению с глубиной бассейна $\eta \ll H$. Это условие действительно хорошо выполняется в реальности. Но и при малой амплитуде смещения дна скорость его движения может оказаться достаточно большой для проявления нелинейных эффектов.

Вплоть до появления наших исследований [Носов, Скачко, 2001; Nosov, Skachko, 2001; Nosov, Kolesov, 2002; Носов, Колесов, 2005] существовала единственная работа [Новикова, Островский, 1982], в которой исследовалась возможность образования цунами в результате нелинейного эффекта — “детектирования” акустических колебаний водного слоя.

3.2.1. Базовые математические модели. Построение модели, описывающей нелинейные эффекты, полезно предварить описанием характера линейного отклика сжимаемого водного слоя на движения дна без остаточного смещения. Характер отклика варьируется в зависимости от положения спектра движений дна по отношению к двум характерным частотам $(g/H)^{1/2}$ и $c/4H$, где c — скорость звука в воде, g — ускорение силы тяжести. В дальнейшем, не теряя общности, будем говорить не о спектре, а о некоторой частоте колебаний дна ν .

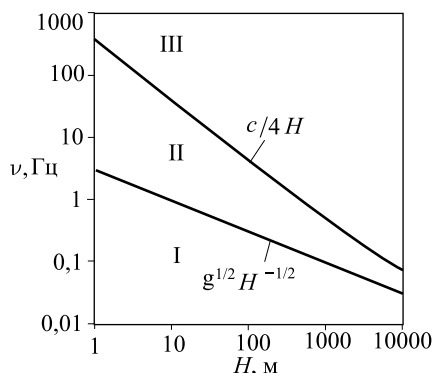


Рис. 3.17. Характер линейного отклика (частотные диапазоны) водного слоя глубины H на колебания дна частоты ν

Итак, если частота колебаний дна $\nu < (g/H)^{1/2}$, линейный отклик водного слоя представляет собой суперпозицию вынужденных колебаний (в области источника) и гравитационных волн, излучаемых в дальнюю зону. Если частота лежит в диапазоне $(g/H)^{1/2} < \nu < c/4H$, то гравитационные волны не возникают, и движения водного слоя существуют только в непосредственной близости от источника в виде вынужденных колебаний. При увеличении частоты до значений $\nu > c/4H$, происходит качественное изменение динамики линейного отклика, — водный слой начинает вести себя как сжимаемая среда.

Три выделенных выше частотных диапазона показаны на плоскости “глубина океана–частота колебаний дна” на рис. 3.17. Интересно отметить, что пересечение зависимостей происходит при гипотетической глубине океана $H = 14350$ м, следовательно, для условий планеты Земля три выделенных диапазона существуют в любой точке Мирового океана. Нелинейные эффекты проявляются только при достаточно высоких скоростях движе-

ния дна, которые могут быть свойственны частотным диапазонам “II” и “III”. Очевидно, что низкочастотный диапазон “I” особого интереса не представляет.

Математическую модель образования цунами за счет нелинейных эффектов будем строить на основе уравнений Эйлера, предполагая жидкость сжимаемой

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}, \nabla) \mathbf{v} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \mathbf{g}, \quad (3.2.1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) = 0. \quad (3.2.2)$$

Для несжимаемой жидкости плотность ρ будем полагать константой, а для сжимаемой жидкости будем считать, что вариации давления пропорциональны вариациям плотности $p' = c^2 \rho'$.

Используя прием, применяемый, например, в теории турбулентности или нелинейной акустике, представим движение жидкости в виде суммы медленного (среднего) и быстрого (колебательного) движений

$$\mathbf{v} = \langle \mathbf{v} \rangle + \mathbf{v}', \quad p = \langle p \rangle + p', \quad \rho = \langle \rho \rangle + \rho'. \quad (3.2.3)$$

Подставляя формулы (3.2.3) в уравнения (3.2.1), (3.2.2) и выполняя операцию осреднения по периоду “быстрых” колебаний, получаем систему уравнений для описания среднего движения жидкости

$$\frac{\partial \langle \mathbf{v} \rangle}{\partial t} + (\langle \mathbf{v} \rangle, \nabla) \langle \mathbf{v} \rangle = -\frac{\nabla \langle p \rangle}{\langle \rho \rangle} + \mathbf{g} - \langle (\mathbf{v}', \nabla) \mathbf{v}' \rangle + \frac{\langle \rho' \nabla p' \rangle}{\langle \rho \rangle^2}, \quad (3.2.4)$$

$$\frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial t} + \operatorname{div}(\langle \rho \rangle \langle \mathbf{v} \rangle) = -\operatorname{div} \langle \rho' \mathbf{v}' \rangle. \quad (3.2.5)$$

При осреднении мы использовали правила, которые аналогичны правилам Рейнольдса, применяемым в теории турбулентности.

В случае несжимаемой жидкости (диапазон “II”) среднее рассчитывается по периоду колебаний дна, и среднее движение, очевидно, можно описывать как течение несжимаемой жидкости. Если жидкость является сжимаемой (диапазон “III”), то в качестве периода осреднения следует брать величину $4H_{\max}/c$, где H_{\max} — максимальная глубина бассейна. Известно, что акустические моды с периодом, большим, чем $4H_{\max}/c$, не существуют, следовательно, и в этом случае среднее движение можно описывать как течение несжимаемой жидкости. Учитывая, что $\langle \rho \rangle =$

= const и пренебрегая квадратичным по средней скорости членом $\langle (\mathbf{v}), \nabla \rangle \langle \mathbf{v} \rangle$ приходим к следующей системе:

$$\frac{\partial \langle \mathbf{v} \rangle}{\partial t} = -\frac{\nabla \langle p \rangle}{\langle \rho \rangle} + \mathbf{g} - \langle (\mathbf{v}', \nabla) \mathbf{v}' \rangle + \frac{\langle \rho' \nabla p' \rangle}{\langle \rho \rangle^2}, \quad (3.2.6)$$

$$\operatorname{div} \langle (\mathbf{v}) \rangle = -\frac{1}{\langle \rho \rangle} \operatorname{div} \langle \rho' \mathbf{v}' \rangle. \quad (3.2.7)$$

От обычных линеаризованных уравнений Эйлера для несжимаемой жидкости полученные выражения отличаются наличием следующих новых членов:

$$\Phi = -\langle (\mathbf{v}', \nabla) \mathbf{v}' \rangle + \frac{\langle \rho' \nabla p' \rangle}{\langle \rho \rangle^2} \equiv -\langle (\mathbf{v}' \nabla) \mathbf{v}' \rangle + \frac{\langle \nabla p'^2 \rangle}{2c^2 \langle \rho \rangle^2}, \quad (3.2.8)$$

$$s = -\frac{1}{\langle \rho \rangle} \operatorname{div} \langle \rho' \mathbf{v}' \rangle \equiv -\frac{1}{c^2 \langle \rho \rangle} \operatorname{div} \langle p' \mathbf{v}' \rangle, \quad (3.2.9)$$

которые могут быть интерпретированы как силовое поле Φ и распределённый источник массы s . Своим происхождением новые члены обязаны нелинейности исходных уравнений. Совместное действие силового поля и распределённого источника массы при определенных условиях способно привести к образованию длинных гравитационных волн. Будем говорить об этом действии как о “нелинейном источнике цунами”.

Для расчёта волн, вызываемых действием силового поля и распределённого источника массы, используем линейную теорию длинных волн. Целесообразность выбора этой теории в первую очередь объясняется тем, что нас интересуют крупномасштабные пространственно коррелированные движения (т. е. длинные волны), кроме того, этот путь представляется наиболее простым.

В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением плоской задачи. Запишем уравнения (3.2.6)–(3.2.7) в покомпонентном виде:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \Phi_x, \quad (3.2.10)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \Phi_z - \mathbf{g}, \quad (3.2.11)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = s. \quad (3.2.12)$$

Пренебрегая вертикальными ускорениями $\partial w / \partial t$, интегрируем уравнение (3.2.11) по вертикальной координате в пределах от z

до ξ . В итоге для давления получаем:

$$p(z) = p_{\text{атм}} + \rho g \xi - \rho g z - \rho \int_z^{\xi} \Phi_z dz^*, \quad (3.2.13)$$

где ξ — смещение свободной поверхности, z — текущая вертикальная координата, изменяющаяся в пределах $-H \leq z \leq \xi$. Подставляя выражение (3.2.13) в уравнение (3.2.10), находим:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -g \frac{\partial \xi}{\partial x} + \int_z^{\xi} \frac{\partial \Phi_z}{\partial x} dz^* + \Phi_x. \quad (3.2.14)$$

Интегрирование формулы (3.2.14) по dz в пределах от $-H$ до ξ даёт следующее уравнение:

$$H \frac{\partial U}{\partial t} = -gH \frac{\partial \xi}{\partial x} + \int_{-H}^{\xi} dz \int_z^{\xi} \frac{\partial \Phi_z}{\partial x} dz^* + \int_{-H}^{\xi} \Phi_x dz, \quad (3.2.15)$$

где U — среднее по вертикали значение горизонтальной скорости. Далее интегрируем уравнение неразрывности (3.2.12) по dz в тех же пределах:

$$H \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial \xi}{\partial t} = \int_{-H}^{\xi} s dz. \quad (3.2.16)$$

При получении выражения (3.2.16) было учтено условие непротекания на дне $w(x, -H, t) = 0$ (для среднего движения дно полагается неподвижным), а вертикальная скорость на поверхности выражена как частная производная по времени от смещения ξ .

Далее, вычисляя частные производные по x и t от уравнений (3.2.15) и (3.2.16), соответственно, и исключая смешанную производную $\partial^2 U / \partial x \partial t$, приходим к неоднородному волновому уравнению

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} - \frac{1}{gH} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{1}{gH} \int_{-H}^{\xi} dz \left(\frac{\partial \Phi_x}{\partial x} + \int_z^{\xi} \frac{\partial^2 \Phi_z}{\partial x^2} dz^* - \frac{\partial s}{\partial t} \right). \quad (3.2.17)$$

Считая, что свободная поверхность незначительно отклоняется от своего равновесного положения ($\xi \ll H$), интегрирование

по вертикальной координате в правой части уравнения (3.2.17) правомерно проводить не до $z = \xi$, а до $z = 0$. Таким образом, для расчёта длинной волны, создаваемой совместным действием силового поля и распределенных источников массы, необходимо рассчитать следующую функцию:

$$Q(x, t) = \int_{-H}^0 dz \left(\frac{\partial \Phi_x}{\partial x} + \int_z^0 \frac{\partial^2 \Phi_z}{\partial x^2} dz^* - \frac{\partial s}{\partial t} \right). \quad (3.2.18)$$

При постоянной глубине бассейна решение уравнения (3.2.17) даётся известной интегральной формулой [Тихонов, Самарский, 1999]. В общем случае, когда глубина является функцией горизонтальной координаты, уравнение легко решается численно методом конечных разностей.

3.2.2. Нелинейный механизм генерации цунами колебаниями дна в несжимаемом океане. Предположим, что в процессе подводного землетрясения участок дна колеблется с частотой, соответствующей диапазону П. Океан в этом случае ведет себя как несжимаемая жидкость, совершая вынужденные колебания вслед за движениями дна. Из формул (3.2.8) и (3.2.9) видно, что нелинейный источник цунами проявляется только как силовое поле

$$\Phi_{incompr} = - \langle (\mathbf{v}', \nabla) \mathbf{v}' \rangle. \quad (3.2.19)$$

Линейный механизм в данном случае не способен привести к образованию гравитационных волн, но они могут возникнуть в результате действия силового поля.

Расчёт величины $\Phi_{incompr}$ требует знания поля скорости в вынужденных колебаниях водного слоя. Поле скорости можно рассчитать из решения задачи в рамках линейной потенциальной теории (2.3.6)–(2.3.7). Пусть закон движения дна $\eta(x, t)$ имеет вид

$$\begin{aligned} \eta(x, t) &= \eta_i(x) (\theta(t) - \theta(t - \tau)) \sin(\omega t), \quad i = 1, 2, \\ \eta_1(x) &= \eta_0 \exp\{-x^2 a^{-2}\}, \\ \eta_2(x) &= \begin{cases} \eta_0, & |x| \leq b, \\ \eta_0 c^{-1} (b - |x|) + 1, & b < |x| \leq b + c, \\ 0, & |x| > b + c, \end{cases} \end{aligned} \quad (3.2.20)$$

где η_0 и ω — амплитуда и циклическая частота колебаний дна, b, c — параметры, характеризующие горизонтальную протяжённость и форму пространственного распределения амплитуды

колебаний дна, θ — функция Хевисайда. Модельный закон движения дна показан на рис. 3.18. Будем считать, что колебания дна всегда заканчиваются в той же самой фазе, в которой они начались, в противном случае остаточные смещения дна обязательно возбуждают гравитационную волну посредством обычного поршневого механизма.

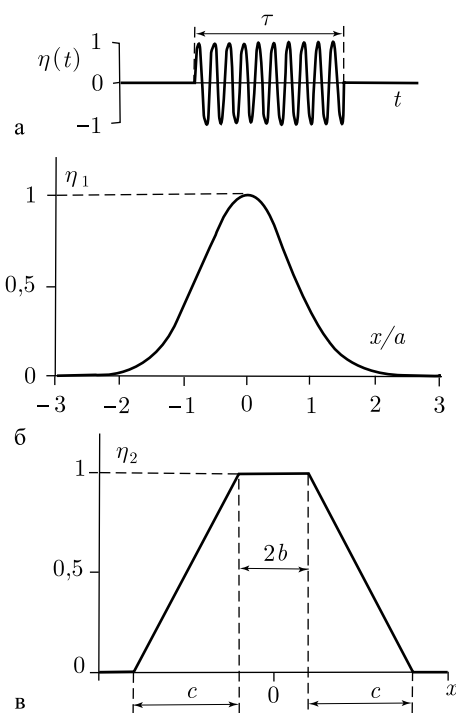


Рис. 3.18. Модельный закон движения дна: временная часть (а), пространственное распределение $\eta(x)$ (б) и (в)

Опуская промежуточные выкладки, приведём формулы для компонент скорости течения и смещения свободной поверхности при колебаниях дна, описываемых выражением (3.2.20) (при $\tau = \infty$)

$$u(x, z, t) = \frac{\eta_0 \omega}{\pi} \int_0^{\infty} dk \frac{\sin(kx) \operatorname{ch}(kz) X_i(k)}{\operatorname{ch}(k)(p_0^2 - \omega^2)} \times \\ \times \left(\cos(\omega t) \left(k + \omega^2 \operatorname{th}(kz) \right) - \cos(p_0 t) \left(k + p_0^2 \operatorname{th}(kz) \right) \right) \quad (3.2.21)$$

$$w(x, z, t) = -\frac{\eta_0 \omega}{\pi} \int_0^{\infty} dk \frac{\cos(kx) \operatorname{ch}(kz) X_i(k)}{\operatorname{ch}(k)(p_0^2 - \omega^2)} \times \\ \times \left(\cos(\omega t) \left(k \operatorname{th}(kz) + \omega^2 \right) - \cos(p_0 t) \left(k \operatorname{th}(kz) + p_0^2 \right) \right), \quad (3.2.22)$$

$$\xi(x, t) = \frac{\eta_0}{\pi} \int_0^{\infty} dk \frac{\omega \cos(kx) (\omega \sin(\omega t) - p_0 \sin(p_0 t)) X_i(k)}{\operatorname{ch}(k)(\omega^2 - p_0^2)}, \quad (3.2.23)$$

где

$$p_0^2 = k \operatorname{th}(k), \quad X_i(k) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \exp\{ikx\} \eta_i(x).$$

В выражениях (3.2.21)–(3.2.23) под знаком интеграла фигурируют безразмерные переменные (знак “*” опущен)

$$k^* = Hk, \quad t^* = t \left(\frac{g}{H} \right)^{1/2}, \\ \omega^* = \omega \left(\frac{H}{g} \right)^{1/2}, \quad (x^*, z^*, a^*, b^*, c^*) = \frac{1}{H} (x, z, a, b, c), \quad (3.2.24)$$

но коэффициенты перед интегралами являются размерными.

Численный расчёт компонент скорости течения показал, что в рассматриваемом частотном диапазоне сразу после “включения” колебаний дна каждая точка жидкости начинает совершать гармонические колебания с амплитудой, зависящей только от её координат,

$$u'(x, z, t) = u'(x, z) \cos(\omega t), \quad w'(x, z, t) = w'(x, z) \cos(\omega t). \quad (3.2.25)$$

Подставляя формулы (3.2.25) в выражение (3.2.19) с последующим осреднением по периоду колебаний, получаем формулы для расчёта горизонтальной Φ_x и вертикальной Φ_z компонент силового поля

$$\Phi_x(x, z) = -\frac{1}{2} \left(u'(x, z) \frac{\partial u'(x, z)}{\partial x} + w'(x, z) \frac{\partial u'(x, z)}{\partial z} \right), \quad (3.2.26)$$

$$\Phi_z(x, z) = -\frac{1}{2} \left(u'(x, z) \frac{\partial w'(x, z)}{\partial x} + w'(x, z) \frac{\partial w'(x, z)}{\partial z} \right). \quad (3.2.27)$$

Функции $u'(x, z)$ и $w'(x, z)$ могут быть рассчитаны из формул (3.2.21) и (3.2.22) при $t=0$:

$$u'(x, z) = -\frac{\eta_0\omega}{\pi} \int_0^{\infty} dk \frac{\sin(kx) \operatorname{sh}(kz) X(k)}{\operatorname{ch}(k)}, \quad (3.2.28)$$

$$w'(x, z) = \frac{\eta_0\omega}{\pi} \int_0^{\infty} dk \frac{\cos(kx) \operatorname{ch}(kz) X(k)}{\operatorname{ch}(k)}. \quad (3.2.29)$$

В итоге приходим к следующим выражениям для компонент силового поля:

$$\begin{aligned} \Phi_x(x, z) = & -\frac{(\eta_0\omega)^2}{4\pi^2 H} \int_0^{\infty} dk_1 \int_0^{\infty} dk_2 \frac{X(k_1)X(k_2)k_2}{\operatorname{ch}(k_1) \operatorname{ch}(k_2)} \times \\ & \times (\sin((k_1 - k_2)x) \operatorname{ch}((k_1 + k_2)z) - \sin((k_1 + k_2)x) \operatorname{ch}((k_1 - k_2)z)), \end{aligned} \quad (3.2.30)$$

$$\begin{aligned} \Phi_z(x, z) = & -\frac{(\eta_0\omega)^2}{4\pi^2 H} \int_0^{\infty} dk_1 \int_0^{\infty} dk_2 \frac{X(k_1)X(k_2)k_2}{\operatorname{ch}(k_1) \operatorname{ch}(k_2)} \times \\ & \times (\cos((k_1 - k_2)x) \operatorname{sh}((k_1 + k_2)z) - \cos((k_1 + k_2)x) \operatorname{sh}((k_1 - k_2)z)). \end{aligned} \quad (3.2.31)$$

На рисунке 3.19 представлен характерный вид силового поля пространственного распределения силы, рассчитанный при различных размерах источника a . Видно, что по мере возрастания параметра a вертикальная компонента силы Φ_z уменьшается, а зависимость горизонтальной компоненты Φ_x от вертикальной координаты z становится всё более слабой.

Для оценки относительной величины вклада горизонтальной и вертикальной компонент силового поля в амплитуду длинной гравитационной волны воспользуемся формулой (3.2.18) для функции $Q(x, t)$, входящей в правую часть волнового уравнения (3.2.17). С учётом принятой нами системы безразмерных переменных (3.2.24) имеем:

$$Q(x, t) = \int_{-1}^0 dz \left(\frac{\partial \Phi_x}{\partial x} + \int_z^0 \frac{\partial^2 \Phi_z}{\partial x^2} dz^* \right). \quad (3.2.32)$$

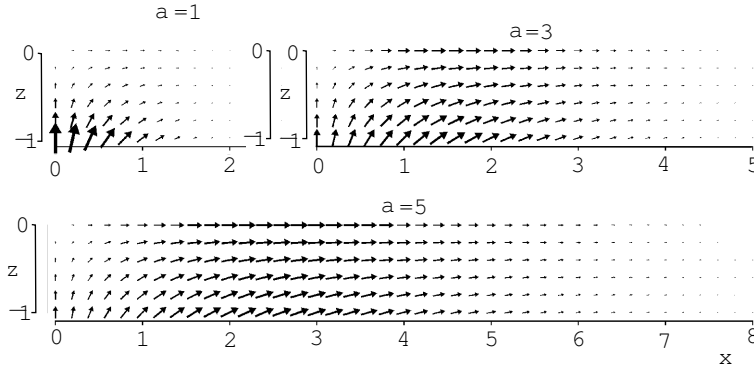


Рис. 3.19. Характерный вид силового поля. Расчёт выполнен для пространственного распределения амплитуды колебаний дна η_1 при $a = 1, 3$ и 5 . Направление и величина стрелки соответствуют вектору $a \Phi_{incomp}$

Подставляя в (3.2.32) формулы (3.2.30) и (3.2.31) и выполняя требуемые операции дифференцирования и интегрирования, получаем

$$Q(x, t) = "X" + "Z", \quad (3.2.33)$$

где

$$\begin{aligned} "X" = & \frac{(\eta_0 \omega)^2}{4\pi^2 H} \int_0^\infty dk_1 \int_0^\infty dk_2 \frac{X(k_1)X(k_2)k_2}{\text{ch}(k_1)\text{ch}(k_2)} \times \\ & \times \left(\frac{(k_1 + k_2)}{(k_1 - k_2)} \cos((k_1 + k_2)x) \text{sh}((k_1 - k_2)) - \right. \\ & \left. - \frac{(k_1 - k_2)}{(k_1 + k_2)} \cos((k_1 - k_2)x) \text{sh}((k_1 + k_2)) \right), \quad (3.2.34) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} "Z" = & \frac{(\eta_0 \omega)^2}{4\pi^2 H} \int_0^\infty dk_1 \int_0^\infty dk_2 \frac{X(k_1)X(k_2)k_2}{\text{ch}(k_1)\text{ch}(k_2)} \times \\ & \times \left(\frac{(k_1 - k_2)^2}{(k_1 + k_2)^2} \cos((k_1 - k_2)x) ((k_1 + k_2) - \text{sh}(k_1 + k_2)) - \right. \\ & \left. - \frac{(k_1 + k_2)^2}{(k_1 - k_2)^2} \cos((k_1 + k_2)x) \{(k_1 - k_2) - \text{sh}(k_1 - k_2)\} \right). \quad (3.2.35) \end{aligned}$$

Величина $X(x)$ определяет вклад горизонтальной компоненты силового поля в формирование длинных гравитационных волн (цунами), а величина $Z(x)$ — вклад вертикальной компоненты.

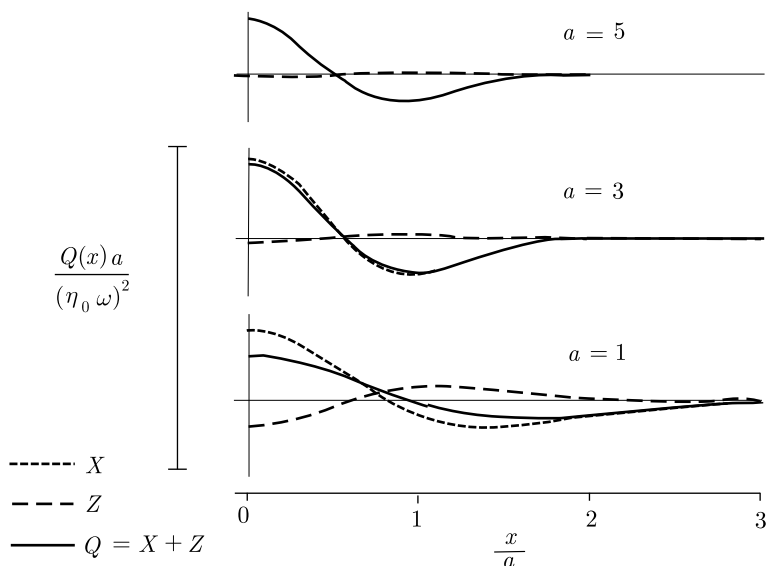


Рис. 3.20. Характерный вид функция $Q(x)$ и её составляющих $X(x)$ и $Z(x)$. Расчёт выполнен для пространственного распределения амплитуды колебаний дна η_1 при $a = 1, 3$ и 5

На рисунке 3.20 показаны функции $Q(x)$, $X(x)$ и $Z(x)$, которые были рассчитаны в соответствии с формулами (3.2.33)–(3.2.35) для пространственного распределения амплитуды колебаний дна $\eta_1(x)$. Из рисунка видно, что слагаемые $X(x)$ и $Z(x)$ имеют, как правило, разный знак. Т. е. структура силового поля такова, что вклад горизонтальной компоненты силы в формирование гравитационной волны всегда частично компенсируется вертикальной компонентой. При малых размерах источника ($a \sim H$) этот эффект способен существенно уменьшить амплитуду волны. Однако при большой горизонтальной протяжённости источника ($a \gg H$) действие горизонтальной компоненты оказывается преобладающим ($|X| \gg |Z|$). Размеры реальных очагов цунами всегда значительно превосходят глубину океана, поэтому вкладом вертикальной компоненты силового поля можно пренебречь.

Пренебрегая вкладом вертикальной компоненты силового поля $Z(x)$, запишем уравнение (3.2.17) в безразмерном виде (в

соответствии с формулами (3.2.24)):

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{H}{g} \frac{\partial \bar{\Phi}_x}{\partial x}, \quad (3.2.36)$$

где $\bar{\Phi}_x = \int_{-1}^0 \Phi_x dz$ — среднее по вертикали значение горизонтальной компоненты силового поля, ξ — смещение свободной поверхности жидкости от равновесного положения, соответствующее среднему движению. Напомним, что над колеблющимся дном присутствуют ещё и быстрые колебания поверхности, связанные с вынужденными колебаниями.

Решение уравнения (3.2.36) хорошо известно [Тихонов, Самарский, 1999]:

$$\xi(x, t) = \frac{H}{2g} \int_0^t d\hat{t} \int_{x-(t-\hat{t})}^{x+(t-\hat{t})} \frac{\partial \bar{\Phi}_x}{\partial \hat{x}} d\hat{x}. \quad (3.2.37)$$

Колебания дна (3.2.20) происходят в течение конечного промежутка времени τ и имеют при этом фиксированные амплитуду и частоту. Поэтому можем записать

$$\bar{\Phi}_x(x, t) = \bar{\Phi}_x(x)(\theta(t) - \theta(t - \tau)). \quad (3.2.38)$$

Подставляя выражение (3.2.38) в формулу (3.2.37) и выполняя интегрирование по пространственной переменной, получаем

$$\begin{aligned} \xi(x, t) &= \\ &= -\frac{H}{2g} \int_0^t (\theta(\hat{t}) - \theta(\hat{t} - \tau)) (\bar{\Phi}_x(x + (t - \hat{t})) - \bar{\Phi}_x(x - (t - \hat{t}))) d\hat{t}. \end{aligned} \quad (3.2.39)$$

Процесс формирования цунами нелинейным механизмом показан на рис. 3.21. Смещения поверхности жидкости ξ рассчитаны по формуле (3.2.39) как функции горизонтальной координаты x в последовательные моменты времени. Полностью сформировавшаяся волна обязательно состоит из горба и впадины, которые имеют нулевой суммарный объём. Возмущение всегда начинается с положительной фазы. Длина волны приблизительно соответствует размеру источника.

На рисунке 3.22 представлена амплитуды волны ξ_{\max} (высота горба) как функция продолжительности колебаний дна при

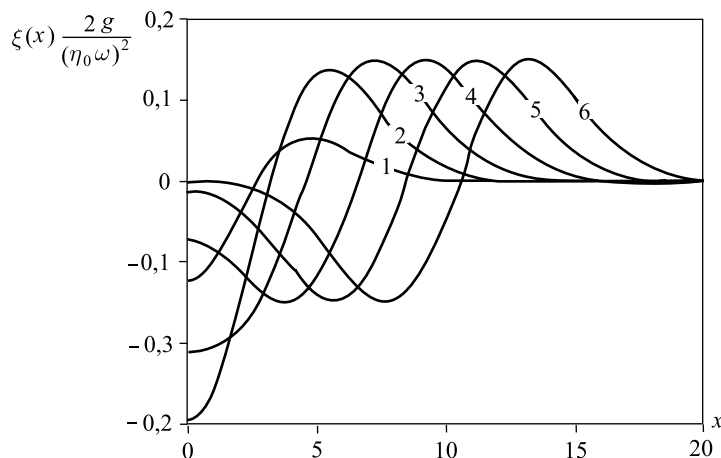


Рис. 3.21. Профиль волны, сформированной нелинейным механизмом в несжимаемом океане. Расчёт выполнен в последовательные моменты времени $t = 2, 4, 6, 8, 10, 12$ (кривые 1–6) для случая η_1 при $a = 5, \tau = 3$

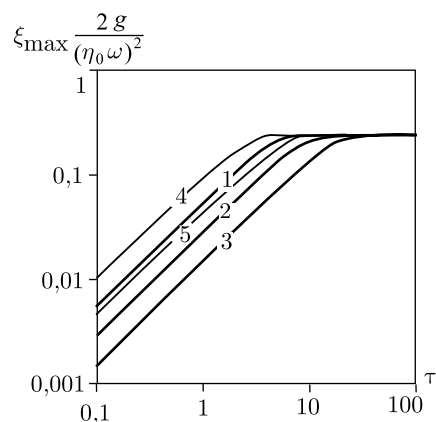


Рис. 3.22. Амплитуда длинной волны в зависимости от продолжительности действия источника. Кривые 1–3 рассчитаны для пространственного распределения η_1 при $a = 5, 10$ и 20 , кривые 4 и 5 — для η_2 при $b = 2, c = 3$ (4) и $b = 1, c = 9$ (5)

различных формах пространственного распределения амплитуды колебаний. Величина ξ_{\max} монотонно возрастает с увеличением продолжительности колебаний, но этот рост не беспределен: амплитуда не может быть больше некоторой величины, которая практически не зависит от формы пространственного распределения $\eta_i(x)$. Горизонтальная протяжённость колеблющейся области дна заметно влияет на значение τ , при котором будет достигнута максимальная амплитуда: при большей пространственной протяжённости очага для формирования волны с максимальной амплитудой требуется более продолжительное время действия источника.

Рассматриваемый нелинейный эффект можно кратко представить следующим образом. При колебаниях дна бассейна жидкость “выталкивается” из области наиболее интенсивных движений (из очага), что и служит причиной формирования гравитационной волны. Амплитуда такой волны не зависит от пространственного закона изменения амплитуды колебаний дна (при условии достаточной плавности этого закона), но определяется амплитудой скорости колебаний $\eta_0\omega$, их продолжительностью τ и горизонтальным размером колеблющейся области.

Данные, представленные на рис. 3.22, позволяют оценить амплитуду волны цунами, сформированной рассматриваемым нелинейным механизмом. Так, например, при глубине океана 1 км колебания участка дна с характерным размером 20 км (пространственное распределение $\eta_1 = 10$), амплитудой колебательной скорости 10 м/с, которые происходят в течение 60 с, образуют волну с амплитудой 0,8 м.

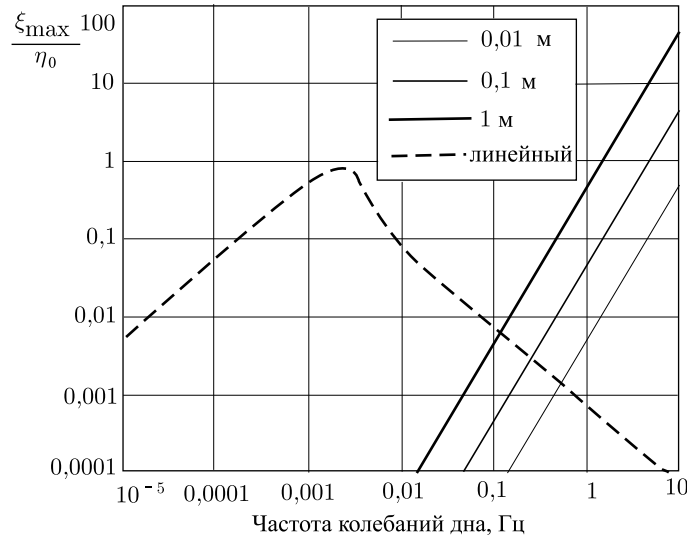


Рис. 3.23. Амплитуда гравитационных волн, возбуждаемых колебаниями дна, как функция частоты колебаний: линейный и нелинейный отклик. Расчёты выполнены для экспоненциального распределения амплитуды колебаний дна при $a = 10$ км для глубины океана 1 км

Для наглядной оценки вклада нелинейного эффекта в амплитуду цунами на рис. 3.23 приведена зависимость амплитуды гравитационной волны от частоты колебаний дна. Амплитуда волны нормирована на амплитуду колебаний дна. Расчёт зависимости выполнен для случая $\eta_1(x)$ при $a = 10$ км и $H = 1$ км.

Предполагается, что колебания дна, начавшись в некоторый момент времени, продолжают достаточно долго для того, чтобы амплитуда волны, сформированной нелинейным механизмом, достигла максимального значения. Линейный отклик (пунктир), рассчитан с использованием формулы (3.2.23). В силу линейности вспомогательной задачи эта зависимость одинакова для любой амплитуды колебаний дна. Вклад нелинейного эффекта пропорционален квадрату скорости колебаний дна, поэтому он зависит от амплитуды и от частоты колебаний. В диапазоне 0,1–1 Гц этот вклад уже способен составить конкуренцию линейному отклику и даже превзойти его.

3.2.3. Нелинейный механизм генерации цунами с учётом сжимаемости воды. В разделе рассматривается механизм образования цунами, связанный с нелинейной передачей энергии от “высокочастотных” упругих колебаний водного слоя к “низкочастотным” поверхностным гравитационным волнам. Упругие колебания – реакция водного слоя на движения дна сейсмического происхождения. В данном случае движения дна могут и не являться периодическими, важно лишь, чтобы их частотный спектр соответствовал частотному диапазону III ($\nu > c/4H$). Наша цель – нахождение связей характеристик “низкочастотной” гравитационной волны с параметрами, определяющими подвижку дна, и сравнительный анализ эффективности действия поршневого и нелинейного механизмов генерации цунами.

В случае сжимаемой жидкости нелинейный источник цунами проявляется как действие силового поля Φ и распределённого источника массы s . Для расчёта этих величин требуется знание полей скорости \mathbf{v}' и динамического давления p' , которые найдем из решения плоской задачи о линейном отклике идеальной сжимаемой жидкости на малые деформации дна (3.1.4)–(3.1.6).

Задача решалась в безразмерных переменных ($x^* = x/H$, $t^* = tc/H$) численно явным конечно-разностным методом. Скорость деформации дна задавалась следующими

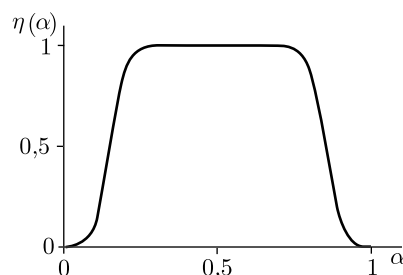


Рис. 3.24. Вид функции, определяющей пространственно-временной закон деформации дна

модельными законами:

$$U_{pist}(x, t) = v_{\max} \eta \left(\frac{x}{L} \right) \eta \left(\frac{t}{\tau} \right) \quad (\text{поршневая подвижка}),$$

$$U_{osc}(x, t) = v_{\max} \eta \left(\frac{x}{L} \right) \sin \left(\frac{2\pi N t}{\tau} \right) (\theta(t) - \theta(t - \tau))$$

(колебания дна),

где $\eta(\alpha) = 0,5 (\text{th}(20(\alpha - 0,15)) - \text{th}(20(\alpha - 0,85)))$, v_{\max} — максимальное значение скорости деформации, $\theta(t)$ — функция Хевисайда, L — горизонтальная протяжённость области деформации, τ — продолжительность процесса деформации, N — число периодов колебаний (целое число). Вид функции $\eta(\alpha)$ показан на рис. 3.24. В результате поршневой подвижки образовывались остаточные смещения дна, колебания дна завершались без остаточных смещений.

Численные расчёты и теоретические оценки [Nosov, Kolesov, 2002; Носов, Колесов, 2005] показывают, что силовое поле вносит существенно больший вклад в формирование цунами, чем распределенные источники массы. Характерный вид поля Φ , рассчитанного в последовательные моменты времени, представлен на рис. 3.25. Выбранные для расчёта параметры модели являются типичными для реального очага цунами. В большинстве точек поле направленно почти вертикально вниз, что приводит к выталкиванию воды из области интенсивных упругих колебаний. Таким образом, лидирующая волна и в этом случае является положительной. Во времени величина $|\Phi|$ развивается следующим образом. Являясь нулевой в начальный момент времени, она в течении первых десятков секунд достигает максимума, затем, по мере того, как упругие волны покидают очаговую область, монотонно стремится к нулю.

Для расчёта гравитационных волн, возникающих под действием нелинейного механизма, использовалось уравнение (3.2.17), записанное в безразмерных переменных ($x^* = x/H$, $t^{**} = t\sqrt{g/H}$, $\xi^* = \xi g/v_{\max}^2$)

$$\frac{\partial^2 \xi^*}{\partial x^{*2}} - \frac{\partial^2 \xi^*}{\partial t^{**2}} = Q^*(x^*, t^{**}). \quad (3.2.40)$$

Уравнение (3.2.40) аппроксимировалось явной конечно-разностной схемой. На границах расчётной области реализовы-

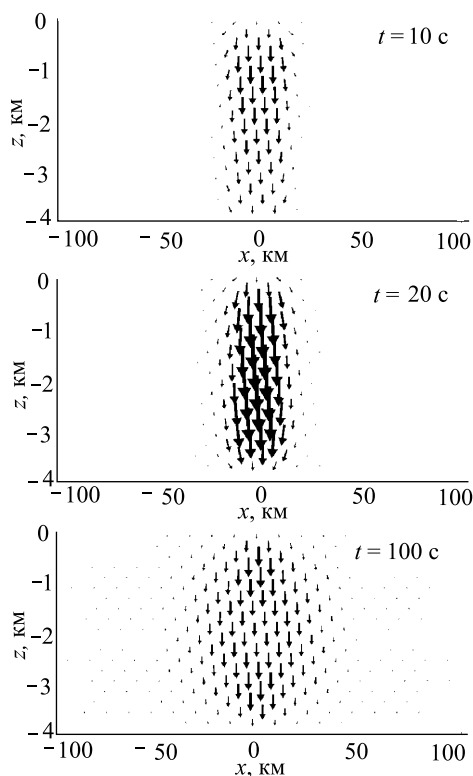


Рис. 3.25. Силовое поле Φ в последовательные моменты времени. Расчёт для подвижки дна с остаточным смещением, $\tau = 8$ с, $L = 40$ км, $H = 4$ км

валось условие свободного прохода

$$\frac{\partial \xi^*}{\partial t^{**}} = \mp \frac{\partial \xi^*}{\partial x^*}. \quad (3.2.41)$$

Так как поля Φ и s , определяющие функцию Q^* , есть результат осреднения по промежутку времени $\Delta t^* = 4$, на выходе модели (3.1.4)–(3.1.6) имелся дискретный набор: $Q^*(x^*, n\Delta t^*)$, где $n = 1, 2, 3 \dots$. При переходе к решению задачи (3.2.40)–(3.2.41) шаг по пространству Δx^* оставался неизменным, а шаги по времени Δt^* и Δt^{**} приводились в соответствие следующим образом: в промежутке времени t^{**} от 0 до $4\sqrt{gH}/c$ действовала функция $Q^*(x^*, 4)$, в промежутке от $4\sqrt{gH}/c$ до $8\sqrt{gH}/c$ — $Q^*(x^*, 8)$ и т. д.

Основная часть численных экспериментов проводилась при значениях безразмерных параметров, соответствующих $H = 4$ км, $L = 20, 40$ и 80 км, $0,26 < \tau < 26$ с. Шаг по вертикали

составлял $\Delta z = 20$ м. Шаг по горизонтали выбирался таким образом, чтобы на длину источника L приходилось 100 узлов ($\Delta x = 200, 400$ и 800 м). Шаг по времени определялся условием Куранта $\Delta t < \Delta z/c$. При расчётах использовался шаг $\Delta t = 0,009$ с.

На рисунке 3.26 представлен типичный временной ход функции $Q^*(x^*)$, отражающей действие “нелинейного источника цунами”. Наибольшие абсолютные значения $Q^*(x^*)$ достигаются не сразу, а по прошествии некоторого времени (в рассматриваемом примере при $t^* = 8$), после чего интенсивность “нелинейного источника” монотонно уменьшается, что объясняется уходом упругих волн из области, где произошла деформация дна. Важно отметить, что время действия нелинейного источника заметно превосходит продолжительность подвижки дна.

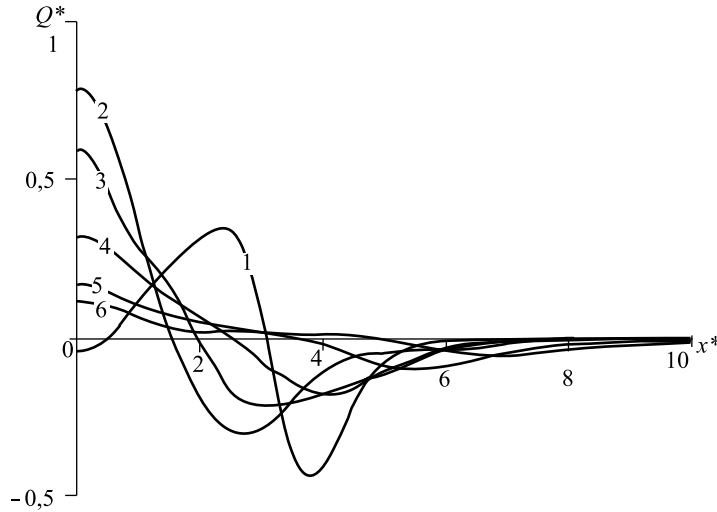


Рис. 3.26. Характерный вид функции $Q^*(x^*, t^*)$. Кривые 1–6 соответствуют $t^* = 4, 8, 12, 16, 20, 24$. Параметры источника: $\tau = 8$ с, $L = 40$ км, $H = 4$ км

На рисунке 3.27 представлены типичные профили поверхностных волн, образованных “нелинейным источником”. Действие этого источника приводит к “выталкиванию” воды из области очага, поэтому волны всегда начинаются с положительной фазы и заканчиваются отрицательной.

По профилям сформировавшихся волн рассчитывались амплитуда

$$A_N = \frac{v_{\max}^2}{g} \left(\text{Max}_{x^*}(\xi^*) - \text{Min}_{x^*}(\xi^*) \right) \equiv \frac{v_{\max}^2}{g} A^*(\tau^*, L^*), \quad (3.2.42)$$

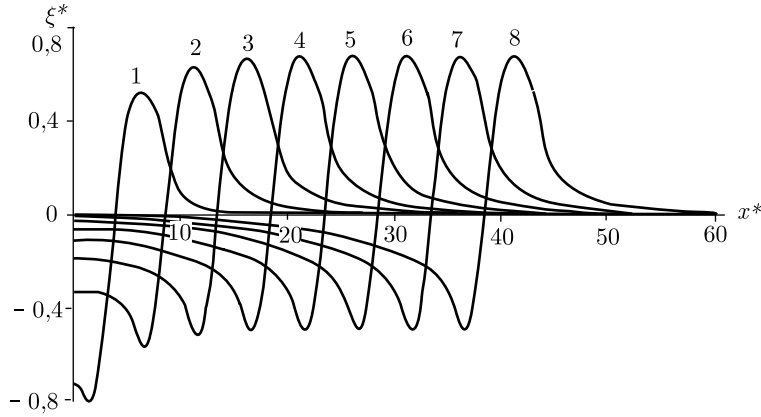


Рис. 3.27. Профили гравитационных волн, образованных “нелинейным источником”. Кривые 1–8 рассчитаны для последовательных моментов времени с интервалом 100 с. Параметры источника: $\tau = 8$ с, $L = 40$ км, $H = 4$ км

и энергия

$$W_N = \rho H g^{-1} v_{\max}^4 \int_{-\infty}^{\infty} \xi^2 dx^* \equiv \rho H g^{-1} v_{\max}^4 W^*(\tau^*, L^*). \quad (3.2.43)$$

Результатом расчётов, выполнявшихся при различных продолжительностях поршневой подвижки τ^* и размерах источника L^* ($\tau^* = \tau c/H$, $L^* = L/H$), стали безразмерные функции безразмерных аргументов $A^*(\tau^*, L^*)$ и $W^*(\tau^*, L^*)$.

Нелинейные эффекты, очевидно, могут обеспечить заметный вклад в волну цунами только при достаточно больших скоростях деформации дна, что эквивалентно малым продолжительностям подвижки. Поэтому в расчётах мы ограничились диапазоном $\tau < 8H/c$. С точки зрения традиционных представлений такая подвижка может рассматриваться как мгновенная ($\tau = 8H/c \ll \ll L/\sqrt{gH}$); при мгновенной подвижке на поверхности воды формируется начальное возвышение, повторяющее форму остаточных деформаций дна. Эволюция этого возвышения и порождает волны цунами в их классическом понимании. Такой механизм генерации цунами будем называть линейным. Амплитуда цунами, сформированных линейным механизмом, может быть оценена как амплитуда остаточных деформаций дна

$$A_L \approx \eta_0 = v_{\max} \tau C_1, \quad C_1 = \int_0^1 \eta(\alpha) d\alpha \approx 0,7, \quad (3.2.44)$$

а энергия — как потенциальная энергия начального возвышения

$$W_L \approx \frac{\rho g}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \xi^2(x, \tau) dx = \rho g v_{\max}^2 \tau^2 L \frac{C_1^2 C_2}{2}, \quad (3.2.45)$$

$$C_2 = \int_0^1 \eta^2(\alpha) d\alpha \approx 0,65.$$

Используя формулы (3.2.44)–(3.2.45), получаем соотношения, позволяющие рассчитать относительную величину вкладов нелинейного и линейного механизмов в амплитуду и энергию волн цунами:

$$\frac{A_N}{A_L} = \left(\frac{\eta_0 c^2}{g H^2} \right) \frac{A^*(\tau^*, L^*)}{C_1^2 \tau^{*2}}, \quad (3.2.46)$$

$$\frac{W_N}{W_L} = \left(\frac{\eta_0 c^2}{g H^2} \right)^2 \frac{2W^*(\tau^*, L^*)}{C_1^4 C_2 \tau^{*4} L^*}, \quad (3.2.47)$$

где η_0 — амплитуда вертикальной деформации дна. Из формул (3.2.46) и (3.2.47) видно, что величины A_N/A_L и W_N/W_L во многом определяются безразмерной комбинацией $\eta_0 c^2 g^{-1} H^{-2}$.

На рисунках 3.28 и 3.29 представлены зависимости величин A_N/A_L и W_N/W_L от продолжительности поршневой подвижки. Расчёт выполнен для трёх различных соотношений размера источника и глубины океана. Немонотонность кривых при $\tau^* > 1$ связана с модовой структурой упругих колебаний водного слоя (минимальная нормальная частота соответствует $\tau^* = 4$). При $\tau^* < 1$ исследуемые зависимости ведут себя приблизительно как степенные функции τ^{*-1} и τ^{*-2} . Увеличение горизонтальных размеров источника приводит к незначительному увеличению роли нелинейного механизма.

Воспользовавшись данными, представленными на рис. 3.28 и рис. 3.29, легко сделать следующие оценки. При глубине океана 1,5 км, продолжительности и амплитуде подвижки 1 с и 1 м соответственно, вклад нелинейного механизма в амплитуду цунами будет на уровне 10%, а в энергию — на уровне 1%. Доля нелинейного механизма может возрасти при увеличении амплитуды смещения дна или уменьшении продолжительности подвижки, но, скорее всего, при поршневой подвижке линейный механизм останется преобладающим.

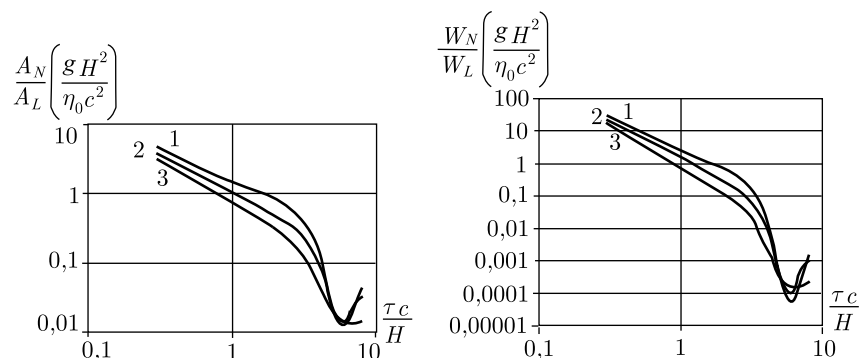


Рис. 3.28. Отношение амплитуд волн цунами, сформированных нелинейным (A_N) и линейным (A_L) механизмами, в зависимости от продолжительности подвижки. Кривые 1–3 построены для $L/H = 20, 10$ и 5

Рис. 3.29. Отношение энергий волн цунами, сформированных нелинейным (W_N) и линейным (W_L) механизмами, в зависимости от продолжительности подвижки. Кривые 1–3 построены для $L/H = 20, 10$ и 5

Нелинейный механизм может обеспечить существенный вклад в амплитуду волны цунами при колебаниях дна с одной из нормальных частот $\nu_k = c(1 + 2k)/4H$, $k = 0, 1, 2, \dots$ (резонансная накачка энергии). Согласно линейной теории, колебания дна без остаточных смещений с частотами $\nu > \sqrt{g/H}$ не образуют гравитационных волн (см. п. 2.3.4). Для условий планеты Земля $\nu_k > \sqrt{g/H}$, следовательно, при колебаниях дна с частотами ν_k цунами может возникнуть только благодаря нелинейному механизму.

Расчёты, выполненные при $U(x, t) = U_{osc}(x, t)$, показали следующее. Если участок дна размером $L = 40$ км при глубине $H = 4$ км совершает $N = 10$ колебаний с частотой $\nu_0 = c/4H \approx 0,094$ Гц и амплитудой $0,3$ м, то нелинейный механизм образует цунами с амплитудой $\sim 0,5$ м. При аналогичных условиях, но большей частоте $\nu_3 = 7c/4H \approx 0,65$ Гц, амплитуда цунами уже составит $\sim 1,2$ м. Если частота колебаний дна заметно отличается от нормальной, то эффективность нелинейного механизма значительно уменьшается. Так, например, при $\nu = 0,55$ Гц ($\nu_2 < \nu < \nu_3$) амплитуда цунами составит всего порядка 6 см.

В заключение отметим, что частоты сейсмических колебаний дна, как правило, лежат в диапазоне нескольких первых нормальных частот водного слоя ν_k , что создаёт благоприятные условия для реализации нелинейного механизма генерации цунами.

Глава 4

ФИЗИКА ФОРМИРОВАНИЯ ЦУНАМИ ИСТОЧНИКАМИ НЕСЕЙСМИЧЕСКОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ

Основной причиной образования цунами служат резкие вертикальные смещения отдельных участков дна, происходящие при сильных подводных землетрясениях. Детали этого процесса описаны во 2-й и 3-й главах. Но сеймотектонические движения дна не являются единственно возможным механизмом формирования цунами. Значительное число событий вызывается оползнями (обвалами), процессами, связанными с вулканическими извержениями, и метеорологическими причинами. В соответствии с исторической базой данных по цунами в Тихом океане (ИВМиМГ СО РАН, Новосибирск) 79% событий были вызваны землетрясениями, 6% — оползнями, 5% — вулканическими извержениями и 3% — метеорологическими причинами. Для оставшихся 7% событий источник остался неизвестен.

Последнее время активно обсуждается вопрос о формировании цунами при падении в океан метеоритов. Событие это крайне редкое. Возможно, что за всю историю существования нашей цивилизации оно ни разу не происходило. Но, учитывая масштабность подобной катастрофы, авторы сочли необходимым изложить некоторые результаты исследования этого механизма генерации цунами.

4.1. Генерация цунами оползнями

После цунами сеймотектонического происхождения наиболее распространёнными являются так называемые *оползневые цунами*. Этот термин обозначает гравитационные поверхностные волны, образованные подводными оползнями и мутьевыми потоками, обрушением в воду фрагментов крутых берегов, скал и ледников, а иногда и портовых сооружений. В настоящее время только в Тихоокеанском регионе известно более 80 цунами, образованных указанными механизмами. Как правило, оползневые цунами относятся к локальным событиям. Но исследования по-

следних лет показывают, что оползни могут вносить существенный дополнительный вклад в цунами, образованные сильными землетрясениями [Gusiakov, 2001].

По сравнению с горизонтальным размером сейсмического источника (10^4 – 10^5 м) береговые и подводные оползни обычно имеют сравнительно небольшие масштабы (10^2 – 10^3 м). Крупнейший из известных в геологической истории оползней Стореджа (Storrega), произошёл в позднем четвертичном периоде в районе крутого континентального склона около побережья Норвегии [Jansen et al., 1987; Harbitz, 1992]. Его горизонтальный размер оценивается в десятки километров.

Несмотря на локальный характер, оползневые цунами по своей разрушительной силе ни в чем не уступают волнам сейсмо-тектонического происхождения. Особенно опасны такие цунами в узких проливах, фиордах и в закрытых заливах и бухтах [Murty, 1977; Jiang and LeBlond, 1992]. Среди наиболее известных событий, следует упомянуть катастрофические цунами в бухте Литуя (Lituya Bay, юго-восток Аляски, 1958 г.) и в долине Вайонт (Vaiont Valley, северная Италия, 1963 г.). Цунами в бухте Литуя было вызвано обвалом в воду скального материала в вершине бухты, что привело к образованию огромной волны, высота заплеска которой достигала 524 м [Miller, 1960; Murty, 1977; Lander, 1996]. В результате катастрофы в долине Вайонт был разрушен целый город, и погибло около 2000 человек [Wiegel et al., 1970; Murty, 1977].

Для оползневых цунами характерна высокая повторяемость в определенных местах побережья. Например, полевые исследования в бухте Литуя, выполненные после катастрофического события 1958 г., показали, что гигантские волны, вызываемые оползнями, случались там и раньше — в 1853–54 гг. (120 м), в 1874 г. (24 м), в 1899 г. (60 м) и в 1936 г. (150 м) [Miller, 1960]. Даже экспедиция Лаперуза понесла потери от цунами в этой бухте — двухмачтовая шхуна эскадры с экипажем 21 человек была разбита “необычной волной” о скалы острова в 1787 г.

Интересно, что оползневые цунами могут происходить не только в океанах и морях, но и в крупных реках. Описание одного из таких событий, произошедших на реке Волга в 1597 г, приведено в работе [Диденкулова и др., 2003]. Нам удалось отыскать упоминание о другом речном цунами, которое имело место на реке Иртыш в 1885 г. Цитируем по книге путевых заметок известного российского писателя мариниста К. М. Станюковича “В далекие края” (Собр. соч. в 10 томах. Том 1. – М.: Правда, 1977):

“...Песчаный правый берег Иртыша, подвергаясь подмыву, случается, обваливается, и эти обвалы или, как сибиряки говорят, “оползни”, падая с грохотом и шумом с высоты в воду, бывают причиной аварий и несчастий. Такое несчастье именно случилось недели за три до нашего прохода. Верстах в двухстах от устья Иртыша мы видели шкуну, лежавшую беспомощно на боку в песках. Она проходила в версте от правого берега как раз в момент обвала. От падения такой массы земли с вековыми деревьями вода отпрянула от берега, образовав на реке волнение, и настолько сильное, что опрокинуло плоскодонную шкуну, бывшую, вероятно, без надлежащего балласта, отбросив её к левому берегу. Баржа с грузом, которую вела на буксире шкуна, выдержала волну и осталась невредима. Из экипажа и пассажиров шкуны несколько человек погибли в реке, несколько были изувечены. День спустя после катастрофы, на “Рейтерне”, проходившем у этих мест, услышали с берега крики. Пароход остановился и забрал людей, требовавших помощи...”

Изучение оползневых цунами имеет длительную историю, однако до последнего времени публикации, посвященные изучению этого явления, появлялись довольно редко. Одна из первых попыток детального изучения волн цунами, вызываемых подводными оползнями, была предпринята в работе Н. Л. Леонидовой [Леонидова, 1972]. Это исследование базировалось на ранних работах Б. Гутенберга [Gutenberg, 1939] и Р. Митчелла [Mitchell, 1954], однако именно оно заложило основу современных воззрений на проблему оползневых цунами. Следует также отметить хорошо известное специалистам экспериментальное исследование Вигеля [Wigell, 1955], которое было посвящено изучению генерации волн в канале при скольжении по его дну твёрдых тел различной формы.

Возросший в последние годы интерес к изучению оползневых цунами был инициирован катастрофическими событиями в Папуа Новая Гвинея и в Индонезии. Волна, обрушившаяся 17 июля 1998 г на побережье Папуа Новая Гвинея достигала 15 м в высоту. Она возникла в результате относительно умеренного землетрясения $M_w = 7,1$, сопровождаемого локальным подводным оползнем [Tappin et al., 1998; Heinrich et al., 2000; Imamura et al., 2001]. Землетрясение 12 декабря 1992 г на о-ве Флорес (Индонезия) с магнитудой $M_w = 7,7$ также вызвало подводный оползень и последующие цунами с высотой до 26 м.

Оползневой процесс обычно является результатом длительного накопления осадочного материала в течение десятков и сотен

лет. Со временем накопленные на склонах массы осадков теряют устойчивость. Спровоцировать сход оползня могут множество факторов [Rep et al., 1996; Куликов и др., 1998]:

- внезапный выброс речных взвесей во время речного паводка;
- эрозия осадочного слоя на крутом склоне дна;
- береговое строительство;
- длительные дожди, приводящие к водонасыщению берегового грунта;
- обнажение берега во время сильного отлива.

Последнее время также обсуждается роль газогидратов в провоцировании подводных оползней [Parlaktuna, 2003]. Важнейшей причиной оползней и обвалов, конечно, служат землетрясения. Не последнюю роль в инициации оползневых процессов и обвалов играют вулканические извержения.

Массы осадков, отлагающиеся на подводных склонах в течение многих десятилетий, накапливают гигантскую потенциальную энергию. При потере устойчивости они способны перемещаться по дну с большими скоростями, передавая часть накопленной потенциальной энергии волнам цунами. Ежегодный сбор осадков в некоторых каньонах достигает 10^6 – 10^9 м³, а уклоны дна нередко превышают 0,1. Осадки на склонах дна часто обладают тиксотропными свойствами, т.е. способностью к разжижению в случае резкого возрастания порового давления при ударах, сотрясениях и вибрации. Неустойчивый рыхлый материал осадков, обладающий высоким содержанием субколлоидных фракций, может при потере устойчивости образовывать плотные суспензионные (мутьевые, турбидитные) потоки. Перемещаясь по наклонному участку дна со скоростью свыше 10 м/с, такой поток приводит к генерации на поверхности воды волн типа цунами, а также вызывает разрывы подводных кабелей. Сильное землетрясение 28 декабря 1908 г, разрушившее г. Мессину, вызвало оползень или мутьевой поток, разорвавший 7 подводных кабелей, соединявших Италию и Сицилию.

Следует обратить внимание на то, что в пределах очагов некоторых сильных цунами находились известные крупные каньоны: Лиссабонский (цунами 1755 г), Мессинский (цунами 1783 и 1908 гг), Камчатский (цунами 1791, 1923, 1937 гг) и др. Н. Л. Леонидова, по-видимому, впервые отметила, что большинство афтершоков сильных цунамигенных землетрясений, даже примерно равных по силе основному толчку, не вызывали заметных волн цунами. Так, известное землетрясение Канто, разрушившее в 1923 г Токио, вызвало в заливе Сагами волны цунами

высотой до 12 м, а его афтершок, возникший примерно в том же месте и имевший практически такую же энергию, сопровождался волнами, высотой менее 0,3 м. По результатам измерений объём оползня, который был спровоцирован первым землетрясением, составил около $7 \cdot 10^{10} \text{ м}^3$, средняя ширина потока — 2 км, длина — 350 км, мощность (толщина) — 100 м, скорость потока в каньоне оценивалась величиной 25 м/с. Потенциальная энергия оползня, прошедшего путь от глубины 1500 м (среднее положение тела оползня в начале движения) до отметки 7000 м (дно глубоководной впадины) может быть оценена величиной 10^{18} Дж. Энергия возникших волн цунами составила порядка 10^{16} Дж.

Отметим, что после землетрясения 26 декабря 2004 г ($M_w = 9,3$), породившего катастрофическое цунами с высотами заплеска до 35 м, примерно в том же районе произошло сильное землетрясение в марте 2005 г. ($M_w = 8,7$), которое вызвало весьма слабое цунами с высотами до 2 м.

Большая часть информации о грунтовых или подводных оползнях, лавинах, обрушениях скал указывает на то, что модели, рассматривающие движение оползня, как поступательное смещение твёрдого недеформируемого тела, слишком просты и неадекватно описывают характер этих процессов. Представление об оползне как о потоке тяжелой вязкой жидкости гораздо ближе к истинной природе оползневой динамики. В районах устьев рек илистые осадочные массы обычно состоят из разжиженных фракций, которые после срыва неустойчивой массы осадков образуют плотный грязевой (мутьевой) поток, ведущий себя как вязкая жидкость.

В задачах о генерации оползневых цунами представление оползня в виде потока тяжелой вязкой жидкости используется сравнительно недавно. Впервые такой подход был предложен в работах [Jiang and LeBlond, 1992, 1994]. Численные модели, построенные на его основе, успешно использовались для анализа оползневых цунами в Ницце 1979 г [Assier–Rzadkiewicz et al, 2000], в бухте Скагуэй 1994 г [Fine et al, 1998; Rabinovich et al, 1999], в Папуа Новая Гвинея 1998 г [Heinrich et al, 2000; Titov and González, 2001; Imamura et al., 2001]. В этих работах показано, что представление оползня в виде потока тяжелой вязкой жидкости обеспечивает разумное согласие с данными натурных наблюдений.

Описываемый здесь вариант модели базируется на работах [Jiang and LeBlond, 1994; Fine et al, 1998]. Будем полагать,

что горизонтальные масштабы поверхностных волн значительно превосходят глубину бассейна, а толщина оползня намного меньше, чем его ширина и длина. В этом случае возможно применение длинноволнового (гидростатического) приближения, как для воды, так и для жидкости, составляющей оползень. Силой Кориолиса в таких задачах обычно пренебрегают.

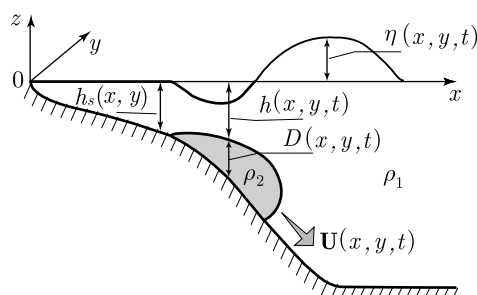


Рис. 4.1. Геометрия модели: система координат и обозначения. Затенённая область показывает тело вязкого оползня

Схема модели представлена на рис. 4.1. Начало прямоугольной системы координат $Oxyz$ расположим на невозмущенной свободной поверхности, ось Oz направим вертикально вверх. Верхний слой воды имеет плотность ρ_1 , смещение свободной поверхности $\eta(x, y, t)$, \mathbf{u} — вектор горизонтальной скорости с компонентами по x и y ; t — время. Нижний слой (тело оползня) имеет плотность, характерную для осадочных отложений ρ_2 , ν — кинематическая вязкость, \mathbf{U} — вектор горизонтальной скорости жидкости в нижнем слое с компонентами U и V . Предполагается, что наклон дна и наклон поверхности оползня малы, так что движение жидкости можно считать чисто горизонтальным. Тело оползня ограничено поверхностью дна $z = -h(x, y, t)$, а верхняя поверхность задаётся толщиной $D(x, y, t) = h_s(x, y) - h(x, y, t)$.

Основные предположения о свойствах оползня, обоснованные в работах [Jiang and LeBlond, 1992, 1994], принимаются в виде:

1. Оползень состоит из несжимаемой вязкой жидкости, при этом морская вода рассматривается как несжимаемая жидкость с нулевой вязкостью.
2. Разность между плотностью оползня и плотностью воды должна быть велика $(\rho_2 - \rho_1) \geq 0,2 \text{ г/см}^3$.
3. Поток вязкой жидкости представляет собой ламинарное, квазистационарное течение. Для описания движения вязкой жидкости по наклонному дну, вообще говоря, необхо-

димо рассматривать два режима — инерционный и вязкий (квазистационарный) [Simpson, 1987]. После внезапного освобождения тела оползня (из начального состояния) течение жидкости, составляющей оползень, переходит из состояния инерционного режима в вязкий, когда вертикальный профиль течения уже установился. В данной модели мы предполагаем, что это время перехода пренебрежимо мало, и поток постоянно находится в состоянии квазистационарного режима, относительно медленно приспосабливаясь в процессе движения к форме рельефа дна.

4. В данной модели мы пренебрегаем эффектом смещения на границе оползень–вода. Это означает, что между потоком осадочного материала и водой не происходит обмена массой.

В силу условия прилипания тангенциальная составляющая скорости на дне должна обращаться в нуль. На верхней границе оползня предполагается отсутствие тангенциальных напряжений, т. е. в нуль обращается нормальная составляющая градиента скорости. При таких условиях стационарное течение жидкости имеет параболический вертикальный профиль горизонтальной скорости

$$\mathbf{U}(x, y, z, t) = \mathbf{U}_m(x, y, t)(2\xi - \xi^2), \quad (4.1.1)$$

где $\xi = (z + h_s)/D$ — безразмерная вертикальная координата.

Уравнения неразрывности и баланса импульса для вязкого потока в оползне, получаемые из уравнений гидродинамики путем интегрирования вдоль вертикальной координаты с учётом формулы (4.1.1), имеют следующий вид:

$$\frac{\partial D}{\partial t} + \frac{2}{3}(\nabla \cdot D\mathbf{U}) = 0; \quad (4.1.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{2}{3} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} - \frac{2}{15} \frac{\mathbf{U}}{D} \frac{\partial D}{\partial t} + \frac{8}{15} (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} = \\ = - \frac{g}{\rho_2} ((\rho_2 - \rho_1) \nabla(D - h_s) + \rho_1 \nabla \eta) - \frac{2\nu \mathbf{U}}{D^2}. \end{aligned} \quad (4.1.3)$$

При этом должно выполняться условие, что поток оползня через границу береговой линии G всегда равен нулю, и что оползень в ходе своего движения не пересекает внешнюю (свободную) границу Γ .

Верхний слой жидкости (вода) описывается нелинейными уравнениями движения в приближении мелкой воды:

$$\frac{\partial(h + \eta)}{\partial t} + [\nabla \cdot (h + \eta)\mathbf{u}] = 0; \quad (4.1.4)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} = -g\nabla\eta. \quad (4.1.5)$$

Фактически генерация поверхностных волн движущимся телом оползня происходит только за счет уравнения неразрывности (4.1.4). Далее волны распространяются при условии выполнения граничных условий и нелинейного уравнения (4.1.5).

На открытой внешней границе области Γ используется одномерное условие излучения для уходящих волн: $u_n = \eta(g/h)^{1/2}$, где u_n — нормальная к границе Γ компонента скорости. На береговой линии предполагается выполнение условия непротекания через вертикальную стенку: $u_n = 0$ на G .

В качестве начальных условий задачи используется предположение, что в момент времени $t = 0$ оползень и водный слой находятся в состоянии покоя, т.е. все скорости и смещение свободной поверхности воды равны нулю.

Систему уравнений (4.1.2–4.1.5) можно решать явным конечно-разностным методом. Обычно в расчётах применяют разностный ступенчатый метод с перешагиванием (staggered leap-frog scheme) в пространстве и времени [Imamura and Gica, 1996].

Для подавления неустойчивости численной схемы используется аппроксимация адвективных членов в уравнениях движения по схеме с разностями против потока (upstream) [Roache, 1976]. Чтобы избежать генерации паразитных колебаний малого масштаба (сеточного шума), шаг по времени (Δt) целесообразно выбирать равным 1/3 от величины, задаваемой условием Куранта.

Особенности формирования оползневых цунами рассмотрим на примере гипотетического события в проливе Маласпина (Британская Колумбия, Канада) [Rabinovich et al, 2003]. Численное моделирование этого цунами выполнено с применением математической модели, описанной выше. Исследования гипотетических цунами имеют большое значение для оценки цунами-риска. Для демонстрации методики исследований такого рода мы предварим изложение результатов моделирования подробным описанием исходной геофизической (геоморфологической) информации.

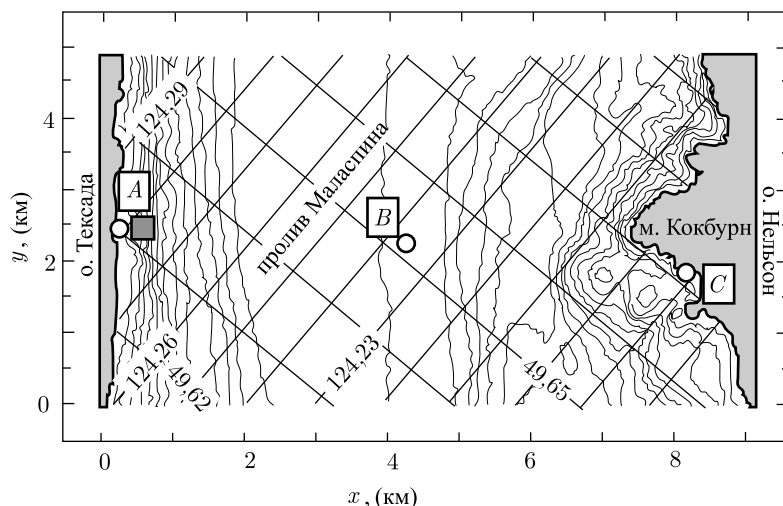


Рис. 4.2. Пролив Маласпина: карта расчётной области

Пролив Маласпина (рис. 4.2), расположенный между материковым побережьем Британской Колумбии и островом Тексада, имеет протяжённость около 50 км и ширину 5–10 км. Глубина по оси пролива меняется в пределах от 300 до 375 м. В центральной части пролива залегает толстый (~ 100 м) слой осадков, в основном образованных в результате выноса взвеси из дельты реки Фрезер.

В 1946 г землетрясение в центральной части острова Ванкувер, Британская Колумбия, вызвало ряд оползней и обвалов в береговой зоне пролива Маласпина. Наблюдались случаи осыпания и обвала берегов в северной части пролива, были повреждены подводные кабельные линии.

Геофизические исследования, выполненные канадской геофизической службой (Geological Survey of Canada), выявили наличие двух отдельных зон залегания донных осадков, расположенных между изобатами 30 и 120 м. Идентификация этих участков была выполнена с помощью эхолота бокового обзора и оборудования по сеймопрофилированию с высокой разрешающей способностью. Специальная подводная видеосъемка, выполненная в 1996 г, выявила ниже по склону ряд блоков хорошо консолидированных осадков толщиной в несколько метров, которые, очевидно, являются результатом отрыва их от основной массы и спуска по склону под действием силы тяжести. На основном блоке осадков обнаруживаются соответствующие участки с очень крутой кромкой, оставшиеся после частичного

обвала осадочных масс. Нижняя граница этого слоя осадков имеет повсюду очень крутой уклон — практически типа обрыва.

Северная зона осадочного чехла имеет толщину до 38 м, при этом отмечается уклон внутренней границы в мористую сторону в среднем $7,5^\circ$. Слой, расположенный выше над ним, наклонён примерно на 16° по отношению к границе коренного слоя и простирается приблизительно на 400 м вдоль склона, имея толщину около 300 м.

Гипотетический сценарий генерации цунами предполагает, что в результате землетрясения вся масса осадков, аккумулярованных в северной зоне осадочного чехла, срывается и скатывается вниз по крутому склону базальтовой границы дна. Ввиду недостатка геотехнических данных о свойствах осадков, движение оползня моделируется, исходя из широкого набора параметров материала. Возможность одновременного обрушения южного и северного слоев осадков не рассматривается. Такой комбинированный сценарий, разумеется, привел бы к образованию волн бóльшей амплитуды.

Расчёты проводились на разностной сетке 365×197 узлов с шагом $\Delta x = \Delta y = 25$ м. Предполагалось, что в начальном состоянии тело оползня имеет прямоугольную форму с параболическим профилем по толщине в обоих направлениях. Расчёты проводились при следующих параметрах оползня:

Объём:	1,25 млн. м ³ ;
Ширина:	200 ;
Средняя толщина:	30 ;
Координаты центра:	$49^\circ 37,94' N, 124^\circ 16,80' W$;
Средняя глубина:	80 ;
Плотность (ρ_2):	$2,0 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$;
Кинематическая вязкость (ν):	$0,01 \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$

На рисунке 4.3 показаны фрагменты численных расчётов движения оползня и волн цунами в проливе. В отличие от твёрдого тела, сохраняющего свой размер и форму, вязкий оползень движется по склону, растекаясь и принимая серповидную форму. Смещение оползня происходит преимущественно по нормали к западному берегу. При движении оползня формируются радиально расходящиеся поверхностные волны. Головная волна (положительная) двигается в сторону материка, в то время как отрицательная волна (впадина) движется в обратную сторону к о. Тексада. Головная волна пересекает пролив Маласпина и достигает мыса Кокбурн на о. Нельсон примерно через 132 с после начала движения оползня. В результате образуются отражённые

волны, и общая картина волнения в проливе Маласпина становится сложной, напоминающей стоячие колебания. Уход волн через открытые границы пролива приводит к быстрому затуханию амплитуд колебаний уровня.

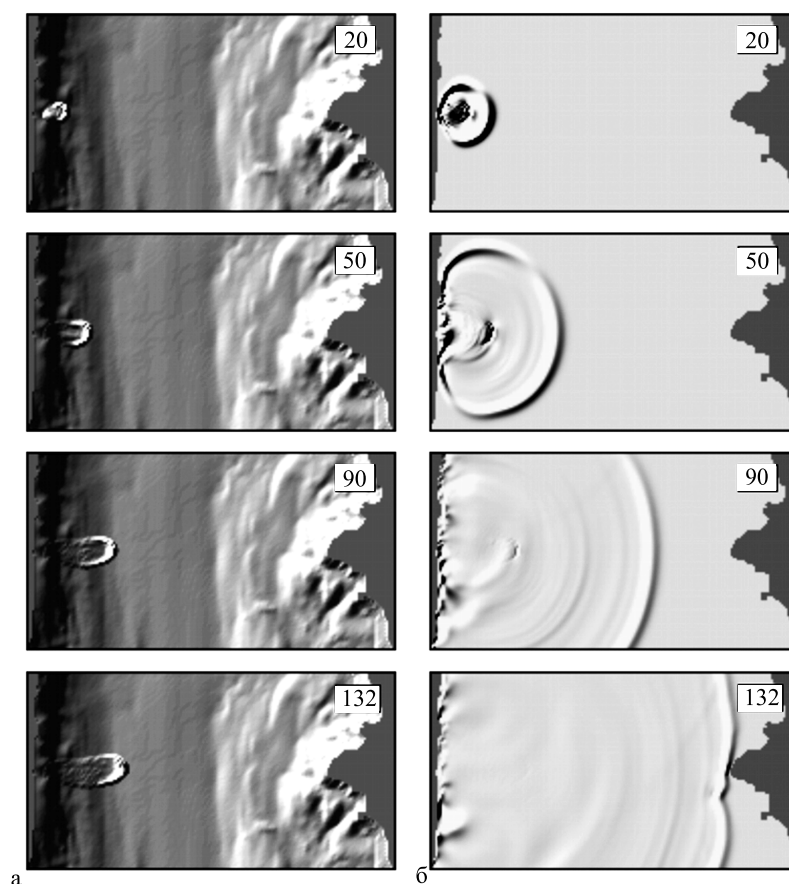


Рис. 4.3. Результаты численного моделирования движения оползня по дну пролива Маласпина (а) и возникающих при этом поверхностных волн (б) для времен 20, 50, 90 и 132 с после обрушения оползня

На рисунке 4.4 приведены примеры расчёта вариаций уровня в точках А, В и С, местоположение которых показано на рис. 4.2. Максимальная амплитуда волны наблюдается в пункте А, ближайшем к зоне оползня, а минимальное значение оказывается

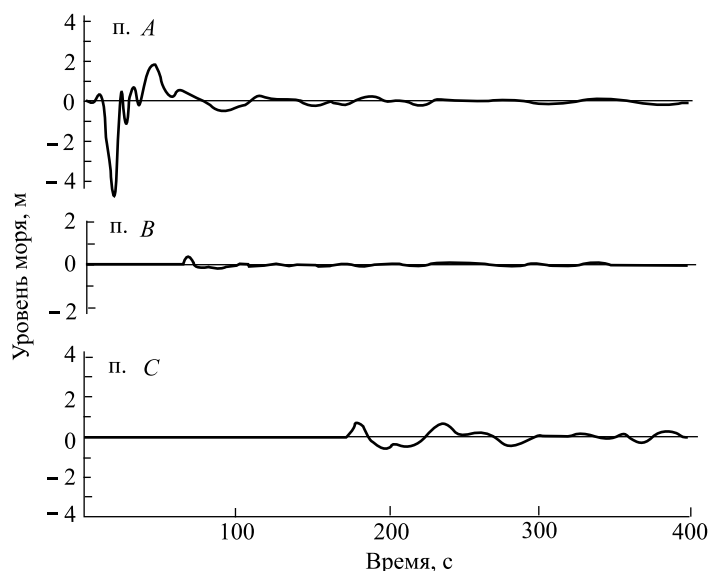


Рис. 4.4. Результаты расчёта колебаний уровня в точках А, В и С, местоположение которых показано на рис. 4.2

в середине пролива (точка В). Цунами начинается с отрицательной фазы в точке А и с положительной в точках В и С.

Распределения амплитуд волны цунами в её гребне и впадине вдоль западного и восточного берегов пролива показаны на рис. 4.5. Согласно этим расчётам максимальное понижение уровня (до -5 м) наблюдается непосредственно вблизи источника. К северу и югу высота волны быстро затухает. Максимум в гребне волны на западной границе меньше, чем во впадине, и составляет $+2,7$ м. На противоположном, восточном, берегу величины этих максимумов значительно меньше (примерно ± 1 м).

Численные расчёты проводились для широкого диапазона значений плотности материала оползня ($1,6 \leq \rho_2 \leq 2,2$ г/см³), коэффициента вязкости ($10^{-3} \leq \nu \leq 1$ м²/с) и исходных положений оползня на склоне. Оказалось, что результаты расчётов менее всего чувствительны к изменениям вязкости оползня. Увеличение вязкости с $0,001$ до $0,1$ м²·с⁻¹ приводит к изменению амплитуд волн всего на 1%. Чувствительность к изменениям плотности материала оказалась гораздо выше. Увеличение плотности ρ_2 с $1,6$ до $2,0$ г/см³ приводит к возрастанию амплитуды цунами на 20%. Наиболее важной характеристикой оползня, влияющей на формирование волн цунами, оказалось его начальное положение на склоне. Например, смещение центра оползня на 100 ближе

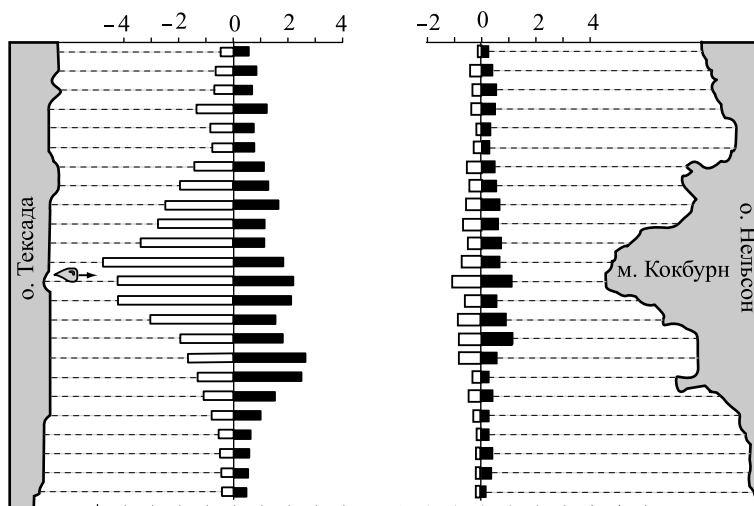


Рис. 4.5. Максимальные отклонения уровня в гребне и впадине волны цунами, рассчитанные для западного и восточного побережья пролива Маласпина

к берегу (при этом глубина над оползнем составляет около 30 м), приводит к возрастанию амплитуд волн цунами на 85%. Смещение центра оползня в мористую сторону (изменение глубины от 80 до 118 м) уменьшает высоты волн на 70%. Дополнительные тестовые расчёты показали, что амплитуды генерируемых поверхностных волн приблизительно пропорциональны объёму оползня. Суммируя эти результаты, можно заключить, что энергия оползневых цунами в первую очередь зависит от потенциальной энергии оползня (плотность, положение на склоне, объём). Вязкость оползневого тела не вызывает заметной диссипации энергии оползня, что оставляет определённую свободу в выборе коэффициента вязкости.

Характер взаимодействия тела оползня и поверхностных волн зависит от соотношения скоростей движения оползня и поверхностных волн (см. п. 2.3.3). Фактически процесс генерации волн оползнем аналогичен образованию корабельных (спутных) волн, возникающих при движении судна. Хорошо известен эффект резонансного возбуждения спутной волны, когда судно движется на мелководье со скоростью равной $c = \sqrt{gh}$, где h — глубина жидкости. В этом случае резко возрастает волновое сопротивление, и амплитуда волны начинает расти. Так и движущийся по дну оползень вызывает на поверхности воды возмущения, напоминающие спутную волну. При этом мерой “близости” к резонансу может служить число Фруда $Fg = U/c$, где U — скорость

оползня, а $c = \sqrt{gh(x, y)}$ — скорость гравитационных волн на переменном рельефе дна. Значение $F_r = 1$ соответствует резонансу. Для оползня, представляющего собой твёрдое недеформируемое тело, понятие “скорости движения” однозначно. Но в случае потока вязкой жидкости, частицы которого движутся с различными скоростями, ввести понятие “скорость оползня” непросто. Из-за условия “прилипания” на дне, скорость в нижней части оползня гораздо меньше, чем на его поверхности. Кроме того, во время движения тело оползня “растекается”, существенно меняя свою форму. Будем оценивать скорость оползня U_f как скорость движения его *фронта* (соответствующее число Фруда $F_r = U_f/c$).

Максимум скорости $U_{f \max}$, полученный в результате численного моделирования оползня в проливе Маласпина, составил 19,5 м/с на расстоянии около 1 км от берега о. Тексада. На графике, приведённом на рис. 4.6а показаны изменения скорости гравитационной волны $c = \sqrt{gh(x)}$ и скорости движения фронта вязкого оползня вдоль горизонтальной координаты (поперек пролива). На рис. 4.6б показана зависимость соответствующего значения числа Фруда. Максимальное значение числа Фруда $F_{r \max} = 0,46$ достигается при расстоянии от берега 0,85 км.

Для сравнения были выполнены расчёты движения оползня, задаваемого в виде твёрдого тела, скользящего по склону под действием силы тяжести и силы трения (между оползнем и дном). Коэффициент трения k задавался в диапазоне 0–0,2. Результаты расчётов представлены на рис. 4.6.

Динамика движения твёрдого тела по наклонной плоскости под действием силы тяжести с учётом трения такова, что существует “критический” уклон дна ψ , при котором скатывающая сила уравнивается силой трения, и оползень движется без ускорения $k = \operatorname{tg} \psi$. Можно считать, что “срыв” и последующее соскальзывание тела оползня происходит как раз тогда, когда “удерживающие” силы (силы трения) ослабляются (например, из-за эрозии на кромке слоя осадков) настолько, что сила скатывания начинает превосходить силу трения. Характерная величина наклона дна около острова Тексада $\psi \approx 6^\circ$, что соответствует $k = 0,1$. Для этого значения максимум скорости твёрдого оползня достигает величины $U_{\max}^k = 33,1$ м/с на расстоянии $x = 1,86$ км от берега, при этом число Фруда $F_{r \max} = 0,61$ оказывается максимальным на расстоянии $x = 0,95$ км, то есть гораздо ближе к берегу. Как видно из рисунка, число Фруда быстро достигает максимума на начальном участке скольжения вниз и постепенно

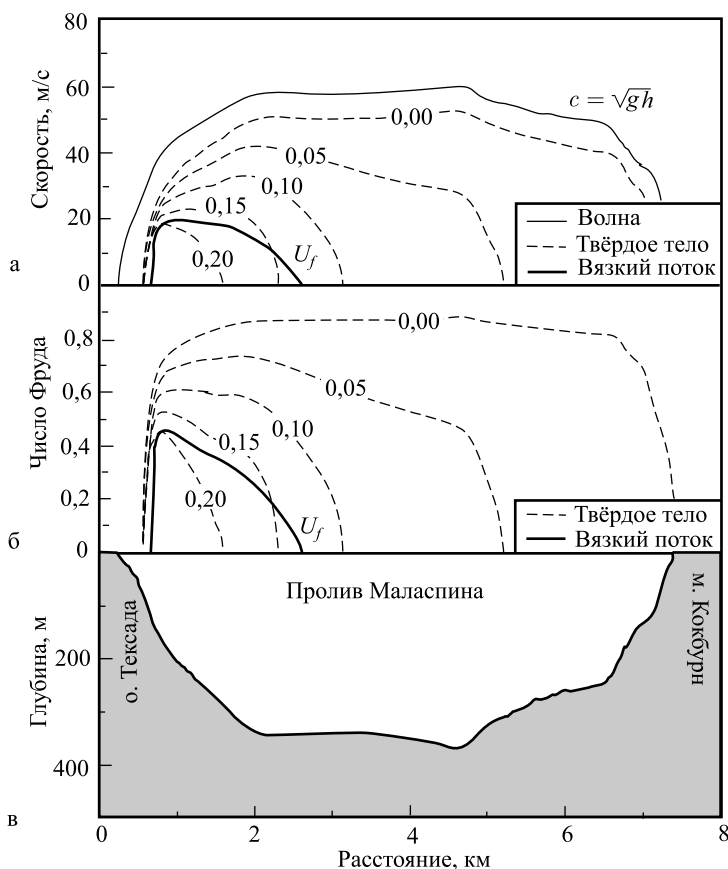


Рис. 4.6. Скорости длинных гравитационных волн, твёрдого оползня и фронта вязкого оползня в проливе Маласпина. Скорости движения твёрдого оползня рассчитаны для различных коэффициентов трения (от 0 до 0,2) (а). Числа Фруда, соответствующие этим скоростям (б); Профиль глубины в проливе (в)

спадает при выходе оползня на пологое дно. В конце концов, оползень останавливается, когда его потенциальная энергия уже израсходована на трение и генерацию волн. Расстояние "пробега" твёрдого оползня напрямую зависит от коэффициента трения, так для $k = 0,05, 0,10, 0,15$ и $0,20$ "пробег" составляет соответственно $x_s = 5,19, 3,13, 2,29$ и $1,58$ км.

Для $k < 0,15$ скорость движения и число Фруда для твёрдого оползня везде превышает скорость движения фронта вязкого потока. Расстояние "пробега" вязкого оползня составляет при этом 2,6 км.

Обратим внимание, что скорость движения подводных оползней, как правило, меньше, чем скорость длинных гравитационных волн (т.е. $Fg < 1$). Этот факт вытекает из элементарных физических соображений. Если рассматривать движение оползня без учёта волнового сопротивления и трения ($k = 0$), то его скорость определяется формулой

$$U = \sqrt{2g \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2} \Delta h}, \quad (4.1.6)$$

где Δh — изменение вертикального положения центра масс оползня. Предположим, что, спускаясь вниз по склону, оползень достиг некоторой глубины h . Очевидно, что для подводного оползня всегда выполняется неравенство $\Delta h < h$. Сопоставляя скорость оползня, определяемую формулой (4.1.6), и скорость длинных волн \sqrt{gh} , несложно заключить, что равенство этих величин возможно только при $\rho_2 > 2,0 \text{ г/см}^3$, то есть для хорошо консолидированных осадков и скальных пород. При учёте сил трения требуемая плотность оползневого тела окажется ещё больше. Таким образом, “резонанс” ($Fg = 1$) возможен только для оползней, состоящих из очень плотных материалов, или когда оползень входит в воду, имея некоторую начальную скорость. В последнем случае речь может идти как о субаэральных (частично погруженных) оползнях, так и об оползнях, соскальзывающих в воду с “сухого” берегового склона.

4.2. Возбуждение цунами при вулканических извержениях

Взрывы вулканических островов (коллапсы кальдер), эксплозивные (взрывоподобные) извержения подводных вулканов, пирокластические потоки, попадающие в воду, — все эти явления способны вызывать волны, которые по своей разрушительной силе ни в чём не уступают цунами сеймотектонического происхождения. Только в тихоокеанском регионе на настоящее время известно 66 цунами вулканического происхождения, причём в десяти случаях высоты волн достигали 10 м и более (до 55 м).

Одним из ярчайших исторических примеров вулканогенного цунами являются волны, вызванные активностью вулкана Кракатау в августе 1883 г [Choi et al, 2003]. 26 августа около 17 ч местного времени произошла серия громких взрывов, и вулкан выбросил облако пепла на высоту до 25 км. При этом образовалось небольшое цунами высотой 1–2 м. Утром 27 августа

произошло три колоссальных взрыва. Первый взрыв (5 ч 28 мин) разрушил гору Пербоеватан (Perboewatan) на острове Кракатау, имевшую 130 м высоты. Образовавшаяся при этом кальдера была немедленно заполнена морской водой, что привело к образованию небольшого цунами. В 6 ч 36 мин взорвалась и коллапсировала гора Данан (Danan), имевшая высоту 500 м, что вызвало волну цунами высотой до 10 м. Основной (третий) взрыв произошёл в 9 ч 58 мин. Он буквально разорвал на куски оставшуюся часть острова Кракатау (Rakata Island). Вулкан выбросил 9–10 км³ твёрдой породы и 18–21 км³ пирокластических отложений, которые распределились на площади около 300 км² со средней толщиной 40 м. Пепел покрыл территорию площадью около $2,8 \times 10^6$ км². На месте острова возникла кальдера диаметром 6 км и глубиной 270 м. Третий взрыв был сильнейшим звуком, который когда-либо слышало человечество. Ударные волны в атмосфере семь раз обогнули земной шар. Энергия, высвобождённая в процессе основного извержения вулкана Кракатау, составила $8,4 \cdot 10^{17}$ Дж. Образовавшиеся в результате третьего сильнейшего взрыва волны цунами достигали высоты 42 м, вглубь суши они проникали на расстояние до 5 км. Средняя высота волн на берегах Зондского пролива (между островами Ява и Суматра) составила около 15 м. Погибло, по крайней мере, 36 тыс. человек. Около 300 поселений было разрушено. Цунами, вызванное взрывом вулкана Кракатау, отмечалось повсеместно. Волны были записаны многими мареографами не только в Индийском, но в Тихом и в Атлантическом океанах. Вдали от берегов Индонезии амплитуда волн была сравнительно небольшой.

Если исходить из диаметра и глубины кальдеры, образовавшейся в результате взрыва вулкана Кракатау, то несложно оценить объём начального возмущения — “локального понижения” уровня океана. Эта величина составляет ~ 7 км³. Интересно отметить, что этот объём примерно соответствует объёму воды, вытесняемой подвижками дна при сильных землетрясениях (100×100 км² \times 1 м = 10 км³). Соответствующая начальному возмущению потенциальная энергия, которую можно оценить по формуле (2.1.2), составляет $\sim 6 \times 10^{15}$ Дж, что порядка 1% от энергии извержения.

Другое часто обсуждаемое событие произошло в бронзовом веке (около 35 веков назад) в Эгейском море. Существует гипотеза, что взрыв вулканического острова Тира (вулкан Санторин) и возникшее при этом цунами послужили причиной гибели мифической Атлантиды, а само взрывное извержение способство-

вало уничтожению Крито-Микенской культуры. В любом случае геологические следы этого цунами найдены на побережьях Греции и Турции [Minouga et al., 2003].

В настоящее время на Земле известно 933 действующих вулкана, из которых 195 являются подводными. Изучению генерации цунами при вулканических извержениях посвящены многие работы [Басов и др, 1981; Егоров, 1990; Пелиновский, 1996; Waythomas, Neal 1998; Belousov et al, 2000; Tinti et al, 2003; Ward, Day, 2001, 2003; Куркин, Пелиновский, 2004]. Основными физическими механизмами возбуждения вулканогенных цунами являются:

- 1) выброс в воду большого объёма вещества (от медленного истечения лавы до эксплозивного или взрывного извержения),
- 2) коллапс кальдеры (взрыв вулканического острова),
- 3) пирокластические потоки, обвалы и т. д.,
- 4) вулканические землетрясения.

Для подводных вулканов наиболее распространёнными являются первые два из перечисленных механизмов. Третий (обвальный) механизм может быть больше свойственен вулканам, расположенным на побережье, хотя не следует исключать возможность подводных оползней и обвалов, инициированных подводным извержением.

В отдельных случаях вулканические извержения могут провоцировать гигантские обвалы. Так, например, в работе [Ward, Day, 2001] отмечена возможность обвала части острова Лас-Пальмас (Канарские острова) во время следующего извержения расположенного там вулкана. По геологическим оценкам объём обвала может составить до 500 км^3 . Волна цунами, вызванная таким колоссальным обвалом, способна пересечь Атлантический океан и подойти к берегам Америки, имея высоту свыше 10 м.

В настоящем разделе мы будем рассматривать только те оригинальные механизмы формирования цунами, которые присущи именно вулканическим извержениям. В этой связи генерацию волн вулканическими землетрясениями, а также вулканогенными оползнями и обвалами мы здесь рассматривать не будем.

Вначале остановимся на некоторых особенностях формирования цунами при коллапсе кальдеры и последующем заполнении её водой. Если речь идет о подводном вулкане, то описание образующихся волн целиком сводится к задаче о генерации цунами деформацией дна, которая подробно исследована во 2-й и 3-й главах. Правда, в случае коллапса кальдеры, амплитуда “деформации дна” $\eta_0 \sim 10^2 - 10^3$ м, и горизонтальный размер области

деформации $D \sim 10^3 - 10^4$ м могут оказаться сравнимыми с глубиной океана. Заметим, что подводные вулканы могут располагаться как на малых (шельфовых), так и на больших (абиссальных) глубинах. Если происходит взрыв вулканического острова, то заполняемая водой кальдера, как и воды, окружающие остров, очевидно, характеризуются шельфовыми глубинами ($\sim 10^2$ м).

Внезапно образовавшаяся кальдера (при полном отсутствии препятствий для стока в неё воды) будет заполнена водой в течение времени $T \sim D/\sqrt{gH}$, где D — диаметр кальдеры, H — характерная глубина. Используя указанные выше диапазоны значений, получаем, что величина T изменяется в пределах 30–300 с. При более вероятном развитии событий, когда присутствуют препятствия для стока воды, время заполнения кальдеры может существенно увеличиться.

Итак, в результате коллапса кальдеры, мы имеем источник волн (сток массы) с характерным временем действия $10^2 - 10^3$ с. Объём воды, задействованной в процессе, можно оценить как $V \sim \pi D^2 H / 4 \sim 0,3 - 30$ км³. Полученные характеристики источника вполне соответствуют величинам сеймотектонического очага цунами. Коллапсы кальдер способны образовывать мощные длиннопериодные волны цунами. Моделирование распространения волн цунами, вызванных активностью вулкана Кракатау в 1883 г, которое выполнялось в рамках длинноволновой теории [Choi et al, 2003], показало хорошее согласование модельного и наблюденного времен вступления волн в различных удалённых от источника точках Мирового океана. Этот результат свидетельствует о том, что фронт волны действительно распространялся со скоростью, близкой к скорости длинных волн \sqrt{gH} , т.е. волны были достаточно длинными. Заметим, что в случае абиссальных глубин в районе коллапса кальдеры образуются сильно диспергирующие волны, которые быстро затухают при удалении от источника.

Далее остановимся на наиболее “оригинальном” из присущих вулканам механизмов генерации цунами. Речь идет о выбросе большого объёма вещества при подводном извержении. Вначале рассмотрим случай медленного истечения вещества. Адекватной моделью для описания процесса генерации волны будет система гидродинамических уравнений с источником массы (объёма). Предположим, что извержение подводного вулкана происходит медленно: из жерла с постоянной скоростью за время τ выбрасывается объём V_0 . Из общих физических соображений несложно оценить амплитуду и энергию поверхностных гравитационных

волн, вызванных таким подводным “извержением”. Пусть океан имеет фиксированную глубину H , а площадь жерла S невелика, и удовлетворяется условие $\sqrt{S} \ll H$. Конечно, модель океана постоянной глубины является ограниченной (жерло вулкана обычно расположено на конусе), но для представления общих физических закономерностей процесса такая упрощенная модель вполне применима.

Извергнутый объем вытеснит идентичный ему объем воды. Этот объем распределится по площади круга с радиусом, равным расстоянию, которое успеет пробежать длинная волна за время извержения $r = \tau\sqrt{gH}$. В результате имеем амплитуду начального возвышения воды

$$\xi_0 = \frac{V_0}{\pi\tau^2 gH}. \quad (4.2.1)$$

Потенциальная энергия такого начального возвышения, рассчитываемая по формуле (2.1.2),

$$W_p = \frac{\rho V_0^2}{2\pi\tau^2 H}. \quad (4.2.2)$$

Из формул (4.2.1) и (4.2.2) видно, что амплитуда и особенно энергия увеличиваются с ростом скорости выброса вулканогенного материала из жерла V_0/τ . А увеличение глубины океана снижает эффективность возбуждения цунами.

Для более точного описания волн, вызываемых потоком вещества, вытекающим из отверстия в дне радиуса R , можно применить общее решение задачи (2.2.15), (2.2.2), (2.2.3), полученное в п. 2.2.2 в рамках линейной потенциальной теории волн. Постановка осесимметричной задачи схематически представлена на рис. 4.7. В рассматриваемом случае граничное условие на дне (2.2.3) принимает следующий вид:

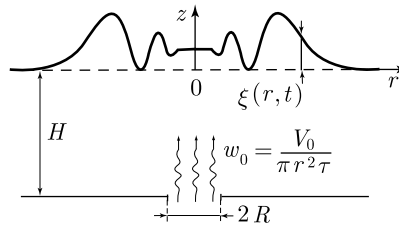


Рис. 4.7. Математическая постановка задачи о генерации цунами подводным извержением

$$\frac{\partial F}{\partial z} = w(r, t) = w_0(1 - \theta(r - R))(\theta(t) - \theta(t - \tau)), \quad z = -H, \quad (4.2.3)$$

где $w_0 = V_0/(\tau\pi R^2)$ — скорость истечения вещества из жерла. Смещение свободной поверхности, вызываемое потоком, истекающим из дна, определяется формулой

$$\xi(r, t) = \theta(t)\zeta(r, t) - \theta(t - \tau)\zeta(r, t - \tau),$$

$$\zeta(r, t) = \frac{V_0}{\pi R\tau} \int_0^\infty dk \frac{J_0(rk)J_1(Rk) \sin\left(t(gk \operatorname{th}(kH))^{1/2}\right)}{\operatorname{ch}(kH)(gk \operatorname{th}(kH))^{1/2}}. \quad (4.2.4)$$

Вид смещения свободной поверхности в момент окончания извержения ($t = \tau$), рассчитанный по формуле (4.2.4) при $\tau = 10\sqrt{H/g}$ и различных радиусах жерла $R/H = 0,1, 0,3, 1$ и 3 показан на рис. 4.8. Кривые представлены в безразмерных координатах. Ось абсцисс нормирована на расстояние, пройденное длинной волной за время извержения $\tau\sqrt{gH}$, ось ординат — на величину смещения свободной поверхности, определяемую оценочной формулой (4.2.1). Из рисунка видно, что форма и амплитуда возмущения свободной поверхности мало зависят от радиуса жерла при $R/H < 1$. Кроме того, видно, что величина ξ_0 , определяемая формулой (4.2.1), действительно является хорошей оценкой для амплитуды смещения поверхности.

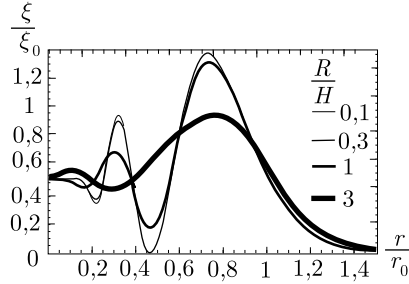


Рис. 4.8. Возмущение свободной поверхности, вызванное подводным извержением. Расчёт выполнен в момент окончания извержения при $t = 10\sqrt{H/g}$ для различных отношений радиуса жерла к глубине океана R/H (указаны на рисунке). Ось абсцисс нормирована на величину $r_0 = \tau\sqrt{gH}$, ось ординат — на $\xi_0 = V_0/(\pi\tau^2gH)$

Заметим, что использование теории несжимаемой жидкости накладывает естественные ограничения на скорость истечения вещества из жерла $w_0 < c$, где c — скорость звука в воде и на соотношение продолжительности извержения и глубины океана $\tau > 4H/c$.

Для оценок возьмем скромное, по сравнению с событиями 1883 г (Кракатау), извержение подводного вулкана, расположенного на глубине $H = 1000$ м. Пусть выброс вещества составит $V_0 = 1 \text{ км}^3$, а продолжительность извержения — $\tau = 100$ с. При указанной продолжительности процесса радиус возмущения (возвышения) на поверхности воды составит $r \approx 10$ км. Его высота, рассчитанная в соответствии с формулой (4.2.1), составля-

ет значительную величину $\xi_0 \approx 3$ м. А потенциальная энергия, рассчитанная по (4.2.2), составляет $W_p = 1,7 \cdot 10^{13}$ Дж. Цунами, образованное таким начальным возвышением, очевидно, может представлять серьезную угрозу.

В модели, описанной выше, мы полагали, что извержение является медленным процессом. Это дало нам основания пользоваться линейной теорией и считать воду несжимаемой. Но извержение подводного вулкана может иметь взрывной (эксплозивный) характер. В таком случае продукты извержения формируют в воде газовый пузырь, содержащий высокотемпературные газы и пары воды при высоких давлениях. Расширение и всплывание пузыря приводит к образованию купола или султана — возвышения на поверхности воды. Аналогом этого процесса является образование султана подводного взрыва. Следует подчеркнуть, что формирование газового пузыря на больших глубинах не всегда возможно из-за колоссального гидростатического давления.

В этом случае описание механизма волнообразования является сложной задачей. Но можно подобрать эквивалентный очаг и использовать его в качестве начального возмущения при расчёте волн цунами. Неплохое согласие с реальностью (взрывы в воде в диапазоне энергий $2 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^{10}$ Дж) достигается при следующей форме начального смещения поверхности воды [Курикин, Пелиновский, 2004]:

$$\xi_0(r) = H_S \left(2 \left(\frac{r}{R_s} \right)^2 - 1 \right) (1 - \theta(r - R_s)), \quad (4.2.5)$$

где R_s — радиус источника, H_S — амплитуда смещения уровня воды в очаге. Оба параметра, характеризующие источник, могут быть оценены через эквивалентную энергию взрыва (или вулканического извержения) [Le Mehaute, Wang, 1996].

В случае океана постоянной глубины H эволюция начального возмущения свободной поверхности, имеющего радиальную симметрию, описывается следующим выражением (общую теорию см. в п. 2.2.2)

$$\xi(r, t) = \int_0^{\infty} k dk A(k) J_0(kr) \cos(\omega(k)t), \quad (4.2.6)$$

$$A(k) = \int_0^{\infty} r dr \xi_0(r) J_0(kr), \quad (4.2.7)$$

где $\xi_0(r)$ — функция, описывающая форму начального возмущения, J_n — функция Бесселя 1-го рода n -го порядка. Связь между циклической частотой и волновым числом определяется известным дисперсионным соотношением для гравитационных волн на воде $\omega^2 = gk \operatorname{th}(kH)$. Для начального возмущения, имеющего форму, определяемую формулой (4.2.5), имеем

$$A(k) = -\frac{H_S R_S J_3(kR)}{k}. \quad (4.2.8)$$

На больших временах интеграл в выражении (4.2.6) представим при помощи метода стационарной фазы

$$\xi(r, t) \cong \sqrt{\frac{2\pi}{t|S''(k_0)|}} k_0 A(k_0) J_0(k_0 r) \cos\left(\omega(k_0)t - \frac{\pi}{4}\right), \quad (4.2.9)$$

где k_0 — экстремум функции $S(k) = \sqrt{gk \operatorname{th}(kH)} - kx/t$, который существует при условии $x < t\sqrt{gH}$.

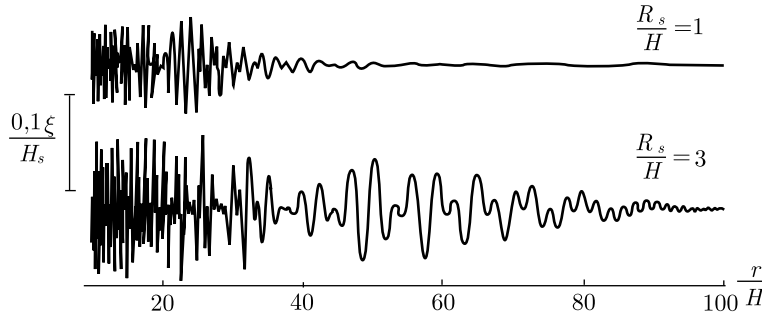


Рис. 4.9. Профиль волн, возбуждаемых подводным извержением. Расчёт выполнен при $t = 100\sqrt{H/g}$ для двух различных отношений радиуса начального возмущения к глубине океана R_S/H (значения указаны на рисунке)

На рисунке 4.9 в качестве примера показаны профили волн, образованные в результате эволюции начального возмущения (4.2.5). Расчёт выполнен по формуле (4.2.9) для момента времени $t = 100\sqrt{H/g}$ при двух различных радиусах исходного возмущения. Видно, что волны являются сильно диспергирующими, поэтому скорость распространения волнового пакета сильно зависит от радиуса исходного возмущения. Существование такой зависимости приводит к интересному эффекту (дисперсионному усилению), который впервые был отмечен в работе [Мирчина, Пелиновский, 1987]. Пусть происходят два или более последовательно усиливающихся извержения. Радиус R_S возмущения, создаваемого на поверхности воды, увеличивается с ростом силы

(энергии) извержения. В соответствии с ростом радиуса увеличивается и скорость распространения волнового пакета. Следовательно, в процессе распространения волн возможно наложение волновых пакетов от разных извержений, что может привести к значительному усилению амплитуды цунами. Напомним, в августе 1883 г произошли три извержения вулкана Кракатау, каждое из которых было сильнее предыдущего.

4.3. Метеоцунами

Длинные волны, аналогичные по своим характеристикам волнам цунами сейсмотектонического происхождения, могут образовываться в результате воздействия на водный слой различных атмосферных процессов. Эти волны принято называть анемобарическими волнами или метеоцунами. Впервые термин “метеоцунами”, по-видимому, появился в работе [Nomitsu, 1935].

Основными причинами возникновения метеоцунами служат подвижные неоднородности атмосферного давления или напряжение трения ветра. Сразу заметим, что, в отличие от иных механизмов генерации цунами, в данном случае важную роль играют резонансные эффекты, проявляющиеся, когда скорость распространения атмосферных возмущений и их период оказываются близкими к скорости длинных волн и периоду собственных колебаний акватории.

Аналогично цунами сейсмотектонического происхождения, метеоцунами — явление довольно редкое. Подобно тому, как не каждое землетрясение возбуждает цунами, так и не каждый циклон, атмосферный фронт, цуг внутренних гравитационных волн или иное атмосферное возмущение приводят к формированию метеоцунами. Известно большое количество примеров, когда достаточно сильные атмосферные возмущения не сопровождались генерацией длинных волн. Тем не менее, только в тихоокеанском регионе зафиксировано 36 событий, классифицируемых как цунами метеорологического происхождения.

Идентичность параметров цунами, вызываемых метеорологическими и сейсмотектоническими причинами такова, что в ряде случаев бывает сложно определить причину образования волн. Так, например, группа длинных волн высотой около 60 см и периодом 24–60 мин, зарегистрированная у побережья Южной Африки 11 мая 1981 г, была изначально принята за сейсмотектоническое цунами, и описана в сентябрьском номере “Tsunami Newsletter”. Позже эти волны были идентифицированы как ме-

теоцунами, вызванные глубоким циклоном и связанными с ним атмосферными волнами.

Из общих соображений понятно, что интенсификация атмосферных процессов, например, при тропических циклонах, должна приводить к возмущениям водного слоя и к генерации длинных волн. Прохождение циклонов почти всегда сопровождается значительными колебаниями атмосферного давления, усилением ветра, развитием штормового волнения. Экстремальные значения давления и скорости ветра в тропических циклонах достигают 870 ГПа (циклон “TIP”, октябрь 1979 г) и 82 м/с (циклон “LINDA”, сентябрь 1997 г). Часть энергии таких интенсивных атмосферных процессов, несомненно, должна переходить в энергию длинных волн. Но анализ синхронных измерений колебаний уровня океана и флуктуаций атмосферного давления свидетельствует о том, что непосредственная связь между этими процессами, за исключением отдельных случаев, несущественна [Munk, 1962; Kovalev et al, 1991; Rabinovich, Monserrat, 1996].

Вместе с тем имеется множество примеров наблюдения длинных волн, образование которых однозначно связано с атмосферными процессами. Так, например, в работе [Бондаренко, Бычков, 1983] описано возникновение длинных волн с периодом около 23 мин, вызванных внутренними гравитационными волнами с тем же периодом, которые распространялись над Каспийским морем в районе о-ва Свиной. Известны несколько случаев возникновения катастрофических волн на Великих озерах [Donn, Ewing, 1956]. 5 мая 1952 г, 26 июня и 6 июля 1954 г резкие скачки атмосферного давления, распространявшиеся со скоростями 20–40 м/с, привели к образованию сильных длинных волн, вызвавших значительные разрушения на побережье и даже гибель людей.

Широко известен аномальный характер сейшевых колебаний в бухте Нагасаки (о. Кюсю) [Рабинович, 1993]. Колебания с амплитудой $\sim 0,5$ м и периодом около 30 мин в этой бухте — типичное явление. Оно носит местное название “абики”. В ряде случаев волны абики способны достигать значительных амплитуд. Так, например, 31 марта 1979 г максимальная высота волн, приведших к значительным разрушениям и гибели 3 человек, составила 4,78 м. В работе [Hibiya, Kajima, 1982] было показано, что это событие было вызвано прохождением скачка атмосферного давления величиной от 2 до 6 ГПа над западной частью Восточно-Китайского моря. Скорость перемещения скачка давления была около 30 м/с.

Характерные глубины моря между областью зарождения возмущения и островом Кюсю составляют от 50 до 150 м. Соответствующие им скорости распространения длинных волн изменяются в пределах 22–38 м/с, что близко к скорости распространения атмосферного возмущения. Период волн, подошедших к бухте Нагасаки, также оказался близким к периоду собственных колебаний. В результате двойного резонанса высота волн возросла более чем в 100 раз. Таким образом, скачок давления всего в несколько ГПа вызвал образование волн абики в бухте Нагасаки высотой в несколько метров.

Другой известный пример — сейшевые колебания с периодом от нескольких минут до нескольких десятков минут, которые регулярно наблюдаются в летнее время у юго-восточного побережья Испании в районе Балеарских островов. В этом отношении наиболее известной является бухта Сьютаделла, расположенная в северо-западной части о. Менорка. Бухта имеет длину порядка 1 км, ширину около 90 м и практически ровное дно при глубине 5 м. В отдельных случаях сейши с типичным периодом около 10 мин достигают здесь высоты 4 м, приводя к серьезным повреждениям судов и береговых построек. Это бедствие получило местное название “риссага” [Monserrat et al, 1991]. Анализ синхронных измерений атмосферного давления и длинных волн, выполненный в работе [Rabinovich, Monserrat, 1996], позволил выявить ряд случаев возникновения сильных колебаний уровня, вызванных возмущениями атмосферного давления. Одно из таких событий — образование сейшевых колебаний в бухте Сьютаделла с размахом 0,87 м. Эти волны были сформированы в результате прохождения цуга интенсивных внутренних гравитационных волн в атмосфере с размахом около 200 Па и скоростью распространения около 30 м/с. Период атмосферных волн составлял порядка 1 часа, а их длина — более 100 км, что существенно превосходит период собственных колебаний бухты и её размеры. Эти различия исключают возможность резонансного отклика бухты. Скорее всего, длинные волны были сформированы в результате резонансных эффектов в открытом море, затем, подойдя к побережью, они вызвали сильные колебания в бухте. В пользу такого предположения свидетельствует тот факт, что скорость длинных волн на внешнем шельфе с глубинами ~ 100 м хорошо соответствовала скорости распространения атмосферных возмущений.

Явление метеоцунами имеет много общего с так называемыми штормовыми нагонами (storm surges). В монографии [Murty, 1984] штормовые нагоны определяются как колебания уровня

моря в прибрежной зоне или внутреннем водоёме с периодом от нескольких минут до нескольких дней, вызванные воздействием атмосферы. Заметим, что это определение исключает из рассмотрения ветровые волны и зыбь, так как им свойственны периоды, меньшие минуты. Фактически термины метеоцунами и штормовой нагон обозначают круг явлений, вызванных одной и той же причиной — воздействием атмосферы. Единственное формальное отличие штормового нагона от метеоцунами заключается в разнице максимальных периодов. Для цунами максимальный период не превышает нескольких часов, а штормовые нагоны могут продолжаться несколько суток.

Сильные штормовые нагоны с высотами до 5 м наблюдаются на побережье Китая в северной части Желтого моря. Колоссальные бедствия это явление причиняет республике Бангладеш, — только за последние десятилетия оно привело к гибели нескольких сотен тысяч человек. Известны штормовые нагоны и в Европе. Катастрофический нагон, произошедший в Северном море в период с 31 января по 2 февраля 1953 г, разрушил защитные береговые сооружения, затопил площадь 25000 км² и привел к гибели 2000 человек в Великобритании и Голландии [Гилл, 1986]. Знаменитые наводнения в Санкт-Петербурге также есть не что иное, как штормовые нагоны. Помимо Санкт-Петербурга, сильные штормовые нагоны в России имеют место на побережьях Азовского, Японского и Охотского морей.

Физический механизм формирования метеоцунами может быть связан с воздействием на поверхность воды атмосферного давления и касательных напряжений, создаваемых ветром. В принципе существует ещё и возможность нелинейной передачи энергии от относительно коротких ветровых (штормовых) волн к длинноволновым составляющим, но на этом механизме мы здесь останавливаться не будем.

С точки зрения математического описания, воздействие атмосферы на водный слой учитывается в граничном условии на свободной поверхности воды. Вместо традиционного для задач цунами условия постоянства давления на свободной поверхности воды, теперь мы будем полагать, что эта величина является переменной в пространстве и во времени $p_{\text{атм}} = p(x, y, t)$. Помимо давления, действующего на поверхность воды по нормали, существует также касательное напряжение трения, вызываемое ветром. Величина касательного напряжения на единицу площади поверхности \mathbf{T} связана со скоростью ветра \mathbf{U} следующим при-

ближенным соотношением:

$$\mathbf{T}_S = C \rho_{\text{атм}} \mathbf{U} |\mathbf{U}|,$$

где $\rho_{\text{атм}}$ — плотность воздуха, C — безразмерный эмпирический коэффициент, величина которого обычно лежит в пределах от 0,0012 до 0,003 [Лайхтман, 1970]. Аналогичная формула связывает скорость водного потока вблизи дна \mathbf{v} и напряжение трения, действующего на водный слой со стороны дна

$$\mathbf{T}_B = -C_B \rho \mathbf{v} |\mathbf{v}|,$$

где ρ — плотность воды, C_B — безразмерный эмпирический коэффициент, значение которого обычно полагают равным 0,0025 [Murty, 1984]. Напомним, что при генерации цунами подвижкой дна касательные напряжения на дне во внимание не принимаются (из-за малой продолжительности подвижки). Но в рассматриваемом случае действие касательного напряжения ветра может оказаться продолжительным (до нескольких суток) для передачи водному слою значительного импульса.

Присутствие касательных напряжений на свободной поверхности воды и на дне сопровождается формированием выраженной вертикальной структуры течения, которое в реальных природных условиях обычно является турбулентным. Из-за турбулентности решение задачи, очевидно, должно основываться не на уравнениях Навье-Стокса, а на уравнениях Рейнольдса. Существование вертикальной структуры течения затрудняет переход от общих нелинейных уравнений гидродинамики к уравнениям длинных волн. Но, если пренебречь нелинейным членом $(\mathbf{v}, \nabla) \mathbf{v}$, то уравнения Рейнольдса можно проинтегрировать по вертикальной координате от дна $z = -H$ до свободной поверхности воды $z = \xi$. В результате будет получена система уравнений, в которой будут фигурировать средние по глубине скорости течения, а член, описывающий вертикальный турбулентный перенос импульса, будет выражаться как разница напряжений на дне и свободной поверхности

$$\int_{-H}^{\xi} \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z} \right) dz = \frac{1}{\rho} (T_S - T_B).$$

Не вдаваясь в детали получения уравнений, которые подробно изложены, например, в монографии [Murty, 1984], приведём

вариант системы, используемой на практике для расчёта генерации и распространения метеоцунами [Vilibic et al., 2004]

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - fv &= \\ &= -g \frac{\partial \xi}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_{\text{атм}}}{\partial x} + \frac{(T_S - T_B)_x}{\rho(H + \xi)} + K_L \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right), \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + fu &= \\ &= -g \frac{\partial \xi}{\partial y} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_{\text{атм}}}{\partial y} + \frac{(T_S - T_B)_y}{\rho(H + \xi)} + K_L \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right), \\ \frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} ((H + \xi)u) + \frac{\partial}{\partial y} ((H + \xi)v) &= 0, \end{aligned}$$

где u, v — средние по глубине компоненты скорости, ξ — смещение свободной поверхности от равновесного положения, $f = 2\omega \sin \varphi$ — параметр Кориолиса, K_L — постоянный горизонтальный коэффициент турбулентной вязкости. В принципе величина K_L может являться переменной, тогда она должна стоять под знаком производной. В работе [Vilibic et al, 2004] полагалось, что $K_L = 15 \text{ м}^2/\text{с}$.

Рассмотрим основные физические закономерности процесса генерации метеоцунами на примере волн, вызываемых перемещающимися возмущениями атмосферного давления. Для наглядности задачу будем рассматривать в рамках простой одномерной модели. Пусть абсолютная величина смещения свободной поверхности от равновесного положения $|\xi|$, глубина океана $H = \text{const}$ и горизонтальный масштаб атмосферного возмущения a соотносятся следующим образом: $|\xi| \ll H \ll a$. С учётом таких предположений процесс формирования метеоцунами можно описывать линейными уравнениями теории длинных волн

$$\frac{\partial u}{\partial t} + g \frac{\partial \xi}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_{\text{атм}}}{\partial x}, \quad (4.3.1)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + H \frac{\partial u}{\partial x} = 0. \quad (4.3.2)$$

Если атмосферное давление является неизменным во времени, но зависит от пространственной координаты ($\partial/\partial t = 0$), то из уравнения (4.3.1) сразу следует так называемый “закон

обратного барометра”

$$\xi(x) = -\frac{p_{\text{атм}}(x)}{\rho g}. \quad (4.3.3)$$

В соответствии с этим законом локальное повышение атмосферного давления “продавливает” свободную поверхность моря, вытесняя воду в те области, где атмосферное давление ниже. И, наоборот, в области локального понижения давления — как, например, в циклонах, должно наблюдаться повышение уровня воды. Экстремальные значения вариаций атмосферного давления наблюдаются в тропических циклонах. В центре этих гигантских вихрей давление может уменьшаться на величину ~ 100 ГПа, что составляет около 10% от нормального атмосферного давления. Такой депрессии соответствует локальное поднятие уровня ~ 1 м. Но для большинства тропических циклонов и иных атмосферных процессов амплитуда возмущений давления и, соответственно, амплитуда отклонения свободной поверхности воды будут на 1–3 порядка меньше. Вариации атмосферного давления с амплитудой более 10% могут, по-видимому, возникать только при мощных взрывах естественного (вулканы, метеориты) или искусственного происхождения. В этих случаях возмущение давления, конечно, не будет являться неподвижным, а будет распространяться в атмосфере, скорее всего, как ударная волна.

Введём безразмерные переменные (знак * в дальнейшем будет опущен)

$$\begin{aligned} x^* &= \frac{x}{H}, & t^* &= t\sqrt{\frac{g}{H}}, & V^* &= \frac{V}{\sqrt{gH}}, \\ p_{\text{атм}}^* &= \frac{p_{\text{атм}}}{\rho gH}, & \xi^* &= \frac{\xi}{H}. \end{aligned} \quad (4.3.4)$$

Заметим, что квадрат безразмерной скорости представляет собой известное число Фруда $Fr = V^2/gH$. С учётом преобразований (4.3.4) система (4.3.1), (4.3.2) легко сводится к неоднородному волновому уравнению

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 p_{\text{атм}}}{\partial x^2}. \quad (4.3.5)$$

Если движение существует только на временах $t > 0$, то при нулевых начальных условиях решение уравнения (4.3.5) опреде-

ляется формулой [Тихонов, Самарский, 1999]

$$\xi(x, t) = \frac{1}{2} \int_0^t dT \int_{x-(t-T)}^{x+(t-T)} dX \frac{\partial^2 p_{\text{атм}}}{\partial X^2}. \quad (4.3.6)$$

Пусть движущееся возмущение атмосферного давления описывается формулой

$$p_{\text{атм}}(x, t) = p(x - Vt)\theta(t), \quad (4.3.7)$$

где p — произвольная функция, определяющая пространственное распределение давления, θ — ступенчатая функция Хевисайда, V — скорость движения возмущения. Динамика атмосферного процесса, описываемого формулой (4.3.7), такова, что в момент времени $t = 0$ возмущение атмосферного давления “включается” и начинает неограниченное во времени движение с постоянной скоростью V в положительном направлении оси Ox . В рассматриваемом случае интегралы в выражении (4.3.6) рассчитываются аналитически, и решение задачи даётся формулой

$$\xi(x, t) = \frac{p(x - Vt)}{V^2 - 1} - \frac{p(x - t)}{2(V - 1)} + \frac{p(x + t)}{2(V + 1)}. \quad (4.3.8)$$

Из формулы (4.3.8) следует, что волновое возмущение на поверхности воды имеет три компоненты. Одна из них распространяется со скоростью V , следуя вместе с областью измененного давления. Две другие компоненты соответствуют свободным волнам, бегущим в положительном и в отрицательном направлениях оси Ox со скоростью длинных волн. Амплитуда волн на поверхности воды сильно зависит от скорости распространения атмосферного возмущения. Причём для волн, бегущих в направлении распространения атмосферного возмущения, возможно резкое возрастание их амплитуды при $V \approx 1$. При точном выполнении равенства $V = 1$, рост амплитуды в рамках рассматриваемой модели является неограниченным. Этот эффект носит название “резонанс Праудмена”. Амплитуда волн, бегущих в отрицательном направлении оси O , такими особенностями не обладает. Всегда оставаясь сравнительно небольшой величиной, она монотонно убывает при увеличении скорости V .

Определить поведение волнового возмущения на поверхности воды в условиях резонанса можно, вычислив предел от выражения (4.3.8) при $V \rightarrow \infty$. В резонансных эффектах участвуют первые два члена выражения (4.3.8). При резонансе каждый из этих членов стремится к бесконечности, но их сумма имеет

конечный предел. Разложим функцию $p(x - Vt)$ в ряд Тейлора в точке $z_0 = x - t$ с точностью до линейного члена

$$p(z_0) \approx p(z_0) + p'(z_0) (z - z_0).$$

После элементарных преобразований получаем выражение, описывающее смещение свободной поверхности в случае резонанса

$$\xi_{\text{рез}}(x, t) = \lim_{V \rightarrow 1} \left(\xi(x, t) \right) = -\frac{p'(x-t)t}{2} - \frac{p(x-t)}{4} + \frac{p(x+t)}{4}. \quad (4.3.9)$$

Из формулы (4.3.9) следует, что при выполнении условий резонанса, волновое возмущение включает в себя три компоненты. Первая компонента представляет собой волну с амплитудой, линейно возрастающей во времени, причём скорость роста амплитуды пропорциональна производной от пространственного распределения давления. Две другие компоненты описывают волны, имеющие незначительную и фиксированную амплитуду.

Далее для определенности будем считать, что пространственное распределение давления в формуле (4.3.7) обладает гауссовой формой

$$p(z) = p_0 \exp \left\{ -\frac{z^2}{a^2} \right\}, \quad (4.3.10)$$

где p_0 — амплитуда давления. На рис. 4.10 в качестве примера представлены движение атмосферного возмущения (области локального повышения давления) и эволюция волн, вызванных этим возмущением. Расчёт выполнен в соответствии с формулой (4.3.8) при трёх различных скоростях движения возмущения. Из рисунка видно, что при скорости меньше критической ($V = 0,75$) непосредственно под атмосферным возмущением на поверхности воды формируется аналогичное по форме, но противоположное по знаку возмущение водной поверхности — вынужденная волна. Кроме того, возникают две свободные волны, бегущие в разные стороны, причём та из них, которая распространяется в направлении движения атмосферного возмущения, имеет большую амплитуду, а её полярность противоположна полярности вынужденной волны. При $V \ll 1$ амплитуда и полярность вынужденной волны соответствуют величине, определяемой законом обратного барометра. Природным прототипом медленно перемещающихся атмосферных возмущений являются практически все атмосферные процессы в открытом океане. Так, например, скорость перемещения тропического циклона обычно составляет $V \sim 5-10$ м/с, что существенно уступает скорости распространения длинных волн на больших глубинах $\sqrt{gH} \sim 200$ м/с (при $H = 4000$ м).

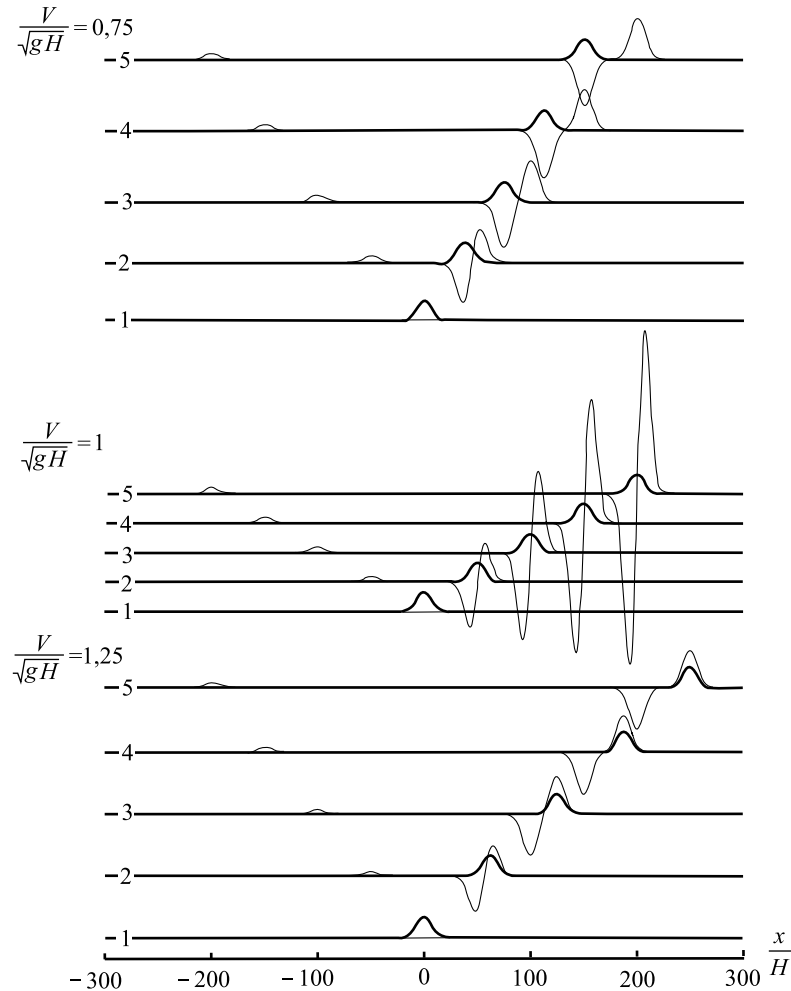


Рис. 4.10. Профили волн на свободной поверхности воды (тонкая линия), образованные возмущением атмосферного давления (толстая линия), перемещающимся со скоростью V . Расчёт выполнен при $a = 10$ для фиксированных моментов времени $t\sqrt{g/H} = 0, 50, 100, 150, 200$ (кривые 1–5)

В случае резонанса ($V = 1$) на поверхности воды наблюдаются только две волны. Вынужденная волна следует вместе с атмосферным возмущением, линейно наращивая свою амплитуду во времени. Вторая волна является свободной. Она бежит в противоположном направлении, и её амплитуда невелика. Подчеркнем, что в рамках рассматриваемой модельной задачи рост амплитуды вынужденной волны является неограниченным. Вы-

полнение условий резонанса возможно, например, на мелководье ($H \sim 10\text{--}100\text{ м}$), где скорость длинных волн ($\sqrt{gH} \sim 10\text{--}30\text{ м/с}$) может оказаться близкой к типичной скорости распространения атмосферных возмущений.

Если скорость V превышает критическую (на рис. 4.10 показан случай $V = 1,25$), то вынужденная волна оказывается аналогичной по форме и знаку возмущению атмосферного давления. Полярность свободной волны, бегущей в направлении движения атмосферного возмущения, отличается по полярности от вынужденной волны. Свободная волна, распространяющаяся в противоположном направлении, здесь, как и во всех случаях, повторяет полярность атмосферного возмущения. Из формулы (4.3.8) видно, что при больших значениях скорости V амплитуда отклика свободной поверхности асимптотически стремится к нулю. Заметим, что аналогичная зависимость для волн, образуемых бегущей подвижкой дна (2.3.33), имеет несколько иной характер: при больших скоростях V смещение поверхности стремится не к нулю, а к константе. В реальности скоростям диапазона $V \gg \gg 1$ могут соответствовать возмущения давления, связанные, например, с акустическими волнами в атмосфере или с распространением атмосферных внутренних волн над мелководным участком акватории.

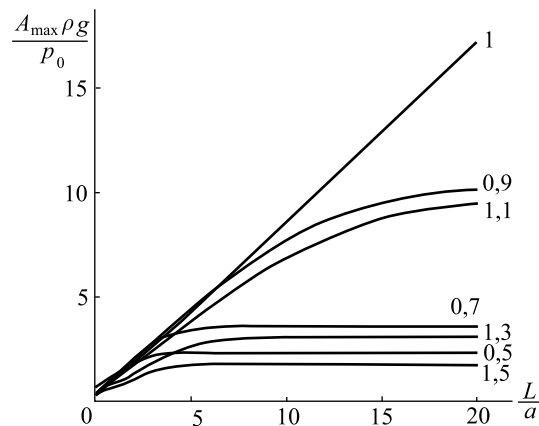


Рис. 4.11. Амплитуда (размах) волн на поверхности воды как функция расстояния $L = Vt$, пройденного возмущением атмосферного давления с амплитудой p_0 и с горизонтальным размером a . Расчёт выполнен при различных скоростях распространения атмосферного возмущения. Цифры у кривых — значения безразмерной скорости V/\sqrt{gH}

Рисунок 4.11 иллюстрирует характер изменения максимального размаха волн на водной поверхности в зависимости от

расстояния, пройденного атмосферным возмущением $L = Vt$. Максимальный размах рассчитывается по формуле

$$A_{\max}(x) = \max_t \left(\xi(x, t) \right) - \min_t \left(\xi(x, t) \right). \quad (4.3.11)$$

Из рисунка видно, что для заметного роста амплитуды необходимо, чтобы условие резонанса выполнялось вдоль трассы, на длине которой укладывается несколько горизонтальных размеров атмосферного возмущения. Если скорость $V \neq 1$, то рост амплитуды ограничен. Впрочем, на начальном этапе формирования волны, при $V \approx 1$, скорость роста амплитуды не сильно отличается от резонансного случая. Поэтому, если скорость атмосферного возмущения V варьируется в пределах $\pm 10\%$ от резонансной, то вполне возможно десятикратное возрастание амплитуды волнового возмущения по сравнению с величиной, определяемой законом обратного барометра.

Одним из важнейших свойств метеоцунами является пропорциональность коэффициента усиления волн отношению длины “резонансного” участка акватории к горизонтальному размеру атмосферного возмущения. Используя это свойство, можно заранее определить участки побережья, потенциально подверженные опасности метеоцунами. Для этого требуется проанализировать прибрежную батиметрию и выявить протяжённые участки шельфа, на которых возможно выполнение условий резонанса. Для этой работы, конечно, необходимо знать характерные скорости распространения атмосферных возмущений.

Учитывая, что типичные скорости перемещения атмосферных возмущений составляют от единиц до десятков метров в секунду, выполнение условий резонанса Праудмена наиболее вероятно для мелководных областей океана. Но на мелководье, при возбуждении метеоцунами значительной амплитуды, линейная теория оказывается неприменимой. Поэтому задачу о генерации волн атмосферными возмущениями целесообразно рассмотреть в рамках нелинейной теории длинных волн. Теперь будем полагать, что амплитуда смещения свободной поверхности воды может быть сравнима с глубиной бассейна, т.е. основные параметры задачи соотносятся следующим образом: $|\xi| \sim H \ll a$. Уравнения нелинейной теории длинных волн запишем в безразмерных переменных, имея в виду формулы (4.3.4),

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \frac{\partial \xi}{\partial x} = - \frac{\partial p_{\text{атм}}}{\partial x}, \quad (4.3.12)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} ((1 + \xi) u) = 0. \quad (4.3.13)$$

Решить полную нелинейную задачу (4.3.12), (4.3.13) аналитически не представляется возможным. Но в случае, когда движение атмосферного возмущения является неограниченным во времени ($-\infty < t < +\infty$), можно получить аналитическую связь смещения свободной поверхности в вынужденной волне и возмущения атмосферного давления.

Как и в линейной задаче, мы будем рассматривать возмущение атмосферного давления (отклонение от некоторого стандартного значения), которое перемещается с постоянной скоростью V в положительном направлении оси O

$$p_{\text{атм}}(x, t) = p(x - Vt). \quad (4.3.14)$$

Будем полагать, что отклик водного слоя представляет собой вынужденную волну, распространяющуюся со скоростью V в том же направлении

$$u(x, t) = u(x - Vt), \quad (4.3.15)$$

$$\xi(x, t) = \xi(x - Vt). \quad (4.3.16)$$

Последовательное дифференцирование по времени и интегрирование по пространству функций с аргументом вида $(x - Vt)$ аналогично умножению на величину $-V$

$$\int \frac{\partial}{\partial t} f(x - Vt) dx = -V f(x - Vt).$$

Используя этот факт, перейдем от дифференциальных уравнений (4.3.12), (4.3.13) к алгебраическим соотношениям [Pelinovsky et al., 2001]

$$-Vu + \frac{u^2}{2} + \xi = -p_{\text{атм}}, \quad (4.3.17)$$

$$-V\xi + (1 + \xi)u = 0. \quad (4.3.18)$$

Вообще говоря, выражения (4.3.17) и (4.3.18) верны с точностью до некоторых констант интегрирования. Мы выбрали значения этих констант таким образом, что нулевому возмущению атмосферного давления $p_{\text{атм}} = 0$ соответствуют нулевые скорости течения и нулевые смещения свободной поверхности $u = 0$, $\xi = 0$.

Исключая в системе уравнений (4.3.17) и (4.3.18) величину u , получаем связь между движущимся возмущением атмосферного

давления и соответствующим ему откликом свободной поверхности воды

$$p_{\text{атм}} = V^2 \left(\frac{\xi}{1 + \xi} - \frac{\xi^2}{2(1 + \xi)^2} \right) - \xi. \quad (4.3.19)$$

При $\xi \ll 1$ рассматриваемая задача сводится к линейной. При этом формула (4.3.19) может быть записана в виде

$$\xi = \frac{p_{\text{атм}}}{V^2 - 1}, \quad (4.3.20)$$

который полностью соответствует первому члену в аналитическом решении линейной задачи (4.3.8).

Смещение свободной поверхности ξ можно выразить в явном виде через возмущение давления $p_{\text{атм}}$ и в нелинейном случае. Уравнение (4.3.19) имеет три решения, причём некоторые из них при определенных значениях величин $p_{\text{атм}}$ и V не имеют физического смысла. Кроме того, вид решений определяется довольно громоздкими формулами. В этой связи намного проще задать некоторое смещение свободной поверхности и, пользуясь однозначной функциональной связью (4.3.19), определить возмущение давления, которое могло бы это смещение вызвать.

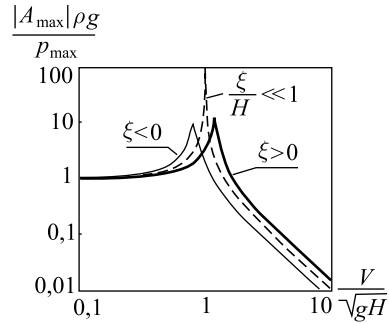
Для определенности будем полагать, что смещение свободной поверхности определяется функцией

$$\xi(x, t) = A_{\text{max}} \exp \left\{ -\frac{(x - Vt)^2}{a^2} \right\}.$$

Отвечающее ему возмущение давления, которое можно рассчитать по формуле (4.3.19), вблизи области резонанса или при больших значениях величины A_{max} , вообще говоря, имеет форму принципиально отличающуюся от гауссовой. Поэтому имеет смысл ввести некоторую величину p_{max} , характеризующую интенсивность вариаций давления. Пусть p_{max} обозначает размах давления, понимаемый в смысле формулы (4.3.11). Отношение величин A_{max} и p_{max} (в безразмерном виде $A_{\text{max}}\rho g/p_{\text{max}}$) показывает “коэффициент усиления” амплитуды волн.

На рисунке 4.12 величина $A_{\text{max}}\rho g/p_{\text{max}}$ представлена как функция скорости распространения атмосферного возмущения V . Пунктиром на рисунке показана зависимость соответствующая линейной теории и рассчитанная с использованием формулы (4.3.20). Видно, что в соответствии с нелинейной теорией коэффициент усиления зависит не только от скорости V , но и от знака образующейся волны. Для положительных волн точка ре-

Рис. 4.12. Отношение амплитуды смещения свободной поверхности A_{\max} и размаха возмущения атмосферного давления p_{\max} как функция скорости распространения атмосферного возмущения. Расчёт выполнен для положительного ($A_{\max}/H = 0,25$), отрицательного ($A_{\max}/H = -0,25$) и бесконечно малого (пунктир) смещения свободной поверхности



зонанса Праудмена оказывается смещённой вправо по сравнению с линейным случаем, а для отрицательных возмущений — влево. Кроме того, рост амплитуды волн при любых фиксированных значениях скорости V оказывается ограниченным. Этот факт является важнейшим проявлением нелинейности в рассматриваемой задаче. Коротко остановимся на его физической трактовке. Пусть, начиная с некоторого момента времени, выполняется условие резонанса $V^2/gH = 1$. Тогда на начальном этапе, в соответствии с линейной теорией, будет происходить рост амплитуды возмущения свободной поверхности. Но как только величина ξ достигнет достаточно больших значений, фактическая глубина бассейна, входящая в условие резонанса, изменится с H на $H \pm \xi$. В результате условие резонанса будет нарушено, и рост амплитуды приостановится. Дальнейшее увеличение амплитуды в некоторых случаях возможно, при постоянной корректировке условий резонанса за счет варьирования скорости V , либо при реализации некоторого специального профиля глубин вдоль трассы.

4.4. Космогенные цунами

Особый интерес в последнее время вызывает возможность возникновения катастрофических волн цунами при падении в океан тел из межпланетного пространства. Такие волны в современной научной литературе принято называть космогенными цунами. Обнаруженные на всех континентах геологические структуры, напоминающие по форме кратеры, лишь в последние 30–40 лет получили объяснение как следы соударения метеорных тел с Землей. Такие структуры, называемые астроблемами — звёздными ранами, содержат породы, возникшие при чудовищных давлениях (до миллиона атмосфер), обладают признаками ударно-волновых преобразований составляющих минералов

и нередко связаны с месторождениями алмазов. Сейчас на Земле найдено уже более 150 подобных объектов с характерными размерами от 1,2 км (Аризонский кратер, США) до 100 км (Попигайская астроблема, Восточная Сибирь, Россия). Мировой океан занимает примерно 2/3 поверхности нашей планеты, поэтому большая часть метеоритов падает именно в океан, дно которого хранит следы многих таких соударений, вызывавших в прошлом катастрофы планетарного масштаба [Kharif, Pelinovsky, 2005].

В силу того, что в этом разделе мы затрагиваем область, далёкую от океанологии, определим некоторые понятия. *Метеоритами* называют остатки *метеорных тел*, не разрушившихся полностью при движении в атмосфере и упавших на поверхность Земли из межпланетного пространства. По составу метеориты разделяют на три основных класса: каменные (93,3%), железокаменные (1,3%) и железные (5,4%). При вторжении в атмосферу метеорное тело в результате трения о воздух сильно нагревается и начинает ярко светиться (явление *болида*). По современным представлениям метеориты являются обломками родительских тел — астероидов. *Астероидами* называют малые планеты, имеющие диаметры примерно от 1 до 1000 км.

Задача описания космогенных цунами может быть разбита на три этапа. Во-первых, необходимо определить характеристики метеоритов (размеры, плотность и скорость), которые могут попасть в океан и оценить вероятность такого события. Во-вторых, требуется описать сильно нелинейный процесс взаимодействия метеорита с водным слоем и выявить связь параметров начального возмущения водного слоя и характеристик небесного тела. На третьем этапе должны анализироваться особенности распространения космогенного цунами в открытом океане и наката волн на берег. Все три этапа сопряжены со многими неопределенностями, возникающими в первую очередь из-за того, что на настоящее время ни одно космогенное цунами не было зарегистрировано.

По оценкам специалистов, потенциальную возможность столкнуться с нашей планетой имеют несколько тысяч крупных объектов (астероиды и кометы) с диаметром более 1 км [Solem, 1999]. Если с Землей столкнется космическое тело размером более 2 км, то это неизбежно приведет к глобальной катастрофе [Paine, 1999]. К счастью, вероятность такого столкновения крайне мала, и за всю письменную историю существования человечества таких катастроф не происходило. Объекты относительно небольших размеров регулярно бомбардируют Землю, но большинство из них разрушаются и сгорают ещё в верхних слоях атмосферы. Критический для каменного метеорного тела

размер, при котором он способен достичь поверхности Земли, составляет около 100 м в диаметре. Для железных объектов этот критический размер существенно меньше (~ 1 м), но они редко встречаются, и поэтому приниматься во внимание не будут.

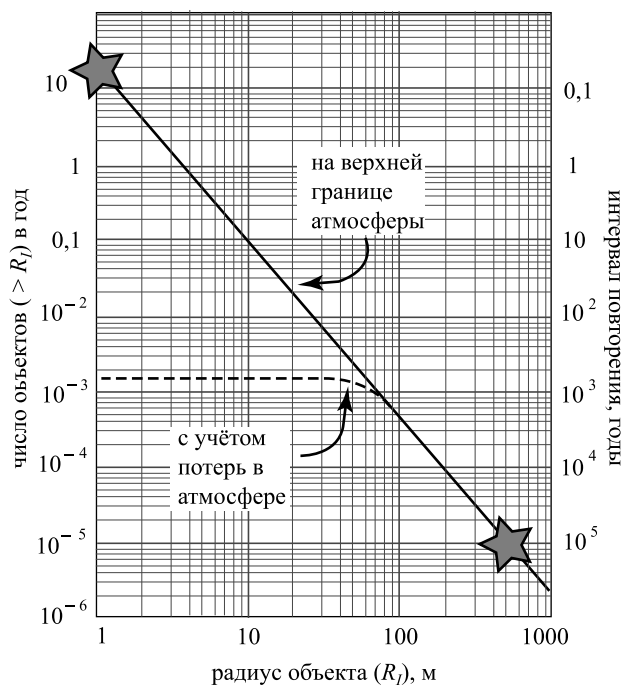


Рис. 4.13. Число астероидов, сталкивающихся с Землей за один год, в зависимости от радиуса. Пунктирная линия — количество объектов, достигающих поверхности Земли (с учётом потерь в атмосфере). Звездочками показаны данные работ [Nemtchinov et al., 1997; Shoemaker et al., 1990]. Рисунок заимствован из статьи [Ward and Asphaug, 2000]

По рисунку 4.13 можно судить о вероятности столкновения Земли с небесным телом, в зависимости от радиуса объекта. Эта зависимость получена в работе [Ward, Asphaug, 2000]. Фактически она представляет собой прямую (в логарифмическом масштабе), проведённую через две точки, показанные на рисунке звездочками. Первая точка основана на фактическом материале — наблюдениях с геостационарных спутников за взрывами метеорных тел с размерами ~ 1 м в атмосфере. Эти данные позволяют говорить о том, что в среднем в год происходит около 25 событий такого рода [Nemtchinov et al., 1997]. Вторая точка базируется на оценках частоты столкновения Земли с крупными

объектами (~ 1 км), сделанными в работах [Shoemaker et al., 1990; Toop et al., 1994]. Крупные объекты сталкиваются с нашей планетой приблизительно один раз в 100000 лет. Авторы работы [Ward, Asphaug, 2000] отмечают, что зависимость, представленная на рис. 4.13, не очень точна, но это лучшая оценка из всех, которые можно было бы сделать для объектов с радиусами 1–1000 м по имеющейся в настоящее время информации. Реальная частота столкновений Земли с небесными телами указанного диапазона размеров может отличаться в 3 раза по сравнению с предложенной зависимостью.

Пунктирная линия на рис. 4.13 показывает количество объектов, которые не разрушаются в атмосфере и способны достичь поверхности Земли. С точки зрения генерации цунами нас будут интересовать именно эти объекты, так как они способны эффективно воздействовать на водный слой. Конечно крупные метеорные тела, взрывающиеся в атмосфере на небольшой высоте (типа Тунгусского метеорита, 1908) над поверхностью океана также, вероятно, способны вызвать гравитационные волны, но, скорее всего, их энергии будет недостаточно для возбуждения опасных волн цунами.

Типичная плотность каменных астероидов составляет около 3000 кг/м^3 , скорость — 20 км/с . Предполагая сферичность формы объекта, легко оценить его кинетическую энергию. Так, например, метеорное тело диаметром 100 м будет обладать кинетической энергией $\approx 3 \cdot 10^{17}$ Дж. Эта величина соответствует энергии очень сильного сейсмотектонического цунами (см. рис. 3.1). А если диаметр объекта составит 1 км, то его энергия будет колоссальной $\approx 3 \cdot 10^{20}$ Дж. Это значение уже в несколько раз превышает энергию очага сильнейшего землетрясения XX века, произошедшего в 1960 году в Чили. Несложно оценить, что такой энергии достаточно для испарения 10^{11} м^3 воды (теплота парообразования воды $2,3 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$). Интересно отметить, что именно такой объём воды вытесняется подвижками дна при очень сильных землетрясениях (площадь источника $1000 \times 100 \text{ км}$, средняя вертикальная деформация дна 1 м). Впрочем, на испарение воды, скорее всего, идет сравнительно небольшая часть энергии.

Следуя работе [Ward and Asphaug, 2002], будем предполагать, что падение метеорита в океан создаёт на начальной стадии радиально симметричную полость, описываемую следующей

функцией:

$$\xi_0(r) = D_C \left(\frac{r^2}{R_C^2} - 1 \right) \left(1 - \theta(r - R_D) \right), \quad (4.4.1)$$

где D_C — глубина полости, R_C и R_D — внутренний и внешний радиусы полости, θ — ступенчатая функция Хевисайда. Случай, когда $R_D = R_C$ соответствует выбросу воды в атмосферу (или её испарению). Начальное возмущение при этом представляет собой впадину (рис. 4.14а). При $R_D = R_C\sqrt{2}$, вода, выброшенная из полости, формирует внешнюю кольцевую структуру (всплеск или кольцевой вал), объём которой в точности равен объёму воды, выброшенной из полости (рис. 4.14б).

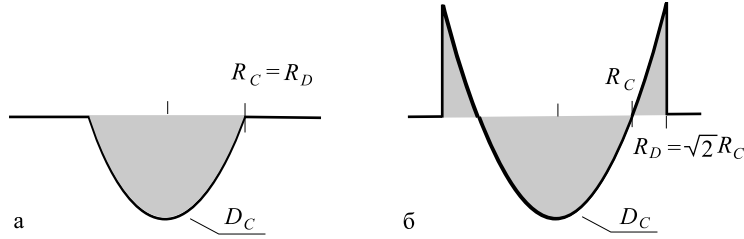


Рис. 4.14. Модельная форма возмущения (полости), образующегося в океане при падении метеорита. D_C — глубина полости, R_C и R_D — внутренний и внешний радиусы полости. Фрагмент рисунка заимствован из статьи [Ward and Asphaug, 2000]

Зная форму полости, можно оценить энергию цунами как потенциальную энергию начального возвышения

$$E_T = \frac{\pi \rho_w g}{2} (D_C R_D)^2 \left(1 - \frac{R_D^2}{R_C^2} + \frac{R_D^4}{3R_C^4} \right), \quad (4.4.2)$$

где ρ_w — плотность воды, g — ускорение силы тяжести. В случае $R_D = R_C\sqrt{2}$ общая формула (4.4.2) принимает более простой вид

$$E_T = \frac{\pi \rho_w g}{3} (D_C R_C)^2. \quad (4.4.3)$$

В энергию цунами переходит лишь часть ε кинетической энергии метеорита E_I , поэтому можем записать

$$E_T = \varepsilon E_I = \varepsilon \frac{\rho_I (4\pi/3) R_I^3 V_I^2}{2}, \quad (4.4.4)$$

где ρ_I , R_I и V_I — плотность, радиус и скорость метеорита. Доля энергии метеорита, переходящая к цунами, вообще говоря, не

является константой, а зависит от свойств водного слоя и падающего тела.

Сопоставляя выражения (4.4.3) и (4.4.4), можно выразить глубину полости следующим образом:

$$D_C = \left(\frac{2\varepsilon\rho_I R_I^3 V_I^2}{\rho_w g R_C^2} \right)^{1/2}. \quad (4.4.5)$$

Далее предположим, что связь между глубиной полости и её радиусом имеет вид

$$D_C = q R_C^\alpha, \quad (4.4.6)$$

где q и α — коэффициенты, связанные со свойствами метеорита и водного слоя. Подстановка связи (4.4.6) в формулу (4.4.5), позволяет выразить радиус полости следующим образом:

$$R_C = R_I \left(2\varepsilon \frac{V_I^2}{g R_I} \right)^\delta \left(\frac{\rho_I}{\rho_w} \right)^{1/3} \left(\left(\frac{\rho_w}{\rho_I} \right)^{1/3-\delta} \left(\frac{1}{q R_I^{\alpha-1}} \right)^{2\delta} \right), \quad (4.4.7)$$

где $\delta = 1/(2\alpha + 2)$. Вид формулы (4.4.7) соответствует известному соотношению для радиуса (диаметра) кратера [Schmidt and Holsapple, 1982]

$$R_C^{SH} = R_I \left(\frac{1}{3,22} \frac{V_I^2}{g R_I} \right)^\beta \left(\frac{\rho_I}{\rho_T} \right)^{1/3} \left(\frac{C_T}{1,24} \right), \quad (4.4.8)$$

где β и C_T — параметры, зависящие от свойств мишени (в данном случае воды). Для воды их значения $\beta \approx 0,22$ (т. е. $\alpha = 1/(2\beta) - 1 \approx 1,27$), $C_T \approx 1,88$. Сопоставляя формулы (4.4.7) и (4.4.8), можно заметить, что в энергию цунами переходит порядка 16% кинетической энергии падающего тела ($\varepsilon = 1/(2 \times 3,22) \approx 0,16$). Это, конечно, приблизительная оценка, и она верна лишь в том случае, если в действительности величина ε не подвержена сильным изменениям.

Величина q , входящая в формулу (4.4.6), слабо меняется при изменении размера падающего небесного тела R_I и соотношения плотностей ρ_I/ρ_w . Сопоставляя формулы (4.4.7) и (4.4.8), несложно получить следующую приближённую зависимость:

$$q \approx 0,39 \left(\frac{\rho_w}{\rho_I} \right)^{0,26} \frac{1}{R_I^{0,27}}. \quad (4.4.9)$$

В случае, когда плотность небесного тела в три раза превосходит плотность воды, ($\rho_I/\rho_w = 3$), величина q изменяется в пределах от 0,1 ($R_I = 50$ м) до 0,054 ($R_I = 500$ м).

Для упрощения расчётов вместо громоздких выражений (4.4.6) и (4.4.8) можно использовать приближенные формулы, имеющие силу при $V_I = 20$ км/с и $\rho_I/\rho_w = 3$ [Ward and Asphaug, 2002]

$$R_C \approx 98 \cdot R_I^{3/4}, \quad (4.4.10)$$

$$D_C \approx 0,64 \cdot R_C. \quad (4.4.11)$$

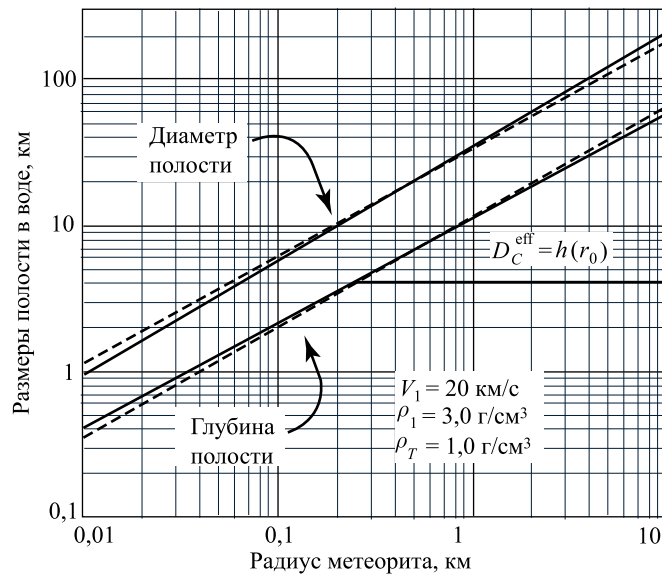


Рис. 4.15. Размер полости (глубина и диаметр), образующейся в воде при падении метеорита, как функция радиуса метеорита. Рисунок заимствован из статьи [Ward and Asphaug, 2002]

На рисунке 4.15 зависимости (4.4.6) и (4.4.8) показаны сплошными линиями, приближённые связи (4.4.10) и (4.4.11) — пунктиром. Диаметр полости обычно в 2,5–3 раза превосходит её глубину. Так, например, космическое тело радиусом 200 м при попадании в океан образует полость диаметром около 10 км и глубиной порядка 3,5 км. Заметим, что, для небесных тел с радиусом $R_I > 300$ м, расчётная глубина полости D_C будет, как правило, превышать глубину океана H . В этом случае кратер будет образован не только в воде, но и в дне океана. Чтобы избежать излишнего усложнения задачи, далее мы будем пола-

гать, что при $D_C > H$, вступает в действие эффективная глубина полости D_C^{eff} , равная глубине океана. При этом радиус полости рассчитывается прежним образом.

На рисунке 4.16 сопоставлены формы полости, рассчитанной по предлагаемой параметризации (4.4.6), (4.4.8) и полученной в результате детального численного моделирования процесса, выполненного в работе [Crawford and Mader, 1998]. Видно, что согласование сложной нелинейной модели и предлагаемых параметризаций является вполне удовлетворительным. Заметное расхождение наблюдается лишь во внешней кольцевой структуре, но для оценочных расчётов цунами оно не имеет большого значения. Коротковолновые компоненты, составляющие внешнюю кольцевую структуру, из-за дисперсии и диссипации не будут играть заметной роли вдали от источника.

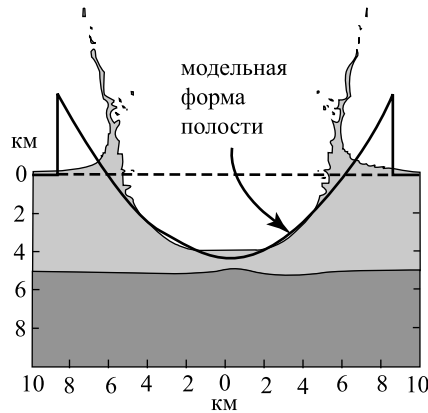


Рис. 4.16. Форма полости, образующейся в воде при падении метеорита: сопоставление результатов численного моделирования [Crawford and Mader, 1998] и идеализированной модели (формула (4.4.1) с учётом связей (4.4.6) и (4.4.8)). Расчёт выполнен для момента времени 25 с при диаметре астероида 500 м, скорости падения 20 км/с, плотности $3,32 \text{ г/см}^3$, глубине океана 5 км. Рисунок заимствован из статьи [Ward and Asphaug, 2000]

На следующем этапе мы должны описать эволюцию волн от начального возмущения (4.4.1), созданного небесным телом. Мы полагаем, что в тот момент времени, когда полость и кольцевой вал за ней сформировались, скоростью движения частиц воды можно пренебречь. Для описания волн воспользуемся линейной потенциальной теорией. Учёт фазовой дисперсии в данной задаче является принципиальным, поэтому применение длинноволнового приближения недопустимо. Заметим, что из-за больших амплитуд волн (сравнимых с глубиной) использование линейной теории также не является вполне корректным. Но для приблизительной оценки свойств космогенного цунами такой подход вполне оправдан.

В случае океана постоянной глубины эволюция начального возмущения свободной поверхности, имеющего радиальную

симметрию, описывается следующим выражением (общую теорию см. в п. 2.2.2)

$$\xi(r, t) = \int_0^{\infty} k dk A(k) J_0(kr) \cos(\omega(k) t), \quad (4.4.12)$$

$$A(k) = \int_0^{\infty} r dr \xi_0(r) J_0(kr), \quad (4.4.13)$$

где $\xi_0(r)$ — функция, описывающая форму начального возмущения, J_0 — функция Бесселя 1-го рода 0-го порядка. Связь между циклической частотой и волновым числом определяется известным дисперсионным соотношением для гравитационных волн на воде $\omega^2 = gk \operatorname{th}(kH)$. Для начального возмущения, определяемого формулой (4.4.1), преобразование Фурье-Бесселя (4.4.13) даёт следующий вид зависимости амплитуды пространственных гармоник от волнового числа

$$A(k) = D_C \frac{R_D \left((R_D^2 - R_C^2) k J_1(k R_D) - 2 R_D J_2(k R_D) \right)}{R_C^2 k^2}. \quad (4.4.14)$$

На рисунке 4.17 в качестве примера расчёта показаны волны, вызванные падением небесного тела радиусом 100 м, плотностью 3000 кг/м^3 , двигавшегося со скоростью 20 км/с, в океан глубиной 4 км. Видно, что в первые минуты после падения в непосредственной близости от точки падения высота волн может достигать колоссальных амплитуд порядка 1 км и более. На рисунке 4.18 в безразмерных координатах представлены зависимости фазовой и групповой скоростей гравитационных поверхностных волн на воде от волнового числа. На этом же графике показано распределение амплитуд пространственных гармоник по волновым числам, которое рассчитано в соответствии с формой начального возмущения (4.4.1) при внутреннем радиусе полости, равном глубине океана. Распределение амплитуд определяется функцией $|k A(k)|$, где $A(k)$ даётся формулой (4.4.14). Положение пространственного спектра на оси волновых чисел очевидным образом связано с радиусом полости. Поэтому, основываясь на данных расчёта при $R_C = H$, из которых следует, что максимум спектра приходится на значение $kH \approx 2,97$, можно записать формулу, определяющую положение максимума в зависимости от радиуса полости $k_{\max} \approx 2,97/R_C$. В пересчете на длины волн

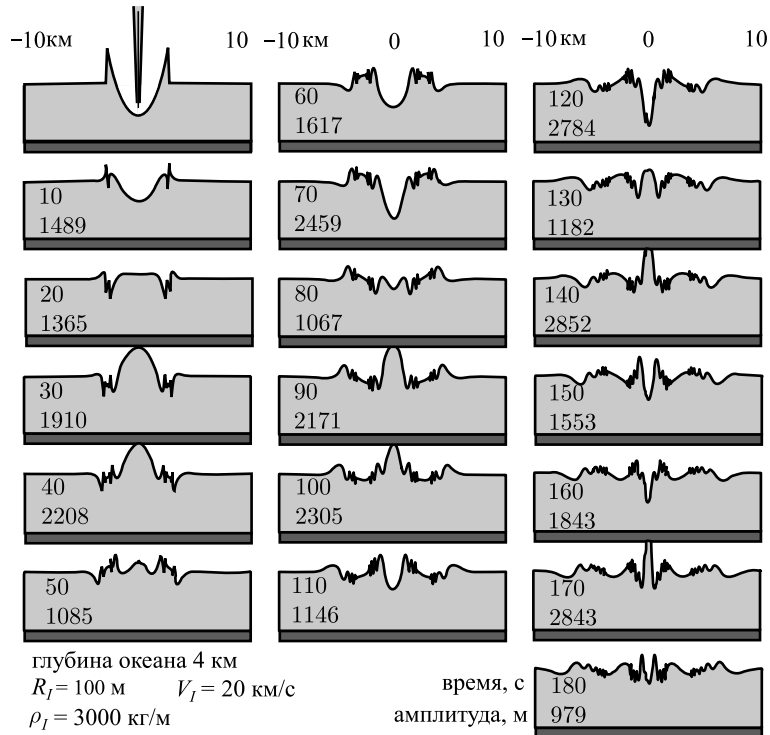


Рис. 4.17. Динамика волнового возмущения вблизи точки падения метеорита в первые 3 мин. Рисунок заимствован из статьи [Ward and Asphaug, 2000]

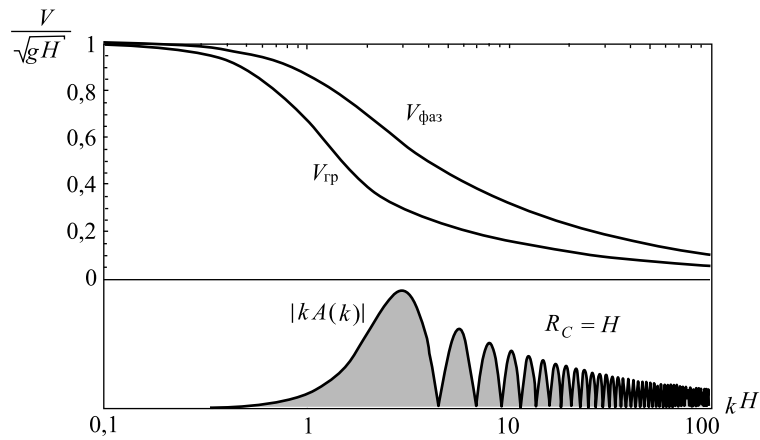


Рис. 4.18. Фазовая и групповая скорости гравитационных волн на воде в зависимости от волнового числа, пространственный спектр (абсолютная величина функции $kA(k)$)

это соответствует $\lambda_{\max} \approx 2,12R_C$, что несколько больше диаметра полости. Воспользовавшись дисперсионным соотношением, несложно определить период, соответствующий максимуму спектра $T_{\max} = 2\pi/\sqrt{gk_{\max} \operatorname{th}(k_{\max}H)}$. При типичных значениях $R_C = H = 5$ км период составит $T_{\max} \approx 83$ с. Напомним, что диапазон периодов волн цунами 10^2-10^4 с. Видно, что порядки величин периодов волн, вызываемых падением метеоритов, соответствуют самой короткопериодной области спектра цунами. Этот факт существенным образом отражается на характере распространения космогенных цунами. В отличие от волн сейсмотектонического происхождения, космогенные цунами не имеют фронта, распространяющегося со скоростью длинных волн \sqrt{gH} . Из рис. 4.18 видно, что в их спектре просто отсутствуют компоненты с необходимой длиной волны ($kH < 0,1$). Что касается энергонесущих компонент, то они будут распространяться существенно медленнее (при $R_C = H$ примерно в два раза), чем обычные сейсмотектонические цунами.

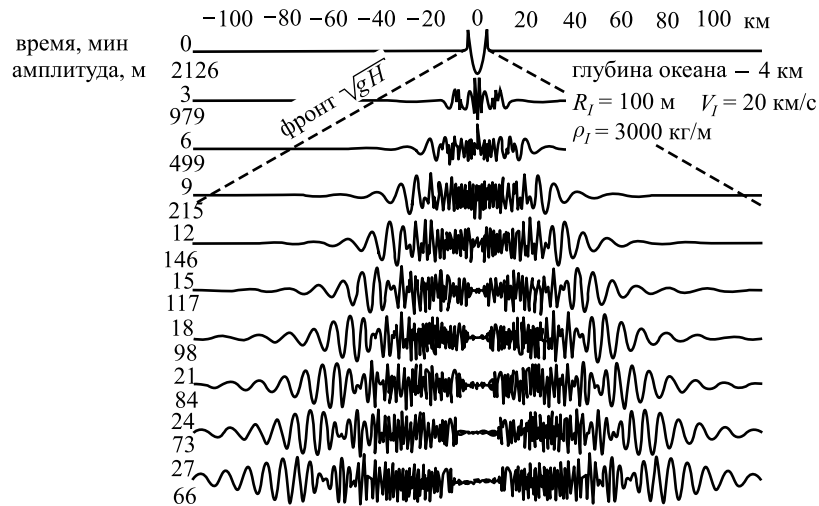


Рис. 4.19. Динамика волнового возмущения на больших временах. Основа рисунка заимствована из статьи [Ward and Asphaug, 2000]

Прямой расчёт волн на больших временах, результаты которого показаны на рис. 4.19, подтверждает изложенные выше соображения. В точке, соответствующей положению фронта длинной волны, видимый сигнал отсутствует. Волновой пакет, в котором на больших временах лидируют длинноволновые компоненты, распространяется со скоростью более, чем в 2 раза

уступающей скорости длинных волн. При этом амплитуда волн с течением времени и при удалении от области зарождения быстро уменьшается. Так, если на 3-й минуте после падения небесного тела амплитуда составляет более 2000 м, то через 27 минут она уже не превышает 70 м. Причём за это время волны заметной амплитуды успевают распространиться всего на 100 км. Заметим, что длинные волны за 27 минут покрывают расстояние более 300 км.

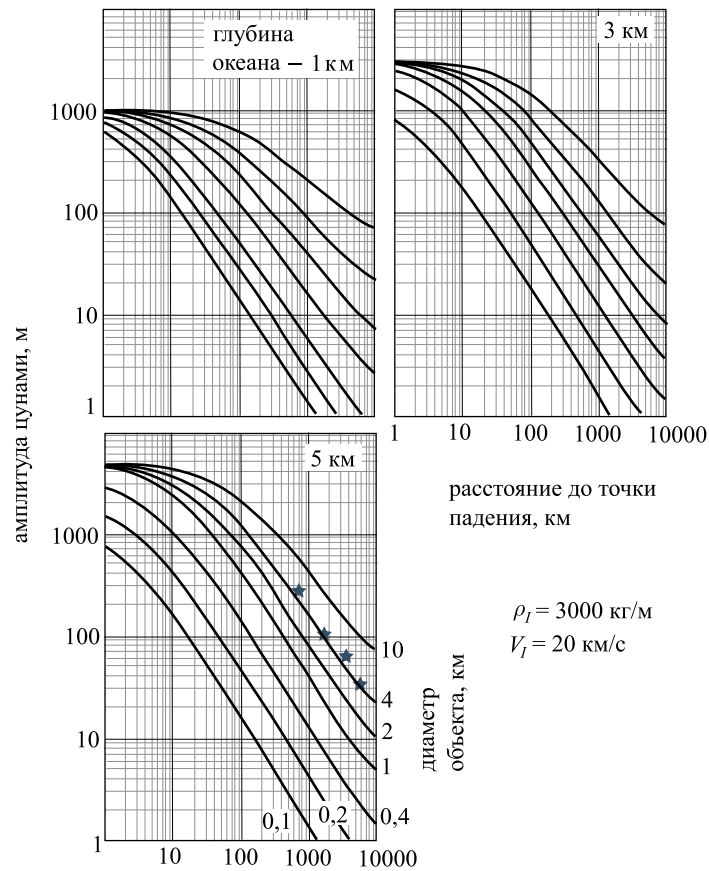


Рис. 4.20. Уменьшение амплитуды космогенного цунами при удалении от точки падения объекта. Расчёт выполнен при различных размерах объектов и глубинах океана. Рисунок заимствован из статьи [Ward and Asphaug, 2002]

Анализ многочисленных расчётов позволил авторам работы [Ward and Asphaug, 2000] предложить формулу, описывающую ослабление космогенных цунами с расстоянием в океане посто-

янной глубины. Эти расчёты показывают изменение амплитуды волн только в связи с геометрическим фактором и фазовой дисперсией. Диссипативные факторы и сферичность Земли во внимание не принимаются. Кроме того, делается предположение, что вне зависимости от характеристик падающего в океан небесного тела, начальная амплитуда волн не может превосходить глубину океана.

$$\xi_{\max}(r) = \min(D_C, H) \left(\frac{1}{1 + r/R_C} \right)^\gamma, \quad (4.4.15)$$

где $\gamma = 1/2 + 0,575 \exp\{-0,035R_C/H\}$. Зависимость (4.4.15) показана на рис. 4.20. Она рассчитана для различных размеров падающих небесных тел и глубин океана. Данные, показанные на рисунке, позволяют оценить степень опасности цунами космогенного происхождения (высоту волн) на различных удалениях от точки падения. При подходе к побережью из-за уменьшения глубины амплитуда волн (как это свойственно всем цунами) будет увеличиваться в несколько раз.

В заключение ещё раз обратим внимание на то, что вероятность падения на Землю крупного метеорита, способного вызвать значительные волны цунами, исчезающее мала. Если все же такое событие произойдет, то среди прочих катастрофических последствий волны цунами, несомненно, будут играть не последнюю роль.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЦУНАМИ В ОКЕАНЕ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ПОБЕРЕЖЬЕМ

5.1. Традиционные представления о задаче распространения цунами

Вплоть до последней четверти 20-го века все измерения волн цунами выполнялись исключительно береговыми станциями. Только в последние десятилетия уровень развития техники обеспечил возможность уверенной регистрации цунами в открытом океане и даже непосредственно в источнике во время генерации. Измерения параметров волн при помощи датчиков придонного давления [Жак, Соловьев, 1971; Gonzalez et al., 1987; Куликов, Гонзалес, 1995; Milburn et al, 1996] и спутниковых радиовысотомеров [Okal et al., 1999; Куликов и др., 2005] позволяют с уверенностью утверждать, что амплитуда цунами в открытом океане, как правило, составляет от нескольких сантиметров до нескольких десятков сантиметров. В наиболее сильных случаях вблизи источника амплитуда смещения свободной поверхности воды, по-видимому, может достигать нескольких метров.

В любом случае вдали от побережья амплитуда цунами A оказывается существенно меньше, чем глубина океана H . Величина H в свою очередь существенно уступает длине волны λ . Эти два факта позволяют в первом приближении рассматривать цунами как длинные (недиспергирующие) линейные волны, скорость которых определяется простой формулой $c = \sqrt{gH}$, где g — ускорение силы тяжести. Период волн цунами T соответствуют диапазону 10^2 – 10^4 с. Учитывая связь $\lambda = T\sqrt{gH}$, условие $\lambda \gg H$ можно переписать в виде $T\sqrt{g/H} \gg 1$. Легко убедиться, что для указанного диапазона периодов это условие всегда хорошо выполняется при малых (шельфовых) глубинах. Но для короткопериодных цунами, распространяющихся в открытом океане, выполнение условия не столь очевидно.

Линейная теория длинных волн, представляющая собой самый простой вариант теории гравитационных поверхностных волн на воде, является вполне приемлемым приближением для описания процесса распространения цунами в открытом океане на коротких трассах. Но при распространении волн на большие расстояния дисперсионные и нелинейные эффекты, которые имеют свойство накапливаться, способны существенно изменить не только амплитуду, но и структуру волнового возмущения.

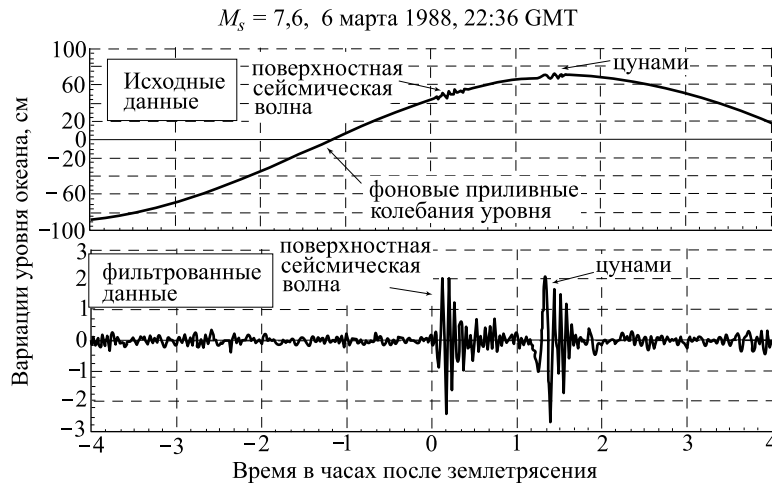


Рис. 5.1. Пример регистрации цунами в открытом океане датчиком придонного давления. Рисунок заимствован из статьи [Milburn et al, 1996]

Проявления фазовой дисперсии хорошо наблюдаются при измерениях волн цунами в открытом океане придонными датчиками давления. На рис. 5.1 в качестве примера приведена запись вариаций уровня океана при прохождении слабого цунами, вызванного подводным землетрясением в заливе Аляска 6 марта 1988 г [Milburn et al, 1996]. Расстояние между эпицентром землетрясения и точкой регистрации составляло 978 км. На верхней части рисунка показана оригинальная запись, на которой преобладают приливные колебания уровня. На нижней части рисунка представлен фильтрованный сигнал, из которого удалена приливная компонента. На записи хорошо различимы две группы волн. Первая группа, вступающая практически сразу после землетрясения, представляет собой отклик датчика давления на поверхностную сейсмическую волну. Вторая группа волн, вступающая с задержкой более одного часа, представляет собой колебания уровня океана, вызванные прохождением

ем цунами. На записи цунами хорошо заметно, что вначале следуют длиннопериодные компоненты сигнала, и лишь затем появляются короткопериодные осцилляции. Этот факт хорошо фиксируется спектрально-временным анализом, результаты которого показаны на рис. 5.2. Спектральный состав сигнала не только изменяется с течением времени, но и ход этих изменений удовлетворяет закону дисперсии гравитационных волн на воде [Куликов, Гонзалес, 1995]. Закон дисперсии на рисунке показан сплошной кривой, рассчитанной по формуле $t(\omega) = L/C_{gr}(\omega)$, где L — расстояние от датчика до эпицентра землетрясения, $C_{gr}(\omega)$ — групповая скорость, являющаяся функцией циклической частоты ω .

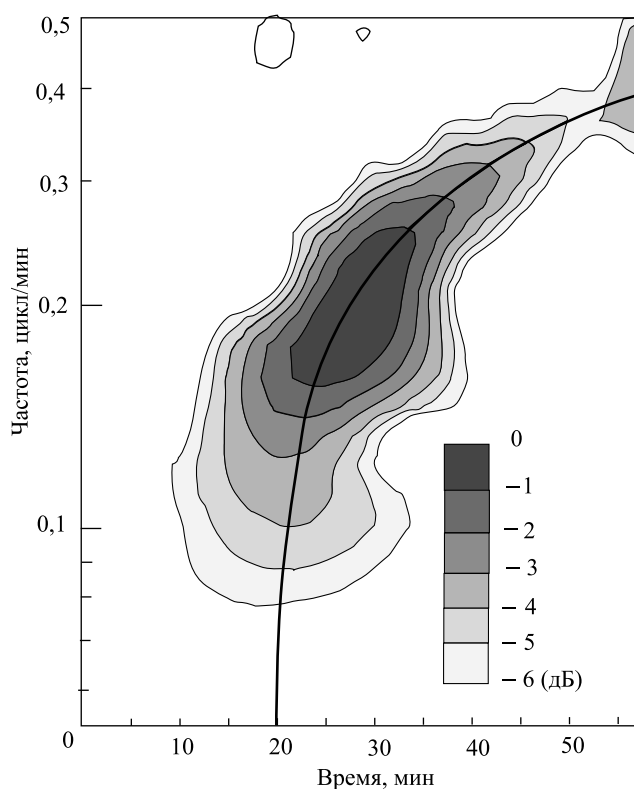


Рис. 5.2. Спектрально-временная диаграмма амплитуды колебаний уровня океана при прохождении цунами 6 марта 1988 г (запись представлена на рис. 5.1). Изолинии приведены через 1 дБ. Сплошной линией показан теоретический расчёт времени вступления спектральных компонент, выполненный в соответствии с законом дисперсии гравитационных волн. Рисунок заимствован из статьи [Куликов, Гонзалес, 1995]

Проявления дисперсии волн цунами также обнаружены при анализе пространственной структуры колебаний уровня океана по данным спутниковой альтиметрии (цунами 26 декабря 2004 г). Эти данные приведены в разделе 6.3.

Оценим расстояние, на котором проявление дисперсионных эффектов должно оказаться значительным. Воспользуемся дисперсионным соотношением для гравитационных поверхностных волн в жидкости $\omega^2 = gk \operatorname{th}(kH)$, согласно которому групповая скорость определяется формулой

$$C_{gr} = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{g \left(\frac{kH}{\operatorname{ch}^2(kH)} + \operatorname{th}(kH) \right)}{2\sqrt{gk \operatorname{th}(kH)}}.$$

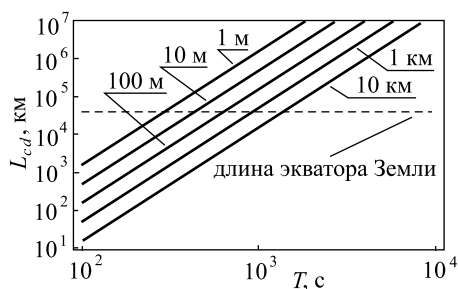
Расстояние дисперсионного разрушения волны L_{cd} может быть определено, как произведение скорости длинных волн на время, за которое волновой пакет отстанет от фронта на расстояние, равное длине волны [Kulikov et al, 1996]

$$L_{cd} = \frac{\lambda(\omega)\sqrt{gH}}{\sqrt{gH} - C_{gr}(\omega)}. \quad (5.1.1)$$

При $\lambda \gg H$ из формулы (5.1.1) вытекает следующее приближённое соотношение

$$L_{cd} \sim \lambda \left(\frac{\lambda}{H} \right)^2. \quad (5.1.2)$$

Рис. 5.3. Расстояние дисперсионного разрушения волны цунами как функция периода T и глубины океана (цифры у кривых). Пунктиром показано расстояние, равное длине экватора Земли, как мера предельного расстояния, на которое может распространяться волна цунами



Зависимость (5.1.1) представлена на рис. 5.3. По оси абсцисс отложен период волн цунами, варьирующийся в пределах 10^2 – 10^4 с. Расчёт выполнен при различных глубинах водного слоя (цифры у кривых). Пунктирной линией на рисунке показана длина экватора Земли, как мера предельного расстояния, на которое может распространяться волна цунами. Для типичных

глубин открытого океана весь диапазон периодов волн цунами можно подразделить на два интервала. Первому интервалу соответствуют “короткопериодные” волны ($T < 10^3$ с), для которых проявление дисперсии может оказаться существенным. Во втором интервале ($T > 10^3$ с) на трассах, протяженность которых не превосходит длину экватора Земли, никакого существенного проявления дисперсии наблюдаться не будет. В тех случаях, когда период волн лишь немногим превышает 100 с, проявление дисперсии будет заметно и на сравнительно небольших расстояниях порядка 100–1000 км.

Аналогичную оценку можно сделать для трансформации пакета волн из-за амплитудной дисперсии, возникающей как следствие нелинейности. Пусть волна имеет гребень высотой A . Скорость распространения гребня, будет отличаться от скорости линейных длинных волн, её величину можно оценить как $\sqrt{g(H + A)}$. По аналогии с расстоянием дисперсионного разрушения введем расстояние “нелинейного разрушения” волны

$$L_{cn} = \frac{\lambda\sqrt{gH}}{\sqrt{g(H + A)} - \sqrt{gH}}. \quad (5.1.3)$$

Если $A/H \ll 1$, то имеет силу следующее приближённое соотношение:

$$L_{cn} \sim \lambda \frac{H}{A}. \quad (5.1.4)$$

Из формулы (5.1.4) видно, что даже в случае весьма значительной высоты волны цунами в открытом океане $A = 1$ м при типичной глубине $H = 4$ км и длине волны $\lambda = 100$ км величина L_{cn} составит около 400 тыс. км, что на порядок превышает длину экватора Земли. Поэтому нелинейными эффектами при распространении цунами в открытом океане действительно можно пренебречь.

Отношение величин L_{cd} и L_{cn} , определяемых в соответствии с приближёнными формулами (5.1.2) и (5.1.4), даёт известный в теории нелинейно-дисперсионных волн на воде параметр Урселла $Ur = A\lambda^2/H^3$ [Пелиновский, 1996]. В открытом океане, как правило, $Ur \ll 1$, что говорит о преобладании фазовой дисперсии над нелинейными эффектами. Вблизи побережья (на мелководье), если исключить из рассмотрения микроцунами, параметр $Ur \gg 1$, т. е. на первое место выходят нелинейные эффекты. Оценки расстояний дисперсионного и нелинейного разрушения, дающие формулы, аналогичные (5.1.2) и (5.1.4) можно найти, например, в книге [Пелиновский, 1982].

Из проведённого выше анализа вытекает, что при моделировании цунами, даже на протяженных трассах, вполне оправдано применение линейной теории. Кроме того, для длиннопериодных волн вполне подходит и длинноволновая теория. В этой связи целесообразно остановиться на некоторых частных результатах, вытекающих из линейной теории длинных волн.

Глубина океана является единственной переменной величиной, входящей в формулу скорости длинных волн $c = \sqrt{gH}$. Поэтому многие эффекты при распространении и накате цунами связаны с рельефом дна океана.

Рассмотрим одномерную задачу о распространении длинной волны в бассейне, глубина которого меняется вдоль горизонтальной координаты. Изменения глубины будем полагать достаточно плавными, так чтобы отражением волн от наклонных участков дна можно было пренебречь. Для определенности будем рассматривать синусоидальную волну с длиной λ . В рамках линейной модели кинетическая и потенциальная энергия волны равны между собой, поэтому полную энергию, приходящуюся на один пространственный период (и на единицу длины фронта), можно рассчитать как удвоенную потенциальную энергию

$$W = \rho g \int_0^{\lambda} \xi^2 dx, \quad (5.1.5)$$

где ξ — смещение свободной поверхности воды от равновесного положения, ρ — плотность воды.

В силу того, что в линейной системе частота возмущения остаётся неизменной, а длина волны по мере распространения может меняться, в формуле (5.1.5) целесообразно перейти от интегрирования по пространству к интегрированию по времени

$$W = \rho g \sqrt{gH} \int_0^T \xi^2 dt = \text{const} \cdot \xi_0^2 \sqrt{H}. \quad (5.1.6)$$

Из закона сохранения энергии (диссипацией здесь мы пренебрегаем) следует, что вдоль трассы распространения волны величина $\xi_0^2 \sqrt{H}$ должна сохраняться неизменной. Иными словами, если глубина океана по мере распространения волны уменьшается, то амплитуда волны возрастает по закону $\xi_0 \sim H^{-1/4}$. Полученное соотношение именуется законом Эри–Грина или законом “одной четверти”. Этот закон, в частности, объясняет, почему амплитуда цунами возрастает при подходе к берегу. Из-за умень-

шения глубины, а, следовательно, и скорости распространения, волновой пакет сжимается в пространстве, но увеличивает свою амплитуду.

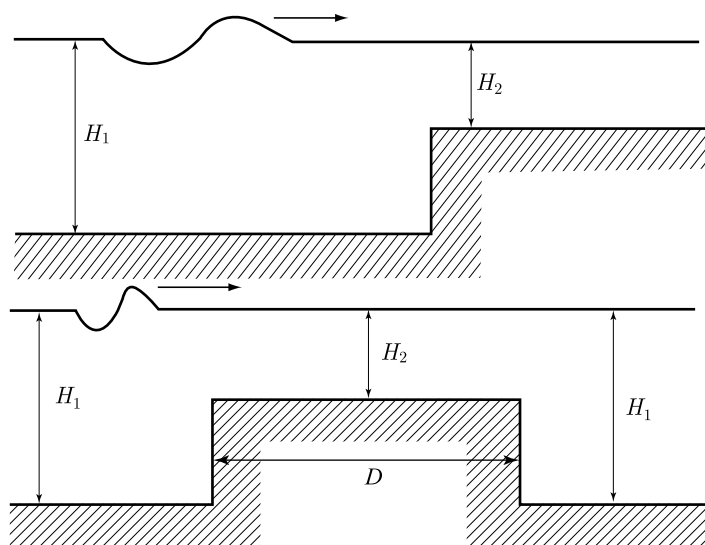


Рис. 5.4. Геометрия дна в задаче о трансформации длинной волны на формах рельефа дна: уступ (а), прямоугольное препятствие (б)

Другим “классическим” эффектом взаимодействия длинных волн с рельефом дна является их трансформация в области резкого изменения глубин. В тех случаях, когда глубина океана заметно меняется на расстояниях, много меньших чем длина волны, распределение глубин целесообразно представить в виде уступа (рис. 5.4а). Такая ситуация рассматривается во многих разделах классической теории волн (оптика, акустика) и она известна как преломление и отражение волн на границе двух сред. Мы ограничимся случаем нормального падения волн (одномерная задача). Определим амплитудные коэффициенты отражения R и прохождения T . Для этой цели, следуя классической книге [Лэмб, 1947], воспользуемся условиями непрерывности смещения свободной поверхности ξ и расхода воды (Hu) в точке скачка глубин. В результате для коэффициентов отражения R и прохождения T получаем

$$R = \frac{\sqrt{H_1/H_2} - 1}{\sqrt{H_1/H_2} + 1}, \quad (5.1.7)$$

$$T = \frac{2\sqrt{H_1/H_2}}{\sqrt{H_1/H_2} + 1}. \quad (5.1.8)$$

Зависимости (5.1.7) и (5.1.8), рассчитанные в широком диапазоне отношения глубин H_1/H_2 , показаны на рис. 5.5. Если $H_1 > H_2$, то прошедшая и отражённая от уступа волны имеют полярность, идентичную полярности падающей волны, причём амплитуда прошедшей волны увеличивается. При трансформации на уступе амплитуда волны не может вырасти более чем в два раза. В случае, когда $H_1 < H_2$, отражённая волна меняет свою полярность, а амплитуда волны, вышедшей на глубоководье, уменьшается.

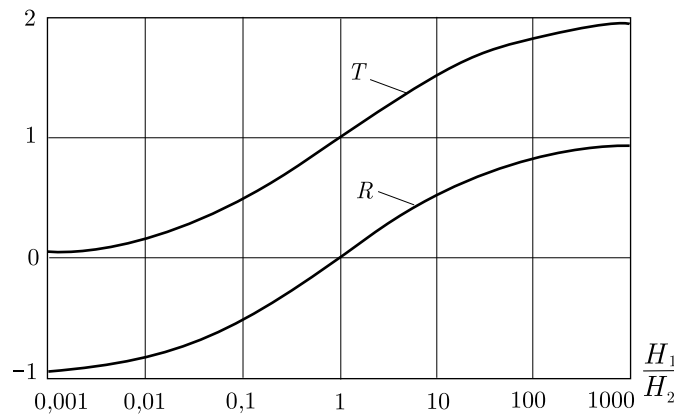


Рис. 5.5. Амплитудные коэффициенты прохождения T и отражения R при трансформации длинной волны на уступе как функция отношения глубин

Теперь рассмотрим родственную предыдущей “классическую” задачу о трансформации длинной волны над прямоугольным препятствием (рис. 5.4б), которое имеет длину D и высоту $|H_2 - H_1|$. В роли препятствия может выступать как локальное возвышение дна, так и впадина. Сразу отметим, что эта задача, вообще говоря, не может быть сведена к двум последовательным независимым актам трансформации волны на передней и задней кромках препятствия, т. е. на двух уступах. Впрочем, для уединенной волны, длина которой много меньше длины препятствия, такой подход является вполне адекватным [Nakoulima et al., 2005].

В общем случае для корректного описания трансформации волн над прямоугольным препятствием следует рассмотреть связанную систему из пяти волн. Пусть на препятствие набегают синусоидальная волна, бегущая в положительном направлении

оси Ox . Тогда в областях $x < 0$ (до препятствия) и $0 < x < D$ (над препятствием) существуют по два волновых возмущения, распространяющихся как в положительном, так и в отрицательном направлениях, а в области $x > D$ — только одно возмущение, бегущее в положительном направлении. Из условия непрерывности смещения свободной поверхности ξ и расхода воды (Hu) в точках $x = 0$, D получается следующее выражение для амплитудного коэффициента прохождения [Mofjeld et al., 2000]:

$$T = \frac{T_{\min}}{\sqrt{T_{\min}^2 \cos^2 \beta + \sin^2 \beta}}, \quad (5.1.9)$$

где $T_{\min} = \frac{2\sqrt{H_1/H_2}}{1 + H_1/H_2}$, $\beta = k_2 D$ — разница фаз между границами препятствия, k_2 — волновое число над препятствием. В случае трансформации длинной волны на уступе коэффициенты прохождения и отражения определялись только соотношением глубин и не зависели от каких-либо параметров волны. При трансформации волны над прямоугольным препятствием коэффициент прохождения оказывается зависящим от частоты волны. Разница фаз β связана с волновым числом, а, следовательно, с частотой волны $\beta = \omega D / \sqrt{gH_2}$.

Зависимость (5.1.9) представлена на рис. 5.6. Её важной особенностью является факт существования минимального значения коэффициента прохождения T_{\min} , величина которого определяется только отношением глубин H_1/H_2 , но не зависит от ширины препятствия или длины волны. Коэффициент прохождения довольно слабо связан с величиной H_1/H_2 . Чем уже препятствие, т. е. чем меньше отношение D/λ , тем более слабой оказывается эта связь.

Если ширина препятствия невелика по сравнению с длиной волны цунами ($D/\lambda < 0,2$), то увеличение размеров препятствия (ширины и высоты) однозначно приводит к уменьшению коэффициента прохождения. Как только ширина препятствия оказывается сопоставимой с длиной волны, начинают проявляться интерференционные эффекты. При изменении разницы фаз β (рис. 5.6б) значения коэффициента T периодически меняются от T_{\min} до 1. Эти изменения объясняются следующим образом. Интерференция между волнами, отражёнными от передней и задней границ препятствия, приводит к взаимному гашению волн и, следовательно, к усилению интенсивности проходящей волны. Напомним, что этот эффект находит широкое применение для просветления оптики. Что касается приложений к задаче цунами,

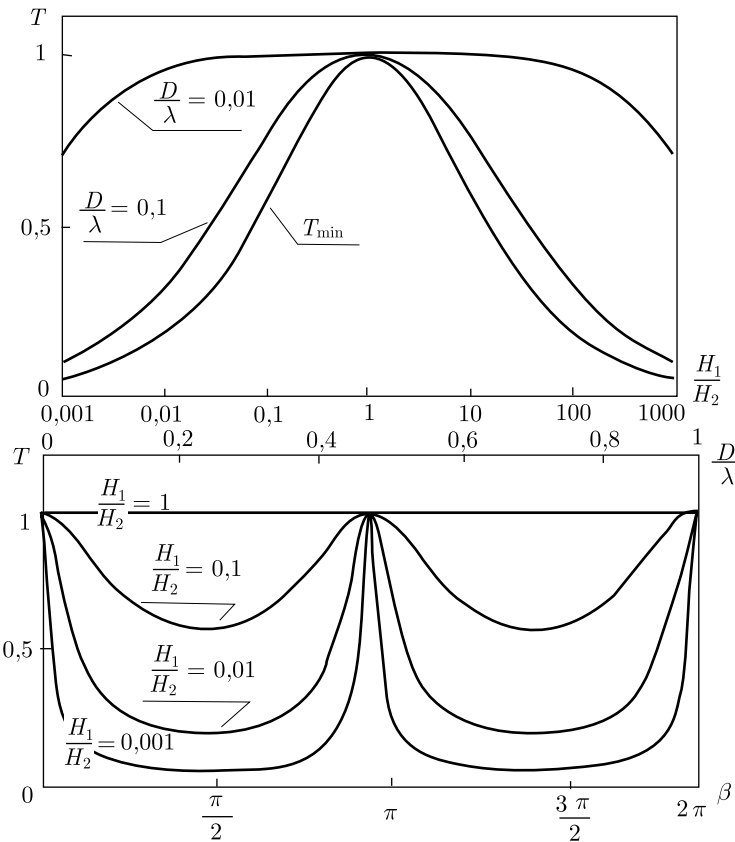


Рис. 5.6. Амплитудный коэффициент прохождения при трансформации длинной волны на прямоугольном препятствии как функция отношения глубин (а) и как функция разницы фаз между краями препятствия (б)

то нас в первую очередь будет интересовать трансформация волн на препятствиях малого размера $D \ll \lambda$. Дело в том, что трансформация волн крупномасштабными неоднородностями дна $D \gtrsim \lambda$ автоматически учитывается при численном моделировании. Поэтому практически важно оценить вклад мелкомасштабных или так называемых подсеточных неоднородностей (несколько километров и менее), размер которых оказывается меньше расстояния между узлами сетки. Мы вернемся к этой оценке в конце параграфа.

Мелкомасштабные неоднородности дна в открытом океане имеют высоту существенно меньшую, чем толщина водного слоя. Поэтому целесообразно ввести относительную высоту препят-

ствия

$$\alpha \equiv \frac{H_1 - H_2}{H_1},$$

являющуюся малой величиной. При условии $\alpha \ll 1$ и $\beta \ll 1$, из формулы (5.1.9) получаем простое приближённое соотношение

$$T \approx 1 - \frac{(\alpha\beta)^2}{8}. \quad (5.1.10)$$

Полученное выражение позволяет утверждать, что при трансформации волны при прохождении над препятствием уменьшение амплитуды пропорционально квадрату площади препятствия.

До сих пор мы рассматривали влияния рельефа дна на волны цунами в рамках одномерных задач. В действительности распространение цунами происходит в двумерном пространстве: на плоскости или поверхности сферы. Некоторые двумерные особенности рельефа дна, такие как подводные океанические хребты, шельф способны, например, эффективно захватывать волны, создавая преимущественные направления распространения и обеспечивая продолжительное “звучание” цунами у побережья. Явления такого рода хорошо прослеживаются с использованием лучевой теории, которая ещё именуется приближением геометрической оптики. Лучевая теория даёт эффективный инструмент для оперативного расчёта времен добегания волн цунами. Её применение позволяет оконтурить источник цунами по данным сети мареографных станций. Лучевая картина чрезвычайно наглядна и позволяет судить о направлениях распространения энергии цунами. Разработаны методы расчёта амплитуды волн, основанные на уравнениях, записанных “вдоль луча” [Пелиновский, 1996].

Если скорость волны c является функцией двух координат x и y , то для недиспергирующих волн уравнения лучей записываются в следующем виде [Лайтхилл, 1981]:

$$\frac{dX}{dt} = c \frac{k_x}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}, \quad (5.1.11)$$

$$\frac{dY}{dt} = c \frac{k_y}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}, \quad (5.1.12)$$

$$\frac{dk_x}{dt} = -\frac{\partial c}{\partial x} \sqrt{k_x^2 + k_y^2}, \quad (5.1.13)$$

$$\frac{dk_y}{dt} = -\frac{\partial c}{\partial y} \sqrt{k_x^2 + k_y^2}, \quad (5.1.14)$$

где X , Y — координаты точек луча, k_x и k_y — компоненты волнового вектора, t — время. Уравнения лучей, записанные в такой форме, позволяют не только легко рассчитывать ход волновых лучей, но и эволюцию волнового фронта волны. Для расчёта эволюции луча систему уравнений (5.1.11)-(5.1.14) следует дополнить начальными условиями, которые заключаются в определении исходных координат и направления. Несложно заметить, что в случае фиксированной глубины бассейна ($c = \text{const}$) лучи будут представлять собой прямые линии.

На рисунке 5.7 показаны два примера расчёта поведения волновых лучей, выполненных с использованием формул (5.1.11)–(5.1.14). Модельный рельеф дна в первом случае (рис. 5.7а) имитирует срединно-океанический хребет. Видно, что часть лучей, испущенных точечным источником, оказывается захваченной, в дальнейшем эти лучи распространяются вдоль подводной возвышенности. Захваченными оказываются не все лучи, а лишь те, направление которых не сильно отличается от оси хребта, — именно в этом случае реализуется условие полного внутреннего отражения.

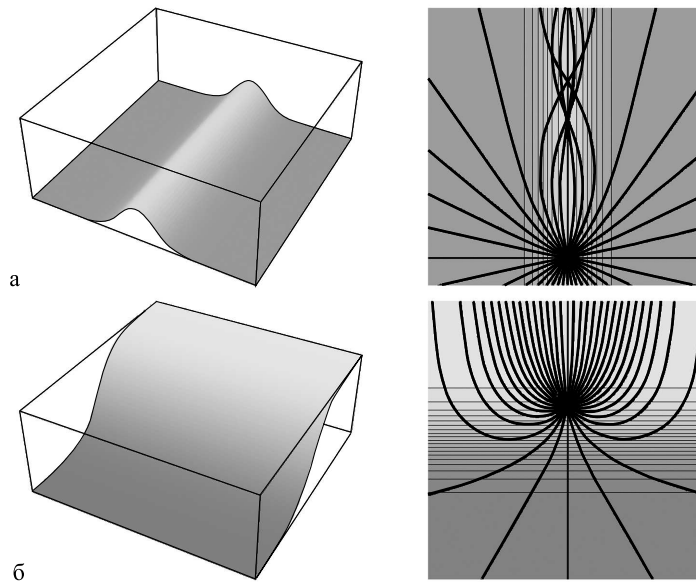


Рис. 5.7. Примеры влияния рельефа дна на ход волновых лучей, испускаемых точечным источником: захват лучей подводным хребтом (а); рефракция и захват волн в шельфовой зоне (б)

На рисунке 5.7б показан ход лучей от точечного источника, расположенного на “шельфе”. Хорошо видно, что часть лучей, изначально направленных в сторону больших глубин, поворачивают обратно к мелководью. Таким образом, рефракция приводит к тому, что значительная часть волновой энергии оказывается захваченной шельфом и распространяется вдоль берега. На рис. 5.6б также наблюдается классический рефракционный эффект: при выходе на мелководье лучи разворачиваются нормально к линии берега.

Один из ярких примеров роли волн, захваченных шельфом, относится к цунами, произошедшему в Индонезии 12 декабря 1992 г. Это событие известно как цунами острова Флорес. В 5 км к северу от побережья о-ва Флорес расположен небольшой остров (о-в Баби) приблизительно круглой формы с диаметром около 2,5 км. Источник цунами располагался севернее о-ва Баби, однако максимальный заплеск (7,1 м) наблюдался на южном побережье острова. Этот эффект объясняется тем, что волна цунами, подошедшая к острову с севера, оказалась захваченной шельфом, и, обогнув остров с обеих сторон, обеспечила максимальный заплеск на побережье, обращенном в противоположную от источника сторону. Этот эффект исследован с применением лабораторного моделирования в работе [Yeh et al., 1994].

При анализе реальных событий использование уравнений (5.1.11)–(5.1.14) ограничено акваториями небольших масштабов. Расчёт лучей на трансокеанских трассах требует учёта сферичности Земли. Для расчёта хода луча на сферической поверхности применяется следующая система уравнений [Satake, 1988]:

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\cos \zeta}{n R}, \quad (5.1.15)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{\sin \zeta}{n R \sin \theta}, \quad (5.1.16)$$

$$\frac{d\zeta}{dt} = -\frac{\sin \zeta}{n^2 R} \frac{\partial n}{\partial \theta} + \frac{\cos \zeta}{n^2 R \sin \theta} \frac{\partial n}{\partial \varphi} - \frac{\sin \zeta \operatorname{ctg} \theta}{n R}, \quad (5.1.17)$$

где θ — коллатитуда (дополнение до широты), φ — долгота луча, t — время, $n = (gH)^{-1/2}$ — величина, обратная скорости длинных волн, R — радиус Земли, ζ — направление луча, отсчитываемое против часовой стрелки от направления на юг. Для расчёта эволюции волновых лучей требуется знание распределения глубин океана по широте и долготе. В настоящее время информация о глобальной топографии и батиметрии с пространственным разрешением 2 угл. мин. (ETOPO2) имеется в свободном досту-

пе на сетевой странице Национального Центра Геофизических Данных (<http://www.ngdc.noaa.gov/>). Пример применения уравнений (5.1.15)–(5.1.17) можно найти, например, в работе [Choi et al., 2003].

Любое волновое движение в неидеальной (вязкой) жидкости подвержено диссипации. Волны цунами по мере распространения также теряют часть энергии за счет её необратимого перехода в тепло. Оценим влияние диссипативных факторов на распространение цунами.

Известно, что затухание длинных гравитационных волн в вязкой жидкости обязано диссипации энергии в тонком придонном слое. Амплитуда волны при этом экспоненциально убывает с течением времени

$$A \sim \exp\{-\gamma t\}.$$

В книге [Ландау, Лифшиц, 1988] получена следующая формула для временного декремента затухания амплитуды волны, распространяющейся в бассейне постоянной глубины H :

$$\gamma = \left(\frac{\nu\omega}{8H^2} \right)^{1/2},$$

где ν — молекулярная кинематическая вязкость жидкости, ω — циклическая частота волны. Если длинная волна распространяется только в направлении оси Ox , то её амплитуда с расстоянием будет уменьшаться также по экспоненциальному закону

$$A \sim \exp\left\{-\frac{x}{L_1}\right\},$$

где

$$L_1 = \frac{\sqrt{gH}}{\gamma} = \left(\frac{8gH^3}{\nu\omega} \right)^{1/2}. \quad (5.1.18)$$

Физический смысл величины L_1 — расстояние, на котором амплитуда длинной волны в вязкой жидкости уменьшается в e раз. Будем называть эту величину длиной вязкой (линейной) диссипации.

Заметим, что формула (5.1.18) верна при любом постоянном коэффициенте вязкости, который, вообще говоря, может быть как молекулярным, так и турбулентным. Следует, однако, иметь в виду, что в придонном пограничном слое турбулентная вязкость, как правило, сильно зависит от вертикальной координаты, т. е. не является постоянной величиной. Поэтому было бы не вполне корректно подставлять в формулу (5.1.18) какие-либо значения коэффициента турбулентной вязкости. С другой сто-

роны, в реальном океане обмен импульсом осуществляется не молекулярными, а турбулентными механизмами. Действительно, несмотря на сравнительно небольшую скорость течений, присущих волнам цунами в открытом океане $u \approx A\sqrt{g/H} \sim 10^{-2}$ м/с, числа Рейнольдса оказываются достаточно большими для развития турбулентности.

Определение величины L_1 из формулы (5.1.18) на самом деле даёт представление о минимально возможном уровне потерь энергии волной цунами. В действительности из-за турбулентности эти потери могут оказаться более значительными. Оценим затухание волн цунами, опираясь на известную параметризацию напряжения трения, действующего со стороны дна на водный поток, текущий вдоль него со скоростью \mathbf{v}

$$\mathbf{T}_B = -C_B \rho \mathbf{v} |\mathbf{v}|, \quad (5.1.19)$$

где ρ — плотность воды, C_B — безразмерный эмпирический коэффициент, значение которого обычно полагают равным 0,0025 [Murty, 1984]. Знак минус в формуле (5.1.19) указывает на то, что водный поток тормозится силой, направленной против вектора скорости течения. Модуль силы трения пропорционален квадрату скорости течения, поэтому задача о затухании волн под действием донного трения является заведомо нелинейной, а, следовательно, можно ожидать, что характер затухания будет отличным от экспоненциального.

Для определенности будем рассматривать одномерную задачу о синусоидальной волне, распространяющейся в положительном направлении оси Ox в бассейне с фиксированной глубиной H

$$u(x, t) = u_0 \sin(x - \sqrt{gH} t).$$

Предположим, что действие силы трения незначительно, так что при прохождении волной расстояния, сопоставимого с длиной волны λ , существенных изменений её амплитуды и формы не происходит. Оценим энергию волны, приходящуюся на один пространственный период (и на единицу длины фронта), как удвоенную кинетическую энергию

$$E = \rho H \int_0^\lambda u^2 dx = \frac{\rho H \lambda u_0^2}{2}. \quad (5.1.20)$$

Строго говоря, такая оценка справедлива только для линейных волн, но, как уже отмечалось, мы считаем нелинейность слабой.

Потери волновой энергии в единицу времени в области от 0 до λ , которые обусловлены действием донного трения, определяются следующей формулой (точка над переменной означает дифференцирование по времени)

$$\dot{E} = \int_0^{\lambda} (T_B, u) dx = -C_B \rho \int_0^{\lambda} |u|^3 dx = -\frac{4C_B \rho \lambda u_0^3}{3\pi}. \quad (5.1.21)$$

Перейдём в формулах (5.1.20) и (5.1.21) к удельной энергии на единицу массы жидкости

$$b \equiv \frac{E}{\rho H \lambda} = \frac{u_0^2}{2}, \quad (5.1.22)$$

$$\dot{b} \equiv \frac{\dot{E}}{\rho H \lambda} = -\frac{4C_B u_0^3}{3\pi H}. \quad (5.1.23)$$

Исключив в выражении (5.1.23) величину u_0 при помощи связи (5.1.22), приходим к обыкновенному дифференциальному уравнению

$$\dot{b} = -\frac{8\sqrt{2} C_B b^{3/2}}{3\pi H}. \quad (5.1.24)$$

Напомним, что мы отслеживаем энергию одного пространственного периода волны. Обыкновенное дифференциальное уравнение (5.1.24) описывает изменение этой величины во времени.

Решение уравнение (5.1.24), записанное относительно амплитуды скорости волны u_0 , имеет следующий вид:

$$u_0(t) = \frac{u_0(0)}{1 + \frac{4C_B u_0(0)}{3\pi H} t}, \quad (5.1.25)$$

где $u_0(0)$ — амплитуда скорости в момент времени $t = 0$. Воспользовавшись связью между смещением свободной поверхности и скоростью течения $u \approx \xi \sqrt{g/H}$ и учитывая, что $x = t\sqrt{gH}$, получаем выражение, описывающее изменение амплитуды волны вдоль горизонтальной координаты

$$\xi_0(x) = \frac{\xi_0(0)}{1 + x/L_2}, \quad (5.1.26)$$

где $L_2 = \frac{3\pi H^2}{4C_B \xi_0(0)}$ — расстояние, на котором амплитуда волны уменьшается в 2 раза ¹⁾. Эту величину будем именовать длиной нелинейной диссипации.

Отметим ряд особенностей, отличающих вязкое (линейное) и нелинейное затухание длинных волн друг от друга. Во-первых, различен сам характер затухания: в первом случае он экспоненциальный, а во втором случае — гиперболический. Во-вторых, характерное расстояние, на котором происходит заметное ослабление волн (L_1 и L_2) связано с различными параметрами задачи. Величина L_1 определяется частотой волны и глубиной бассейна, а величина L_2 — амплитудой волны и глубиной. В обоих случаях расстояние L_i увеличивается с ростом глубины H , но при нелинейном затухании эта зависимость более сильная.

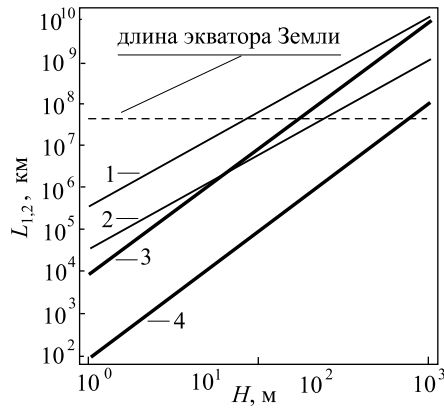


Рис. 5.8. Длина диссипации волн цунами как функция глубины океана. Кривые 1, 2 — вязкая (линейная) диссипация, 3, 4 — нелинейная диссипация. Расчёт выполнен при $C_B = 0,0025$, $\nu = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$. Кривая 1 — 10^{-4} Гц, 2 — 10^{-2} Гц, 3 — 0,1 м, 4 — 10 м. Пунктиром для сравнения показано расстояние, равное длине экватора Земли

На рисунке 5.8 представлена зависимость длин диссипации L_1 и L_2 от глубины океана. Расчёт выполнен для характерных диапазонов частот (10^{-4} – 10^{-2} Гц) и амплитуд (0,1–10 м) волн цунами при коэффициенте $C_B = 0,0025$, вязкости $\nu = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$. Из рисунка видно, что для условий открытого океана $H > 10^3$ м вязкое и нелинейное трение никакого заметного влияния на распространение волн цунами оказать не могут. Для заметного проявления диссипативных эффектов волна должна распространяться на расстояние, превышающее длину экватора Земли, что практически нереально. С чисто теоретической точки зрения интересно, что при больших глубинах величины L_1 и L_2 становятся

¹⁾ Эта величина с точностью до числового коэффициента соответствует результату, полученному в книге [Пелиновский, 1996]

близкими. Впрочем, этот факт скорее отражает правильность выбора коэффициента C_B . Дело в том, что вязкая диссипация в моделях цунами, применяемых на практике, не учитывается. В то время как нелинейная диссипация включена в модельные уравнения. Как видно, она обеспечивает приблизительно тот же самый (хотя и ничтожный) вклад в затухание волн, который могла бы давать вязкая диссипация.

Существенные проявления диссипации возможны только на малых глубинах $H < 10$ м. Причём роль вязкой линейной диссипации волн здесь оказывается незначительной. Скорее всего, на мелководье длины диссипации будут соотноситься как $L_1/L_2 > > 10$. Поэтому используемый ныне в практических моделях учёт только нелинейной диссипации следует считать оправданным. Ролью классической линейной диссипации действительно можно пренебречь. Подчеркнём, что о заметном влиянии диссипации на волну цунами следует говорить только при совсем небольших глубинах. Если бы мы, например, рассматривали типичные шельфовые глубины $H \sim 100$ м, то длина диссипации, скорее всего, превысила бы 1000 км.

Уменьшение амплитуды волны по мере её распространения может быть связано не только с диссипацией, но и с рассеянием волн на мелкомасштабных неровностях дна. Для оценки значимости эффекта рассеяния воспользуемся изложенными выше результатами о трансформации длинных волн над прямоугольным препятствием. Будем считать, что на дне имеется “гребенка”, состоящая из прямоугольных препятствий, повторяющихся с пространственным периодом $2D$. Тогда на трассе длиной x волна минует число препятствий $N = x/2D$. При каждом взаимодействии с препятствием уменьшение амплитуды волны определяется величиной коэффициента пропускания T . Закон убывания амплитуды волны A с расстоянием записывается в виде

$$A(x) = A_0 T^N. \quad (5.1.27)$$

Формулу (5.1.27) целесообразно представить в более привычной экспоненциальной форме

$$A(x) = A_0 \exp \left\{ -\frac{x}{L_3} \right\},$$

где $L_3 = -2D/\ln T$ — характерное расстояние, на котором амплитуда волны из-за рассеяния на неровностях дна уменьшится в e раз. При малых относительных высотах шероховатостей α

и малой разнице фаз β приходим к простой формуле

$$L_3 = \frac{16D}{(\alpha\beta)^2}.$$

Выражая параметр β через длину волны и ширину препятствия, окончательно получаем

$$L_3 = \frac{4}{\pi^2} \frac{\lambda^2}{\alpha^2 D}. \quad (5.1.28)$$

Используя выражение (5.1.28), выполним простую оценку, показывающую пренебрежимо малую роль рассеяния волн мелкомасштабными неоднородностями дна. Пусть длина цунами составляет 100 км, а глубина океана 4 км. Тогда при ширине препятствия $D = 1$ км и его высоте 100 м величина L_3 составит $6,5 \cdot 10^9$ м, что эквивалентно более чем 160 длинам экватора Земли.

5.2. Численные модели распространения цунами

Стремительное развитие вычислительной техники, происходящее в последние десятилетия, открыло новые возможности численного исследования задач механики сплошных сред (МСС). Необходимые для этого вычислительные мощности теперь доступны широкому кругу исследователей.

Описание эволюции цунами от момента генерации до выхода волны на берег, представляет собой одну из задач МСС. Применение аналитических моделей для описания реальных цунами ограничено, хотя бы по причине сложности топографии дна океана. Очевидной и единственной альтернативой здесь выступает численное моделирование. Эффективность этого средства изучения цунами давно и единодушно признается научным сообществом. Надежда на решение проблемы прогноза цунами также во многом связывается с развитием численных моделей.

“Эпоха” численного моделирования реальных цунами началась в конце 60-х годов 20-го столетия. Первые работы в этом направлении были выполнены японскими исследователями [Aida, 1969, 1974; Abe 1978, 1979]. Одна из первых в отечественной практике численных моделей описана в работах [Гусяков, Чубаров, 1982, 1987; Chubarov et al., 1984].

Как правило, численные модели цунами построены на основе теории длинных волн (мелкой воды), которая оперирует с уравнениями гидродинамики, осредненными вдоль вертикальной координаты. В рамках теории длинных волн полная трёхмерная (3D)

задача сводится к двумерной (2D), численное решение которой требует сравнительно небольшого объема вычислений.

Моделирование распространения цунами на трансокеанских масштабах в рамках полной 3D модели в настоящее время не только невозможно, но и, по-видимому, нерационально. Решение такой 3D задачи представляет чисто научный, но не практический интерес. Дело в том, что в большинстве случаев распространение волн цунами неплохо описывается линейной теорией длинных волн. Учёт тех незначительных проявлений фазовой дисперсии и нелинейности, которые свойственны волнам цунами, также может быть сделан в рамках длинноволновых нелинейно-дисперсионных моделей [Пелиновский, 1996].

Заметим, что теория длинных волн все же не всегда корректно описывает процессы в источнике цунами. Как это было показано в главе 3, использование трёхмерной постановки задачи для описания процессов в источнике может оказаться принципиально важным.

В декартовой прямоугольной системе координат уравнения нелинейной теории длинных волн, с учётом донного трения и силы Кориолиса, имеют следующий вид:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -g \frac{\partial \xi}{\partial x} - \frac{C_B U \sqrt{U^2 + V^2}}{D} + fV, \quad (5.2.1)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} = -g \frac{\partial \xi}{\partial y} - \frac{C_B V \sqrt{U^2 + V^2}}{D} - fU, \quad (5.2.2)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(DU) + \frac{\partial}{\partial y}(DV) = 0, \quad (5.2.3)$$

$$U = \frac{1}{D} \int_{-H}^{\xi} u dz, \quad V = \frac{1}{D} \int_{-H}^{\xi} v dz,$$

где U, V — средние по глубине компоненты скорости течения вдоль осей Ox и Oy , соответственно, ξ — смещение свободной поверхности от равновесного положения, $D(x, y, t) = H(x, y) + \xi(x, y, t)$ — толщина водного слоя, g — ускорение силы тяжести, $f = 2\omega \sin \varphi$ — параметр Кориолиса, ω — угловая скорость вращения Земли, φ — широта, C_B — безразмерный эмпирический коэффициент, значение которого обычно полагают равным 0,0025. Существуют и более точные модели, которые учитывают зависимость величины C_B от толщины водного слоя. Так, например, в работе [Titov et al., 2003] используется следующая

зависимость:

$$C_B = gn^2/D^{1/3}, \quad (5.2.4)$$

где n — коэффициент Маннинга, величина которого зависит от шероховатости поверхности дна. Типичное значение коэффициента Маннинга для побережья, которое свободно от густой растительности, составляет $n = 0,025 \text{ с/м}^{1/3}$.

Заметим, что формула (5.2.4) даёт значение $C_B = 0,0025$ при толщине водного слоя $D \approx 15 \text{ м}$. Зависимость $C_B(D)$ является слабой ($C_B(1 \text{ м}) \approx 0,006$, $C_B(100 \text{ м}) \approx 0,0013$), поэтому результаты расчёта динамики волн, выполненные в предположении постоянства коэффициента C_B и с учётом зависимости (5.2.4), не должны сильно отличаться друг от друга. Напомним, что при больших глубинах донное трение практически не влияет на распространение цунами.

В некоторых моделях используют другую форму записи нелинейных уравнений теории длинных волн (“в полных потоках”)

$$\begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{M^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{MN}{D} \right) = \\ = -gD \frac{\partial \xi}{\partial x} - \frac{C_B M \sqrt{M^2 + N^2}}{D^2} + f N, \end{aligned} \quad (5.2.5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{MN}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{N^2}{D} \right) = \\ = -gD \frac{\partial \xi}{\partial y} - \frac{C_B N \sqrt{M^2 + N^2}}{D^2} - f M, \end{aligned} \quad (5.2.6)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0, \quad (5.2.7)$$

где $M = UD$, $N = VD$ — компоненты расхода воды вдоль осей Ox и Oy соответственно. Переход от системы (5.2.1)–(5.2.3) к системе (5.2.5)–(5.2.7) совершается следующим образом. Уравнение (5.2.1) умножается на величину D , а уравнение (5.2.3), в котором частная производная $\partial \xi / \partial t$ заменена на эквивалентную величину $\partial D / \partial t$, — на компоненту скорости U . Сложив полученные выражения, после элементарных преобразований приходим к уравнению (5.2.4). Уравнение (5.2.5) получается аналогичным образом. Переход от формулы (5.2.3) к (5.2.6) тривиален и в комментариях не нуждается.

Заметим, что система (5.2.1)–(5.2.3) не является строгим следствием уравнений гидродинамики. В первую очередь это связано с тем, что выражение для силы донного трения получено на

основе эмпирической зависимости. Кроме того, торможение потока связано с касательными напряжениями, действующими только на нижней границе. Это обстоятельство затрудняет строгий вывод нелинейных уравнений длинных волн. Впрочем, линейные уравнения (без адвективных членов) могут быть получены строго путем интегрирования линеаризованных уравнений Рейнольдса вдоль вертикальной координаты от дна до свободной поверхности воды.

При расчёте распространения цунами на протяженных трассах следует принимать во внимание кривизну поверхности Земли. Форма поверхности нашей планеты с достаточной для рассматриваемой задачи точностью представима в виде сферы, поэтому уравнения теории длинных волн целесообразно записать в сферических координатах

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{1}{R \cos \varphi} \left(U \frac{\partial U}{\partial \psi} + V \cos \varphi \frac{\partial U}{\partial \varphi} \right) - \frac{U V \operatorname{tg} \varphi}{R} = \\ = -\frac{g}{R \cos \varphi} \frac{\partial \xi}{\partial \psi} - \frac{C_B U \sqrt{U^2 + V^2}}{D} + fV, \end{aligned} \quad (5.2.8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{1}{R \cos \varphi} \left(U \frac{\partial V}{\partial \psi} + V \cos \varphi \frac{\partial V}{\partial \varphi} \right) + \frac{U^2 \operatorname{tg} \varphi}{R} = \\ = -\frac{g}{R} \frac{\partial \xi}{\partial \varphi} - \frac{C_B V \sqrt{U^2 + V^2}}{D} - fU, \end{aligned} \quad (5.2.9)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{1}{R \cos \varphi} \left(\frac{\partial(U D)}{\partial \psi} + \frac{\partial(V D \cos \varphi)}{\partial \varphi} \right) = 0, \quad (5.2.10)$$

где ψ — долгота, φ — широта, U и V — средние по глубине компоненты скорости течения вдоль параллели (запад–восток) и вдоль меридиана (север–юг) соответственно, $R \approx 6371$ км — средний радиус Земли.

Система уравнений теории длинных волн, записанная в прямоугольной или сферической системе координат, обычно решается с начальными условиями, представляющими собой смещение свободной поверхности, эквивалентное вертикальным остаточным деформациям дна, сформировавшимся в результате землетрясения. Деформации дна рассчитываются с использованием аналитического решения стационарной задачи теории упругости, полученного в работе [Okada, 1985].

Граничные условия, используемые для моделирования распространения цунами в рамках теории длинных волн, как правило, относятся к одному из трёх типов [Марчук и др., 1983]:

- 1) взаимодействие с берегом,
- 2) свободный проход,
- 3) возмущение, приходящее из внешней области.

Взаимодействие волн с берегом в самом простом случае описывается как полное отражение от берега. Для этого на некоторой фиксированной изобате (обычно 10–20 м) считается, что нормальная к линии берега (или выбранной изобате) компонента скорости течения и нормальная производная от смещения свободной поверхности обращаются в нуль

$$V_n = 0,$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial n} = 0.$$

Условие полного отражения применяют, как правило, в тех случаях, когда основной целью является исследование распространения волн в открытом океане. При анализе динамики цунами в шельфовой зоне необходимо более детальное описание взаимодействия волны с берегом. Здесь имеет смысл рассматривать частичное отражение волн, и пользоваться формулой, предложенной А. В. Некрасовым [Некрасов, 1973]

$$V_n = \frac{1-r}{1+r} \cdot \frac{\xi \sqrt{gH}}{H + \xi},$$

где параметр r , характеризующий степень отражения, изменяется в пределах от 0 до 1.

Более сложный вариант описания взаимодействия цунами с берегом подразумевает численное моделирование набегания волны на берег. На методах решения этой задачи мы остановимся в п. 5.3.

В тех случаях, когда требуется детальное моделирование динамики цунами в ограниченной области, часто возникает необходимость в использовании границ, которые свободно пропускают падающие на них волны. Иными словами, амплитуда волны, отражённой от такой границы, должна быть сведена к минимуму. Физический принцип реализации такого “неотражающего” граничного условия довольно прост. В каждый момент времени граничной точке присваивается то значение, которое должно быть в неё привнесено падающей на границу волной. Однако техническая реализация условия свободного прохода оказывается элементарной только в одномерном случае. Если рассматривается движение волн вдоль оси Ox , то условие свободного прохода

имеет вид

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \pm c \frac{\partial u}{\partial x}, \quad (5.2.11)$$

где $c = \sqrt{gH}$ — скорость длинных волн. Под величиной u в формуле (??) подразумевается любая из искомым функций (смещение свободной поверхности или компонента скорости течения).

При решении двумерных задач условие вида (??) также применимо, но оно уже не обеспечивает идеального свободного прохода через границу $x = \text{const}$ для волн, бегущих под некоторым углом к оси Ox . Полностью избавиться от отражённой волны при решении задачи на плоскости, к сожалению, не удаётся. Уменьшить амплитуду волн, отражённых границей, можно путём повышения порядка аппроксимации граничного условия [Марчук и др., 1983]

$$\begin{aligned} c \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t} &= \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{c^2}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \\ c \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{c^3}{4} \frac{\partial^3 u}{\partial y^2 \partial x} &= \frac{\partial^3 u}{\partial t^3} - \frac{3c^2}{4} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2 \partial t}. \end{aligned}$$

Существует и другой подход к реализации неотражающих границ. Он состоит в введении вблизи границы поглощающего слоя [Israeli, Orzag, 1981; Kosloff, 1986].

Третий тип граничных условий — самый простой в реализации. Если некоторое возмущение приходит на границу расчётной области извне, то во всех точках границы следует задать значения компонент скорости и смещения поверхности, соответствующие этому возмущению. В зависимости от конкретной задачи эти величины могут определяться либо из решения другой численной задачи, либо задаваться некоторыми функциями.

В настоящее время разработано много численных моделей цунами, построенных на основе теории длинных волн. Не претендуя на полноту списка, отметим лишь несколько активно используемых моделей.

Первая модель “MOST” (Method Of Splitting Tsunami) разработана выпускником Новосибирского университета В. В. Титовым, который ныне работает в Тихоокеанской лаборатории морской природной среды (Pacific Marine Environmental Laboratory, PMEL), расположенной в Сиэтле (США). Подробная информация о модели опубликована в работах [Titov, Synolakis, 1995, 1998; Titov, Gonzalez, 1997, Titov et al., 2003].

Широкую известность имеет модель “TUNAMI-N2” [Goto et al., 1997]. Среди специалистов её часто называют моделью Шуто

(Shuto N.) или моделью Имамумы (Imamura F.), несмотря на то, что в исходном варианте она была разработана Т. Такахашии [Takahashi et al., 1995]. Модель рекомендована ЮНЕСКО для расчетов цунами, и ныне она используется во многих странах. Первое в России численное моделирование Индонезийского цунами 2004 года выполнено с использованием программного комплекса, представляющего собой усовершенствованную версию модели TUNAMI-N2 [Зайцев и др., 2005].

Модель Зигмунда Ковалика (Kowalik Z.), модифицированная Еленой Трошиной-Сулеймани [Suleimani et al., 2003, Kowalik et al., 2005], разработана в Геофизическом институте Аляскинского университета (Geophysical Institute University of Alaska Fairbanks).

Модель Антонио Баптиста [Myers, Baptista, 1995], основанная на реализации метода конечных элементов, представляет собой модифицированную версию модели штормовых нагонов ADCIRC.

Далее мы остановимся на некоторых результатах численного моделирования Индонезийского катастрофического цунами, произошедшего 26 декабря 2004 года. На примере этого события будут описаны характерные особенности распространения волн цунами, продемонстрированы возможности современных численных моделей. В основном мы будем придерживаться результатов, полученных в работе [Titov et al., 2005].

Цунами 26 декабря 2004 года оказалось первым глобальным событием, для которого имелись высококачественные измерения уровня, дополненные данными спутниковых альтиметров. Первое инструментальное измерение этого цунами появилось спустя 3 часа после землетрясения — волна была зарегистрирована станцией, расположенной примерно в 1700 км от эпицентра на Кокосовых островах (рис. 5.9). Согласно этим данным, высота первой волны составляла всего 30 см. За первой волной следовали продолжительные колебания уровня, максимальный размах которых не превысил 53 см. В то же время в ряде пунктов побережья Индии и Шри-Ланки, которые расположены приблизительно на таком же расстоянии, зарегистрированы высоты волн в 10 раз большие, чем на Кокосовых островах. Такая значительная разница в амплитудах, подтвержденная результатами численного моделирования, демонстрирует выраженную направленность излучения энергии волн. Данные с других мареографов в Индийском океане показывали амплитуды волн от 0,5 до 3 м, причём заметного затухания волн по мере удаления от источника не наблюдалось.

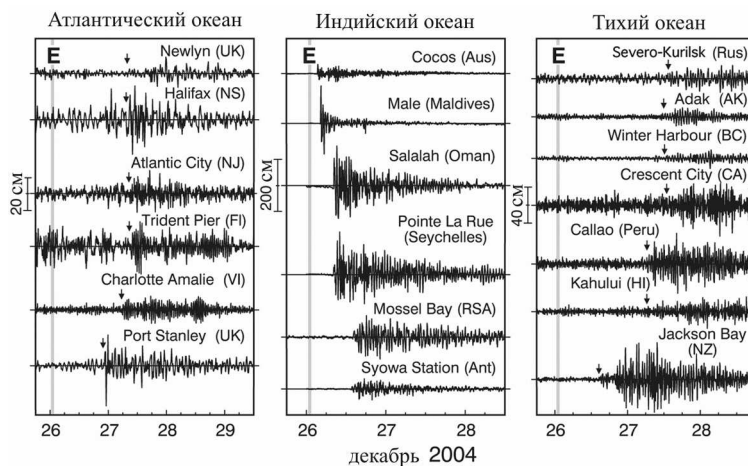


Рис. 5.9. Записи волн цунами, вызванных землетрясением 26 декабря 2004 г. Момент землетрясения отмечен символом “E”. Стрелки показывают времена вступления лидирующей волны цунами. Рисунок заимствован из работы [Titov et al., 2005]

Заметим, что высоты волн, измеренные мареографами, не всегда хорошо соответствовали высотам заплеска цунами на побережье. Несколько записей, полученных в областях со значительным заплеском, зафиксировали высоты волн в 2–5 раз меньше, чем фактические наблюдаемые величины. Так, например, в Пхукете мареограф показал 1.5 м при фактической высоте заплеска от 3 до 6 м. Это расхождение сильно осложняет определение истинной высоты цунами на побережье. Кроме того, многие мареографы в Индийском океане были разрушены (Тайланд) или оказались сильно повреждены (Коломбо, Шри-Ланка). Поэтому истинные максимальные высоты волн могли остаться неизвестными.

Данные о цунами в дальней зоне показали, что, в отличие от проявлений вблизи источника, максимальная амплитуда волн не ассоциировалась с лидирующей волной. В северной Атлантике и на севере Тихого океана максимальные высоты волн наблюдались с задержкой от нескольких часов до суток после вступления фронта цунами (рис. 5.9). Интересно отметить, что в Кальяо (Перу), расположенном в 19 тыс. км от источника, высоты волн были больше, чем на Кокосовых островах, лежащих существенно ближе (1700 км). Кроме того, амплитуда цунами в Галифаксе (Новая Шотландия) также была больше, а ведь в этом случае волнам потребовалось пересечь не только Индий-

ский, но и Атлантический океан (вдоль), преодолев при этом свыше 24 тыс. км.

Модельные исследования распространения цунами в открытом океане позволяют получить картину распространения энергии, которую невозможно восстановить, имея только данные береговых измерений. Поскольку динамика цунами в открытом океане линейна, то высота волны пропорциональна квадратному корню из её энергии. Таким образом, пространственное распределение расчётных максимальных высот волн, представленное на рис. 5.10 — на цветной вкладке, даёт наглядную картину распространения энергии цунами. Многочисленные варианты расчётов при различных величинах деформации дна, размерах и ориентации источника показали, что все эти параметры незначительно влияют на распространение волн в дальней зоне. Сразу отметим, что в ближней зоне форма и ориентация источника оказываются определяющими параметрами.

Очень важным фактом, свидетельствующим об адекватности численной модели, является хорошее соответствие амплитуд волн, полученных в результате расчётов и зафиксированных береговыми станциями. Так, например, аномально высокие значения амплитуд в дальней зоне в точности отражают главные направления распространения волновой энергии. Береговые станции в Галифаксе (Канада), Манзанильо (Мексика), Кальяо (Перу), Арике (Чили) записали высоты волн более 50 см. При значительном удалении от источника (более 20 тыс. км) каждый из отмеченных пунктов расположен в области, относящейся к окончанию одного из “волновых лучей”.

Численные расчёты, подкреплённые натурными данными, подтверждают предположения о том, что на распространение цунами влияют два главных фактора: конфигурация (геометрия) источника, и волноводные свойства срединно-океанических хребтов. Напомним, что континентальный шельф также может служить в качестве волновода. Во многих случаях волны, захваченные шельфом, являются причиной продолжительных колебаний уровня воды у побережья.

В ближней зоне направленность излучения энергии была связана с большой протяженностью очага цунами. Длинная и узкая область (вытянутая в меридиональном направлении), в которой были сосредоточены деформации дна, вызванные землетрясением 26 декабря 2004 года, сформировала волны большой амплитуды в перпендикулярном, т. е. в широтном направлении. В меридиональном направлении распространялись волны существенно меньшей амплитуды. Этот эффект проявляется не только при

моделировании, но и вытекает из анализа записей мареографов и экспедиционных данных. Так, например, на противоположном берегу Индийского океана, в 5 тыс. км от источника на побережье Сомали (Восточная Африка) обнаружены высоты заплеска от 5 до 9 м [Synolakis et al., 2005]. Из численных расчётов распределения максимальных амплитуд (рис. 5.10) видно, что именно на это побережье приходится окончание одного из “волновых лучей”.

Для дальнейшей зоны основным фактором, определяющим направление распространения энергии, становится топография дна Мирового океана (рис. 5.11 на цветной вкладке). Анализ Индонезийского цунами 26 декабря 2004 г демонстрирует важную роль срединно-океанических хребтов в канализации энергии цунами. Из сопоставления рис. 5.10 и рис. 5.11 хорошо видно, что Западно-Индийский и Африканско-Антарктический хребты (Southwest Indian Ridge), а также Северо- и Южно-Атлантический хребты (Mid Atlantic Ridge) служили волноводами при распространении цунами в Атлантику. Австрало-Антарктическое и Южно-Тихоокеанское поднятия (Southeast Indian Ridge), а также Восточно-Тихоокеанское поднятие (Pacific Antarctic Ridge, East Pacific Rise) способствовали проникновению волн в Тихий океан. Интересно, что хребты хорошо справляются с ролью волноводов до тех пор, пока их кривизна не превысит критическое значение. Так, например, крутой изгиб Южно-Атлантического хребта у параллели 40° Ю.Ш. способствовал потере лучей волноводом. В результате волны заметной амплитуды наблюдались у атлантического побережья Южной Америки. В частности, численная модель правильно указала на значительную амплитуду (~ 1 м) в Рио-де-Жанейро. К сожалению, измерения в других точках атлантического побережья Южной Америки не проводились.

В южном направлении от источника волны распространялись вдоль Восточно-Индийского хребта (Ninety-East Ridge). Согласно расчётам, на побережье Антарктиды они могли иметь значительную высоту. Однако проверить этот факт из-за отсутствия мареографных станций практически невозможно. Две станции (японская “Syowa” и французская “Dumont d’Urville”), расположенные примерно в 2 тыс. км на запад и восток от точки попадания основного “луча”, зафиксировали умеренные высоты волн (размах 60–70 см).

В большинстве случаев на записях цунами, полученных в восточных и центральных районах Индийского океана (рис. 5.9), максимальную амплитуду имели несколько первых волн. В даль-

нейшем амплитуда приблизительно экспоненциально убывала во времени. Продолжительность аномально больших колебаний уровня достигала 12 часов. Численное моделирование показывает, что такой характер колебаний уровня у побережья соответствует тем случаям, когда волны максимальной амплитуды, будучи сфокусированными протяженным источником, следовали прямым путем от источника до точки наблюдения. Выраженная направленность излучения волн, хорошо заметная на рис. 5.10, ещё раз подтверждает тот факт, что одним из важнейших факторов, определяющих распространение цунами в ближней зоне, является форма источника.

Записи цунами, полученные в западной части Индийского океана и в других океанах, свидетельствуют о значительной продолжительности “звучания” цунами, причем колебания уровня максимальной амплитуды наблюдались с существенной задержкой после вступления первой волны. Это связано с возрастанием роли волн, отражённых от берегов и неровностей дна, а также с распространением вдоль естественных волноводов — подводных хребтов. Относительно медленное, но энергосберегающее волноводное распространение обеспечивает позднее вступление максимальных волн. Численное моделирование показало, что волновое возмущение часто состоит из двух (и более) хорошо различимых пакетов. Один из них имеет сравнительно небольшую амплитуду и распространяется напрямую с большой скоростью, “используя” глубокие области океана. Второй пакет, имеет большую амплитуду, но распространяется медленнее вдоль подводных хребтов (поднятий).

Интересно, что в Тихий океан цунами проникало двумя путями: прямо из Индийского океана и через южную часть Атлантического океана, минуя пролив Дрейка между Южной Америкой и Антарктидой. Численное моделирование показывает, что волны, прошедшие в Тихий океан с запада из Индийского океана и с востока через Атлантику, оказались сопоставимыми по амплитуде. Для всего тихоокеанского побережья, за исключением южного Чили, волны, пришедшие с востока, вступают позднее.

В заключение параграфа отметим, что для цунами 26 декабря 2004 не сообщалось о каких-либо разрушениях вне Индийского океана. Но опыт наблюдений и моделирования глобального распространения цунами показывает принципиальную возможность проникновения волн во все океаны. Противостоять такой опасности можно, создав глобальную систему предупреждения о цунами.

5.3. Набегание цунами на берег

Среди всего комплекса задач о динамике цунами проблема описания трансформации волн в прибрежной полосе с затоплением береговой зоны или осушением дна является одной из самых сложных. Связано это в первую очередь с нелинейностью задачи и наличием подвижной границы — линии уреза воды. Тема наката цунами на берег настолько обширна, что может составить предмет отдельной монографии. В настоящем параграфе мы лишь кратко остановимся на некоторых основных результатах и подходах к решению задачи наката цунами и приведём ссылки на ключевые публикации.

Классическая постановка задачи о накате содержится в известной книге Дж. Стокера [Стокер, 1959]. Обширную библиографию, отражающую развитие вопроса до конца 80-х годов 20-го столетия, можно найти в книге [Вольцингер и др., 1989]. Наиболее существенные достижения, полученные в период до 1995 г, изложены в работах [Carrier, Greenspan, 1958; Keller et al., 1960; Shen, Meyer, 1963; Sielecki, Wurtele, 1970; Лятхер, Милитеев, 1974; Spielvogel, 1975; Hibberd, Peregrine, 1979; Pedersen, Gjevik, 1983; Kim et al., 1983; Synolakis, 1987; Pelinovsky et al., 1993; Tadepalli, Synolakis, 1994; Liu et al., 1995; Pelinovsky, 1995; Titov, Synolakis 1995]. Значительная часть монографии Е. Н. Пелиновского [Пелиновский, 1996] посвящена аналитическим подходам к решению задачи о накате цунами. Публикации последнего десятилетия демонстрируют существенный прогресс в численном моделировании взаимодействия цунами с побережьем [Titov, Synolakis, 1997, 1998; Федотова, 2002; Chubarov, Fedotova, 2003; Titov et al., 2003]; не ослабевает интерес и к аналитическим исследованиям в этой области [Liu et al., 2003; Carrier et al., 2003; Kanoglu, 2004].

Существуют различные типы наката цунами на берег. Они варьируются от плавного подтопления (как во время прилива) до обрушения на побережье вертикальной стены пенящейся воды — бора. Как правило (около 75% случаев), волны цунами подтапливают берег без обрушения [Мазова и др., 1983]. Набегание цунами на берег в виде стены встречается довольно редко и преимущественно для волн значительной амплитуды.

Выделяют следующие три основных типа наката волн на берег [Пелиновский, 1996]:

- расплескивающийся бурун (spilling) — вершина волны разрушается, пена стекает по её переднему склону, характерен для малых уклонов дна;

- ныряющий бурун (plunging) — вершина волны обгоняет подножие и наклоняется вниз, характерен для больших уклонов дна;
- вздымающийся бурун (surging) — волна подтопляет берег без обрушения, характерен для крутых откосов.

Одно и то же цунами в различных пунктах побережья может демонстрировать различные формы наката.

Наиболее распространённой математической моделью, применяемой для описания динамики волн в прибрежной зоне, являются нелинейные уравнения длинных волн (5.2.1)–(5.2.3), в которых обычно пренебрегают силой Кориолиса. Во многих случаях для простоты пренебрегают также и донным трением, хотя в действительности этот фактор может заметно повлиять на величину заплеска. Основные представления о процессе наката цунами можно получить, рассматривая одномерную задачу вдоль оси, направленной перпендикулярно линии берега. Большинство модельных исследований наката выполнено в области, представляющей собой откос, сопряженный с ровным горизонтальным дном (рис. 5.12).

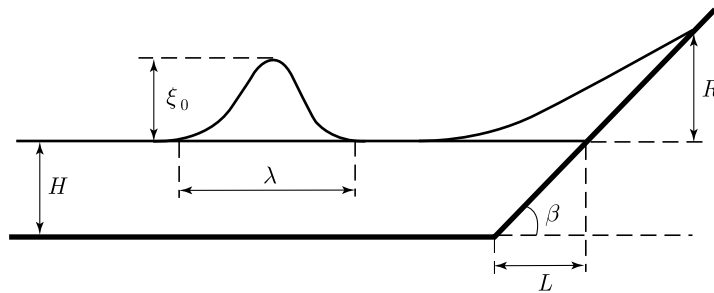


Рис. 5.12. Постановка задачи о накате цунами на берег

В практических расчётах цунами при постановке граничных условий большое распространение получило так называемое приближение “вертикальной стенки”. Граничное условие такого рода обеспечивает полное отражение волны на фиксированной изобате. Заметим, что приближение вертикальной стенки не является чисто академической абстракцией, оно имитирует довольно распространённый тип побережья — крутой скалистый откос, обрывающийся в воду. В обозначениях, приведённых на рис. 5.12, вертикальная стенка соответствует $\beta = 90^\circ$ или $L = 0$.

Из элементарной теории линейных волн известно, что если канал фиксированной глубины заканчивается вертикальной

стенкой, то высота заплеска на стенку определяется как удвоенная амплитуда падающей волны $R_L = 2\xi_0$.

В реальности при подходе к берегу, амплитуда цунами может быть сравнима с глубиной. Поэтому для определения высоты заплеска, вообще говоря, следует использовать нелинейную теорию. Опуская детали решения нелинейной задачи теории длинных волн, изложенные в книге [Пелиновский, 1996], приведём результирующую аналитическую формулу, связывающую заплеск на вертикальной стенке R_N и амплитуду волны вдали от берега ξ_0

$$R_N = 4H \left(1 + \frac{\xi_0}{H} - \left(1 + \frac{\xi_0}{H} \right)^{1/2} \right), \quad (5.3.1)$$

где H — глубина бассейна. Легко убедиться, что соотношение $R_L = 2\xi_0$ является частным случаем формулы (5.3.1) при условии $\xi_0/H \ll 1$. Сопоставление величин R_L и R_N показывает, что учёт нелинейности незначительно увеличивает амплитуду заплеска. С ростом нелинейности (величины ξ_0/H) отношение R_N/R_L монотонно растёт, но этот рост не является беспредельным

$$\lim_{\frac{\xi_0}{H} \rightarrow \infty} \left(\frac{R_N}{R_L} \right) = 2.$$

То есть амплитуда заплеска, рассчитанная с учётом нелинейности, не может превысить амплитуду, соответствующую линейной теории, более чем в два раза.

Далее рассмотрим одномерную задачу о движении длинной волны по откосу ($0 < \beta < \pi/2$). Запишем нелинейные уравнения мелкой воды, учитывая, что глубина бассейна является линейной функцией горизонтальной координаты $H = H_0 - \alpha x$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + g \frac{\partial \xi}{\partial x} = 0, \quad (5.3.2)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left((\xi - \alpha x) U \right) = 0, \quad (5.3.3)$$

Будем считать, что на шельф входит волна, характеризуемая высотой ξ_0 и периодом T . Введём безразмерные переменные (знак “*” в дальнейшем опустим)

$$t^* = \frac{t}{T}, \quad x^* = \frac{x\alpha}{\xi_0}, \quad \xi^* = \frac{\xi}{\xi_0}, \quad U^* = \frac{U\alpha T}{\xi_0}.$$

В таких переменных система (5.3.2)–(5.3.3) принимает следующий вид [Кайстренко и др., 1985]:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{1}{Br} \frac{\partial \xi}{\partial x} = 0, \quad (5.3.4)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [(\xi - x) U] = 0, \quad (5.3.5)$$

где $Br = \xi_0 / (g\alpha^2 T^2)$ — единственный безразмерный параметр, физический смысл которого — критерий разрушения волны, накатывающейся на плоский откос. Заметим, что этот критерий не является вполне точным, т. к. он не учитывает фазовую дисперсию и донное трение.

Многочисленные экспериментальные исследования позволили в качестве критерия обрушения волны ввести параметр Иребаррена [Battjes, 1988]

$$Ir = \frac{\alpha \lambda^{1/2}}{\xi_0^{1/2}},$$

где λ — длина волны на глубокой воде. Мы полагаем, что глубина вдоль откоса увеличивается бесконечно, поэтому для волн любой длины существует область, где они не “чувствуют” дно. Выражая длину волны через период из дисперсионного соотношения для гравитационных волн на глубокой воде $\lambda = gT^2 / (2\pi)$, получаем, что эмпирически введённый параметр Иребаррена и величина Bg однозначно связаны между собой $Ir^{-2} = 2\pi Br$. Наличие такой связи свидетельствует о правильности выбора модели нелинейных длинных волн для описания наката цунами на берег. Переход от вздымающегося буруна к ныряющему (обрушение волны) происходит при $Ir \approx 2$ ($Br \approx 0,04$).

Важным этапом в решении задачи наката стала работа [Carriger, Greenspan, 1958], в которой было показано, что нелинейные уравнения длинных волн могут быть сведены к линейному волновому уравнению, которое в отличие от исходной системы решается в полупространстве с фиксированной границей. Напомним, что исходная система имеет неизвестную подвижную границу — линию уреза воды. В дальнейшем это преобразование получило название преобразование Кэрриера–Гринспана.

Подход, основанный на преобразовании Кэрриера–Гринспана, позволил найти целый ряд аналитических решений задачи о накате цунами на плоский откос [Пелиновский, 1996].

Одним из главных результатов анализа нелинейных задач о накате является доказательство того, что характеристики заплеска линейно зависят от амплитуды волны вдали от побережья. Этот факт обеспечивает возможность использования линейной теории для расчёта заплеска. Строгое обоснование такой возможности можно найти в работах [Пелиновский, 1982; Kaistrenko et al., 1991].

В частности, для наката монохроматической волны на плоский откос в результате решения линейной задачи удается построить следующую простую аппроксимацию для величины максимального заплеска

$$R = \xi_0 \begin{cases} 2, & L < 0,05\lambda; \\ 2\pi \left(\frac{2L}{\lambda}\right)^{1/2}, & L > 0,05\lambda. \end{cases} \quad (5.3.6)$$

Если длина откоса незначительна по сравнению с длиной падающей волны, то процесс наката происходит как в случае вертикальной стенки, т.е. высота заплеска оказывается равна удвоенной амплитуде падающей волны. Увеличение длины откоса L (уменьшение угла β) приводит к некоторому росту высоты заплеска.

Аналогичные расчёты выполнялись и для наката импульсной волны. Максимальный заплеск и в этом случае описывается формулой, идентичной (5.3.6), но с несколько иным числовым коэффициентом. Интересно, что на крутых откосах колебания уреза воды повторяют форму исходной волны. На пологом откосе колебания уреза связаны с формой падающей волны более сложным образом. В частности, при падении на откос уединенной волны (положительного знака) колебания уреза оказываются знакопеременными.

Линейность связи между высотой волны вдали от берега и величиной её заплеска на плоский откос подтверждается результатами лабораторных и численных экспериментов. На рис. 5.13 представлена такая связь, полученная для наката уединенных волн на крутой (1:1) и пологий (1:19,85) откосы. Сплошной линией на рис. 5.13 показана зависимость, соответствующая высоте заплеска на вертикальную стенку, которая рассчитана по формуле (5.3.1). При накате на крутой откос зависимость $R(\xi_0)$ действительно мало отличается от линейной. Но в случае наката волн большой амплитуды на пологий откос имеется отклонение зависимости от линейной в сторону уменьшения величины заплеска. Перегиб в зависимости, наблюдаемый при $\xi_0/H \sim 0,03$

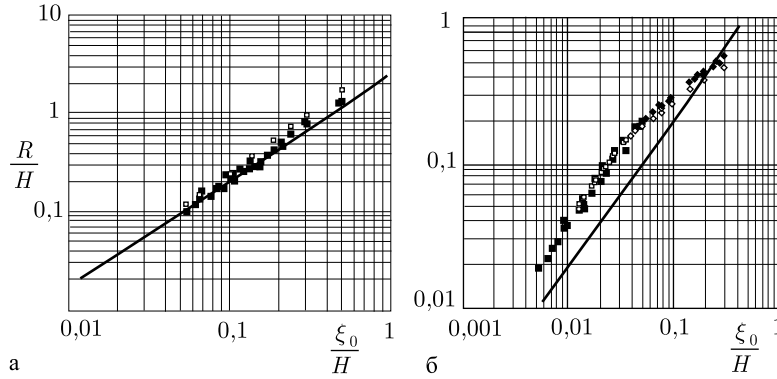


Рис. 5.13. Нормированная высота заплеска при накате на плоский откос как функция нормированной амплитуды волны вдали от берега. Крутизна откоса: а — 1:1, б — 1:19,85. Квадраты — накат без обрушения, ромбы — с обрушением. Заполненные и пустые значки соответствуют лабораторным и численным экспериментам. Сплошная линия — высота заплеска на вертикальную стенку, рассчитанная по формуле (5.3.1). Основа рисунка заимствована из работы [Titov, Synolakis, 1995]

(рис. 5.13б), соответствует переходу к накату с обрушением волн.

Из рисунка 5.13а видно, что на крутом откосе величина заплеска приблизительно в два раза превышает амплитуду волны вдали от берега, что соответствует теоретическому результату для наката на вертикальную стенку (5.3.1). При накате на пологий откос (рис. 5.13б) высота заплеска заметно увеличивается, теперь она в 3–4 раза превосходит амплитуду волны вдали от берега. Впрочем, потери энергии, связанные с обрушением, приводят к уменьшению высоты заплеска. При определенных условиях высота заплеска на плоский откос волны с обрушением может оказаться даже меньшей, чем аналогичная величина в случае вертикальной стенки.

Данные численного моделирования, представленные на рис. 5.13, хорошо соответствуют результатам лабораторных экспериментов. Детали численного алгоритма описаны в работе [Titov, Synolakis, 1995].

В заключение параграфа остановимся на некоторых сложностях, возникающих при численном моделировании наката цунами с учётом реального рельефа прибрежной области. **Первая сложность** связана с отсутствием или недостаточной детальностью батиметрических и топографических данных. Для моделирования цунами в открытом океане, где волны обладают значительной длиной, порядка 100 км, вполне достаточно существую-

щих ныне глобальных данных, например, ETOPO-2 с разрешением 2 угловых минуты (~ 4 км). Но для надёжного численного моделирования динамики цунами в прибрежной зоне необходимо обладать данными о рельефе дна и побережья с пространственным разрешением, которое в сотни раз лучше (~ 10 м). Связано это требование не только со значительным уменьшением длины волн на мелководье. От качества топографических данных напрямую зависит точность решения практической задачи — определения границ заплеска. Здесь также следует отметить, что для точного решения задачи наката необходимо обладать информацией ещё и о приливных колебаниях уровня.

Самым надёжным критерием применимости той или иной модели наката цунами является её тестирование на практике. Лабораторные эксперименты, конечно, позволяют судить о работоспособности численных моделей, но всё же наиболее надёжной проверкой является сопоставление результатов моделирования и данных о реальных цунами. Здесь мы сталкиваемся со **второй сложностью**, связанной с наличием и качеством результатов натурных измерений. Для проверки модели требуются детальные измерения области заплеска, которые желательно дополнить информацией о параметрах водного потока на побережье. Банк данных о параметрах заплеска в последние годы регулярно пополняется высокоточными измерениями, выполняемыми международными экспедициями, которые в обязательном порядке обследуют участки побережья, пострадавшие от цунами. Решению этой задачи также способствуют высококачественные спутниковые снимки, позволяющие определить область заплеска. Но о скоростях потоков воды, обычно приходится судить только по косвенным данным.

Третья сложность связана с тем, что сильные волны цунами способны изменить исходный облик побережья, включая топографию прибрежной полосы (эрозия, разрушение построек, уничтожение растительности). Таким образом, последующие волны будут взаимодействовать с побережьем, свойства которого (топография, шероховатость) были изменены предшествующей волной. Высокоточное моделирование наката неизбежно столкнется с необходимостью учёта этих эффектов.

Глава 6

СПОСОБЫ РЕГИСТРАЦИИ ВОЛН ЦУНАМИ

Первая информация о потенциальной возможности возникновения цунами поступает от мировой сейсмической сети. Данные о времени, координатах эпицентра и энергии (магнитуде) подводного землетрясения позволяют оценить положение источника, вероятность возникновения цунами и время появления волны у побережья. Но волны цунами неоднозначно связаны с сейсмическим событием. Сильное землетрясение иногда сопровождается незначительным цунами, и, напротив, слабое землетрясение в ряде случаев служит причиной образования катастрофических волн. Для уточнения степени опасности необходима информация о развитии волнового процесса во времени. При отсутствии такой информации большое число ложных тревог и пропусков цунами практически неизбежно.

Регистрация цунами осуществляется различными методами, включая традиционные измерения уровня моря вблизи берега (мареографы), измерения с помощью придонных датчиков давления в открытом океане, а также развивающиеся в последнее время дистанционные методы, к которым в первую очередь следует отнести спутниковую альтиметрию. Исследование проявлений цунами на побережье проводится полевыми экспедициями непосредственно после события. Некоторые следы воздействия цунами на побережье сохраняются в течение многих тысяч лет. Поиск и анализ таких следов доисторических или палеоцунами позволяет существенно дополнить каталоги цунами.

6.1. Использование мареографов и придонных датчиков давления

Первая инструментальная регистрация цунами была получена береговым мареографом, прибором, предназначенным для измерения низкочастотных вариаций уровня океана (в первую очередь приливов). Схема традиционного мареографа представлена

на рис. 6.1. Измерения уровня проводятся в колодце, который соединен с океаном относительно тонкой трубкой. Такая схема позволяет автоматически отфильтровывать высокочастотные колебания уровня, связанные с ветровым волнением.

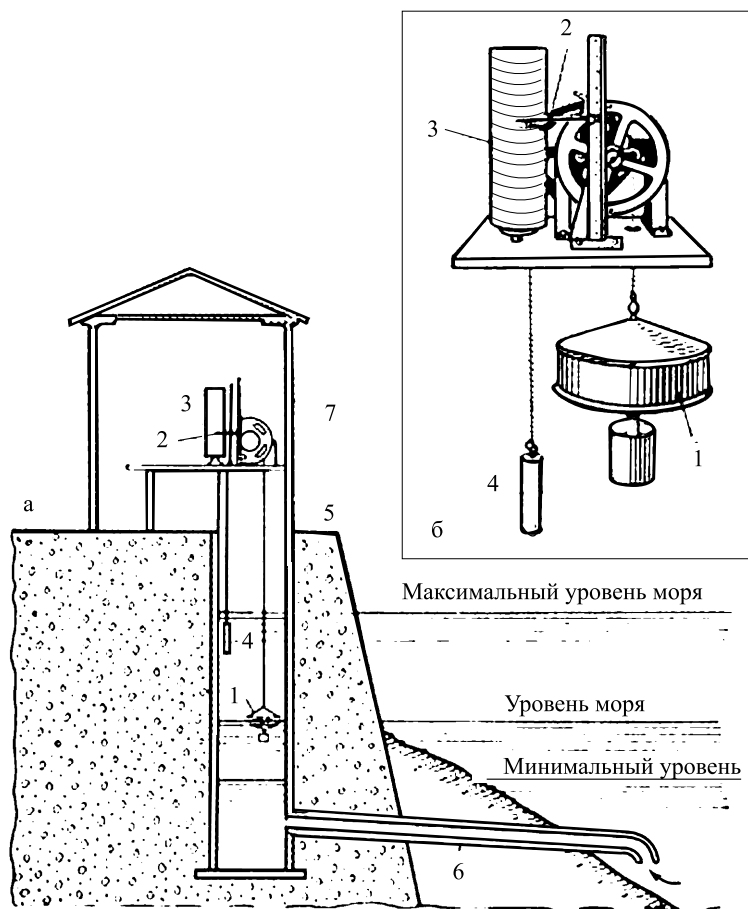


Рис. 6.1. Традиционный самописец уровня моря (мареограф) в колодце (а) и его устройство (б): 1 — поплавок; 2 — перо; 3 — барабан с диаграммной лентой; 4 — противовес; 5 — колодец; 6 — труба, соединяющая колодец с морем; 7 — будка, в которой устанавливается прибор

Стандартный современный телеметрический комплекс для наблюдений за уровнем океана (и для регистрации цунами) включает в себя традиционный регистратор (мареограф), футшток, а также средства сбора и передачи данных (см. рис. 6.2). Около 70 таких комплексов установлено на побережьях многих стран,

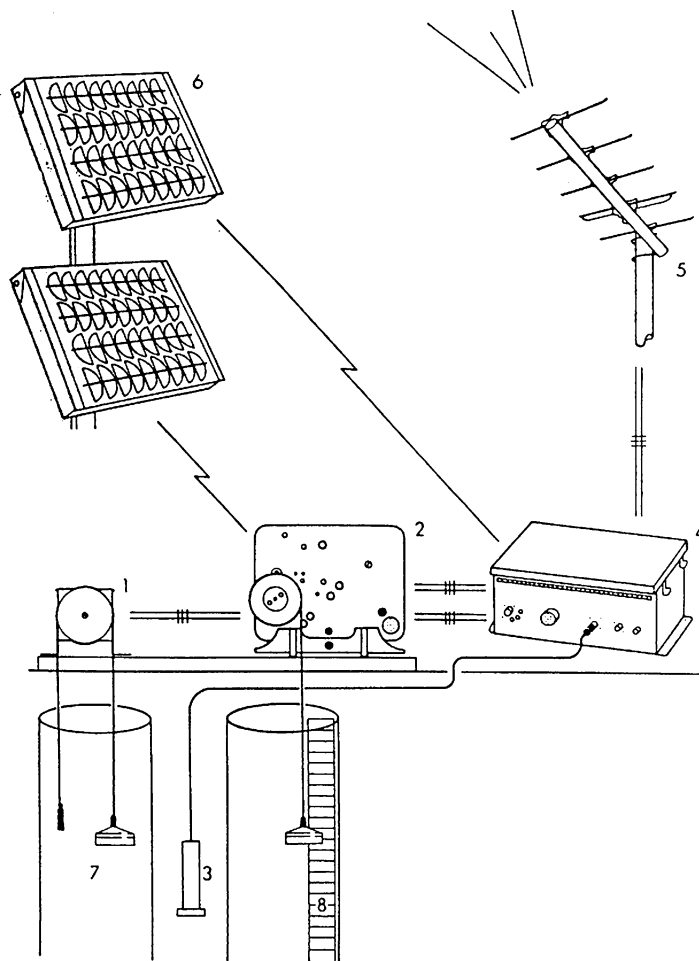


Рис. 6.2. Схема современной стандартной установки Тихоокеанской службы предупреждения о цунами. 1 — дифференциальное (инкрементное) кодирующее устройство (Handar), 2 — прибор Леопольда–Стивенса с аналого-цифровым регистратором, 3 — преобразователь давления, 4 — спутниковая платформа сбора данных (Handar), 5 — спутниковая антенна (GOES), 6 — солнечные батареи, 7 — волноуспокоитель (мареографный колодец), 8 — футшток

входящих в Международную Тихоокеанскую систему предупреждения о цунами, и, в частности, в портах Северо-Курильска и Усть-Камчатска Дальневосточного региона России.

В состав телеметрического комплекса входит датчик давления РТХ160 фирмы Druck (точность измерения давления: $\pm 0,1\%$), универсальное устройство сбора и преобразования дан-

ных типа 555 DCP фирмы Nanpar, включающее радиопередатчик спутниковой системы сбора данных через ИСЗ GOES или GMS-5 и источник электропитания. Комплекс также оснащен антенной спутниковой связи. Удаление датчика от берегового устройства — до 1,5 км. Датчик обычно размещается в трубе с дренажными отверстиями, или в мареографном колодце на глубине около 3 м.

Телеметрическая информация об уровне моря принимается и обрабатывается в национальных центрах предупреждения о цунами. Пример такой регистрации в Сахалинском Центре цунами (г. Южно-Сахалинск) приведен на рис. 6.3. Волна цунами, образовавшаяся при землетрясении в Индийском океане 24 декабря 2004 г, достигла Северо-Курильска через 41 час 17 минут, её амплитуда составляла 29 см.

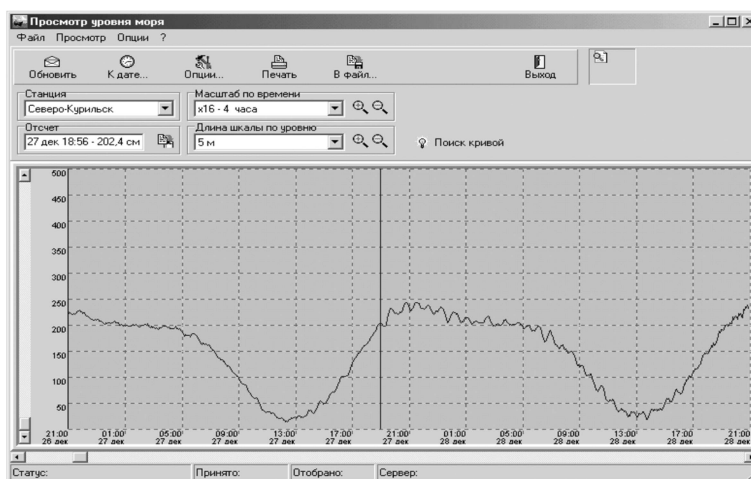


Рис. 6.3. Пример представления телеметрических данных в Сахалинском Центре цунами, полученных от регистратора в Северо-Курильске. Меткой выделено вступление фронта Индонезийского цунами 26 декабря 2004 года

До недавнего времени все представления о характере эволюции волн цунами в открытом океане основывались исключительно на береговых измерениях. В 60-70-х годах С. Л. Соловьев предложил принципиально новый метод оперативного прогноза, основанный на регистрации волны вдали от берега [Соловьев, 1968, Жак, Соловьев, 1971]. Получив существенное техническое развитие [UNESCO Tech. Rep., 1975; Cartwright et al., 1979; Gonzalez et al., 1987], этот метод в настоящее время используется в США (DART) и в Японии (JAMSTEC).

Создание автоматизированной системы наблюдений за уровнем в открытом океане представляет собой перспективный путь для надежного и заблаговременного предупреждения о цунами. Кроме того, глубоководные измерения уровня важны для развития представлений о процессах возбуждения и распространения волн. По сравнению с береговыми измерениями глубоководная регистрация цунами имеет целый ряд важных преимуществ [Titov et al., 2005]. Во-первых, в силу того, что скорость цунами определяется глубиной океана, глубоководный датчик регистрирует волну, чем береговой мареограф, расположенный на том же расстоянии от очага. Во-вторых, при подходе к побережью волна цунами сильно искажается (например, из-за резонанса в бухтах) и “забывает” о свойствах породившего её источника. Поэтому, истинный частотный спектр цунами недоступен для береговых мареографов. В тоже время в открытом океане сигнал цунами не является искаженным или фильтрованным и содержит в себе все оригинальные компоненты спектра. В-третьих, амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) донных датчиков давления является абсолютно плоской в диапазоне волн цунами, в то время как многим береговым мареографам свойственна сложная и непостоянная АЧХ. Большинство мареографов, вообще говоря, не предназначены для измерений цунами, так как они создавались для слежения за относительно низкочастотными приливными колебаниями уровня. В-четвертых, амплитуда цунами в открытом океане является малой по сравнению глубиной, поэтому распространение волн с очень хорошей точностью описывается простыми линейными моделями. В этой связи данные глубоководных измерений могут быть эффективно использованы для решения обратных задач (восстановления формы возмущения в источнике и т. д.).

Регистрация уровня в открытом океане (на больших глубинах) представляет собой сложную техническую задачу, которую удалось решить только в последние десятилетия. Среди множества различных систем наибольшую точность и стабильность измерений обеспечивают кварцевые датчики.

Вариации давления на дне океана обладают широким частотным спектром и порождаются целым комплексом процессов в атмосфере, океане и литосфере. Поверхностные, внутренние и упругие волны в водном слое, а также сейсмические поверхностные волны и изменения атмосферного давления, - все это вносит свой вклад в вариации придонного давления.

Вариации давления, связанные с поверхностными волнами, как известно, ощутимы на дне только в случае длинных волн

($\lambda \gtrsim H$), поэтому при постановке датчиков на больших глубинах высокочастотные колебания уровня моря (ветровые волны) не сказываются на придонном давлении. Но в случае цунами или приливных волн изменения придонного давления $\Delta p_{\text{дно}}$ преимущественно определяются смещениями свободной поверхности океана $\Delta \xi$ с учётом изменений атмосферного давления $\Delta p_{\text{дно}} = \rho g \Delta \xi + \Delta p_{\text{атм}}$, где ρ — плотность воды, g — ускорение силы тяжести. По оценке [Wunsch, 1972] влиянием бароклинности на придонное давление можно пренебречь. Упругие колебания водного слоя, вызываемые сейсмическими движениями дна (например, при прохождении поверхностных сейсмических волн), могут вносить существенный и даже определяющий вклад в придонное давление $\Delta p = \rho c U$, где c — скорость звука в воде, U — вертикальная скорость движения дна. Но, из-за разницы скоростей распространения цунами и сейсмических волн, “сейсмический шум” и сигнал цунами могут быть разнесены во времени. В тех случаях, когда датчик давления расположен вблизи эпицентра, сигнал цунами можно выделить путем фильтрации высокочастотной сейсмической компоненты.

На приливные колебания уровня океана обычно приходится 85–90% общей энергии длинноволнового “шума”, дисперсия колебаний, соответствующих суточному и полусуточному приливам, имеет порядок 10^3 см^2 . Приливная компонента, в отличие от вариаций давления, связанных со стохастическим воздействием атмосферных и иных процессов, является строго детерминированной, — она определяется неизменными астрономическими постоянными.

Неизбежной задачей, связанной с выделением и анализом сигнала цунами на записи, полученной донным датчиком давления, является устранение приливной компоненты. Частоты волн цунами обычно более чем на порядок превышают частоты приливов, кроме того, прилив не является случайным процессом. Поэтому принципиальных сложностей в выделении сигнала цунами нет. Некоторая техническая сложность может возникнуть при оперативном выделении цунами, т. к. настройка фильтра, отсекающего низкую частоту, требует значительного времени. Но в силу того, что приливные колебания уровня могут быть предвычислены по известным заранее константам, их можно просто вычесть из записи. Главным недостатком этого подхода является невозможность его использования сразу после установки донного регистратора. Для расчёта констант с необходимой точностью требуется запись уровня продолжительностью не менее месяца.

В рамках национальной программы снижения угрозы от цунами в США (National Tsunami Hazard Mitigation Program, NTHMP) существует проект, направленный на выявление волн цунами в открытом океане и оценку степени их опасности (Deep-ocean Assessment and Reporting of Tsunami, DART) [Bernard et al., 2001; Eble et al., 2001; Kong, 2002]. Несколько буйковых станций DART установлены вблизи областей, в которых возможно образование разрушительных цунами (рис. 6.4, цветная вкладка). Информация со станций поступает в центры предупреждения о цунами в реальном режиме времени по спутниковому каналу связи (GOES). Выбор местоположения станций гарантирует, что цунами, образовавшееся в этих областях, будет выявлено в течение 30 мин. с момента генерации.

Основу системы представляют глубоководные датчики давления, разработанные в одном из подразделений NOAA (Pacific Marine Environmental Laboratory, PMEL). Станция DART состоит из заякоренного поверхностного буя и донной платформы, обмен информацией между которыми ведется по акустическому каналу связи (рис. 6.5). Датчик, расположенный на донной платформе, измеряет среднее за 15 с давление с точностью, соответствующей 1 мм водяного столба. Уровень естественного длинноволнового шума (без учёта приливов) в глубоководной части океана невелик (среднеквадратичное значение $\sim 0,2$ см). Это позволяет надежно выделять цунами высотой всего 1 см при глубине океана в месте постановки около 6000 м. Поверхностный буй оборудован спутниковой системой передачи данных (GOES) в Центры предупреждения о цунами на Гавайях и Аляске, а также в PMEL. В настоящее время функционирует 6 станций DART. В обозримом будущем планируется увеличить их количество до 10. Данные имеются в свободном доступе по адресу <http://www.pmel.noaa.gov/tsunami/>.

С 1997 г японское агентство JAMSTEC также развернуло сеть глубоководных донных станций, оснащенных сейсмометрами, гидрофонами и датчиками давления. Последние предназначены для оперативного прогноза цунами и даже носят название “датчики цунами”. В отличие от описанной выше американской системы DART, японские станции не используют спутниковый канал связи, а соединены с побережьем кабельными линиями. Разрешающая способность датчиков давления $\sim 0,3$ мм водяного столба. Частота дискретизации данных существенно выше, чем в американской системе, она составляет 1 Гц. В настоящее время функционируют 5 донных станций: Hatushima (1 датчик), Muroto (2 датчика) и Kushiro-tokachi (2 датчика). Их

расположение показано на рис. 6.6. Данные измерений доступны по адресу http://www.jamstec.go.jp/scdc/top_e.html. Подробное описание технических деталей этих систем можно найти, например, в работе [Hirata et al., 2002] или на указанной сетевой странице.

С момента установки система зарегистрировала множество сейсмических событий и цунами малой амплитуды (микроцунами). Сильнейшее землетрясение 2003 года ($M_w = 8,3$), произошедшее вблизи о-ва Хоккайдо, также было успешно зафиксировано системой. Землетрясение оказалось цунамигенным, оно вызвало волну, достигавшую 4 м на побережье Хоккайдо. Два датчика придонного давления оказались непосредственно в области источника цунами. Это было первое в истории прямое измерение, сделанное в очаге в момент зарождения волны. Оно позволило не только измерить остаточные вертикальные деформации дна в очаге цунами [Watanabe, 2004], оценить скорость и продолжительность этих деформаций [Nosov, 2005], но и выявить низкочастотные упругие колебания водного слоя. Эти результаты подробно анализировались в п. 3.1.6.

Катастрофа, произошедшая в Индийском океане 26 декабря 2004 года, ещё раз продемонстрировала необходимость разработки глобальной системы наблюдений за уровнем океана. Несмотря на высокую стоимость (станция DART — 250,000\$ US) донные измерители уровня океана являются чрезвычайно перспективным и надежным средством оперативного прогноза цунами.



Рис. 6.6. Расположение донных станций JAMSTEC: “Hatsushima” (A), “Muroto” (B), “Kushiro-tokachi” (C)

6.2. Измерения высот заплеска волн цунами на береговых откосах. Обнаружение следов палеоцунами

Детальное изучение и документация эффектов воздействия цунами на побережье — очень важная задача, которая позволяет глубже изучить природу этого явления, выработать необходимые рекомендации по цунамирайонированию, уточнить схемы эвакуации населения, определить локальное влияние морфологии побережья на эффекты цунами и многое другое.

Цунами влечёт за собой целый ряд геоморфологических последствий. Самое распространённое среди них — отложение морского песка, ила и перемещённого материала на большом удалении от береговой линии. Наиболее сильные цунами перемещают материал на расстояние до 10 км, и при отступлении воды территория, бывшая затопленной, оказывается покрытой слоем “цунамигенных отложений” мощностью от первых сантиметров до первых метров. Цунамигенные отложения, как правило, состоят из материала, которым сложен пляж и мелководная часть прибрежной зоны. Кроме того, цунами перемещают большое количество вырванных и сломанных деревьев и кустарников — при условии их наличия на берегу. В населенных местах цунами захватывает множество мусора и фрагментов разрушенных конструкций. Так, например, передний фронт потока Индонезийского цунами 26 декабря 2004 г. в районе города Банда-Ачех был настолько нагружен переносимым материалом, что больше походил на грязевой поток или лахар (рис. 6.7 на цветной вкладке).

Еще один, очень распространённый эффект цунами на берегу — эрозия почв и абразия склонов и террас. Эти эффекты, как правило, приурочены к сильным цунами с высокой скоростью потока. В таких случаях цунами сдирает с земной поверхности почвенно-растительный слой, размывает береговые валы, речные бары, уступы террас, вымывает ниши вдоль склонов, сложенных осадочными, либо слабо консолидированными породами (рис. 6.8 на цветной вкладке). Изучение последствий целого ряда исторических цунами в различных регионах мира показало, что цунами не формируют новых форм рельефа на побережьях (например, в виде новых валов), но локально могут очень сильно размыть имеющиеся формы. Ширина зоны, подверженной эрозионной деятельности, в первую очередь зависит от интенсивности цунами и от скорости потока. Так, например, в провинции Ачех, на севере о. Суматра, ширина “эрозионной” зоны воздействия цунами 26.12.04 составила 2–3 км, а далее, на расстоянии 5–10 км, находилась зона аккумуляции цунамигенного материала.

Цунами подходят к берегу в виде либо спокойного подтопления, либо стремительного прилива. Передний фронт волны при набегании на сушу осложнен различными турбулентными потоками, поэтому направление движения и высота цунами может изменяться очень сильно даже в масштабе сотен метров. В связи с этим, эффекты цунами на берегу могут быть различны даже для соседних районов. Ширина зоны затопления цунами зависит от топографии рельефа, высоты цунами и от длины волны.

При изучении последствий цунами на побережье традиционно производится документация высоты заплеска (run-up height), высоты затопления (inundation height) и дальности заплеска. Необходимо также обращать внимание на направление поваленных деревьев, столбов и прочих конструкций; фотографировать участки с эрозией земной поверхности и аккумуляцией цунамигенных отложений. Максимальный уровень высоты затопления часто оставляет грязевую отметку на стенах домов, что так же необходимо фиксировать. На уцелевших деревьях высоту цунами возможно определять по мусору, застрявшему на ветвях, а также по высоте обломанных веток и ободранной коры. Необходимо отмечать изменение уровня воды с расстоянием от берега, т.к. это даёт основу для определения длины волны. На уцелевших домах необходимо делать замеры высоты воды с фронтальной к морю и с защищенной от моря сторон — по разнице уровня возможно определить скорость потока. Кроме того, на различном удалении от берега необходимо делать шурфы и определять мощность цунамигенного слоя, а также отбирать из этого слоя образцы (100–200 грамм) для гранулометрического анализа. Этот анализ даёт представление об изменении скорости потока. При возможности, в цунамигенном слое необходимо отмечать количество прослоев — что даст информацию о количестве волн.

Основной метод измерения высоты и глубины затопления цунами — измерение топографических профилей на берегу — от уровня моря (перпендикулярно береговой линии) и до высоты максимального затопления в точке максимальной дальности заплеска (рис. 6.9). При промере топографического профиля регистрируется время замера высоты первой точки на берегу над уровнем воды. Затем, с помощью таблиц приливов-отливов, пересчитывается высота профиля относительно среднего уровня моря, а также относительно уровня моря на время подхода цунами.

Если в обследуемом районе проживают люди, необходимо проводить опрос населения для выяснения времени начала цуна-



Рис. 6.9. Схема замеров основных характеристик проявления цунами вдоль топографического профиля

ми, периода, количества волн и т. д., а также тщательно анализировать разрушения построек.

На основе данных полевых обследований, аэрофото- и космических снимков необходимо составить карту распределения высот и дальности заплесков на всей территории, подверженной воздействию цунами.

Несмотря на то, что на Земле цунами происходят ежегодно, сильные и катастрофические цунами — явление достаточно редкое, и для большинства цунамиопасных побережий каталог этих событий недостаточно представителен для статистических оценок. Поэтому с конца 80-х гг. во всем мире проводятся исследования *отложений цунами* — как исторических, так и доисторических (*палеоцунами*).

Первые работы по изучению отложений цунами были выполнены в Японии в середине 80-х годов [Atwater, 1987; Minoura, 1996]. В последующий период подобные работы проводились на западном побережье США и Канады, в Чили, Австралии, Новой Зеландии и ряде других стран — в большинстве регионов, подверженных цунами. В России детальные работы в этом направлении начались с середины 90-х гг. — на Сахалине, Камчатке, Курильских островах — в наиболее цунамиопасных районах Российского Дальнего Востока [Пинегина и др., 1997, 2000; Pinagina, Bourgeois, 2001; Pinagina et al, 2003].

К основным отличительным особенностям отложений цунами можно отнести следующие.

1. Приуроченность к полосе побережья вне зоны штормовой досягаемости и к различным гипсометрическим уровням (примерно до 30 м над уровнем моря).
2. Присутствие в отложениях морского песка и окатанной гальки.

3. Незначительная мощность отложений (от нескольких миллиметров до нескольких десятков сантиметров, редко до первых метров).
4. Периодичность образования отложений (первые десятки – первые сотни лет).

Предварительные места для поиска и изучения отложений цунами выбираются после тщательного анализа аэрофото- и космических снимков и топографических материалов. С их помощью выделяются ключевые участки на побережьях, где могут сохраниться цунамигенные отложения на протяжении длительного времени. Эти участки не должны быть в зоне воздействия аллювиальных и склоновых процессов (например, паводки, осыпи и проч.) Желательно, чтобы прибрежный рельеф имел разные высотные уровни, а конфигурация побережий не препятствовала свободному проникновению цунами. Кроме того, собираются описания исторических цунами на предполагаемом участке исследований. Отложения исторических цунами служат опорными для выяснения интенсивности более древних событий.

Во время проведения полевых работ на выбранном участке побережья проводится нивелирная съемка топографических профилей, как показано на рис. 6.9 от уреза воды через пляж, береговые валы и на расстояние максимальных заплесков цунами. Профили обычно прокладываются через несколько километров вдоль берега. Вдоль профилей закладываются геологические шурфы и в них описываются геологические разрезы. Обычно вдоль каждого профиля закладывается от 5 до 20 шурфов. Глубина шурфов составляет в среднем от 1 до 4 м — в зависимости от возраста поверхности и скорости роста почвы. Во время геологического описания шурфов в них выделяются прослойки почв, торфа, цунамигенные отложения и др. Из этих прослоев отбираются образцы для минералогического, радиоуглеродного, диатомового, спорового–пыльцевого, гранулометрического и других анализов — для определения генезиса и возраста прослоев.

На Дальнем Востоке, в частности на Камчатке, изучение отложений цунами тесным образом связано с возможностью применения метода тефрохронологии. Метод основан на изучении и корреляции маркирующих горизонтов вулканических пеплов (тефры), каждый из которых имеет характерный облик, химический и минералогический состав и распространение на большой территории. При исследованиях отложений цунами на Камчатке, тефрохронологический метод применяется, как базовый для корреляции и датирования отложений (рис. 6.10 на цветной вкладке).

После описания геологических разрезов, идентификации отложений и корреляции цунамигенных прослоев составляется сводная геологическая колонка и геохронологический (временной) разрез, на основе которого возможно рассчитать частоту повторяемости цунами на побережье. Такие работы достигли больших успехов, в частности, в России. Так, для многих участков Камчатского и Курильского побережий были выявлены следы отложений десятков древних цунами за последние 2–7 тысяч лет.

Для оценки интенсивности древних цунами и очагов землетрясений их вызвавших, данных по повторяемости цунами в отдельном пункте побережья недостаточно. Для решения этих задач необходимо знать высоту заплеска или затопления, дальность проникновения и длину побережья, испытавшего воздействие каждого из выявленных цунами. Эта задача очень сложная и комплексная. Для каждого из изученных участков необходимо провести реконструкцию положений древней береговой линии и высоты рельефа на различные моменты времени. И только после этого становится возможным определить необходимые параметры древних цунами. В условиях быстрых и больших подвижек на побережьях (что характерно для зон субдукции), реконструкции особенно важны. Сложность подобных работ усугубляется ещё и тем, что побережья вдоль зон субдукции испытывают резкие косейсмические поднятия и опускания, что часто затрудняет определение положения береговой линии для изучаемого момента времени, (см. рис. 6.11 на цветной вкладке).

Несмотря на трудности, связанные с геологической интерпретацией отложений цунами, такие работы являются единственной возможностью получить объективные данные как для цунами-районирования, так и для оценки пространственно-временного распределения очагов сильных цунамигенных землетрясений в прошлом.

6.3. Регистрация цунами в океане

Обнаружение места и времени зарождения волны цунами основано на сейсмической информации, получаемой сразу же после землетрясения. Отсутствие наблюдательных данных о параметрах цунами в очаге приводит к низкой эффективности вычислительных моделей, определяющих времена добегания волны и её амплитуды в каждом конкретном пункте. В результате возрастает уровень ложных тревог цунами.

Так, например, во время Шикотанского цунами 4 октября 1994 года, которое оказалось катастрофическим для Южных Ку-

рил и о. Хоккайдо, международная служба дала предупреждение на Гавайские острова о возможном подходе цунами с высотой несколько метров. На эвакуацию тысяч людей были затрачены значительные материальные средства (до 30 миллионов долларов США), хотя высота цунами оказалась около полуметра. В этих условиях использование дистанционных спутниковых методов регистрации волн цунами позволило бы получать недостающую информацию непосредственно в момент землетрясения или сразу после него.

Во время цунами 26 декабря 2004 г. много тысяч человеческих жизней можно было сохранить, если бы система спутниковой регистрации волн цунами уже функционировала на акватории Индийского океана.

Прямые измерения цунами, получаемые береговыми самописцами уровня, содержат колебания, сильно искажающие исходную запись волны в открытом океане. Выход волны на мелководье и отражение от берегов приводит к увеличению амплитуды, но при этом спектр сигнала (форма сигнала) искажается за счет резонансных свойств шельфа, бухт, проливов. Наиболее качественные записи цунами в открытом океане обеспечиваются датчиками придонного гидростатического давления [Куликов, Гонзалес, 1995]. Однако такие системы весьма дороги и пока ещё не обеспечивают полного покрытия вероятных зон возникновения волн цунами. Стремительное развитие дистанционных (спутниковых) методов открывает новые возможности в решении задачи оперативного прогноза цунами.

Кардинальным решением проблемы изучения уровня моря не только вблизи побережья, но и на значительном удалении от берега с точной привязкой к единой геодезической системе отсчёта в настоящее время является использование спутниковой альтиметрии и, в частности, высокоточных радиовысотомерных измерений с искусственных спутников Земли (ИСЗ) GEOSAT, TOPEX/POSEIDON, ERS-1,2, JASON-1 и ENVISAT. В перспективе с этой целью могут быть использованы измерения с российского геодезического ИСЗ "Муссон-2" и других спутников с высотомерами, разрабатываемых за рубежом. Точность привязки данных об уровне моря к единой системе высот обеспечивается установленными на борту приемниками какой-либо из навигационных систем: ГЛОНАСС, GPS или DORIS. В настоящее время данные спутниковой альтиметрии широко используются в задачах изучения мезомасштабной изменчивости течений, приливов и др.

Современные системы и средства спутниковой альтиметрии успешно используются для изучения свойств океанической литосферы, определения параметров лунно–солнечных приливов в океане. Установлено наличие корреляции топографии уровня Мирового океана с циркуляцией водных масс и метеорологическими явлениями. Кроме того, показано и экспериментально подтверждено, что спутниковая альтиметрия является эффективным средством изучения уклонений отвеса, рельефа дна и динамики поверхности Мирового океана.

Учитывая перспективы использования спутниковой альтиметрии для решения указанного широкого класса задач, в период после 1980 г. начались интенсивные работы по созданию нового класса высокоточных радиовысотомеров и ИСЗ, оснащенных ими. С середины 80-х годов по настоящее время на орбиту было выведено семь ИСЗ с высокоточными радиовысотомерами на борту. За это время точность определения орбиты возросла с 45 см до 5 см, а точность измерений улучшилась с 1,5 м до 3–6 см. Последние модели ИСЗ (JASON-1, ENVISAT-1), выведенные на орбиту в 2001 и 2002 годах, обеспечивают среднеквадратическую ошибку измерений в пределах 2 см.

Оригинальные базы данных спутниковой альтиметрии созданы, регулярно пополняются и доступны для научного использования в Распределенном архиве по физической океанографии Лаборатории реактивного движения Калифорнийского технологического института (PODAAC) в США и Центре по хранению, контролю и интерпретации спутниковых океанографических данных (AVISO) в Европе.

В Геофизическом центре РАН (ГЦ РАН) при поддержке РФФИ были также созданы интегрированная база данных спутниковой альтиметрии (ИДБСА) и Система автоматизированной обработки данных спутниковой альтиметрии. База включает альтиметрические данные по спутникам ГЕОИК, GEOSAT, TOPEX/POSEIDON, ERS 1,2, GFO и JASON за период с 1985 по 2003 г. Разработанная в ГЦ РАН Система автоматизированной обработки поддерживает все принятые в зарубежных центрах форматы данных и формат ИДБСА.

По-видимому, первые попытки применения данных спутниковой альтиметрии для обнаружения цунами в открытом океане были сделаны американскими специалистами в 1994–1999 гг. [Okal et al., 1999]. Они анализировали данные спутниковой альтиметрии, получаемые в ходе экспериментов TOPEX/POSEIDON, относящиеся к нескольким сильнейшим цунамигенным землетрясениям: Никарагуанское цунами 2 сен-

тября 1992 года, Окуширское цунами 12 июля 1993 года, цунами на острове Ява 2 июня 1994 года и Шикотанское цунами 4 октября 1994 года. При помощи спектрального анализа удалось положительно идентифицировать только волну Никарагуанского цунами 1992 года.

В последнее время исследователи цунами разработали усовершенствованную методику обработки спутниковой информации для регистрации волн цунами в океане, включавшую несколько этапов [Зайченко и др., 2005]. На первом этапе выбирался цикл спутника, на который приходилось цунамигенное землетрясение. После этого из базы данных ГЦ РАН выбирались все трассы этого цикла, покрывающие Тихий океан. Далее отсекались витки, предшествовавшие моменту землетрясения. Параллельно для каждого очага цунами с помощью выбранной модели расчёта времён добегания волн рассчитывалось положение волнового фронта. Времена добегания рассчитывались с использованием батиметрических данных с пространственным разрешением 2 минуты. Далее для каждой точки трассы спутника сравнивалось время спутника, отсчитываемое от момента землетрясения, и рассчитанное время положения волнового фронта. В результате определялось положение точки пересечения трассы спутника с фронтом цунами.

Положение фронта волны является в определенной степени условным. Расчёт выполняется в предположении максимума скорости распространения волны $c = \sqrt{gH}$, где c — скорость распространения волны, g — ускорение силы тяжести, H — глубина океана. В реальности скорость волны зависит также и от её длины $c = \sqrt{g \operatorname{th}(kH)/k}$, где $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны. Чем короче волна, тем медленнее она распространяется. Из-за этого эффекта дисперсии реальный фронт, как правило, отстает от этой теоретической оценки. Чем длиннее путь распространения, тем сильнее эффект дисперсии. Еще сильнее волновой фронт может искажаться на мелководье и при прохождении проливов. Тем не менее, оценка положения фронта волны цунами, рассчитанная по формуле $c = \sqrt{gH}$, является достаточно точной и ошибка не превышает величины размера источника цунами ~ 50 – 100 км.

Эволюция волнового пакета обусловлена зависимостью групповой скорости от частоты:

$$c_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{\omega}{2k} \left(1 + \frac{2kH}{\operatorname{sh} 2kH} \right), \quad (6.3.1)$$

где ω — угловая частота волны, k — волновое число, H — глубина океана.

Детальный анализ альтиметрических данных был выполнен в работе [Зайченко и др., 2004] для шести сильнейших цунами — Шикотанское цунами 1994 г., цунами вблизи о. Ириан Джая 1996 г., Окуширское цунами 1993 г., цунами вблизи побережья Папуа Новая Гвинея, 1998 г., а также цунами вблизи о. Ява (1994) и побережья Перу (2001). В первых четырех случаях удалось обнаружить специфические возмущения уровня океана, которые возникают на записях во временном диапазоне, близком к моменту прохождения расчётного фронта цунами. Наиболее ярко такие возмущения проявились для записей, полученных 17 июля 1998 г. (Папуа Новая Гвинея). В двух последних случаях поиски следов цунами на записях оказались безуспешными.

На рисунках 6.12 и 6.13 приведены карта исследуемого участка Тихого океана с изолиниями времен добегания цунами и профили уровня океана у побережья Папуа Новая Гвинея, на которых выделено возмущение, предположительно соответствующее моменту прохождения цунами 1998 г.

Чрезвычайно интересные результаты были получены при анализе радиовысотометрных наблюдений катастрофического цунами 26.12.2004 в Индийском океане [Куликов и др., 2005]. Анализировались все доступные данные по альтиметрии TOPEX/POSEIDON, ENVISAT и JASON-1 за период непосредственно после сейсмического толчка. На отдельных трассах были обнаружены аномальные изменения уровня, вероятно связанные с прохождением волн цунами. Для дальнейших расчётов была выбрана наиболее качественная запись JASON-1 (цикл 109, виток 129).

На рисунке 6.14 приведена карта северо-восточной части Индийского океана с эпицентрами главного землетрясения (чёрный квадрат) и основных афтершоков (кружки). Изохроны, показывающие расчётное положение фронта цунами, построены с интервалом 0,5 часа. На рисунке также показана трасса спутника JASON-1 (цикл 109, виток 129) и соответствующий ей профиль уровня океана, измеренный альтиметром. На рис. 6.15а профиль изображен в увеличенном масштабе. Для сравнения на графике нанесен профиль уровня, полученный за 10 суток до цунами (предыдущий цикл 108). Время прохождения спутника над Индийским океаном соответствует периоду с 2 ч 51 мин (12° южной широты) до 3 ч 02 мин (20° северной широты), то есть примерно через 2 часа после образования волны цунами. Хорошо

Цунами 17 июля 1998 г. (Папуа Новая Гвинея)
Топекс-Посейдон, цикл 215, ERS-2 цикл 34

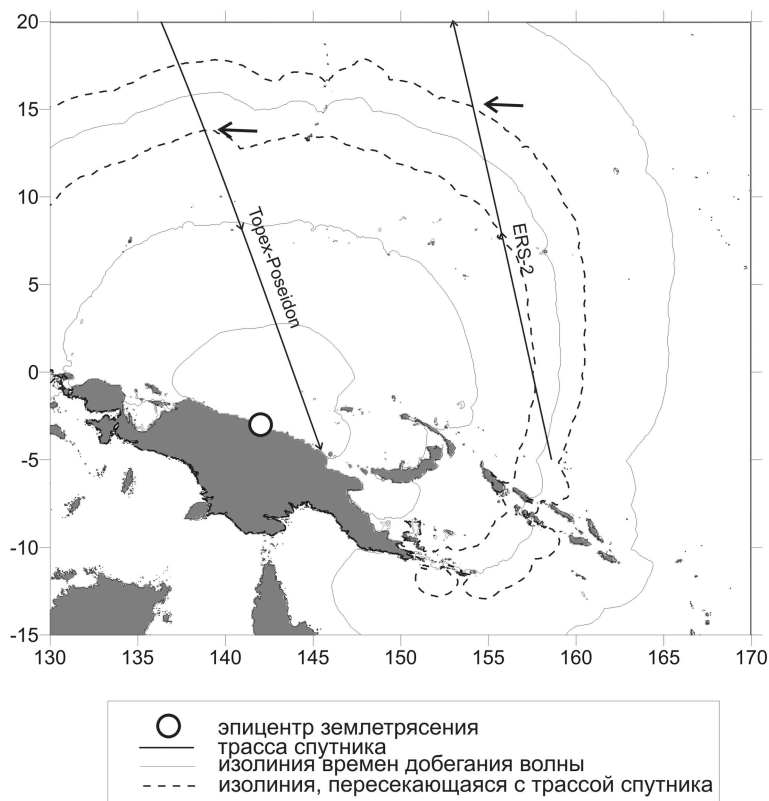


Рис. 6.12. Карта участка Тихого океана, прилегающего к острову Папуа–Новая Гвинея, с изолиниями времен добегания цунами 1998 г. (с шагом 1 час). Показаны трассы спутников Топекс-Poseidon (виток 215-18) и ERS-2 (виток 34-304), пересекающие фронт волны цунами. Места пересечения трасс с соответствующими изолиниями времени добегания фронта цунами (штриховая линия) отмечены стрелками. Рисунок заимствован из работы [Зайченко и др., 2004]

виден фронт волны приблизительно на 6° южной широты. Максимальная амплитуда волны достигает 80 см.

Из рисунка 6.14 видно, что угол пересечения трассы спутника с фронтом волны составляет примерно 45° . Поэтому реальные горизонтальные масштабы изменений уровня океана следует делить (из геометрических соображений) приблизительно на 1,4. Основная длина волны в записи альтиметра составляет около 700 км, что соответствует 500 км для длины реальной

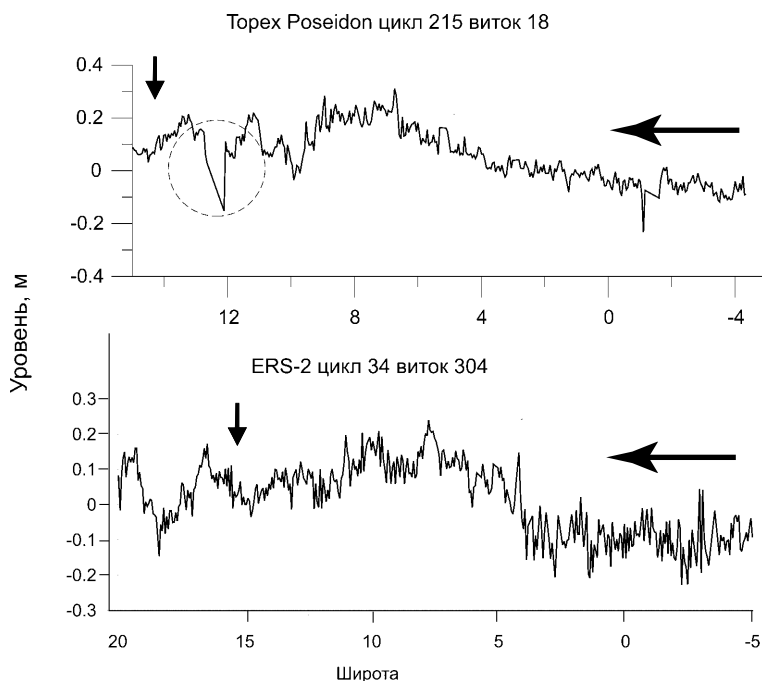


Рис. 6.13. Профили уровня океана с указанием направления движения волны (горизонтальные стрелки) и точки пересечения теоретического фронта цунами с трассой спутника (вертикальные стрелки). Рисунок заимствован из работы [Зайченко и др., 2004]

волны цунами. Исходя из средней скорости волны в открытом океане ~ 200 м/с, можно рассчитать основной период цунами $T \approx 40$ мин. Следует обратить внимание, что проявление более высокочастотных составляющих колебаний уровня наблюдается заметно севернее, то есть ближе к источнику. Фактически это является отражением эффекта линейной дисперсии волн цунами, при котором короткопериодные волны имеют скорости распространения меньшие, чем длиннопериодные составляющие.

Чтобы проанализировать эффект линейной дисперсии волн цунами была рассчитана зависимость спектральной амплитуды сигнала от времени и волнового числа (СВАН диаграмма). Результат расчёта представлен на рис. 6.15б. Хорошо видно, что фронт волны приурочен к моменту вступления низкочастотных составляющих ($k < 0,05 \text{ км}^{-1}$). Высокочастотные компоненты появляются севернее фронта. На рисунке нанесена дисперсионная кривая $c_g(k)$, соответствующая формуле (6.3.1). Она была рассчитана с учётом угла пересечения трассы спутника с фронтом.

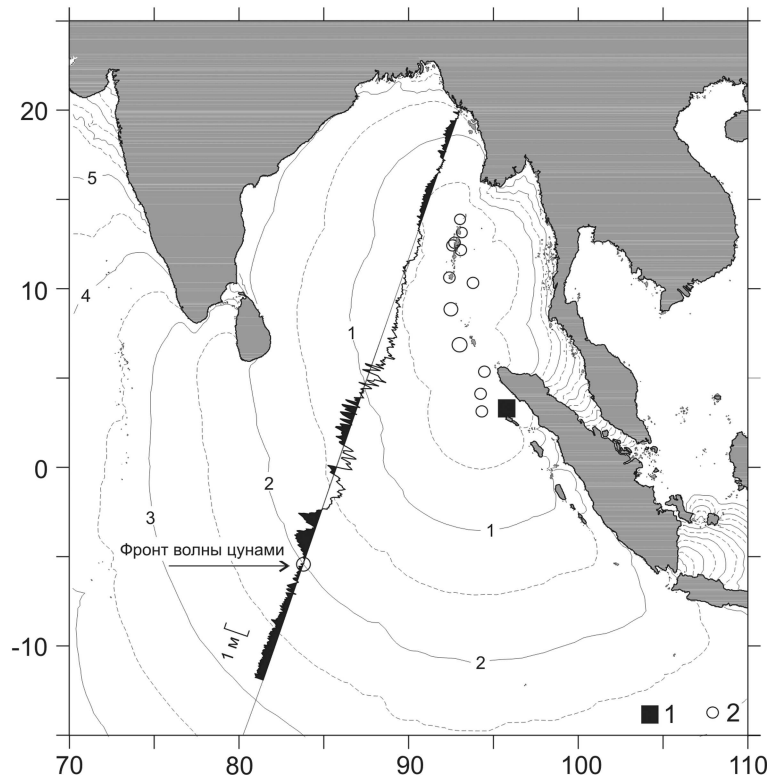


Рис. 6.14. Карта северо-восточной части Индийского океана с изохронами, показывающими расчётное положение фронта цунами 24 декабря 2004 г (с интервалом 0,5 часа). 1 — эпицентр главного землетрясения, 2 — эпицентры основных афтершоков. Трасса спутника JASON-1 (виток 109-129). Вдоль трассы показан профиль уровня океана по данным альтиметрии. Рисунок заимствован из работы [Куликов и др., 2005]

Наблюдается хорошее соответствие “вступлений” спектральных компонент сигнала и теоретической кривой.

Обнаруженный эффект дисперсии волн цунами демонстрирует ограниченность длинноволнового приближения, широко используемого в численных моделях распространения волн цунами. За счет “отставания” высокочастотных составляющих в спектре волн амплитуда цунами уменьшается быстрее, чем в модели “мелкой воды”. Эта ошибка особенно заметна при расчётах волнового поля на значительных расстояниях от источника. В работе [Куликов, Гонзалес, 1995] было показано, что эффект линейной дисперсии может фактически полностью исказить форму

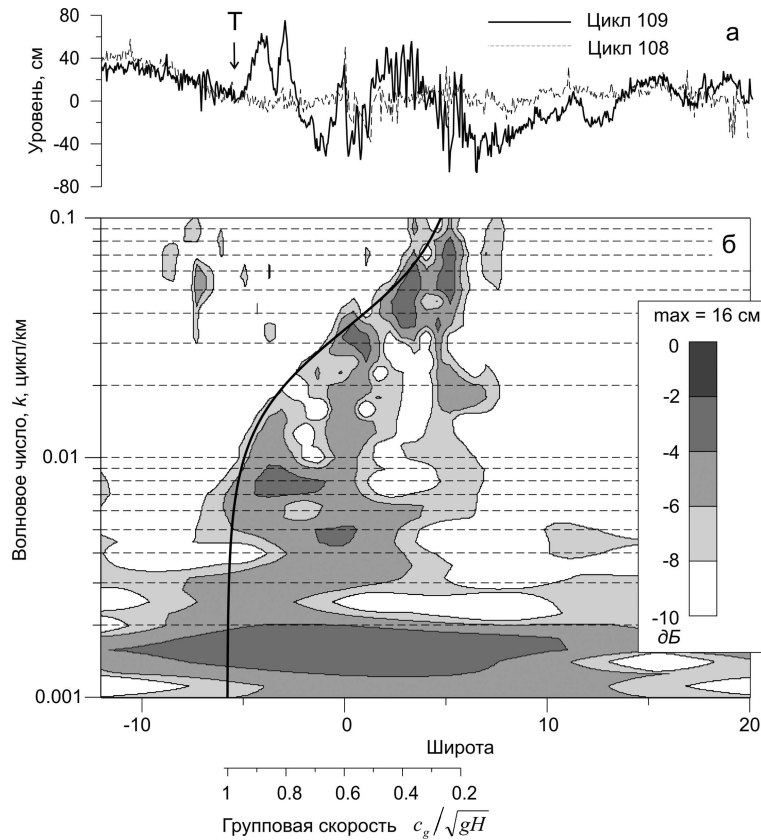


Рис. 6.15. Профиль уровня океана в зависимости от широты, полученный по данным альтиметрии JASON-1 (109 цикл 129 виток), для сравнения тонкой штриховой линией показан тот же профиль, соответствующий 108 циклу (16 декабря); Т — положение фронта волны (а). Результаты спектрально-амплитудного анализа записи цунами (СВАН-анализ) (б). Теоретическая кривая, рассчитанная в соответствии с законом линейной дисперсии поверхностных гравитационных волн, показывает расчётные моменты “вступления” соответствующих спектральных компонент. Рисунок заимствован из работы [Куликов и др., 2005]

сигнала цунами в открытом океане. В данном случае основная энергия сосредоточена на периодах около 30–50 мин, и на расстоянии около 1000 км от очага искажение не столь значительное.

Описанные выше результаты демонстрируют принципиальную возможность заблаговременной регистрации опасной волны цунами в открытом океане с помощью современных систем наблюдения за океаном из космоса. Очевидно, что методы оперативного прогноза цунами будут развиваться в направлении

создания технологии непрерывного мониторинга морской поверхности как с помощью датчиков уровня открытого океана, оснащенных телеметрической связью с центрами обработки, так и с использованием спутниковых альтиметрических измерений.

Заметим, что измеритель уровня открытого океана (датчик придонного давления см. п. 6.1) имеет принципиальное преимущество по сравнению со спутниковым альтиметром. Дело в том, что частотный диапазон волн цунами практически свободен от посторонних сигналов, в то время как соответствующий диапазон длин волн сильно зашумлен (например, вихревыми образованиями). Поэтому волна цунами может быть легко выделена на записи вариаций уровня океана во времени, но не в пространстве. Одномоментного «мгновенного снимка» уровня океана вдоль трека недостаточно для надежного выявления волны цунами, — она будет просто неразличима на фоне иных процессов. Но, сопоставляя данные, полученные с двух или более спутников, следующих по одному и тому же треку с некоторой временной задержкой, волну цунами можно выделить на фоне шумов. Впрочем, такой подход потребует существенного увеличения числа спутников, оснащенных альтиметрами.

Глава 7

МОРЕТЯСЕНИЯ: АНАЛИЗ ЯВЛЕНИЙ И МОДЕЛИРОВАНИЕ

Ежегодно на Земле происходит более 100 сильных ($M > 6$) землетрясений, большая часть которых приходится на подводные. Колоссальная энергия, выделяемая при землетрясении, даже при передаче незначительной её части океану вблизи очага, может приводить к сильным и даже катастрофическим динамическим возмущениям водной массы, известным под названием моретрясение.

Обычно моретрясение представляет собой сильное возмущение приповерхностного слоя воды на большой площади (диаметр порядка 10–100 км), продолжающееся в течение нескольких минут и выражающееся в возникновении системы стоячих волн большой крутизны и амплитуды (до 10 м), внезапных выбросов вертикальных струй воды, развития вспененной кавитационной зоны на всей площади, генерации локальных отколов и выплесков воды, сильных ударов волн сжатия по днищу судна и появлению мощных низкочастотных акустических эффектов в атмосфере [Левин, 1996].

Это явление считается довольно редким, несмотря на то, что каталоги цунами, научная литература и морские лоции упоминают описания более 250 подобных событий за письменную историю человечества. Синтезированное описание моретрясения приведено в разделе 1.6. По степени воздействия на человека и опасности для мореплавания моретрясение может вполне соперничать с цунами и волнами-убийцами. Моретрясения приводят к разрушению корабельных построек, деморализации экипажа, возникновению критических и аварийных ситуаций на судне, массовой гибели рыб и других обитателей океана. Физика этого явления окончательно неясна и требует дальнейшего изучения.

Из общих соображений ясно, что моретрясение возникает в результате воздействия на водный слой сейсмических колебаний дна, поскольку этот процесс развивается в эпицентральной зоне и прекращается по окончании действия землетрясения. Эф-

факты моретрясения, как природного явления, и их воздействия на судовые конструкции изучались известными геофизиками Б. Гутенбергом и А. Зиббергом [Рихтер, 1963].

Приведём шкалу интенсивности моретрясений, разработанную А. Зиббергом и модифицированную в работе [Левин, Соловьёв, 1985].

I	Дрожание, легкий треск палубы.
II	Отчетливый треск, сотрясение, как при легком царапании.
III	Сильный толчок, как при налете на мель, скалистое дно или риф. Громкий треск, колебание предметов.
IV	Судно трещит и раскачивается, неустойчивые предметы падают.
V	Люди не держатся на ногах, крупные предметы опрокидываются и выскакивают из подставок, судно теряет ход, постройки тяжело скрипят.
VI	Судно может быть выброшено из воды, ломаются мачты и палубные постройки, аварийная ситуация.

По мнению одного из создателей сейсмологии Ч. Ф. Рихтера, “хотя проблема моретрясений не содержит неразрешимых загадок, насколько нам это известно, ею так долго пренебрегали, что в настоящее время она представляет многообещающую область исследования для новых людей с новыми идеями”.

Первые физические исследования волновых структур, возникающих на поверхности колеблющейся жидкости, были выполнены Майклом Фарадеем ещё в 1831г. В экспериментах М. Фарадея плоская кювета (блюдец) с жидкостью устанавливалась на вибрирующей мембране или консоли, и возникающие на поверхности жидкости системы стоячих волн изучались при различных режимах колебаний. В качестве жидкостей испытывались вода, глицерин, растительное масло и даже яичный желток. Впервые было обнаружено, что при акустических частотах колебаний на поверхности жидкости устанавливается стабильная система стоячих волн с длиной волны от 3 до 30 мм. При этом волновые ячейки имеют форму квадратов или шестиугольников, а размер ячеек увеличивается с уменьшением частоты колебаний. Описанное явление возникновения волновой структуры на поверхности колеблющейся жидкости получило впоследствии в физической литературе название “рябь Фарадея” (Faraday ripple). Различные аспекты этого явления исследовались в работах [Езерский и др., 1985], [Левин, Трубников, 1986], [Александров и др., 1986], [Levin, 1996], [Vega et al., 2001], [Higuera et al., 2002].

Известно, что для большинства районов Мирового океана характерна ярко выраженная устойчивая температурная стратификация — холодный нижний слой толщиной в несколько километров отделен от атмосферы относительно тонкой (измеряемой сотнями метров) теплой “пленкой”, включающей в себя термоклин и верхний квазиоднородный слой (ВКС). О возможности переноса холодных глубоководных масс в приповерхностный слой океана за счет нелинейных течений в зоне моретрясения впервые упоминается в работе [Levin et al., 1993] в связи с идентификацией очага цунами из космоса. Несколько позднее в работе [Носов, Иванов, 1994] указывалось, что при моретрясении может развиться турбулентность достаточно мощная для разрушения ВКС и образования на поверхности океана холодного “пятна” площадью более 1000 км²; отмечалось, что такое “пятно” способно существенно повлиять на структуру температурного поля приподного слоя атмосферы и привести к погодным аномалиям.

7.1. Проявления моретрясений. Описания очевидцев и инструментальные наблюдения

7.1.1. Исторические свидетельства . В настоящем разделе мы будем опираться преимущественно на данные, содержащиеся в каталогах цунами в Средиземном море и Тихом океане [Соловьев и др., 1997; Соловьев, Го, 1974, 1975]. Для Средиземного моря (2000 г. до н. э.—1991 г.) известны около 300 случаев цунами и сходных с ними явлений, для Тихого океана (173–1968 г.) — около 1000 случаев. Среди всех случаев мы выделили 25 событий в Средиземном море и 65 событий в Тихом океане, в описании которых присутствует прямое или косвенное указание на интенсификацию вертикального обмена в океане в результате сейсмических движений дна. Здесь важно отметить, что интересующая нас информация не является основной для каталогов цунами.

Большинство случаев, зафиксированных в каталогах, основаны на свидетельствах очевидцев, в поле зрения которых редко попадали явления, происходившие в открытом океане или у ненаселенных побережий. При трактовке показаний очевидцев катастрофических землетрясений и цунами следует учитывать чрезвычайно сильное нервное потрясение, испытанное ими, — люди могли не заметить какое-либо явление или, наоборот, описать то, чего на самом деле не происходило. Таким образом, было бы некорректно производить какие-либо вероятностные оценки,

основываясь на количестве выделенных событий (90) и общем числе случаев (~ 1300), описанных в каталогах цунами.

Методика выделения события из общей массы базировалась на предположении о последствиях кратковременного и резкого увеличения вертикального обмена в океане, которые с нашей точки зрения могут быть следующими:

1. Вынос на поверхность донных осадков, песка и т. п., и, как следствие, помутнение воды или изменение её цвета, — аналогичные явления происходят на мелководье во время шторма.
2. Изменение температуры поверхности океана (образование аномалии ТПО), на что должна прореагировать атмосфера, т. е. можно ожидать и погодных аномалий. Так как температура воды, как правило, уменьшается с увеличением глубины, то в большинстве случаев следует ожидать образование именно холодных аномалий ТПО.
3. Вынос биогенов в обычно обеднённый этими веществами поверхностный слой и как следствие, — аналогично тому, как это происходит в зонах апвеллинга, возможно кратковременное, но заметное увеличение концентрации фитопланктона (некоторые виды способны размножаться со скоростью до 2–3 делений в сутки). Учитывая, что фитопланктон, являясь первичным звеном в трофической цепи, определяет биопродуктивность вод, возможна миграции рыбы и морских животных.
4. Эволюция зоны с нарушенной и, поэтому, неустойчивой стратификацией должна создать мощную систему внутренних волн, амплитуда которых будет во много раз превышать амплитуду внутренних волн цунами, сравнимую с величиной остаточного смещения дна.

Последнее (четвёртое) последствие вряд ли может быть отражено в свидетельствах очевидцев, — его регистрация требует специальной аппаратуры, поэтому, рассматривая первые три из последствий и ознакомившись с описаниями событий, мы сочли целесообразным выделить следующие четыре группы признаков, которые указывают на возможную интенсификацию вертикального обмена в океане в результате подводного землетрясения:

1. Необычное волнение, возбужденное поведение моря, "кипение" воды и т. п.

2. Появление рыбы (мёртвой, глубоководной, необычной) или морских "чудовищ", уменьшение (увеличение) улова рыбы и т. п.
3. Погодные явления (изменение ветра, туман, дождь, град, и т. п.).
4. Изменение цвета моря, помутнение воды.

Приведём некоторые выдержки из описаний тех случаев, которым свойственен хотя бы один из отмеченных признаков.

Средиземное море

1. 79, август 24(23), 7 ч. Тирренское море, Неаполитанский залив. 40,48° с. ш., 14°27' в. д., 11 баллов.

На следующий день после сильного извержения вулкана Везувий произошло сильное землетрясение, возможно с очагом в Неаполитанском заливе. Очевидец событий писатель Плиний Старший в письме историку Тациту упоминал, что "... море было бурным и враждебным".

2. 551, весна или июль 7. Эгейское море, Восточная Греция, пролив Эвбея (между о. Эвбея и материком). 38.4° с. ш., 22.3° в. д., 10 баллов.

Разрушительное землетрясение, охватившее также оба берега Коринфского залива. Цунами. После ухода воды на земле осталась рыба, в том числе необычная.

3. 1202 (возможно 1222) май 22, утро (на рассвете). Левантинское море, Ближний Восток.

Разрушительное землетрясение в Палестине с очагом, возможно, вблизи Наблуса, в котором не сохранилась в целости ни одна стена. У побережья Сирии после землетрясения вода в море приоткрывалась в разных местах и делилась на массы, напоминавшие горы... выбрасывало огромное количество рыбы.

4. 1456, декабрь 4, между 20 и 21 ч. Тирренское море, Италия, Неаполитанский залив. 41°18' с. ш., 14°42' в. д., 11 баллов.

Катастрофическое землетрясение, охватившее преимущественно горные районы Апеннинского хребта, продолжалось примерно 6 мин. В Неаполитанском порту было такое волнение на акватории, что находившиеся на берегу "как бы испытывали нападение тысяч дьяволов", а находившимся на судах и галерах казалось что они погибают.

5. 1494, июль 1, 16 ч. Эллинская дуга, о. Крит. 35,5° с. ш., 25,5° в. д., M=6,8.

Сильное землетрясение потрясло остров. В гавани большие волны сорвали суда с якорей... Вода много раз меняла свой цвет.

6. 1564, июль 20(27), 23 ч. Лигурийское море, Италия, Франция. 44° с. ш., 7° 17' в. д., 9 баллов.

Сильнейшее землетрясение с очагом, по-видимому, в Приморских Альпах, возможно в долине р. Везюби. Охватило Ниццу, Прованс, Виллафранку, Сан-Ремо, Порто-Мауриццио и др.

Море у Ниццы и Виллафранки отступило (понижилось “на одно копьё”) и обнажило дно, на котором осталось много рыбы, в том числе и незнакомых видов (глубоководных?).

7. 1693, январь 11, 21 ч. Калабрийская дуга о. Сицилия, восточное побережье. 37° 10' с. ш., 15° 01' в. д., 10 баллов.

9 января в 4 ч Сицилию охватило сильное землетрясение, предварявшееся гулом... Моряки в одной из лодок, находившейся вблизи о. Мальта, сообщили, что море без всякой причины вдруг стало бурным (штормовым). Сейсмический процесс достиг кульминации 11 января, когда разразилось катастрофическое землетрясение, от которого, а также от возникших пожаров, погибло, согласно хроникам, 60 тыс. жителей... В течение 15 суток после землетрясения не было улова рыбы.

8. 1694, сентябрь 8, 17 ч 45 мин. Адриатическое море, восточная Италия. 40° 48' с. ш., 15° 35' в. д., 10 баллов.

Произошло катастрофическое землетрясение... Море приносило зловоние ила, грязь, и это длилось более получаса.

9. 1707, май. Эгейское море, о. Тира, вулкан Санторин.

Образование нового островка. Первые подземные толчки на Санторине 18, 21 и 24 мая возобновлялись очень часто. Новый островок начал появляться на рассвете 23-го между островами Палайя и Микракамени. Рыбаки натолкнулись на него спустя несколько дней. Однако скалы острова двигались, все дрожало под ногами... Многочисленные возвышенности поднимались неоднократно над морскими волнами, чтобы затем исчезнуть и вновь появиться. За это время цвет моря вокруг островка, который прозвали “белый”, неоднократно менялся.

10. 1742, январь 16, 19, 20–27 (возможно февраль, 9). Лигурийское море, область Тоскана. 01.19(20) 43° 5' с. ш., 10° 2' в. д., 7 баллов; 01.27, 43° 32' с. ш., 10° 15' в. д., 8 баллов.

Ливорно подверглось интенсивному сейсмическому воздействию. Состояние моря все время менялось: оно то поднималось и тут же опускалось, то становилось бурным, то неожиданно успокаивалось. Рыбаки, находившиеся 19-го в море между банками Мелория и Гергоной, видели, как на небольшом участке море сильно разбушевалось и белая пена поднялась на большую высоту со страшным рокотом. “Взбушевавшаяся” часть моря

устремилась в сторону старой крепости (Ливорно), так, что на несколько мгновений последняя исчезла из виду.

Капитан одного из судов рассказал, что в нескольких милях от мыса Корсо он с изумлением наблюдал множество потоков, которые стремительно, с пугающей силой текли в разные стороны (т. е. наблюдал сулои).

После мощного подземного толчка 27-го... погода была тихой и ясной, но во время толчка море — очень бурным... после землетрясения поднялись “высочайшие” волны. По другим данным перед самым землетрясением подул резкий ураганный юго-западный ветер, сопровождавшийся дождем.

27-го море клокотало с такой яростью и неистовством, что его шум походил на грохот от огромной пушки.

11. 1766, 22, 5 ч 30 мин. Зона Мраморного моря, пролив Босфор. 40°8'с. ш., 29°0'в. д., 9 баллов.

Через Стамбул прошёл подземный гул с юга на север, за которым сразу же последовали подземные толчки в том же направлении; они длились 2 мин без перерыва. Город разрушен. Море было необыкновенным образом возбуждено.

12. 1783, февраль 5, 12 ч ±30 мин. Калабрийская дуга. 38°25'с. ш., 15°50'в. д., 11 баллов.

Катастрофическое Калабрийское землетрясение, с которого начался длительный период сейсмической активности на юго-западе Италии продолжительностью в несколько лет.

Описаны необычные явления на море, которые можно рассматривать в качестве краткосрочных предвестников землетрясения. Во-первых, в первых числах февраля вблизи Мессины и в других местах у поверхности моря стала появляться в изобилии глубоководная рыбка чичирелла, обычно не покидающая дно и зарывающаяся в донный ил. Во-вторых, утром 5 февраля у побережье в районе Монтелеоне в непосредственной близости от берега море было спокойным, но вдали от побережья, по рассказам рыбаков, — очень бурным и “кипело” при безветренной погоде.

По словам офицера, командовавшего Цитаделью в Мессине и находившегося в ней во время событий, во время землетрясения и в последующие трое суток море в четверти мили от крепости совершенно необычно вздувалось и кипело с неимоверно мрачным и ужасным грохотом, наводившим неопишуемый страх, в то время как с другой стороны маяка оно было спокойным.

13. 1846, август. Лигурийское море, Италия, Франция. 43°30'с. ш., 10°30'в. д. 10 баллов.

С 25 июля в море близ маяка в Ливорно стал слышен глухой подземный шум, который усилился 12 и 13 августа. Гул сопровождался необычным волнением морской воды, которое нельзя было объяснить характером и силой дувших в то время ветров. Так, 11 августа в 12 ч близ Фанкале-ди-Ливорно уровень моря сильно и почти мгновенно поднялся и там, где дно было илистое и покрыто водорослями, вода помутнела... Подземный гул и изменение уровня моря усилились к 10 ч 30 мин 14 августа, а в 12 ч 52 мин разразилось основное землетрясение.

Сильное волнение охватило воды озера Массачукколи, где вода покрылась рябью и замутилась.

14. 1846, сентябрь–ноябрь. Лигурийское море, Италия, область Тоскана, Ливорно.

Сентябрь 12. Возобновились гул и, при ясном небе, — движения морской воды.

Сентябрь 19. Послышался подземный гул, море стало бурным из-за необычных вздыманий и опусканий воды и вихреобразных потоков.

Октябрь 4, 22 ч 15 мин. Послышался сильный подземный гул, продолжались движения морской воды. Аналогичные события происходили до конца ноября.

15. 1863, март 22, 22 ч 15 мин. Эгейское море, о. Родос. 36°30' с. ш., 28° в. д., 10–11 баллов.

Разрушительное землетрясение. Греческое судно “Панагия” у о. Касос подверглось настолько сильному моретрясению, что обломились две мачты.

Землетрясение сопровождалось многими повторными толчками, отмечавшимися на о. Родос, в Измире и других местах. Оно наложилось на бурю, свирепствовавшую 22 марта в Восточном Средиземноморье, поэтому сообщения о землетрясении перемешаны с информацией о буре и бедствиях на море, не вполне ясного происхождения. Так, французская газета Монитор писала, что землетрясение породило ужасный шторм на море, который привел к многим несчастным случаям.

16. 1866, январь 19 или 22, 12 ч 30 мин. Эгейское море, о. Хиос. 38°15' с. ш., 26°15' в. д., 7 баллов(?).

Сильное землетрясение. Сопровождалось многочисленными толчками. В этот же день заметили сильное кипение воды в море, примерно в середине пролива, отделяющего о. Хиос от Малой Азии. От волн поднималось как бы облако пара.

17. 1867, март 7, 8. Эгейское море, о. Лесбос. 39°2' с. ш., 26°4' в. д., $M = 7,0$.

7-го в 18 ч 15 мин–18 ч 30 мин произошло разрушительное землетрясение на о. Лесбос и в его окрестностях. В Митилини — главном городе острова, землетрясение продолжалось около 40 с. От сотрясений в воздух поднялась густая туча пыли.

Очевидец писал, что в порту Митилини море поднялось и покрылось пеной, как от подводного взрыва; по свидетельству другого очевидца: "... море вздулось как бы в результате поднятия дна и закипело".

18. 1878, апрель 19 (15). Зона Мраморного моря. 40°8'с. ш., 29°0'в. д., $M = 6,7$.

Землетрясение в Бурсе и Измите, которое распространилось до европейского побережья Босфора. Мраморное море было в состоянии необычного возбуждения и казалось, что вода кипела.

19. 1887, февраль (март) 23, 6 ч 20 мин. Лигурийское море, Италия, Франция. 43°42'с. ш., 08°03'в. д., 9 баллов.

Сильное землетрясение, охватившее площадь 570 тыс. кв. км. На пляжах Ниццы, Сан-Ремо, Савоны находили выброшенных на берег глубоководных рыб или рыб, редких в зимний сезон.

20. 1888–1892. Тирренское море, Липарские о-ва.

Извергался вулкан Вулькано на одноименном острове. Подводный кабель, проложенный примерно в 3 милях восточнее острова на глубине 700–1000 м и соединявший Липарские о-ва с Милаццо на Сицилии, 5 раз выходил из строя из-за разрывов (1888, ноябрь 19 и 22; 1889, март 30 и сентябрь 11; 1892, декабрь 14). В местах разрыва, как правило, сильно "кипела" вода; на поверхности воды присутствовал ил, на дне появлялся пепел (считалось, что места разрыва кабеля отмечали места местных подводных вулканических извержений).

21. 1894, ноябрь, 16, 18 ч 52 мин. Калабрийская дуга, Калабрия, побережье Тирренского моря. Разрушительное землетрясение. 38°15'с. ш., 15°52'в. д. 9 баллов.

Море было совершенно спокойным; затем вода начала как бы сильно кипеть и сразу же вновь стала спокойной. В Пиццо, близ Вилла-Сан Джованни, море во время землетрясения было спокойным; лодка спускалась, как будто она тонула, а затем поднималась. Вода в море бурлила, её движение напоминало движение, создаваемое колесами парохода. Рыбаки из Каннителло утверждали также, что после землетрясения и в последующие дни море необычно изобиловало рыбой. Очевидец из Вилла-Сан Джованни утверждал, что за несколько часов до землетрясения море в Мессинском проливе вдоль приливной линии очень сильно бурлило, причем движение волн было нерегулярным и необычным.

22. 1908, декабрь 28, 5 ч 20 мин. Калабрийская дуга.

Катастрофические Мессинские землетрясение и цунами. Очаг находился под дном Мессинского пролива; магнитуда 7.

Цунами всколыхнуло донные осадки; со дна на поверхность пролива поднимались газовые пузыри; на пляж были выброшены незнакомые рыбакам морские животные и рыбы, в том числе обычно обитающие на большой глубине — до 1600 м.

Рыбак из поселка Контемплациона вблизи Мессины рассказал, что в момент землетрясения он был в море и ловил рыбу: “Вдруг море начало кипеть и подниматься острыми волнами...”

23. 1953, август, 9–12. Ионическое море, Ионические о-ва. 1) 38,5°с. ш., 20,7°в. д., $M = 6,4$; 2) 38,1°с. ш., 20,6°в. д., $M = 6,8$; 3) 38,3°с. ш., 20,8°в. д., $M = 7,2$.

На о-вах Кефалиния, Итака, Закинф произошли 3 разрушительных землетрясения с нарастающей силой: 9-го в 9 ч 40 мин — 8 баллов, 11-го в 5 ч 32 мин — 9 баллов и 12-го в 11 ч 24 мин — 10 баллов. Во время третьего землетрясения людей, находившихся на палубе транспорта “Алфейос” в бухте Аргостолион, подбрасывало в воздух.

Французские туристы, находившиеся на пляже на юго-западном побережье о. Кефалиния, наблюдали бурное “кипящее” море с резкими неистовыми ветровыми волнами.

24. 1961, май 23. Эгейское море, Малая Азия, Измир. 36,7°с. ш., 28,5°в. д., $M = 6,4$.

После землетрясения изменился цвет воды в Измирском заливе и она была заполнена водорослями.

25. 1989, октябрь 29. Море Альборан, Алжир. Эпицентр землетрясения в 80 км западнее г. Алжир, $M = 6,1$.

В центральном Алжире землетрясение. При расспросе жителей прибрежных деревень выяснилось, что некоторые люди, находившиеся во время землетрясения в порту, заметили необычные колебания судов. Рыбаки ощущали сильное моретрясение на своих судах, которые смещались аномальными морскими волнами.

Тихий океан**ЯПОНСКАЯ ОСТРОВНАЯ ДУГА**

1. 1854, декабрь 23, около 9 ч. 34,1°с. ш., 137,8°в. д., $M = 8,4$.

Сильнейшее землетрясение в области Токай. Область наибольших разрушений 260 × 120 км.

“Около 9 часов, находясь в каюте, я почувствовал легкое содрогание. Спустя четверть часа после этого землетрясения вода близ города как будто закипела — усилившееся вдруг течение

реки произвело на отмелях буруны и всплески. В то же самое время с моря вода пошла сильно на прибыль и, приняв грязный вид, заклокотала ..." (из донесения капитана фрегата "Диана" Путятин).

В окрестности деревни Кога очевидец, шедший по горной тропинке, видел, что на расстоянии 2,2–2,3 км от берега вода стала мутной, а дальше море было чистым и синим.

2. 1854, декабрь 24, около 17 ч. 33, 2° с. ш., 135, 6° в. д., $M = 8,4$.

Катастрофическое землетрясение Нанкайдо, сопровождавшееся разрушительным цунами. Это одно из сильнейших землетрясений на юге Японии.

Префектура Вакаяма, залив Танабе. 24-го стояла ясная погода. Около 17 часов произошло сильное землетрясение. Со стороны моря был слышан гул, похожий на пушечные выстрелы, а затем появилась высокая волна, затопившая город и его окрестности. Все кругом заволочило как бы туманом.

3. 1929, май 22, 01 ч 35 мин. 31, 8° с. ш., 131, 8° в. д., $M = 7,1$.

На юге префектуры Миядзаки толчок, вызвавший заметные разрушения в Миядзаки и окрестностях. Одновременно с толчком слышался сильный гул и, по сомнительным данным, прошёл тайфун.

4. 1939, май 1, 14 ч 58 мин. 39, 95° с. ш., 139, 8° в. д., $M = 7,0$.

На п-ове Ога (префектура Акита) очень сильное землетрясение. На большей части полуострова были разрушены дома. Наблюдалось цунами.

В Юсири, по рассказам рыбака, до землетрясения лов рыбы был хорошим, а после него стал очень плохим.

На мысе Оппа (расположен вблизи Вакимото), по рассказам людей, собиравших морские водоросли, за день до землетрясения около 15 ч слышались какие-то звуки, а к вечеру на берег волнами были выброшены моллюски, осьминоги, трепанги, крабы, морская трава и капуста.

В Вакимото вечером накануне землетрясения на побережье выбросило осьминога, трепангов, морскую капусту.

5. 1940, август 2, 00 ч 08 мин. 44, 1° с. ш., 139, 5° в. д., $M = 7,0$.

Во всей западной части о. Хоккайдо и в ряде пунктов Советского приморья ощущалось довольно сильное землетрясение. Наблюдалось цунами, ущерб от которого был значителен.

В Хаборо пришло цунами. Морская вода была очень мутной и в 300 м от берега приобрела грязный цвет.

ОСТРОВА НАМПО, МАРИАНСКИЕ, КАРОЛИНСКИЕ, МАРШАЛЛОВЫ

6. 1850 (без месяца и даты). 20°36'с. ш., 134°45'в. д.

Американский военный корабль “Мэри”, идя с Гавайских островов в Гонконг и находясь в точке с указанными выше координатами, был свидетелем, по-видимому, подводного извержения. Дул умеренный восточный ветер и море было спокойным. Внезапно ветер спал, а на море началось волнение; температура воздуха повысилась, и кое-кто ощутил запах серы. С разных направлений пришло несколько порывов ветра, но не успели поднять паруса, как ветер стих. Все это продолжалось около 25 мин, после чего возобновился восточный ветер.

ФИЛИППИНСКИЙ АРХИПЕЛАГ

7. 1653, между 26 июня и 23 июля.

Судно “Сан-Франциско-Хавье”, на пути к Маниле, пройдя пролив Сан-Бернардино и встав на якорь у о. Миндоро, согласно одному источнику, не подтверждаемому другими, испытало землетрясение, вызвавшее на море штормовые волны.

8. 1824, октябрь 26.

Землетрясение в Маниле и окружающих провинциях. По реке плыли косяки мёртвой рыбы. Землетрясение сопровождалось ураганом.

9. 1852, сентябрь 16, 18 ч 30 мин.

Разрушительное землетрясение в центральной части о. Лусон.

В Маниле землетрясение продолжалось около 3 мин. Море значительно поднялось при слабом ветре переменных направлений, вода фосфоресцировала.

10. 1863, июнь 3, 19 ч 20 мин.

В Маниле и соседних провинциях катастрофическое землетрясение.

В Манильской бухте в 19 ч 30 мин на суда надвинулась волна с юго-востока. Она ударила о суда и перекатилась через палубы, затопив их полностью. Фрегаты сотрясались и дергались как если бы их колотило о дно. Вокруг вода бурлила и покрылась пеной. Говорили также, что исчез пароход “Эсперанса” со всем экипажем.

В источниках отмечается, что после землетрясения побережье постоянно посещали бури, почти парализовавшие навигацию.

11. 1880, июль 18, 12 ч 40 мин.

Разрушительное землетрясение с очагом вблизи Тихоокеанского побережья центральной части о. Лусон.

Вода в реках стала грязной и пришла в состояние непрерывного волнения, продолжавшегося, по крайней мере, в течение суток.

12. 1901, сентябрь (или октябрь) 10, 8 ч 30 мин.

Сильное землетрясение в восточной части провинции Таябас, сопровождавшееся подземным гулом.

На побережье образовались зияющие трещины, а вода стала очень мутной; была найдена также мёртвая рыба. Одной из возможных причин помутнения воды могло быть цунами; прямых данных о возникновении волн нет.

13. 1924, апрель 15, 00 ч 20 мин. 6.5° с. ш., 126,5° в. д., $M = 8,3$.

Разрушительное землетрясение с очагом к юго-востоку от о. Минданао.

Сильное моретрясение испытали на борту парохода, стоявшего на якоре в бухте Карага. Море внезапно стало очень бурным.

ИНДОНЕЗИЙСКИЙ АРХИПЕЛАГ

14. 416.

В яванской “Книге королей” (“Рустака раджа”), представляющей собой летопись острова, содержится следующее описание извержения горы Капи. В 416 г. из недр горы Пулосари послышался громовой гул, на который ответил такой же гул, исходивший из недр горы Капи. Огромный ослепительный огонь, достигший неба, вырвался из горы Капи. Весь мир содрогнулся. Гремел гром, разразился шторм, пошёл дождь.

15. 1722, октябрь, без даты, 8 ч.

Джакарта (Батавия), сильное землетрясение. На рейде воду подбрасывало вверх, “как в раскалённой солеварне”.

16. 1757, август 24, около 2 ч.

В Джакарте (Батавия) сильное волнообразное сотрясение продолжительностью 5 мин. В 2 ч 05 мин во время наиболее сильного толчка задул пришедший с северо-востока ветер.

17. 1860, август, без даты.

На п-ове Минахаса многочисленные легкие землетрясения и обильные дожди, сопровождавшиеся, сильными ветрами и наводнениями.

18. 1897, март 15, 6 ч 30 мин.

Сильное землетрясение на о. Каюади, сопровождавшееся громоподобным грохотом, исходившем из воды.

Как рассказывал очевидец событий, через полчаса после начала сотрясений раздался крик, что вода прибывает... Третья волна накатилась на побережье... Вода была при этом необычного зеленого цвета.

19. 1904, сентябрь 7.

В Чилачапе ощущались сотрясения почвы. Один очевидец на южном побережье Явы заметил в полдень, что вода в океане побелела (стала похожей на молоко). К 23 ч явление прекратилось, но возобновилось через 2 ч.

20. 1913, март 14, 16 ч 45 мин. 4, 2° с. ш., 126, 5° в. д., $M = 7,9$.

Сильнейшее землетрясение с очагом вблизи о. Сангихе.

После землетрясения пошли проливные дожди.

На островах Талауд один местный капитан утверждал, что одновременно с гулом он видел, как в море, в нескольких километрах к западу от острова, образовалось большое поднятие.

Моряки на лодках, плававших вблизи Суригао, ощутили землетрясение; на поверхности воды возникли волны.

21. 1922, февраль 22.

В Амахае в 19 ч 45 мин землетрясение силой 4 балла, предварявшееся гулом. Согласно надежным сообщениям рыбаков, к полуночи снова имели место два подземных толчка, а море в течение этого времени было очень бурным. Приборами землетрясение не зарегистрировано.

ОСТРОВА НОВАЯ ГВИНЕЯ, НОВАЯ БРИТАНИЯ, НОВАЯ ИРЛАНДИЯ

22. 1857 (1856), апрель 17, сразу после захода солнца.

На о. Умбой (Рук), расположенном в проливе между Новой Гвинеей и Новой Британией, мощное сотрясение. Были повторные толчки.

К западу от о. Толокива (Лоттен) из воды якобы поднялся вулкан, долгое время дымивший. После сотрясения "море пришло в движение".

23. 1937, май 28/29.

В бухте Бланш-Бей произошло извержение вулканов Ралуан и Тавурвур. 28-го мая примерно в 13 ч 30 мин разразилось первое сильное землетрясение. 29-го мая примерно в 5 ч 30 мин в Рабауле ощущался новый толчок, за которым последовала непрерывная серия толчков различной интенсивности, продолжавшаяся вплоть до извержения вулкана. В 13 ч 10 мин вода у западного побережья о. Ралуан стала мутной и пришла в движение.

ОСТРОВА СОЛОМОНОВЫ, САНТА-КРУС, НОВЫЕ ГЕБРИДЫ

24. 1863, август 17.

15-го в 19 ч 30 мин, в Нумеа (Порт-де-Франс) на Новой Каледонии слабый подземный толчок. 17-го в 20 ч более заметный толчок. Он вызвал значительное расстройство приборов аст-

рономической обсерватории. Впоследствии поступило известие, что толчки, возможно были связаны с извержением вулкана на о. Танна.

Шхуна “Ариэль”, находившаяся у соседнего о. Эроманга, доставила известие, что толчок 17 августа ощущался на этом острове с большой силой и сопровождался необычным движением моря. Большая волна заставила шхуну “плясать” на якорях, подвергая её чрезвычайной опасности.

25. 1892, август, первая неделя (даты нет). примерно 00 ч 20 мин.

В Люганвиле (о. Эспириту-Санто) очень сильный толчок. Приблизительно в это же время очевидец, спавший на верхней палубе небольшой шхуны, находившейся на траверзе Рекена, внезапно проснулся и увидел, что на шхуну движется по направлению юг-север гигантский вспененный вал, внезапно появившийся на спокойной до этого поверхности океана. Погода была спокойной, с мягким юго-восточным бризом.

26. 1893, июль 31, 11 ч 30 мин.

В Порт-Виле (о. Эфате) сильный очень быстрый толчок. Плохая погода, дождь и сильные порывы ветра. Тяжелая зыбь на море.

27. 1926, сентябрь 17, примерно 4 ч 20 мин.

В Ови (о. Гуадалканал) после похожего на раскаты удалённого грома гула, пришедшего с запада и усилившегося по мере приближения, начались колебания и вращения земной поверхности. Затем они ослабли, но не прекратились, после чего началось основное сотрясение, происходившее преимущественно вверх и вниз и длившееся минуту. Сотрясения продолжались весь день и затем всю неделю, но меньшей интенсивности.

Морская вода была чернильно-черная, а все обитатели моря плавали вверх брюхом в разной степени оцепенения и даже мёртвыми, так что при отливах зловоние было отвратительным.

28. 1958, октябрь 7, 21 ч.

Жители о. Эпи заметили в море к юго-востоку от острова особое волнение, как при подводном вулканическом извержении. При облёте этого района на самолете в море были выявлены пятна и струи необычного цвета (маслянисто-желтые и бледно-зеленые, размером 500, 2000 м), а также очаг бурлящей воды диаметром 20 м посреди бледно-зеленого пятна диаметром 200 м.

ОСТРОВА ФИДЖИ, САМОА, ТОНГА, КЕРМАДЕК

29. 1865, ноябрь 18, 5 ч 40 мин.

18-го в 4 ч 20 мин английское судно “Джон Весли” село на грунт у небольшого островка (кораллового рифа) Тау, но после

нескольких подземных толчков полностью сошло в воду. Океан бушевал с такой силой, что волны перекатывались через палубу.

В 5 ч 40 мин было сильное землетрясение и волны стали ещё более опасными.

На островах Тонга землетрясение сопровождалось “внезапным и ужасным движением моря”, затопившего сушу и смывшего всё на своем пути.

30. 1866, сентябрь 12.

Поблизости от о. Самоа произошло извержение подводного вулкана, сопровождаемое многочисленными землетрясениями.

12-го сентября после обеда началось волнение на море на удалении примерно 3 км от о. Олосега и 8 км от о. Тау, в точке с координатами 14°13' ю. ш., 169°34' з. д., продолжавшееся весь этот день и часть следующего. За этим последовало подводное извержение. Море находилось в состоянии сильного волнения и на протяжении 20 км сверкало фосфоресцирующим светом. Много мёртвой рыбы плавало по поверхности и было выброшено на пляж, в том числе никогда не виданные чудовища длиной от 2 до 3,5 м.

31. 1953, сентябрь 14, 12 ч 17 мин.

Землетрясение и цунами на островах Фиджи. Землетрясение сопровождалось большим числом слабых афтершоков.

По наблюдениям очевидцев, у входа в гавань Сувы уровень моря начал опускаться сразу после сейсмических толчков. Примерно через 10 с между бакенами, указывающими фарватер, появился большой коричневый “пузырь” и на рифы накатила кольцевая в плане волна, вызванная этим возмущением. Высота волны достигала 2 м.

НОВАЯ ЗЕЛАНДИЯ, АВСТРАЛИЯ, ЮЖНАЯ ЧАСТЬ ТИХОГО ОКЕАНА

32. 1855, февраль 14.

В Веллингтоне два сильных землетрясения, первое из которых длилось более минуты. На побережье нахлынул “ужасный” прилив. Со дна поднимались многочисленные пузырьки сернистого газа; в изобилии плавала мёртвая рыба.

33. 1866, август 15–21.

В гавани Сиднея “поразительное” движение воды.

ЧИЛИ, ПЕРУ, ЮЖНЫЙ ЭКВАДОР

34. 1604, ноябрь 23 или 24, 13 ч 30 мин.

Перу и северная часть Чили, землетрясение и цунами. Со-трясения охватили побережье на протяжении 1650 км.

Океан был настолько взволнован, что поднялось испарение, которым заволкло все побережье.

35. 1633, май 14, на заре.

Жители форта Карелмапу на о. Чилоэ были разбужены оглушительным шумом. Одновременно сильное землетрясение разрушило форт.

Небо покрылось густыми тучами; было темно. В течение многих часов шёл град, грохотал гром, сверкали молнии.

36. 1647, май 7 (дата ненадежна).

Катастрофическое землетрясение в Сантьяго и соседних районах Чили.

Во всех портах этого побережья, по наблюдениям рыбаков, были странные и необычные движения океана.

37. 1687, октябрь 20.

В Лиме очень сильные землетрясения.

Судно, находившееся в 600 км (!) от берега на широте 12°30' ю. ш. ¹⁾ испытало настолько страшное моретрясение, что едва не погибло; несколько матросов было выброшено из гамаков. Обычно зеленого цвета вода, казалось, побелела. Когда её зачерпнули, стало видно, что она смешана с песком.

Согласно показаниям капитана судна “Дэвис” Форстера, моретрясение ощущалось даже в 1800 км от побережья.

38. 1828, март 20 или 30, 7 ч 30 мин.

В Лиме наиболее сильное после 1746 г. землетрясение.

На стоявших в Кальяо судах ощутили сильное моретрясение. Слышался гул как от удалённого грома. Море вокруг забурило, со дна поднимались пузыри сероводорода, всплыло много мёртвой рыбы. Поверхность океана, бывшая до землетрясения совершенно зеркальной, пришла в волнение, а вода стала грязной.

В Трухильо за землетрясением последовал проливной дождь, повредивший строения. В Ламбаеке и Чиклайо дождь был ещё более сильным и продолжался без перерыва четыре дня. В пустыне Сечура, где никогда не выпадает ни капли воды, возникла река.

39. 1835, февраль 20, примерно в 11 ч 30 мин.

Разрушительные землетрясение и цунами в центральной части Чили с очагом вблизи Консепсьона. Возможно предварялось форшоками.

С начала землетрясения вода в бухте Консепсьон (Талькауано) на всей поверхности забурилась. Вверх быстро поднимались пузырьки воздуха или газа. Вода потемнела и отдавала очень неприятным запахом сероводорода.

¹⁾ Глубина океана в этой точке более 4 км (прим. авторов)

После землетрясения и цунами у берегов центральной части Чили, возможно, уменьшились уловы рыбы и добыча китов.

40. 1840, январь 28, 3 ч.

В Лиме сильное землетрясение, ощущавшееся также в Чоррильосе. Оно сопровождалось ураганным ветром, дувшим с юго-запада, и ливнем. В Чоррильосе океан настолько был возбуждён, а температура воздуха настолько упала, что на побережье прекратилось купание, и люди искали укрытия.

41. 1868, август 13, 16 ч 45 мин.

Разрушительное землетрясение и катастрофическое цунами с очагом вблизи прибрежных городов Южного Перу. Цунами известно в литературе под названием Арикского.

Во время землетрясения ощущение было такое, как если бы судно сильно тряс какой-нибудь великан. Над городом поднялось густое облако пыли, вскоре распространившееся и до судов (из мемуаров Биллингса, наблюдавшего события с борта американского корабля “Уотери”).

После наступления темноты, примерно в 20 ч 30 мин, со стороны океана с громоподобным шумом надвинулась огромная “стена” фосфоресцирующей и пенящейся воды, смешанной с песком.

На пароходе “Таранаки”, подходившем утром 15-го к Литтелтону, в 55 км от берега заметили, что вода стала мутной; плавали бревна и обломки строений.

Озеро Титикака было бурным как никогда ранее.

42. 1869, август 24, примерно 13 ч 15 мин.

Местность расположенная к северу от Итике на протяжении около 500 км, испытала сильное землетрясение, длившееся минуту.

В точке 19°17' ю. ш., 70°21' з. д. в 5,5 км от побережья и в 90 км к югу от Арики, на глубине 135 м шедший на юг пароход “Ле-Пайта” подвергся сильному моретрясению продолжительностью около 50 с. Во время моретрясения с трудом можно было удерживаться на ногах; кое-кто упал за борт; тяжелые предметы, принайтовленные к палубе, подскакивали на дециметр... Океан вокруг судна, насколько хватало глаз, казалось, бурлил; струи высотой 40–60 см выбрасывались вверх с шумом, похожим на шум сильного дождя в море. Одновременно слышался глухой подземный рокот.

43. 1871, август 21, 20 ч 32 мин.

В Кальяо очень сильное землетрясение продолжительностью 15 сек. Примерно в это же время судно “Колон” ощутило силь-

ное моретрясение западнее мыса Чала, и тотчас на поверхности океана появились волны.

В Кальеа океан, который до этого был необычайно спокоен, внезапно пришёл в очень сильное волнение; поднялся сильный южный ветер. В Серро-Асуле океан оставался очень возбужденным в течение двух дней.

44. 1871, декабрь 28, сразу после полуночи.

В Пуэрто-Монте землетрясение. Океан был очень возбужден.

45. 1877, июнь 15(?).

В океане у Писагуа, недалеко от берега, поднялся громадный столб воды и образовались сильные водовороты. Сообщалось, что одновременно в Калета-Пабельон-де-Пика и Чаньярале ощущались продолжительные сотрясения, сопровождавшиеся гулом.

46. 1878, февраль 14.

В 4 ч пароход “Чили” испытал в бухте Концепсьон (Талькауано) “ужасный” толчок. Судно оказалось между тремя настолько большими волнами, сопровождавшими этот толчок, что чуть не погибло.

47. 1880, август 15, 8 ч 48 мин.

Сильное землетрясение с очагом к северу от Сантьяго.

В Кокимбо сильные сотрясения. В океане поднялись большие колонны воды, из-за чего у одного судна оборвало якорную цепь.

48. 1906, август 16, 20 ч 40 мин.

Сильнейшее землетрясение в центральной части Чили, с очагом вблизи Вальпараисо.

Из небольших прибрежных поселков вблизи Конститусыона, таких как Бучупуреро, Путу, Льико и др. сообщали, что во время землетрясения океан пришёл в “кипящее” или “клокочущее” состояние, чем нарушился процесс регулярного образования волн.

49. 1930, декабрь 29, 3 ч 26 мин 24 с.

В Копьяно сильные колебания, достигшие силы 5 баллов. Землетрясение ощущалось в Кокимбо и Ла-Серене. Оно предвлялось толчком в 23 ч 55 мин 28-го и сопровождалось последующими толчками, отмечавшимися до 30-го.

В районе Кокимбо и на протяжении 550 км севернее в течение суток после первого землетрясения наблюдались необычайно большие приливы и сильное волнение на океане. Гигантские волны были глубоко зеленого цвета, вода неприятно пахла и была насыщена планктоном.

СЕВЕРНЫЙ ЭКВАДОР, КОЛУМБИЯ, ПАНАМА

50. 1877, октябрь 11, 9 ч.

Пароход “Пайта” в порту Эсмеральдас был сорван с якорей внезапным штормом и едва спасся. Одновременно аналогичное

явление наблюдалось в порту Буэнавентура, где оно сопровождалось землетрясением.

51. 1906 январь, 31, 10 ч 30 мин.

Катастрофическое землетрясение и сильное цунами с очагом у побережья Эквадора и Колумбии.

На мысе Мангларес почва растрескалась; сильно фонтанировала вода.

Цунами было хорошо записано мареографом на о. Наос, расположенном в 5 км южнее Панамы. С приходом цунами вода вокруг острова стала мутной.

ЦЕНТРАЛЬНАЯ АМЕРИКА (ОТ КОСТА-РИКИ ДО МЕКСИКИ)

52. 1787, апрель 3, 9,5–10 ч.

По-видимому, сильнейший афтершок землетрясения от 28 апреля 1787 г с очагом близ Сан-Маркоса.

В некоторых приморских пунктах, расположенных в 18 км от Теуантепека, одновременно с землетрясением наблюдалось необычное движение воды, сопровождавшееся её угрожающим ревом. На берег были выброшены невиданные ранее рыбы и раковины огромных размеров. Это же явление имело место и на побережье у Почутлы и Хукилы.

53. 1883, март 12.

По сообщению из Куале (Мексика штат Халиско), на участке побережья изрядной протяжённости океан покинул своё обычное ложе, отойдя от берега на значительное расстояние, так что осушились различные возвышенности и впадины на его дне... Как долго продолжался отлив, неизвестно, но спустя некоторое время океан с изрядным шумом и достаточно стремительно вернулся к своему прежнему положению.

О землетрясении ничего не сообщалось. На следующий день в этой местности разразился ураган с ливнем.

США, КАНАДА, ЮГО-ВОСТОК АЛЯСКИ

54. 1812, декабрь 21, 10 ч 30 мин.

Сильное землетрясение на юге Калифорнии, сопровождавшееся “огромным” цунами в проливе Санта-Барбара.

В Санта-Барбаре море было беспокойным.

55. 1851, ноябрь 13, 19 ч.

Толчок в Сан-Франциско; лица, находившиеся на борту судна, испытали “необычное движение воды”.

56. 1899, сентябрь 10, 12 ч 15 мин.

Катастрофическое землетрясение с очагом в вершине залива Якутат. Тектонические движение вызвали многочисленные крупные обвалы и оползни. Цунами.

После волн на побережье осталась масса мёртвой рыбы.

В бухте образовались водовороты, в которых деревья, плавняк и всякий мусор кружились так быстро, что трудно было следить за отдельными предметами. Вода вспенилась и на всем протяжении покрылась барашками.

12-го сентября один из жителей, плывя на пароходе из Якутата в Джуно, заметил в океане между Якутатом и горами Фэруэтер полосу мутной воды и массу плавающих деревьев.

57. 1946, июнь 23, 10 ч 13 мин.

Сильнейшее землетрясение на западе Канады и северо-западе США с очагом в центральной части восточного побережья о. Ванкувер.

На о. Куадра, по наблюдениям лесника, вода, ранее прозрачная, стала мутной; рыба плохо клевала в течение 2 недель.

ГАВАЙСКИЕ ОСТРОВА

58. 1868, апрель 2, 15 ч 40 мин.

Разрушительное землетрясение и цунами с очагом южнее или юго-восточнее о. Гавайи, которое проявилось в виде продолжительных (2–3 мин) длиннопериодных колебаний.

У находившегося в очаговой области судна от удара о воду сломало утлегарь.

В Пуналуу сразу после землетрясения или даже одновременно с ним океан пришёл в очень возбужденное состояние, “как если бы в него, на некотором удалении от берега, вылили в огромном количестве раскалённую лаву”. Вода бурлила и “бешено металась” во все стороны.

59. 1903, октябрь 5, полдень.

На английском судне “Ормсри”, приближавшемся к западному побережью о. Гавайи, заметили, что океан “забурлил”, как если бы под поверхностью воды действовали мощные источники. Температура заметно повысилась. Судно испытало толчок как бы от шедшей с берега приливной волны и было развернуто кормой вперед. 6-го октября вулкан Мауна-Лоа выбросил колонну дыма; возможно изливалась лава.

Как справедливо отмечено в сводках, составленных в Гонолулу, по-видимому, речь идет не о цунами, а о моретрясении или конвекционных потоках.

60. 1903, ноябрь 24.

В Пуналуу океан пришёл в движение. На бывшей ранее спокойной поверхности воды внезапно появились волны, продолжавшиеся 10 мин; их происхождение было невозможно объяснить. В тот же момент над вулканом Мауна-Лоа поднялась черная колонна необычного размера.

Несколько не очень ярких, но типичных явлений описано в каталоге цунами в Тихом океане [Соловьев и др., 1986], который охватывает период с 1969 по 1982 г и содержит информацию о 85 событиях. В приложении 3 к этому каталогу имеются дополнения к “Каталогу цунами на западном побережье Тихого океана” [Соловьев, Го, 1974]

61. 1977, август 19.

Катастрофическое землетрясение на юге о. Сумбава, охватившее обширный район — от южного побережья Индонезии до северо-западного побережья Австралии.

Необычным было то, что в промежутке времени с момента возникновения землетрясения до прибытия цунами жители деревень о-вов Сумбава и Ломбок слышали три раза звуки, похожие на взрывы, с промежутками от нескольких секунд до 1 мин и более. Почти в каждой деревне говорили, что вода стала черной, некоторые упоминали о повышении температуры и неприятном запахе.

62. 1920, февраль 2, 21 ч 12 мин.

Очень сильное землетрясение произошло на о. Гасмата (юг Новой Британии). Его сила была около 8–9 баллов, оно длилось около 1 мин 10 с.

В Гасмате после главного толчка вода быстрым потоком ушла из гавани в море через главный вход, но не вернулась обратно, в результате чего приливы стали на 50–60 см ниже прежней отметки. На рифах осталось много мёртвой рыбы, запах которой доносился при ветре с моря. Хотя погода была хорошая, на море весь день была очень сильная зыбь.

63. 1923, ноябрь 4, 10 ч 20 мин.

Несколько сильных землетрясений на северном побережье Новой Британии.

...поверхность воды была в очень возбужденном состоянии.

64. 1930, декабрь 24, 7 ч 30 мин.

Сильное землетрясение сотрясло о. Мал и окружающие острова. Сразу после него последовали две приливные волны.

Со стороны юго-восточной оконечности острова раздалось громкое шипение, похожее на шум вырывающегося пара; над морем повисли две большие густые тучи дыма или пара.

В средней части острова Лау была уничтожена листва так, словно деревья подвергались сильной засухе, и на них появился налет желтовато-белой песчанистой глины.

Такая же картина ещё в большей степени наблюдалась на о. Пихун, население которого покинуло свой остров и поселилось

на о. Амот. Люди говорили, что не могут вернуться на свой остров из-за ужасной вони от мёртвой рыбы.

65. 1959, август 18, 08 ч 05 мин.

Сейсмическая морская волна была возбуждена, должно быть, где-то в районе западного побережья Ранонгга.

Очевидец сообщил, что утром у восточного побережья о. Велья был “приливной сулой”. С о. Симбо тоже сообщили, что в это утро на море было сильное и беспорядочное волнение.

7.1.2. Анализ исторических свидетельств и физические механизмы вертикального обмена. Описанные в предыдущем разделе явления, свидетельствуют о возможности значительно возрастания вертикального обмена в океане при подводном землетрясении. Выделим возможные механизмы (сценарии), приводящие к усилению вертикального обмена в водном слое при сейсмических движениях дна. В реальности механизмы могут произвольным образом комбинироваться.

1-й сценарий. Генерация турбулентности непосредственно волной цунами (при прохождении её по мелководью, обрушении и накате на берег). Механизм эффективно работает только на мелководье, т. к. на больших глубинах скорость движения частиц воды в волне невелика. Можно предположить, что за исключением случаев очень плавного подтопления берега или волн небольшой амплитуды, рассматриваемый механизм проявляется всегда. Существование механизма такого рода сомнений не вызывает, вынос морского песка на побережье отмечался неоднократно. Современные исследования палеоцунами основаны на анализе сохранившихся (“законсервированных” среди слоев почвы, торфа и вулканического пепла) отложений морского песка, вынесенных волной на побережье [Пинегина и др., 1997; Bourgeois, Pinagina, 2001].

2-й сценарий. При выходе разлома на поверхность (дна) или горизонтальных движениях неровного дна возможна генерация турбулентности в придонной области за счет сдвиговой неустойчивости. Можно предположить, что в интенсивное турбулентное перемешивание будет вовлечена придонная область воды незначительной толщины порядка высоты неоднородности дна или величины вертикального смещения в разломе.

3-й сценарий. Сейсмические движения дна приводят к образованию на водной поверхности структур стоячих волн (параметрический резонанс). В ряде случаев такие волны

характеризуются как жесточайшие штормовые. Возбуждение турбулентности происходит при обрушении волн. Турбулентное перемешивание охватывает лишь верхний слой (несколько десятков метров). На мелководье, очевидно, вся водная толща будет вовлечена в интенсивное перемешивание. Для возникновения стоячих волн необходимо, чтобы при землетрясении дно колебалось с инфразвуковыми частотами в течение десятков секунд. Альтернативой здесь, вероятно, могут служить упругие колебания водного слоя толщиной в несколько километров, которые возникают при любом (не обязательно колебательном) движении дна и происходят с теми же инфразвуковыми частотами.

4-й сценарий. Развитие турбулентности в результате кавитационных эффектов.

5-й сценарий Интенсивные движения дна формируют нелинейные течения (в т. ч. акустический ветер [Островский, Папилова, 1974]). Вертикальный перенос осуществляется непосредственно этими течениями и турбулентностью, образующейся в результате их (течений) неустойчивости. Явление происходит при любых глубинах и может охватывать всю толщу водного слоя.

Для *1 и 2-го сценариев* глубина океана является критическим параметром, в том смысле, что поверхностные эффекты перемешивания будут отсутствовать там, где глубина достаточна велика. Так, например, аномалия ТПО будет при этом приурочена к малым глубинам вдоль береговой линии и, следовательно, площадь аномалии окажется небольшой.

3-й сценарий уже способен обеспечить поверхностные эффекты на значительных площадях, сопоставимых с площадью плейстоценовой зоны землетрясения. Но в силу того, что в перемешивание вовлечен лишь приповерхностный слой, не следует ожидать значительного изменения температуры поверхности, сопровождающего полное разрушение ВКС.

Кавитационные эффекты при подводных землетрясениях пока малоизучены. Поэтому мы сделаем лишь очень осторожное заключение о том, что *4-й сценарий*, вероятно, может обеспечить незначительные отклонения ТПО на площадях меньших, чем площадь плейстоценовой зоны.

Наиболее обширные аномалии ТПО со значительным отклонением температуры от исходных значений способен обеспечить *5-й сценарий*. Возможно, что именно к пятому сценарию относится случай, когда с борта судна, находившегося в 600 км от берега и испытывавшего моретрясение, обнаружили, что морская

вода перемешана с песком. Другим ярким событием, которое, по всей вероятности, свидетельствует о выходе холодных глубинных вод на поверхность, можно считать случай, когда "... температура воздуха настолько упала, что на побережье прекратилось купание, и люди искали укрытия...".

Нередко при подводных землетрясениях отмечается бурление или "кипение" воды. Такое явление может быть связано своим происхождением с нелинейными течениями, кавитационными эффектами или конвекционными потоками (например, при подводных извержениях). В последнем случае, конечно, будет наблюдаться увеличение температуры воды и воздуха.

Погодные явления, сопровождающие землетрясения, заслуживают отдельного комментария. В ряде случаев, конечно, не исключено простое совпадение землетрясения и отмеченного погодного явления. Но в эту категорию довольно сложно отнести погодные аномалии, описываемые в уже упомянутом выше случае **T40** и в случаях **T38** (дождь, образовалась река "... в пустыне Сечура, где никогда не выпадает ни капли воды..."), **T35** ("Небо покрылось густыми тучами... В течение многих часов шёл град, грохотал гром, сверкали молнии..."). В случае **T10** сообщалось о "бурях, почти парализовавших навигацию" после катастрофического землетрясения в Маниле. Менее интенсивные погодные аномалии наблюдались в случаях **T2**, **T34** (туман) **T6** (изменение ветра).

Аномальные погодные явления, сопровождавшие известное Эрзинджанское землетрясение 26 декабря 1939 года с магнитудой $\sim 8,0$, описаны в работе [Ranguelov, Beernaerts, 1999]. Землетрясение вызвало цунами в Черном море. Многочисленные газетные публикации того времени сообщали об экстремально низких температурах, сильных снегопадах, ледяных ветрах и больших штормах. В южной и юго-восточной частях Турции за землетрясением последовали проливные дожди, вызвавшие большое наводнение. Отметим, что в рассматриваемом случае аномально низкие температуры стали отмечаться с 9–10 декабря 1939 г, но пик погодных аномалий в регионе приходится именно на период после землетрясения. В рассматриваемой работе, в качестве гипотезы, отмечается возможное влияние перемешанной морской воды на погодные условия.

Далее приведём весьма обширную цитату из главы XVI известной книги Чарльза Дарвина "Путешествие натуралиста вокруг света на корабле Бигль" [Charles Darwin, 1839], в которой обсуждается связь землетрясений и погоды. Цитируем по русскоязычному изданию [Дарвин, 1941].

“Много спорили о связи между погодой и землетрясениями; мне кажется, что этот неясный для нас вопрос представляет весьма большой интерес. В [Personal Narrative, Vol. IV, p. 11; Vol. II, p. 217] Гумбольдт говорит, что никто из долго живших в Новой Андалузии или в Нижнем Перу не станет отрицать некоторой связи между этими явлениями; однако в другом месте он считает, по-видимому, эту связь вообразимой. Говорят, что в Гуаякиле сильные ливни в сухое время года обыкновенно сопровождаются землетрясениями. В Северном Чили, где дожди весьма редки и где даже редко замечаются какие-либо признаки дождя, вероятность такого случайного совпадения ничтожна, однако, и здесь жители твердо убеждены в существовании какой-то связи между состоянием атмосферы и колебанием земли. Я был очень удивлен, когда жители Копиапо, узнав о землетрясении в Кокимбо, сразу же воскликнули: “Какое счастье, у нас будет много травы в нынешнем году!”. Для них землетрясение так же верно предвещает дождь, как дождь - обильные пастбища. Действительно, случилось так, что в этот же самый день, когда было землетрясение, пошёл проливной дождь, благодаря которому земля, как я уже сказал, покрылась через 10 дней редкой травой. Случалось, что дождь следовал за землетрясением в такое время года, когда дожди невероятнее самого землетрясения; так было после землетрясения в Вальпараисо в ноябре 1822 г. и 1829 г, а также после землетрясения в Такне в сентябре 1833 г. Люди, несколько знакомые с климатом этих стран, поймут всю невероятность дождя в такое время года, если не допустить, что он возник в результате действия какого-то закона, стоящего вне всякой связи с обычным ходом погоды. Что касается сильных вулканических извержений, вроде случившегося в Косегуине, когда лили потоки дождя в самое необычное для него время года, чему “почти не бывало примеров в Центральной Америке”, нетрудно понять, что массы паров и облаков дыма могли нарушить равновесие атмосферы. Гумбольдт распространяет этот взгляд и на землетрясения, не сопровождаемые извержениями; но я думаю, что едва ли вероятно, чтобы небольшое количество газообразного вещества, исходящего из трещин почвы, могло дать такой замечательный эффект. Значительно более вероятной кажется точка зрения, впервые высказанная м-ром П.Скропом: он думает, что при понижении барометра, когда естественно ожидать выпадения дождя, пониженное давление воздуха на обширном пространстве земли

может в точности определить тот день, когда земная кора, и без того напряженная до крайности подземными силами, уступит, даст трещины, и вследствие этого задрожит. Сомнительно, впрочем, может ли эта теория объяснить проливные дожди, продолжающиеся в течение нескольких дней в сухое время года после землетрясений, не сопровождаемых извержениями; подобные случаи указывают, по-видимому, на какую-то более тесную связь между атмосферой и подземной областью”.

Чарльз Дарвин в своё время не объяснил причину явлений такого рода. С нашей точки зрения землетрясение влияет на атмосферу опосредовано — через океан. Холодная аномалия ТПО вызывает охлаждение и осаднение воздуха, возникает ветер из области аномалии (аналог бриза). Охлаждение влажного воздуха приводит к образованию тумана или дождя. Возможно, конечно, что этот механизм влияния землетрясений на погоду не является единственным.

В большинстве случаев сильное подводное землетрясение вызывает массовую гибель рыбы или её возможную миграцию. При этом очень часто отмечается появление у побережья или на поверхности моря глубоководной или неизвестной рыбы. Вероятно, инстинкт заставляет глубоководную рыбу подниматься к поверхности или мигрировать в мелководные области, т.к. именно там, как это показано в п. 3.1.5, меньше риск подвергнуться действию интенсивных акустических волн, возбуждаемых подвижками дна. Отметим, что гибель рыбы может быть связана не только с акустическими волнами, но и с отравлением сероводородом (в ряде случаев наличие сероводорода непосредственно отмечается **T32, T38, T39**).

С нашей точки зрения заблаговременная целенаправленная миграция рыбы из весьма обширной (сотни километров) плейстоценовой зоны катастрофического землетрясения маловероятна. Более правдоподобной является версия о миграции рыбы к поверхности или в мелководные области. В этом случае при первых признаках готовящегося землетрясения требуется преодолеть сравнительно небольшое расстояние. Таким образом, отсутствие улова рыбы после землетрясения может быть объяснено либо её массовой гибелью, либо миграцией из мест традиционного обитания. Интересно, что известен и обратный случай **C21**, когда “... после землетрясения и в последующие дни море необычно изобиловало рыбой...”. Возможно, это изобилие связано с взрывным развитием фитопланктона; не исключается здесь и миграция рыбы из другого района. Следует упомянуть

случай **T49**, когда очевидцы прямо указывали на насыщенность морской воды планктоном после землетрясения. Напомним, что поведением рыбы мы интересовались как возможным индикатором содержания фитопланктона, увеличение концентрации которого может быть инициировано землетрясением за счет усиления вертикального обмена в океане.

Все выделенные события приурочены к известным зонам сейсмической активности. Чаще всего очевидцы событий отмечали первую группу событий (необычное волнение, возбужденное поведение моря, “кипение” воды и т. п.). Какие-либо особенности в географическом распределении групп событий (1–4) не наблюдаются.

В настоящее время, в связи с развитием спутниковой океанографии, большим числом измерений “in situ” с судов и буйковых станций и доступности данных через Internet появилась реальная возможность поиска и идентификации случаев трансформации стратификационной структуры в океане в результате подводных землетрясений. Существуют следующие три пути поиска таких случаев, которые не требуют внесения специальных изменений в существующие методики:

- 1) температура поверхности океана достаточно надежно определяется с ИСЗ по анализу ИК снимков в диапазоне окна прозрачности атмосферы;
- 2) концентрация фитопланктона также определяется с ИСЗ по цветности океана, т. е. по концентрации хлорофилла “a” [Behrenfeld, Falkowski, 1997];
- 3) данные буйковых станций о трансформации вертикального профиля температуры в совокупности с метеоданными дали бы наиболее полную и доказательную информацию о событии, при попадании такой станции в зону моретрясения, кроме того, станция может зафиксировать прохождение внутренней волны, порожденной эволюцией области с нарушенной стратификацией.

7.1.3. Инструментальные наблюдения изменений температурных полей в океане после землетрясения. Явления, происходящие в океане над плейстосейстовой зоной подводного землетрясения, долгое время оставались малоизученными. Такое положение дел обуславливалось отсутствием каких-либо инструментальных наблюдений. Редкие свидетельства очевидцев моретрясений, очевидно, не могут служить источником объективной количественной информации. Сложность наблюдений за эффектами в эпицентральной зоне подводного землетрясения связана

с тем, что эти эффекты, как и само землетрясение, скоротечны и практически непредсказуемы.

В последнее десятилетие спутниковая океанография вышла на новый уровень, появились доступные базы геофизических данных и эффективные средств их анализа. Открывшиеся в этой связи новые возможности позволили выявить целую серию событий, когда подводные землетрясения оказывались причиной трансформации гидрофизических полей в океане [Носов, 1996]; [Носов, 1997]; [Filonov, 1997]; [Носов, 1998]; [Левин и др., 1998]; [Лучин и др., 2000]; [Дегтерёв, 2001]; [Levin et al., 2001]; [Зайченко и др., 2002]; [Левин и др., 2005].

В настоящем разделе мы не будем приводить полный список событий, а остановимся на первом случае, который был обнаружен уже около 10 лет назад, и на результатах одной из последних работ в этом направлении.

Образование холодных аномалий ТПО в результате серии сильных подводных землетрясений впервые было выявлено в 1996 г вблизи о. Бугенвиль (Соломоновы о-ва). Явление обнаружено при совместном анализе карт аномалий ТПО (FNMOC, United States Fleet Numerical Meteorology and Oceanography Center, <http://www.fnmoc.navy.mil/>) и оперативного выпуска сейсмологического бюллетеня NEIC (National Earthquake Information Center, <http://gldss7.cr.usgs.gov/neis/>).

В районе о-ва Бугенвиль (в радиусе 300 км от эпицентра землетрясения с максимальной магнитудой 6, 52S, 155,00E) в период с 20.04.1996 по 31.05.1996 произошло 145 преимущественно неглубоких землетрясений. Предваренное несколькими форшоками, основное землетрясение с магнитудой 7,5 имело место 29 апреля в 14 ч. 40 мин. по Гринвичу. Местоположение эпицентров землетрясений показано на рис. 7.1 на цветной вкладке.

На рисунке 7.2 (цветная вкладка) синей линией, маркированной квадратами, показан временной ход ТПО в точке с координатами 7S, 156E (центр аномалии температуры). Временной ход температуры восстановлен по имеющимся в нашем распоряжении картам аномалий ТПО (FNMOC). Анализ глобального распределения температуры поверхности океана производится дважды в сутки (00 и 12 GMT), но, к сожалению, доступными оказались не все данные. Присутствие маркера (квадрата) означает наличие данных. В качестве примеров на рисунке показаны шесть фрагментов карт аномалий. Время и магнитуда сейсмических событий отмечены красными треугольниками.

Темно-синее пятно, проявление которого вблизи о-ва Бугенвиль особенно хорошо заметно на третьем и четвертом фраг-

ментах (6 и 12 мая), представляет собой холодную аномалию ТПО. Максимальное отклонение температуры достигает $\sim 3^{\circ}\text{C}$ в первом случае и $\sim 2^{\circ}\text{C}$ во втором. Характерный горизонтальный размер аномалии 300–500 км. Отметим, что проявление аномалии после основного толчка (второй фрагмент) едва заметно, и лишь после целой серии сейсмических событий, с 29 апреля по 5 мая, аномалия становится ярко выраженной. Повторное проявление аномалии 12 мая последовало непосредственно за землетрясениями, имевшими место 11 мая. Время существования аномалий составляет несколько суток.

В районе о-ва Бугенвиль расположено несколько автономных буйковых станций ТАО Аггау (Tropical Atmosphere Ocean Agau, NOAA, http://www.pmel.noaa.gov/tao/data_deliv/). Местоположение ближайших к острову пяти станций показано на рис. 7.1. В интересующий нас промежуток времени с 20 апреля по 31 мая 1996 г функционировали только три из показанных на рисунке станций: 5S156E, 2S156E, 0N156E (обозначение станции соответствует её координатам). Отметим, что ни одна из станций ТАО Аггау не находилась непосредственно в области аномалии температуры. Ближайшая к месту события станция 5S156E располагалась лишь на северо-восточной периферии аномалии. Станции 2S156E и 0N156E расположены слишком далеко и никаких существенных эффектов они не зафиксировали.

На рисунке 7.2 показан временной ход температуры воздуха на высоте 3 м (зеленая кривая) и температуры воды на глубине 1 м (фиолетовая кривая), построенный по данным станции 5S156E. Отметим, что с 23 мая станция оказалась неработоспособной. На кривой, описывающей изменение во времени температуры поверхностного слоя воды, хорошо заметен процесс с периодичностью 24 часа, являющий собой суточный ход температуры. Станция 5S156E зафиксировала явное нарушение этого процесса, которое произошло именно в день землетрясения с максимальной магнитудой (29 апреля). 2 мая суточный ход, а именно дневной прогрев, восстанавливается на один цикл, однако, затем наступает длительный период (до 13 мая), когда дневной прогрев вообще не наблюдается, и ход температуры оказывается “выглаженным”. Кроме того, в этот период заметна общая тенденция к понижению температуры (приблизительно на $0,5^{\circ}\text{C}$). Объяснить нарушение суточного хода температуры можно интенсификацией вертикального обмена. Спутниковые снимки (GMS-5) показывают, что сплошной облачности, которая могла бы ограничить поступление солнечной радиации, в рассматриваемый период не наблюдалось.

Ранее в п. 7.1.2 уже описывались предполагаемые особенности циркуляции атмосферы при образовании холодной аномалии ТПО. Над областью с пониженной температурой должно произойти охлаждение и осаднение воздуха и, следовательно, из области аномалии возникнет “холодный ветер”. Из рис. 7.2 видно, что во второй половине суток 29 апреля (т. е. сразу после землетрясения) температура воздуха резко упала. Существенное понижение температуры воздуха заметно и в период с 4 по 6 мая, когда наблюдалась наиболее выраженная аномалия ТПО.

В недавней работе [Левин и др., 2005] описано несколько случаев трансформации вертикальных профилей температуры в океане, которые имели место после сильных подводных землетрясений. Для обнаружения событий такого рода авторами отмеченной работы была создана интегрированная база данных (ИБД), включающая вертикальные профили океанографических наблюдений в Мировом океане и сейсмические каталоги.

Для наполнения ИБД данными использовалось несколько источников. В качестве основного источника была взята база данных Мирового океана, версия 2001 г. (БД МО-01) [Conkright et al., 2002], она и составила основной объём информационной базы. База данных Мирового океана 2001 г является дальнейшим развитием серии продуктов по океанографическим данным в Мировом океане выпущенным ранее — Атласа Мирового океана 1994 г. и базы данных Мирового океана 1998 г. База данных содержит океанографические наблюдения на стандартных и измеренных горизонтах в виде вертикальных профилей. В неё вошли практически все доступные на этот период времени наблюдения, что составило 7 037 213 станций. Поскольку данные в БД МО-01 ограничены 2001 г, то для пополнения ИБД последними данными пришлось прибегнуть к базам Глобальной программы профилей температуры и солёности (Global Temperature-Salinity Profile Program — GTSP).

В качестве исходных данных о землетрясениях были использованы выборки данных Национального информационного центра о землетрясениях США (NEIC). Первый набор данных — исторические землетрясения с магнитудой более $M = 6,5$ в период с 1900 г по 2004 г, и второй набор, включающий все значимые исторические землетрясения с 1973 г по текущее время.

При анализе событий проводился поиск информации об измерениях, сделанных вблизи эпицентра подводного землетрясения до и после сейсмического события. Кроме того, рассчитывались климатические характеристики: средние многолетние профили

температуры и соответствующие им среднеквадратические отклонения.

На рисунке 7.3 представлен один из случаев изменения вертикальной термической структуры океана после подводного землетрясения с магнитудой $M = 7,7$, которое произошло 4 декабря 1972 г. Эпицентр землетрясения располагался южнее о. Хонсю в точке с координатами $33,0^\circ$ с. ш. и $140,7^\circ$ в. д. Пункты измерений температурных профилей до и после события располагались на расстоянии примерно 40–50 км от эпицентра. Даты измерений профилей температуры до события пришлись на 19–20 ноября, после события — на 6 декабря 1972 г. Как видно из рис. 7.3, температура в верхнем 200 метровом слое понизилась в среднем на 4–6 градусов.

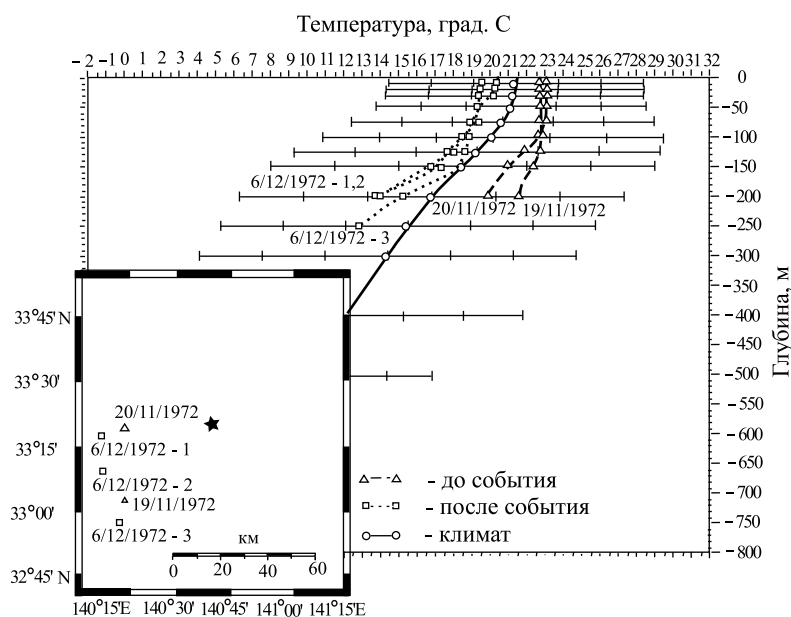


Рис. 7.3. Изменение вертикального профиля температуры после землетрясения 4 декабря 1972 г с эпицентром, расположенным южнее о. Хонсю (Япония)

Не приводя иллюстраций, дадим краткие описания ещё двух событий. Второй случай наблюдался во время землетрясения с магнитудой $M = 7,7$ у восточного побережья о. Хонсю (Япония) 5 ноября 1938 г. В верхнем 50-ти метровом слое отмечается понижение температуры на 2 градуса, а на горизонте 250 м оно составило приблизительно 4 градуса.

Третий случай отмечен во время землетрясения с магнитудой $M = 7,5$ в точке с координатами $8,5^\circ$ ю. ш. и $123,5^\circ$ в. д. на индонезийском острове Флорес 22 марта 1944 г. Пункты измерений температурных профилей до и после события располагались рядом друг с другом в радиусе 5–10 км и на расстоянии 40–50 км от эпицентра. Температура на поверхности понизилась с 29 до 26,5 градусов.

Заметим, что перспективы использования инструментальных наблюдений за моретрясениями могут быть связаны не только с улучшением качества и объёма информации (например, повышение пространственного разрешения спутниковых снимков, увеличение числа буйковых станций и т. д.). Качественно новый уровень анализа океанографических измерений, сделанных в прошлом, также может ещё давать новые интересные результаты.

7.2. Оценка возможности разрушения устойчивой стратификации в океане при подводном землетрясении

В настоящем разделе мы исследуем вопрос о принципиальной возможности существенной трансформации стратификационной структуры океана в результате подводного землетрясения. В качестве механизма нарушения стратификации рассмотрим вертикальный турбулентный обмен. Конкретный механизм передачи энергии от движущегося дна к турбулентному движению остаётся за рамками данных оценок. Нас будут интересовать параметры гипотетического источника турбулентности, которые необходимы для заметной трансформации стратификационной структуры, и соответствие этих параметров возможностям сейсмического источника энергии.

Характерный горизонтальный размер области, в которой происходит трансформация стратификационной структуры при подводном землетрясении, намного превышает глубину океана, поэтому правомерно рассматривать одномерную задачу вдоль оси Oz , направленной вертикально вниз. Начало системы координат расположим на поверхности воды. Базовая система уравнений включает в себя уравнение баланса турбулентной энергии b ($[b] = \text{м}^2\text{с}^{-2}$) для стратифицированной жидкости и уравнение турбулентного переноса тепла [Носов, Скачко, 1999]:

$$\frac{\partial b}{\partial t} = -\frac{g}{\rho_0} K_\rho \frac{\partial \rho}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} K_b \frac{\partial b}{\partial z} - \frac{b^{3/2}}{L} + \beta(z, t), \quad (7.2.1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} K_T \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (7.2.2)$$

где g — ускорение силы тяжести, ρ_0 и ρ — средняя и текущая плотности жидкости, L — масштаб турбулентного движения, K_ρ , K_b и K_T — турбулентные коэффициенты обмена массой, турбулентной энергией и теплом. Первый член в правой части уравнения (7.2.1) описывает затраты энергии на работу против сил плавучести, второй — турбулентный перенос турбулентной энергии, третий — диссипацию турбулентной энергии. Генерация турбулентной энергии описывается функцией $\beta(z, t)$, которую мы выбираем в следующем простом виде:

$$\beta(z, t) = \beta_0 (\theta(t) - \theta(t - \tau)),$$

где $\theta(t)$ — ступенчатая функция Хевисайда. Генерация (накачка) турбулентной энергии характеризуется мощностью β_0 ($[\beta_0] = \text{м}^2 \text{с}^{-3}$) и продолжительностью действия τ . Отметим, что какая-либо дальнейшая детализация функции $\beta(z, t)$ при решении оценочной задачи нецелесообразна, так как это приведет лишь к увеличению числа свободных параметров. Предположим, что все турбулентные коэффициенты обмена равны между собой и из соображений размерности могут быть выражены через величину турбулентной энергии b и масштаб турбулентности L :

$$K_\rho = K_b = K_T \approx L b^{1/2}. \quad (7.2.3)$$

Выбрав уравнение состояния воды в линеаризованном виде [Монин, Озмидов, 1981] (в предположении неизменности солености с глубиной):

$$\rho = \rho_0 (1 - \alpha (T - T_0)),$$

где $\alpha = 2 \cdot 10^{-4} (\text{°C})^{-1}$ и $\rho_0 = 1000 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$, мы замыкаем исходную систему уравнений (7.2.1), (7.2.2).

В качестве граничных условий зададим условия отсутствия потоков турбулентной энергии и тепла на поверхности и на дне:

$$\frac{\partial b}{\partial z} = 0, \quad z = 0, H; \quad (7.2.4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad z = 0, H. \quad (7.2.5)$$

Начальные условия предполагают, что в момент времени $t = 0$ энергия турбулентных пульсаций равна нулю и существует

исходное распределение температуры, определяющее устойчивую стратификацию (рис. 7.4):

$$b(z, 0) = 0, \quad (7.2.6)$$

$$T(z, 0) = T_0(z). \quad (7.2.7)$$

Система уравнений (7.2.1), (7.2.2) с граничными условиями (7.2.4), (7.2.5) и начальными условиями (7.2.6), (7.2.7) решалась численно методом конечных разностей относительно функций $b(z, t)$ и $T(z, t)$.

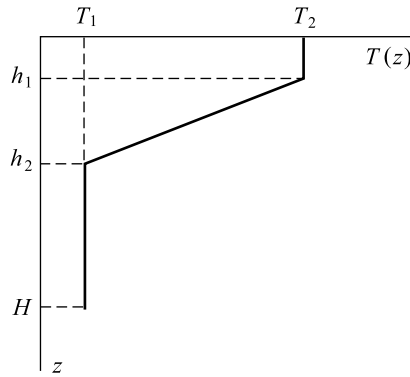


Рис. 7.4. Начальный профиль температуры

Во всех расчётах перепад температур $T_2 - T_1 = 10^\circ\text{C}$. Величина h_1 , характеризующая глубину залегания термоклина, составляла 10, 45 и 100 м. Толщина термоклина $h_2 - h_1 = 10$ м. Продолжительность процесса в очаге землетрясения обычно лежит в диапазоне от 1 до 100 с. Для того, чтобы перекрыть указанный диапазон, время действия источника турбулентной энергии

τ выбиралось равным 1, 10 и 100 с.

Характерные значения величины генерации турбулентной энергии в океане β_0 обычно лежат в пределах $10^{-5} - 10^{-9} \text{ м}^2 \text{ с}^{-3}$ [Монин, Озмидов, 1981]. Для целей настоящего исследования верхняя граница диапазона значений β_0 выбиралась из условия $\beta_0 \tau = 1 \text{ с}^{-2}$. Как будет показано ниже, это приблизительно соответствует 1-10% от энергии сильного землетрясения, если её равномерно распределить в водной толще над плейстоценовой зоной. Максимальное значение масштаба турбулентного движения L , естественным образом ограниченное сверху глубиной H , в расчётах не превышало 100 м. Нижние границы диапазонов значений параметров β_0 и L выбирались из соображений отсутствия заметных изменений исходного профиля температуры на временах до 1000 с.

Основной целью исследования системы (7.2.1)–(7.2.7) является определение таких значений параметров β_0 , L и τ , при которых происходит заметная трансформация исходного профиля температуры. Такую трансформацию удобно отслеживать по

изменению температуры поверхности δT_s , либо по изменению положению центра масс водного слоя δz .

$$\begin{aligned}\delta T_s &= T(0, t) - T(0, 0), \\ \delta z &= (z(t) - z(0)),\end{aligned}$$

где

$$z(t) = \int_0^H z \rho(z, t) dz \left(\int_0^H \rho(z, t) dz \right)^{-1}.$$

Изменение положения центра масс является более универсальной характеристикой, так как позволяет отслеживать изменение профиля плотности (температуры) в тех случаях, когда эти изменения не затрагивают поверхность. Кроме того, знание величины δz даёт возможность рассчитывать потенциальную энергию локального нарушения стратификации (на единицу площади),

$$P = \rho_0 H g \delta z. \quad (7.2.8)$$

Очевидно, что локальное нарушение вертикального распределения плотности должно стать источником внутренних волн, энергию которых можно оценить сверху, используя формулу (7.2.8). Возможно, что регистрация внутренних волн именно такой природы была описана в работе [Filonov, 1997].

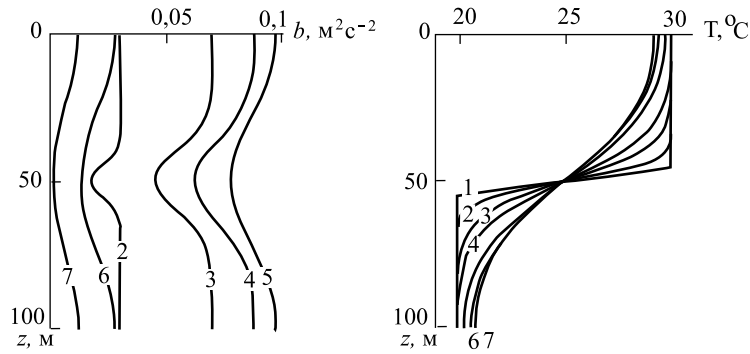


Рис. 7.5. Вертикальные профили температуры и турбулентной энергии, рассчитанные в последовательные моменты времени при $L = 10$ м, $\beta_0 = 0,003 \text{ м}^2 \text{ с}^{-3}$ и $\tau = 100$ с. Кривые 1–7 соответствуют $t = 0, 10, 30, 50, 100, 150$ и 200 с

На рисунке 7.5 представлен пример эволюции профилей температуры и турбулентной энергии. Профиль $b(z, 0)$ совпадает с осью Oz и на рисунке не отмечен. С течением времени профиль температуры сглаживается и происходит постепенное понижение

температуры поверхности. На профиле турбулентной энергии в области термоклина имеется локальный минимум, существование которого связано с повышенными затратами энергии на работу против сил плавучести. По мере сглаживания профиля температуры минимум на профиле $b(z)$ становится менее выраженным.

Рисунок 7.5 иллюстрирует лишь один из двух основных сценариев, по которым может развиваться процесс в исследуемой системе. Итак, первый сценарий (большая мощность источника турбулентности) характеризуется уменьшением максимального градиента температуры и значительными изменениями температуры поверхности. При относительно малой мощности источника (рис. 7.6) максимальный градиент температуры монотонно увеличивается со временем, а температура поверхности не изменяется.

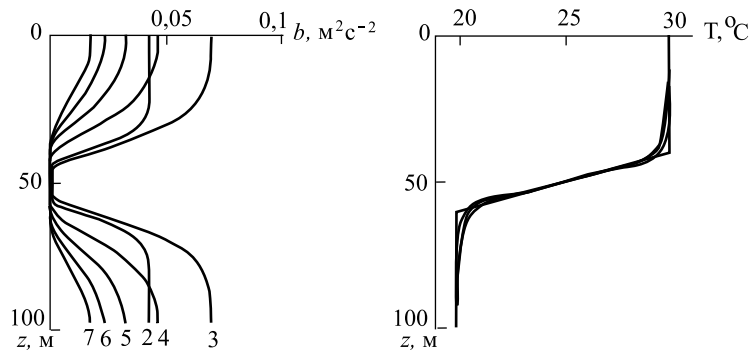


Рис. 7.6. Вертикальные профили турбулентной энергии и температуры, рассчитанные в последовательные моменты времени при $L = 10$ м, $\beta_0 = 0,0001 \text{ м}^2\text{с}^{-3}$ и $\tau = 100$ с. Кривые 1–7 соответствуют $t = 0, 50, 100, 150, 200, 250$ и 300 с

В обоих случаях после выключения накачки энергия турбулентных пульсаций и, следовательно, коэффициент обмена в области скачка температуры быстро снижаются практически до нуля. Однако выше и ниже области скачка плотности турбулентные пульсации ещё некоторое время (до 1000 с) продолжают существовать, оказывая влияние на профиль температуры.

Явление, аналогичное второму сценарию, происходит при формировании тонкой вертикальной структуры гидродинамических полей в океане. В рассматриваемой нелинейной системе наблюдается простейший и вместе с тем типичный случай самоорганизации: поток энергии, подводимый к системе, приводит к её пространственному структурированию (увеличению градиента).

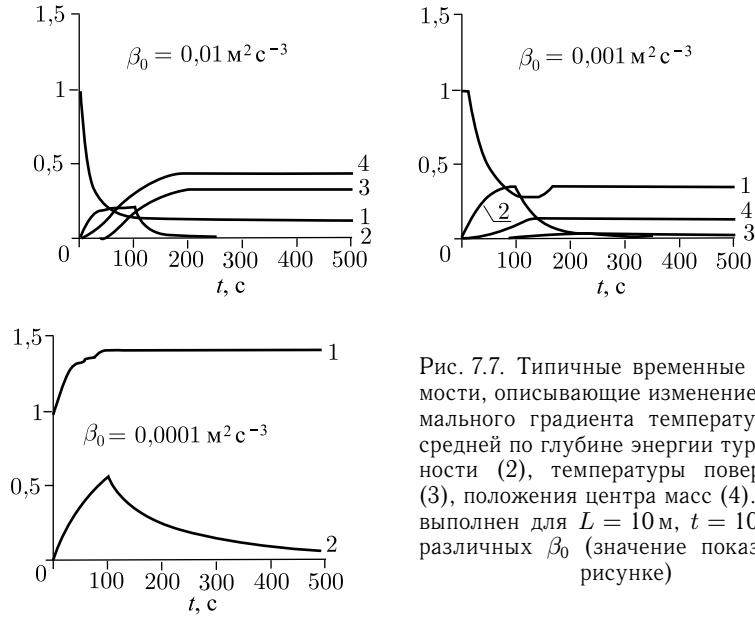


Рис. 7.7. Типичные временные зависимости, описывающие изменение максимального градиента температуры (1), средней по глубине энергии турбулентности (2), температуры поверхности (3), положения центра масс (4). Расчёт выполнен для $L = 10$ м, $t = 100$ с при различных β_0 (значение показано на рисунке)

На рисунке 7.7 представлены типичные зависимости, описывающие изменение во времени максимального градиента температуры $f_1(t)$, средней по глубине энергии турбулентных пульсаций $f_2(t)$, температуры поверхности $f_3(t)$ и положения центра масс $f_4(t)$:

$$f_1(t) = \max_{0 < z < H} \text{grad } T(z, t) \left(\max_{0 < z < H} \text{grad } T(z, 0) \right)^{-1},$$

$$f_2(t) = (H \beta_0 \tau)^{-1} \int_0^H b(z, t) dz$$

$$f_3(t) = \left(T(0, t) - T(0, 0) \right) \left(H^{-1} \int_0^H T(z, 0) dz - T(0, 0) \right)^{-1},$$

$$f_4(t) = (z_{cm}(t) - z_{cm}(0)) (0,5 H - z_{cm}(0))^{-1},$$

где

$$z_{cm}(t) = \int_0^H z \rho(z, t) dz \left(\int_0^H \rho(z, t) dz \right)^{-1}.$$

Максимальный градиент нормирован на своё значение в начальный момент времени. Средняя по глубине энергия турбулентности нормирована на суммарную величину энергии, поступившей за время τ в единицу массы. Изменения температуры поверхности и положения центра масс нормированы на максимально возможные значения, которые достигаются при перемешивании воды до полностью однородного состояния.

Положение центра масс, как и изменение температуры поверхности, характеризуют степень перемешивания. В силу того, что положение центра масс, в отличие от температуры поверхности, начинает меняться немедленно после “включения” генерации турбулентной энергии, функцию $f_4(t)$ в ряде случаев использовать удобнее, чем $f_3(t)$.

На рисунке 7.7 хорошо видны два уже упомянутых выше сценария развития процесса в исследуемой системе:

1. В случаях $\beta_0 = 10^{-3} \text{ м}^2 \text{ с}^{-3}$ и $\beta_0 = 10^{-2} \text{ м}^2 \text{ с}^{-3}$ максимальный градиент уменьшается, и имеют место заметные изменения температуры поверхности и положения центра масс, что является признаком разрушения термоклина и выхода глубинных вод к поверхности.

2. При $\beta_0 = 10^{-4} \text{ м}^2 \text{ с}^{-3}$ максимальный градиент температуры монотонно увеличивается со временем, видимых изменений температуры поверхности и положения центра масс не происходит, т.е. термоклин не разрушается и служит преградой на пути глубинных вод к поверхности.

При $\beta_0 = 10^{-3} \text{ м}^2 \text{ с}^{-3}$ максимальный градиент немонотонно меняется во времени: после завершения действия источника происходит его небольшое увеличение; это объясняется тем, что энергия турбулентных пульсаций и, следовательно, коэффициент обмена в области скачка температуры быстро снижаются практически до нуля. В это время турбулентный обмен в области выше и ниже скачка ещё продолжает некоторое время существовать, что и приводит к увеличению максимального градиента.

Длительность переходного процесса при “включении” (“выключении”) накачки, которую можно отслеживать по ходу функции $f_2(t)$, определяется как масштабом турбулентности L , так и величиной параметра β_0 . Как это видно из рис. 7.7, заметные изменения температуры поверхности, положения центра масс и максимального градиента могут происходить не только во время действия накачки турбулентной энергии, но и после её выключения.

На рисунке 7.8 представлены диаграммы, которые на плоскости $\beta_0\tau, L$ показывают изменение 1) максимального градиента температуры δ ($Max [grad T]$) на величину, превышающую 10% от начального значения градиента; 2) температуры поверхности δT_s ; 3) положения центра масс δz .

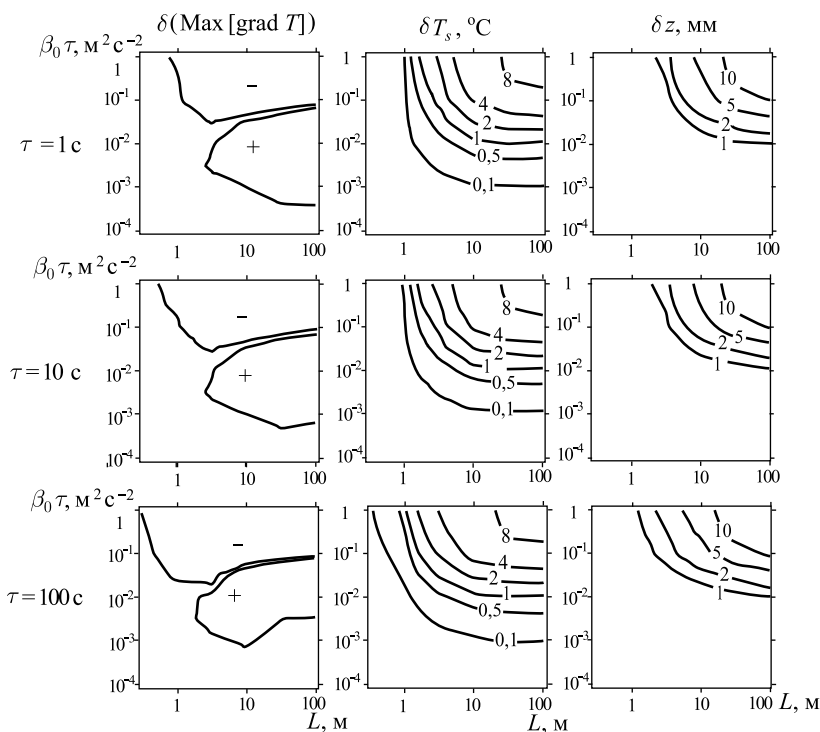


Рис. 7.8. Область значений параметров $\beta_0\tau$ и L при которых в результате действия накачки турбулентной энергии продолжительностью τ (значения указаны на рисунке) происходит 1)рост (+) уменьшение (-) максимального градиента температуры на величину, превышающую 10% исходного значения; 2)изменение температуры поверхности; 3)изменение положения центра масс. Цифры у изолиний обозначают величину изменения температуры поверхности в градусах Цельсия и положения центра масс в мм. Расчёт выполнен при $h_1 = 10$ м и $H = 100$ м

Данные, представленные на рисунках, соответствуют окончательным изменениям температурного профиля и не привязаны к какому-либо моменту времени. Расчёт выполнен для трёх различных продолжительностей действия источника $\tau = 1, 10$ и 100 с при $h_1 = 10$ м и $H = 100$ м. Аналогичные диаграммы, но для случая более глубокого термоклина $h_1 = 45$ м представлены на рис. 7.9.

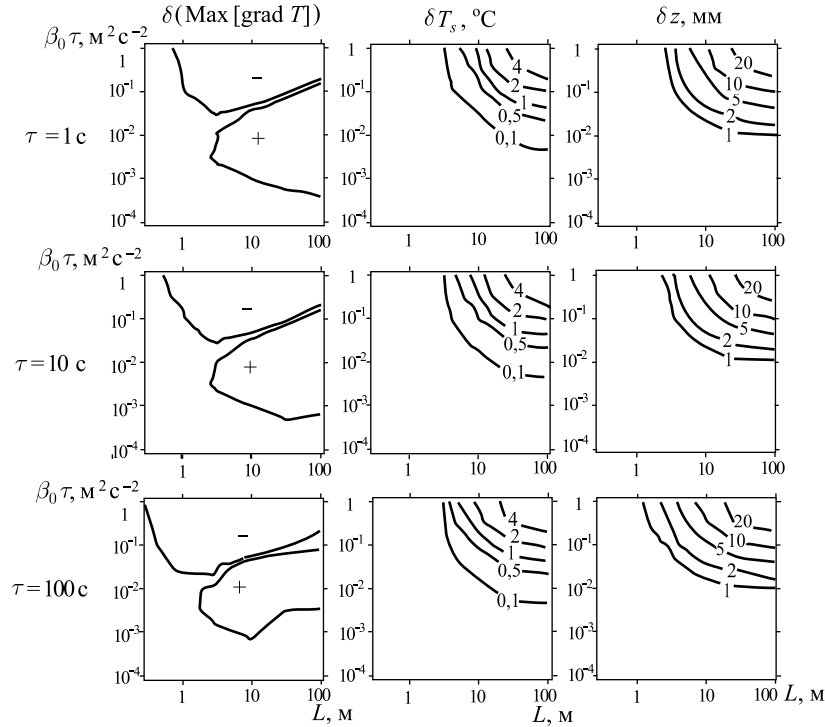


Рис. 7.9. Область значений параметров $\beta_0\tau$ и L при которых в результате действия накачки турбулентной энергии продолжительностью τ (значения указаны на рисунке) происходит 1)рост (+) уменьшение (-) максимального градиента температуры на величину, превышающую 10% исходного значения; 2)изменение температуры поверхности; 3)изменение положения центра масс. Цифры у изолиний обозначают величину изменения температуры поверхности в градусах Цельсия и положения центра масс в мм. Расчёт выполнен при $h_1 = 45$ м и $H = 100$ м

Анализ рисунков позволяет сделать следующие выводы. Увеличение продолжительности действия источника турбулентности τ при одинаковом суммарном количестве энергии, поступившем в систему $\beta_0\tau$ приводит к незначительному расширению области заметных изменений всех трёх исследуемых параметров ($\delta(\text{Max}(\text{grad } T))$, δT_s , δz). Интересно отметить, что расширение области происходит исключительно в сторону меньших масштабов турбулентного движения, но не в сторону меньших энергий. Такой эффект легко объясним. Дело в том, что время жизни вихрей увеличивается с ростом их масштаба L . Поэтому для крупномасштабной турбулентности действие источника с продолжительностью τ из диапазона от 1 до 100 с может рассматри-

ваться как мгновенное, имеет значение лишь общее количество энергии $\beta_0 \tau$. Но мелкомасштабная турбулентность, порожденная источником непродолжительного действия, диссипирует прежде, чем успеет внести заметные изменения в профиль температуры.

На изменение положения центра масс δz глубина залегания термоклина влияет незначительно: различия наблюдаются лишь при очень больших значениях энергии $\beta_0 \tau$ и масштаба L , то есть при перемешивании водного слоя до практически однородного состояния. Характерное значение величины δz составляет несколько миллиметров, что, однако, является значительной величиной. В соответствии с формулой (7.2.8) несложно рассчитать, что изменение положения центра масс на 1 мм приблизительно соответствует энергии в 1 кДж/м².

Что касается изменений температуры поверхности, то они в первую очередь определяются глубиной залегания термоклина: чем ближе к поверхности холодные слои, тем более заметные изменения величины T_s будут происходить при прочих равных условиях. Это утверждение проиллюстрировано на рис. 7.10. Здесь мы уже не приводим диаграмм для положения центра масс, т. к. расчёты выполнялись при различных глубинах H . Для каждого случая глубина H выбиралась минимально возможной, но так, чтобы изменения профиля температуры не достигли дна.

Теперь оценим мощность (энергию), которую способен обеспечить сейсмический источник. В оценках будем опираться на известную корреляционную связь энергии землетрясения E [Дж] и магнитуды M :

$$\lg E = 4,8 + 1,5 M. \quad (7.2.9)$$

Энергия землетрясения E , определяемая по формуле (7.2.9), на самом деле представляет собой энергию сейсмических волн в дальней зоне. Очевидно, что энергия, высвобождаемая непосредственно в гипоцентре, должна, по крайней мере, превышать (возможно, значительно) указанную величину. Известно, что сильные подводные землетрясения сопровождаются остаточными деформациями дна, которые служат источником волн цунами. Естественно предположить, что процесс активизации вертикального обмена происходит над областью дна, подверженной наиболее сильным деформациям. Площадь этой области обычно отождествляют с площадью очага цунами, средний радиус которого R [км] связан с магнитудой M эмпирической зависимостью:

$$\lg R = 0,5M - 2,1. \quad (7.2.10)$$

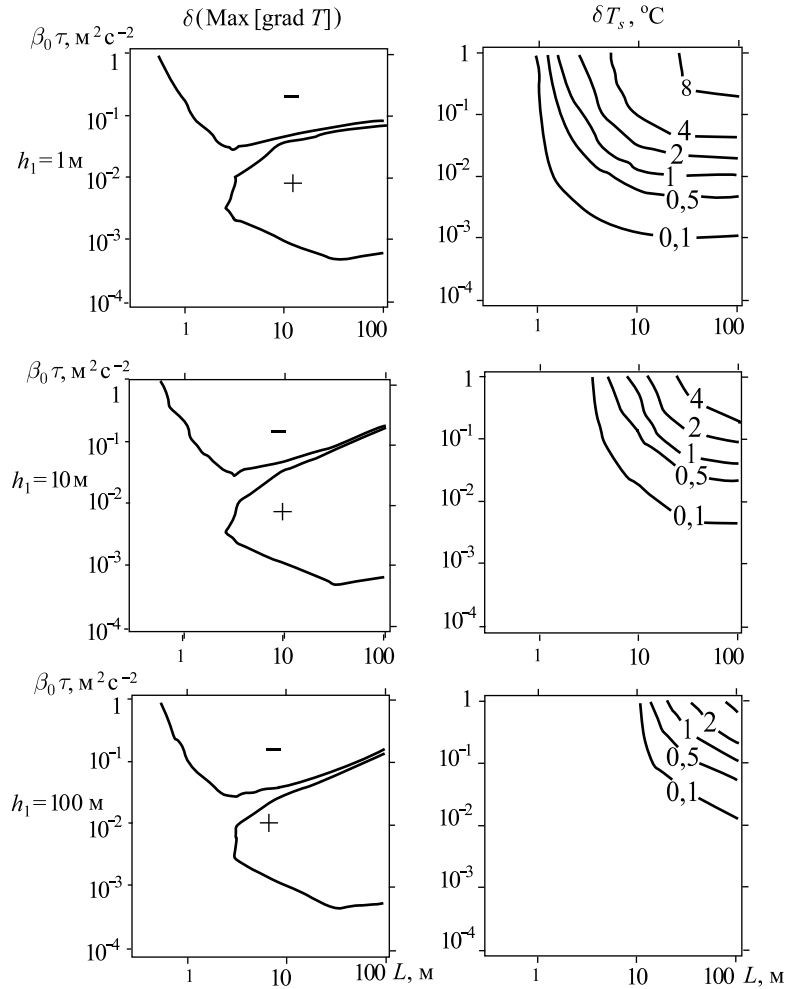


Рис. 7.10. Область значений параметров $\beta_0 \tau$ и L при которых в результате действия накачки турбулентной энергии продолжительностью τ (значения указаны на рисунке) происходит 1) рост (+) уменьшение (-) максимального градиента температуры на величину, превышающую 10% исходного значения; 2) изменение температуры поверхности. Цифры у изолиний обозначают величину изменения температуры поверхности в градусах Цельсия. Расчёт выполнен для различных глубин залегания термоклина $h_1 = 10, 45$ и 100 м при $\tau = 10$ с

Распределив энергию землетрясения E равномерно по площади очага цунами и глубине океана H , оценим сверху энергию

источника турбулентности $W^{\text{lim}} = \beta_0 \tau$ [$\text{м}^2\text{с}^{-2}$]:

$$W^{\text{lim}} = \frac{E}{\pi R^2 H \rho_0}. \quad (7.2.11)$$

Подставляя эмпирические зависимости (7.2.9) и (7.2.10) в выражение (7.2.11) и учитывая, что $\rho_0 = 1000 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-3}$ и $\lg \pi \approx 0,5$, получаем следующую оценочную формулу:

$$W^{\text{lim}} = H^{-1} 10^{(M-1)/2}. \quad (7.2.12)$$

На рисунке 7.11 представлена зависимость величины W^{lim} от магнитуды землетрясения в логарифмическом масштабе. Из рисунка видно, что величина W^{lim} может достигать 10 и даже $100 \text{ м}^2\text{с}^{-2}$. Основываясь на данных, представленных на рис. 7.8–7.10 можно заключить, что сильные землетрясения имеют достаточный запас энергии для существенной трансформации стратификационной структуры в океане. Достаточно десятых долей процента энергии землетрясения для образования на поверхности океана аномалии температуры с характерным горизонтальным размером, измеряемым сотнями километров и отклонением температуры порядка одного градуса Цельсия. Отметим, что на формирование волн цунами идет сопоставимое количество энергии (менее 1% от энергии землетрясения).

Образование аномалии температуры поверхности океана является наиболее вероятным при неглубоком термоклине и для сейсмических событий, характеризующихся длительным процессом в очаге или большим количеством афтершоков. Наиболее яркое проявление эффекта следует ожидать в случае реализации механизма генерации турбулентности с масштабом более 10 м. Локальные изменения вертикального распределения температуры должны служить источником внутренних волн даже в тех случаях, когда изменения температуры поверхности незначительны.

Проведенные оценки показывают, что заметная трансформация стратификационной структуры в океане, в том числе и обра-

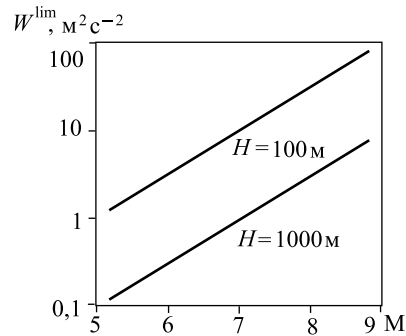


Рис. 7.11. Верхний предел энергии гипотетического источника турбулентности как функция магнитуды землетрясения

зование на его поверхности температурной аномалии, является энергетически разрешенным процессом. Причём рассматриваемый процесс требует ничтожно малой доли энергии землетрясения.

7.3. Параметрическая генерация поверхностных волн при подводном землетрясении

Одним из наиболее распространённых эффектов, описываемых очевидцами моретрясений, является образование на поверхности океана систем стоячих волн большой амплитуды. Для объяснения причин возникновения таких волн и расчёта их длины вполне достаточно линейной теории. Определение амплитуды волн, их формы, типа пространственной симметрии возможно только с учётом нелинейности.

Предположим, что во время землетрясения дно океана совершает периодические движения по закону

$$\eta(t, x, y) = \eta_0 \cos(\omega t). \quad (7.3.1)$$

В силу того, что горизонтальный масштаб плейстосейстовой зоны существенно превосходит глубину океана, мы предполагаем, что амплитуда колебаний η_0 неизменна вдоль горизонтальной плоскости. Если глубина океана удовлетворяет условию $H < c\pi/2\omega$, где c — скорость звука в воде (см. п. 3.2.1), то водный слой ведёт себя как несжимаемая среда, совершая вынужденные колебания, которые повторяют движения дна. В глубоком океане упругие колебания водного слоя на нормальных частотах $\nu_k = 0,25c(1+2k)H^{-1}$, где $k = 0, 1, 2, \dots$ могут возникать при любых вертикальных движениях дна (не обязательно периодических) (см. п. 3.1.3). Во втором случае мы будем считать, что движения некоторого верхнего слоя океана, толщины $h < H$ происходят по закону (7.3.1). Толщину этого слоя будем выбирать таким образом, чтобы его поведение можно было описывать как движение несжимаемой жидкости $h < c\pi/2\omega$.

Итак, в качестве исходных условий мы имеем слой несжимаемой жидкости со свободной поверхностью, находящийся в поле силы тяжести. Слой совершает колебания в вертикальном направлении по закону (7.3.1). Покажем, что такая система неустойчива и в ней развиваются стоячие поверхностные гравитационные волны. Следует подчеркнуть, что в рассматриваемом случае слой жидкости неограничен по горизонтали, поэтому природа рассматриваемых здесь стоячих волн имеет мало общего

с традиционными стоячими волнами, которые образуются в ограниченной области.

Перейдём в неинерциальную систему отсчёта, начало которой колеблется по закону (7.3.1). В этом случае к полю силы тяжести добавится периодическая во времени, но однородная по пространству компонента

$$a(t) = \eta_0 \omega^2 \cos(\omega t).$$

Основное уравнение линейной потенциальной теории волн (2.2.1), очевидно, остаётся без изменения. Но в граничном условии на свободной поверхности теперь появился зависящий от времени коэффициент

$$(g + a(t)) \frac{\partial F}{\partial z} = -\frac{\partial^2 F}{\partial t^2}, \quad z = 0. \quad (7.3.2)$$

На нижней границе в новой неинерциальной системе отсчёта следует потребовать обращения в нуль вертикальной компоненты скорости

$$\frac{\partial F}{\partial z} = 0, \quad z = -H \text{ (или } z \rightarrow -\infty). \quad (7.3.3)$$

Общее решение задачи (2.2.1), (7.3.2), (7.3.3) даётся следующей формулой (аналог выражения (2.2.6)):

$$F(x, y, z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dm \int_{-\infty}^{+\infty} dn \exp(imx - iny) \times \\ \times \left(A(t, m, n) \operatorname{ch}(kz) + B(t, m, n) \operatorname{sh}(kz) \right). \quad (7.3.4)$$

Подставив формулу (7.3.4) в граничные условия (7.3.2) и (7.3.3), получаем, что потенциал определяется выражением

$$F(x, y, z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dm \int_{-\infty}^{+\infty} dn \exp(imx - iny) \times \\ \times A(t, m, n) \left(\operatorname{ch}(kz) + \operatorname{th}(kH) \operatorname{sh}(kz) \right), \quad (7.3.5)$$

причем коэффициент $A(t, m, n)$ может быть найден из решения известного уравнения Матье

$$\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + gk \operatorname{th}(kH) \left(1 + \frac{\eta_0 \omega^2}{g} \cos(\omega t) \right) A = 0. \quad (7.3.6)$$

Свойства решения этого уравнения таковы, что при выполнении равенства

$$gk \operatorname{th}(kH) = \left(\frac{n\omega}{2}\right)^2, \quad n = 1, 2, 3 \dots, \quad (7.3.7)$$

в системе возникает параметрический резонанс, при котором решение экспоненциально нарастает со временем. Наиболее быстрый рост происходит при $n = 1$. Нарастание колебаний возможно не только при точном выполнении соотношения (7.3.7), но и в некоторых конечных интервалах значений частоты накачки, называемых зонами неустойчивости. Ширина этих зон увеличивается с ростом коэффициента $\eta_0\omega^2/g$ в уравнении (7.3.6).

Итак, если слой жидкости колеблется как единое целое в вертикальном направлении с частотой ω , то на его свободной поверхности возникают стоячие волны, характеризующиеся частотой $\omega/2$. Заметим, что для реализации параметрического резонанса не требуется, чтобы водный слой колебался с некоторой определённой частотой. Частота колебаний может быть произвольной, но от неё зависит длина образующихся волн.

Если речь идет о достаточно высоких частотах колебаний (~ 10 Гц и выше), то следует принимать во внимание эффекты поверхностного натяжения и использовать общую формулу

$$\left(gk + \frac{\alpha}{\rho}k^3\right) \operatorname{th}(kH) = \left(\frac{n\omega}{2}\right)^2, \quad (7.3.8)$$

где α — коэффициент поверхностного натяжения.

Связь (7.3.8) представлена на рис. 7.12 на плоскости “длина волны–частота”. Расчёт выполнен при $n = 1$ для глубины океана $H = 4000$ м. Пунктиром показан ход зависимости в случае малых глубин ($H = 10$ м), когда поверхностные волны начинают “чувствовать дно”. Отклонение хода зависимости от прямолинейного при малых длинах волн объясняется действием сил поверхностного натяжения.

Характерным частотам моретрясений 0,1–1 Гц соответствуют длины волн от десятка до сотен метров, что хорошо согласуется с описаниями очевидцев этих явлений. Характерные размеры пространственных структур (~ 1 см), наблюдаемые в лабораторных экспериментах при высоких частотах (10–50 Гц), также находятся в хорошем соответствии с теорией.

В соответствии с теоремой Флоке, общее решение уравнения Матье представимо в виде

$$A(t) = C_1 \exp\{at\}\varphi(t) + C_2 \exp\{-at\}\varphi(-t),$$

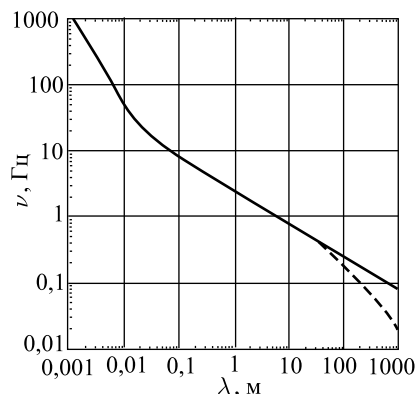


Рис. 7.12. Связь между частотой колебаний дна (или водного слоя) и длиной стоячих волн, образующихся на поверхности воды при параметрическом резонансе. Расчёт выполнен при $n = 1$ для глубин океана 4000 м (сплошная линия) и 10 м (пунктир)

где $C_{1,2}$ — коэффициенты, определяемые начальными условиями, $\varphi(t)$ — периодическая функция. Инкремент роста амплитуды колебаний при параметрическом резонансе ($n = 1$) определяется следующей формулой [Рабинович, Трубецков, 1984]:

$$\alpha = \frac{\eta_0 \omega^3}{8g}.$$

Развитию параметрического резонанса могут противостоять различные эффекты. Но один из них действует всегда — это вязкость воды. Как известно, декремент затухания амплитуды гравитационных поверхностных волн в вязкой жидкости выражается формулой [Ландау, Лифшиц, 1988]

$$\gamma = 2\nu k^2,$$

где ν — кинематическая вязкость воды. Полагая, что длины волн, образующихся при параметрическом резонансе существенно меньше глубины ($kH \gg 1$), из формулы (7.3.7) получаем связь между частотой и волновым числом $\omega^2 = 4gk$. Теперь декремент вязкого затухания легко выразить через частоту

$$\gamma = \nu \frac{\omega^4}{8g^2}.$$

Приравнивая инкремент α и декремент γ , получаем пороговое условие на развитие параметрического резонанса

$$\eta_{0c} = \nu \frac{\omega}{g}.$$

Для развития параметрических волн необходимо, чтобы амплитуда колебаний дна превышала критическое значение η_{0c} . При частотах, которые свойственны сейсмическим колебаниям

дна (0,1–1 Гц) критическая амплитуда оказывается чрезвычайно малой $\eta_{0c} \sim 1$ мкм. Поэтому можно заключить, что условия для развития параметрического резонанса выполняются при любом ощутимом землетрясении. Сильное землетрясение обычно продолжается несколько минут. Успеет ли амплитуда параметрических волн достигнуть за это время заметной величины, зависит от величины инкремента. Характерное время роста амплитуды, определяется как величина обратная инкременту

$$\tau \equiv \frac{1}{\alpha} = \frac{8g}{\eta_0 \omega^3}.$$

Видно, что величина τ определяется амплитудой и частотой колебаний, но наиболее сильно она зависит от частоты. Так, например, при частоте колебаний 1 Гц и амплитуде 0,1 м, время развития параметрических волн составит всего около 3 с. Поэтому, за время землетрясения амплитуда с высокой вероятностью успеет достигнуть значительной величины. Заметим, что частоте 1 Гц соответствуют длины волн порядка 10 м (см. рис. 7.12). Стоячие волны именно с такими длинами неоднократно отмечались очевидцами моретрясений.

Уменьшение частоты колебаний до 0,1 Гц приводит к росту величины τ на три порядка (до 3000 с при $\eta_0 = 0,1$ м), делая её заведомо большей, чем продолжительность землетрясения. В случае малых частот параметрический резонанс успеет развиться только при очень большой амплитуде колебаний $\eta_0 \sim 10$ м. Такие величины амплитуды, по-видимому, могут быть достигнуты, когда частота сейсмических движений дна оказывается близкой к одной из нормальных частот упругих колебаний водного слоя.

Другим механизмом, ограничивающим экспоненциальный рост амплитуд, может являться обрушение волн при превышении ими критической крутизны. Энергия волн при этом начинает эффективно передаваться турбулентному движению, что способствует интенсификации вертикального обмена в водном слое [Ермакова, Ермаков, 2005; Ermakova et al., 2005].

7.4. Экспериментальное изучение волновых структур и трансформации устойчивой стратификации в жидкости при колебаниях дна

Процессы, возникающие в океане при подводных землетрясениях, были изучены экспериментально с помощью простой физической модели [Левин, Трубников, 1986]; [Александров и др.,

1986]; [Levin, 1996]; [Носов и др., 1995]; [Носов, Иванов, 1997]; [Носов, Скачко, 2000, 2004].

Экспериментальная установка представляла собой круглый бассейн диаметром 0,45 и высотой 0,25 м, закрепленный на массивном основании. Схема установки показана на рис. 7.13. В центральной части дна бассейна имелось круглое отверстие с поршнем диаметром 0,15 м. Поршень колебался в вертикальном направлении с контролируруемыми амплитудой и частотой. Бассейн заполнялся пресной водой. В некоторых экспериментах в бассейне создавалась устойчивая температурная стратификация. Для предотвращения интенсивного охлаждения воды за счет испарения бассейн закрывался плотно пригнанной крышкой из оргстекла.

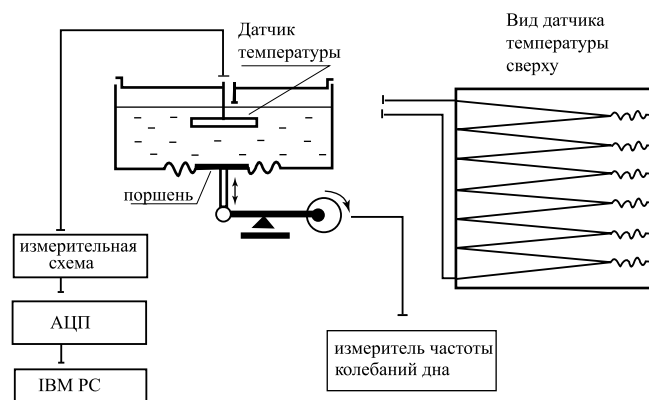


Рис. 7.13. Схема экспериментальной установки. Распределённый датчик температуры

В качестве датчика температуры применялся распределённый термометр сопротивления, изготовленный из медной проволоки диаметром 0,06 мм. Во время измерений рамка располагалась в горизонтальной плоскости. Размер активной области датчика составлял 10×10 см. Постоянная времени датчика температуры составляла ~ 0,1 с. Датчик непрерывно сканировал область над поршнем по вертикали, скорость его движения составляла 1,8 мм/с. Для регистрации показаний термометра сопротивления установка была сопряжена с персональным компьютером.

Для выявления динамических режимов, которые могут существовать в жидкости при колебаниях дна было проведено “сканирование” по амплитуде и частоте колебаний в диапазонах 0,22–0,97 мм и 0–70 Гц. Были выявлены три основных динамических режима:

- 1) линейное волнообразование,
- 2) диссипативные структуры — системы стоячих волн с характерной гексагональной (рис.7.14а) или ортогональной (рис. 7.14б) симметрией (рябь Фарадея),
- 3) нерегулярное (хаотическое) движение с отрывом капель и интенсивным “фонтанированием” жидкости (рис. 7.14с).

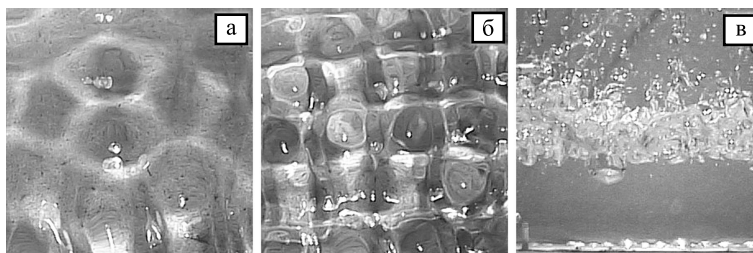


Рис. 7.14. Структуры стоячих волн гексагональной (а) и ортогональной (б) симметрии на поверхности жидкости при колебаниях дна. Хаотическое движение поверхности (вид через прозрачную боковую стенку бассейна)(в). Фотографии получены на модифицированном варианте установки

Говоря о “линейном волнообразовании”, мы имеем в виду, что волны, свойственные первому режиму, могут быть описаны как линейный отклик идеальной жидкости на колебания дна.

Определению подлежали две наиболее четко прослеживавшиеся бифуркационные границы: “линейное волнообразование–диссипативные структуры” (граница 1–2) и “отдельные капли–интенсивное фонтанирование” (граница 2–3). Результаты экспериментов в суммарном виде представлены на рис. 7.15, из которого видно, что на бифуркационном портрете системы, построенном в координатах “амплитуда–частота”, выделяются три области, отвечающие регулярному линейному волнообразованию (1), наличию диссипативных структур (2) и хаотическому движению (3). Границы показанных областей соответствуют бифуркационным комбинациям значений частоты и амплитуды колебаний, при достижении которых наблюдается смена динамического режима. Отметим, что достижение соответствующих бифуркационных комбинаций амплитуда–частота проводилось как при помощи плавного увеличения частоты при постоянной амплитуде, так и при плавном увеличении амплитуды при фиксированной частоте. Какого-либо различия между этими двумя способами достижения точки бифуркации обнаружить не удалось.

Примечательно, что высота столба жидкости в сосуде слабо влияет на её динамическое поведение: при изменении этой величины почти на порядок (от 1 до 7 см) смещение трёх описанных

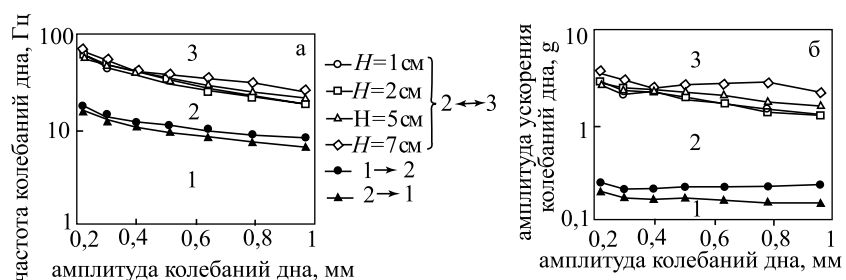


Рис. 7.15. Бифуркационный портрет слоя жидкости с толщиной H на колеблющемся дне в координатах “амплитуда–частота” (а) и “амплитуда–ускорение” (б). 1 — линейное волнообразование, 2 — диссипативные структуры, 3 — хаотическое движение

областей на параметрической плоскости оказывается незначительным в случае перехода границы 2–3 и совершенно неразличимым на фоне ошибок эксперимента в случае пересечения границы 1–2.

Построение бифуркационных границ на плоскости “амплитуда–ускорение” позволяет предположить, что основным управляющим параметром в исследуемой системе является именно амплитуда ускорения колебаний дна, что особенно отчетливо проявляется при переходе от линейного волнообразования к структурам (две нижние кривые практически параллельны оси абсцисс). Фактически это означает, что границы областей существования различных динамических режимов на плоскости “амплитуда–частота” имеют вид обратных квадратичных зависимостей.

Следует также отметить устойчиво воспроизводимый гистерезисный характер бифуркационной границы 1–2. При плавном увеличении частоты (амплитуды) колебаний в системе развиваются структуры при амплитуде ускорения $(0,26 \pm 0,004)g$. При уменьшении частоты (амплитуды) “срыв” волновых структур наблюдается при заметно меньшем значении этой величины — $(0,19 \pm 0,004)g$.

Отметим также, что переход от устойчивых динамических структур на воде к состоянию хаотического движения поверхности протекает при различных пороговых значениях частот для волн с квадратными и гексагональными ячейками. На рис. 7.16 представлены фотографии состояния поверхности вибрирующей воды с квадратными волновыми ячейками при циклических частотах колебаний 100 с^{-1} (а), 160 с^{-1} (б) и 180 с^{-1} (в); здесь же приведены изменения в режиме гексагональных ячеек при частотах 180 (г), 200 (д) и 220 с^{-1} (е). Рис. 7.17 иллюстрирует

сопоставление результатов измерений параметров гексагональных ячеек (треугольники) и квадратных ячеек (кружки) с теоретическими законами дисперсии для гравитационных волн (1), гравитационно-капиллярных волн (2) и параметрических волн (3). Эти результаты впервые были получены и описаны в работах [Левин, Трубников, 1986]; [Александров и др., 1986]; [Levin, 1996].

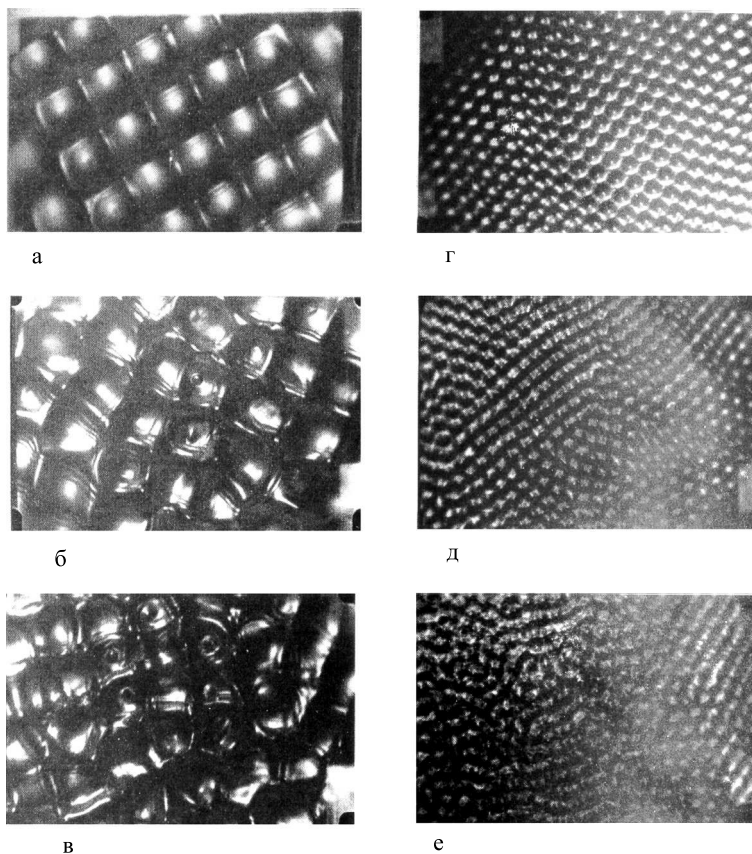


Рис. 7.16. Переход от структур к хаосу для квадратных волновых ячеек при изменении частоты от 100 с^{-1} (а) через 160 с^{-1} (б) к 180 с^{-1} (в) и для гексагональных ячеек при изменении частоты от 180 с^{-1} (г) через 200 с^{-1} (д) и далее до 220 с^{-1} (е)

Наиболее важной особенностью динамического поведения рассматриваемой системы представляется существование единственного внешнего параметра — амплитуды ускорения дна,

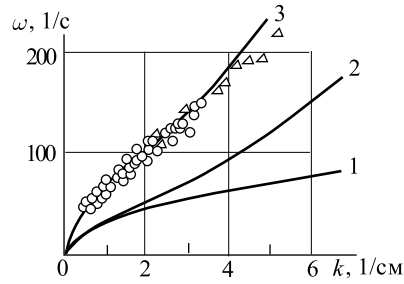


Рис. 7.17. Сопоставление теоретических законов дисперсии для гравитационных волн (1), гравитационно-капиллярных волн (2) и параметрических волн (3) с результатами измерений параметров гексагональных волновых ячеек (треугольники) и квадратных ячеек (кружки). По осям отложены значения волновых чисел (k) и частоты (ω)

определяющего характер этого поведения в широком диапазоне высот столба жидкости. Данный факт открывает возможность использования полученных результатов при изучении моретрясений, возникающих при подводных землетрясениях или иных локальных возмущениях океанического дна. Результаты эксперимента относятся к мелководным областям океана или к его верхнему слою. Механизмы генерации турбулентности в толще океана при подводном землетрясении по всей вероятности имеют иную природу.

Интенсивность вертикального обмена в слое жидкости при колебаниях участка дна оценивалась по трансформации вертикальных профилей температуры. Обработка профилей температуры проводилась в соответствии с формулой:

$$K(z) = \frac{1}{\frac{\partial T}{\partial z}} \left(\int_0^z \frac{\partial T}{\partial t} dz + K_0 \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} \right) \quad (7.4.1)$$

В качестве K_0 выбиралось молекулярное значение коэффициента температуропроводности воды, равное $0,0014 \text{ см}^2/\text{с}$.

На рисунке 7.18 в качестве примера представлены последовательно измеренные профили температуры и рассчитанные по ним профили коэффициента вертикального турбулентного обмена. Два представленных случая соответствуют слабому (близкому к молекулярному) и интенсивному турбулентному обмену при частотах колебания дна 3,4 и 39,5 Гц соответственно.

Для количественного анализа необходимо иметь скалярную количественную характеристику, отражающую интенсивности вертикального обмена. Значительные (более чем на порядок) изменения величины $K(z)$ по глубине делали неприемлемым простое усреднение этого коэффициента по глубине. Было замечено, что большинство профилей коэффициентов турбулентного обмена в полулогарифмических координатах ($z, \ln K$) неплохо

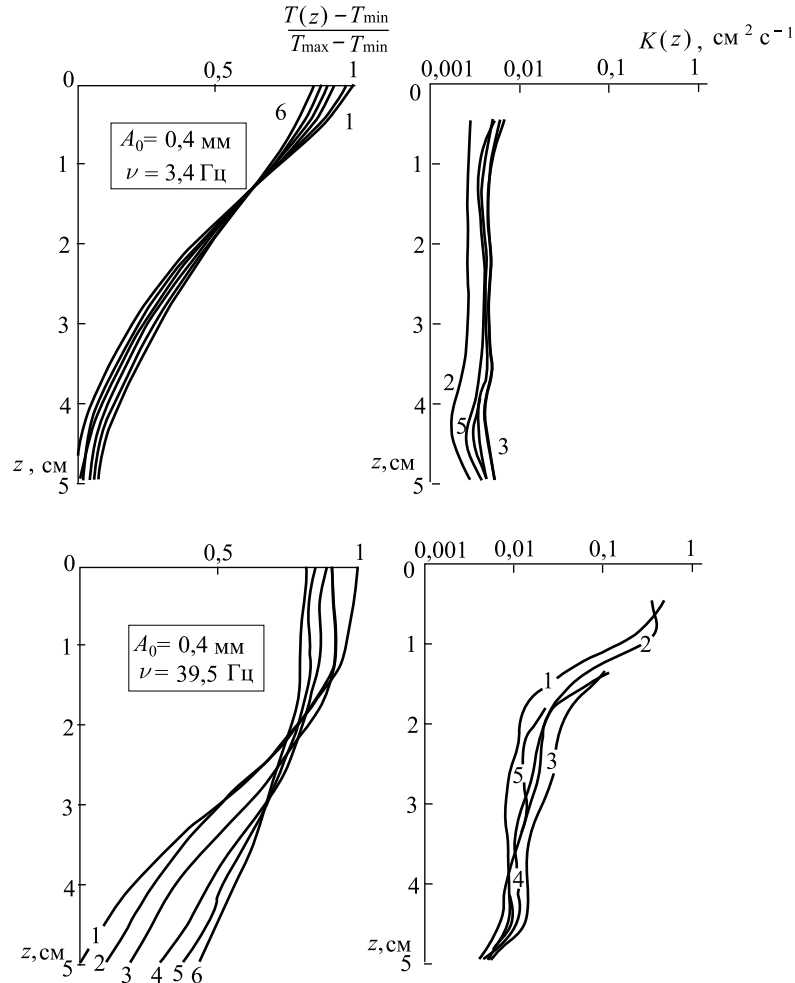


Рис. 7.18. Примеры последовательно зарегистрированных (с интервалом 56 с) вертикальных профилей температуры (кривые 1–6) и рассчитанные по ним профили коэффициента вертикального турбулентного обмена (кривые 1–5)

описывается линейной зависимостью. В связи с этим была построена их экспоненциальная аппроксимация вида

$$K(z) = C_0 \exp \{ \alpha z \} \quad (7.4.2)$$

Коэффициенты аппроксимации (7.4.2) определялись по методу наименьших квадратов по группе профилей, полученных в течение одного эксперимента при фиксированных значениях частоты и амплитуды колебаний дна. Затем по построенной

регрессионной зависимости рассчитывался коэффициент турбулентного обмена вблизи поверхности воды (в точке $z = 7$ см). Ошибка оценки (7) определялась стандартным образом.

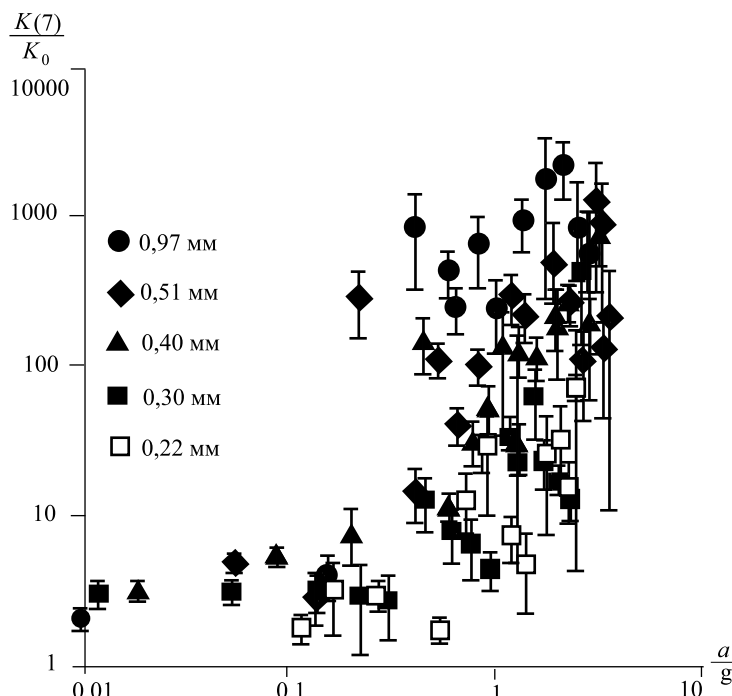


Рис. 7.19. Коэффициент турбулентного обмена вблизи поверхности $K(7)$ как функция амплитуды ускорения колебаний дна при различных амплитудах колебаний (указаны на рисунке)

На рисунке 7.19 в двойном логарифмическом масштабе представлены значения коэффициента турбулентного обмена (7) в зависимости от амплитуды ускорения колебаний дна, соответствующие различным частотам и амплитудам колебаний. Величины $K(7)$ нормированы на молекулярный коэффициент температуропроводности в воде K_0 , а амплитуда ускорения — на ускорение свободного падения. Из рисунка видно, что вплоть до значений амплитуды ускорения около $0,2g$ (т. е. до момента возникновения структур), независимо от амплитуды колебаний поршня, величина $K(7)$ принимает значения, близкие к молекулярному. Затем наблюдается увеличение этого параметра, в некоторых случаях весьма значительное, что связано с обрушением волн: при частотах порядка 10 Гц амплитуда волн в структурах могла достигать 3–5 см, т. е. величины, сравнимой с глубиной

жидкости. Наконец, при дальнейшем увеличении амплитуды ускорения, в области $a \sim g$, происходит резкое возрастание значений $K(7)$.

Здесь следует отметить, что большие значения коэффициента турбулентного обмена достигаются при больших амплитудах колебаний дна. Обращает на себя внимание и тот факт, что значения $K(7)$ могут превышать молекулярный коэффициент температуропроводности более чем на три порядка.

Результаты, полученные на модельной системе, безусловно, не допускают непосредственного переноса на реальный океан. Между тем они позволяют выявить общий характер процессов, которые могут иметь место в естественных условиях. В этом смысле рассмотренные данные указывают на возможность значительной трансформации стратификационной структуры при подводном землетрясении. Кроме того, важнейшей особенностью динамического поведения рассматриваемой системы следует признать существование единственного внешнего параметра — амплитуды ускорения дна, определяющего характер этого поведения в широком диапазоне высот столба жидкости. Данный факт открывает возможность использования полученных результатов при изучении механизма моретрясений.

Логическим развитием конструкции экспериментальной установки явилось оснащение её бассейном с прозрачными боковыми стенками, позволяющими наблюдать за процессами, происходящими в толще жидкости под действием колеблющегося дна. Модифицированная экспериментальная установка (рис. 7.20), представляла собой бассейн прямоугольной формы с внутренними размерами $0,22 \times 0,22 \times 0,22$ м. Прозрачные боковые стенки бассейна были выполнены из оргстекла толщиной 30 мм, что исключало возможность их вибрации. В центре дна бассейна имелось круглое отверстие, в котором располагался поршень диаметром 0,07 м, совершающий вертикальные гармонические колебания заданной амплитуды и частоты. Эксперименты проводились в диапазонах частот и амплитуд колебаний: 5–35 Гц и 0,6–2,65 мм соответственно.

Бассейн заполнялся непрерывно стратифицированной жидкостью (водный раствор NaCl) с вертикальным распределением плотности близким к линейному. Градиент плотности в различных экспериментах варьировался от 30 до 500 кг/м⁴. Глубина воды в бассейне во всех случаях составляла 0,16 м. Визуализация динамических процессов в бассейне проводилась теневым методом. Регистрация теневых картин осуществлялась цифровой фотокамерой.

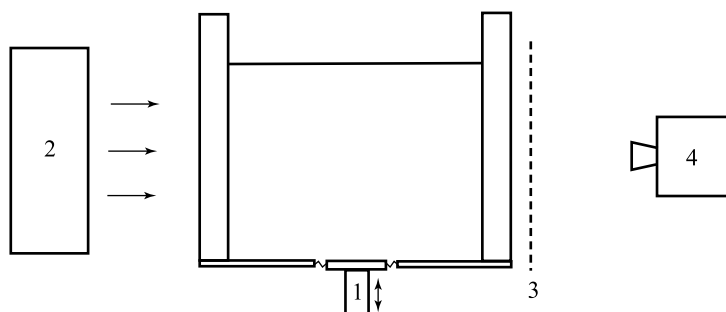


Рис. 7.20. Схема экспериментальной установки. 1 — поршень, совершающий колебания в вертикальном направлении, 2 — источник света (квазипараллельные лучи), 3 — полупрозрачный экран, 4 — цифровая фотокамера

На рисунке 7.21 представлены типичные теневые картины, отражающие динамику процессов в стратифицированной жидкости над колеблющимся участком дна (поршнем). Над поршнем формируется “купол”, высота которого определяется градиентом плотности и колебательной скоростью поршня. При фиксированной частоте и амплитуде колебаний поршня высота купола меняется медленно.

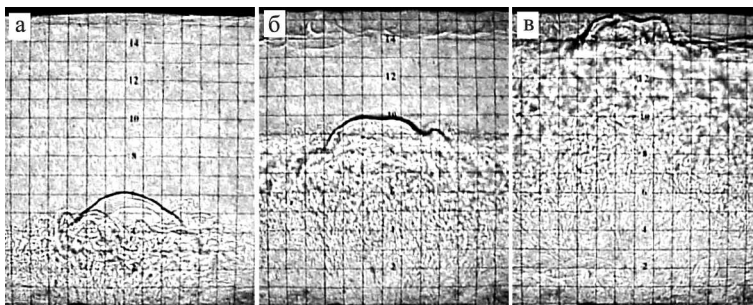


Рис. 7.21. Теневые картины разрушения непрерывной стратификации при гармонических колебаниях участка дна. Шаг сетки 1 см. Картины (а), (б) и (в) расположены в порядке возрастания колебательной скорости поршня

Причиной возникновения купола является ярко выраженное турбулизованное течение, сосредоточенное над центральной частью поршня внутри цилиндрической области диаметром 2–3 см. Течение направлено вертикально вверх. В отсутствие стратификации максимальная скорость течения (визуальная оценка) достигала 10 см/с. Вблизи стенок бассейна происходило относительно медленное опускание жидкости.

На поверхности воды формировались структуры стоячих волн, которые также приводили к разрушению стратификации

в приповерхностном слое толщиной около 2 см, что хорошо видно на теневой картине. При больших колебательных скоростях поршня (рис. 7.21в) происходило смыкание верхнего перемещенного слоя и турбулизованного течения: “глубинные воды выходили на поверхность”.

Выше уже отмечалось, что коэффициент турбулентного обмена убывает при удалении от поверхности (в глубину) по закону, близкому к экспоненциальному. Настоящий эксперимент объясняет этот факт. Дело в том, что источником турбулентности служит интенсивное движение воды в стоячих поверхностных волнах (ряби Фарадея). Очевидно, что при удалении от поверхности интенсивность турбулентности убывает. Если бы восходящего течения не существовало, то вертикальный перенос осуществлялся бы только за счет турбулентной диффузии. При расчётах коэффициента турбулентного обмена $K(z)$ возможность адвективного переноса не принималась во внимание. Большой разброс экспериментальных данных на рис. 7.19 объясняется тем, что в некоторых случаях вклад течения в процессы переноса был значителен.

Итак, в результате экспериментов выявлены два механизма, способствующие усилению вертикального обмена. Первый из них связан с развитием турбулентности из-за интенсивного движения жидкости в стоячих волнах; он затрагивает лишь приповерхностный слой. Второй механизм — восходящее нелинейное течение, образующееся над колеблющимся дном. Такое течение может осуществлять перенос непосредственно из глубинных слоев океана к поверхности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Александров В. Е., Басов Б. И., Левин Б. В., Соловьев С. Л. О формировании параметрических диссипативных структур при моретрясениях. // ДАН СССР, 1986, Т.289, №5. С. 1071–1074.

Алексеев А. С., Гусяков В. К. Численное моделирование процесса возбуждения волн цунами и сейсмоакустических волн при землетрясении в океане. //Труды IV Всесоюзного симпозиума по дифракции и распространению волн, 1973, Т.2. С.194–197.

Басов Б. И., Дорфман А. А., Левин Б. В., Харламов А. А. О возмущениях поверхности океана, возбуждаемых извержением подводного вулкана. //Вулканология и сейсмология, 1981, №1. С.93–98.

Басов Б. И., Кайстренко В. М., Левин Б. В., Поплавский А. А., Симонов К. В., Харламов А. А. Некоторые результаты физического моделирования процессов возбуждения и распространения волн цунами. //Генерация цунами и выход волн на берег. –М.: Радиосвязь. 1984. С.68–72.

Белоконь В. И., Гой А. А., Резник Б. Л., Смаль Н. А. Возбуждение цунами диспергирующим пакетом сейсмических волн. //Исследования цунами. –М.: 1986, №1. С.28–36.

Бобрович А. В. Возбуждение волн цунами распространяющейся по дну трещиной. //Теоретические основы, методы и аппаратные средства прогноза цунами: Тезисы докладов совещания, –Обнинск, 1988. С.36–37.

Бондаренко А. Л., Бычков В. С. Морские барические волны. //Метеорология и гидрология. 1983, №6. С.86–91.

Акустика океана. /Под редакцией *Бреховских Л. М.* –М.: Наука, 1974. –695 с.

Бреховских Л. М., Гончаров В. В. Введение в механику сплошных сред (в приложении к теории волн). –М.: Наука, 1982. –335 с.

Бурымская Р. Н., Левин Б. В., Соловьев С. Л. Кинематический критерий цунамигенности подводного землетрясения. //ДАН СССР. 1981. Т.261. №6. С.1325–1329.

Васильева Г. В. К вопросу о возбуждении волн на мелководье. //Распространение и набегание на берег волн цунами. –М.: Наука, 1981. С.67–69.

Войт С. С. Волны цунами. //Исследование цунами. 1987. №2. С. 8–26.

Войт С. С., Лебедев А. Н., Себекин Б. И. Некоторые особенности волн цунами, связанные с характеристиками очага возмущения. //Теория и оперативный прогноз цунами. –М.: Наука, 1980. С. 5–11.

Войт С. С., Лебедев А. Н., Себекин Б. И. О формировании направленной волны цунами в очаге возбуждения. // Изв. АН СССР, ФАО 1981. Т.17, №3. С.296–304.

Войт С. С., Лебедев А. Н., Себекин Б. И. О формировании направленной волны цунами горизонтальным сбросом. //Процессы возбуждения и распространения цунами. –М.: ИО РАН, 1982. 18–23.

Вольцингер Н. Е., Клеванный К. А., Пелиновский Е. Н., Длинноволновая динамика прибрежной зоны. –Л.: Гидрометеоздат. 1989. –271 с.

Гарбер М. Р. Уточнение модели возбуждения подводными землетрясениями длиннопериодных волн в океане и атмосфере. //Труды ДВНИИ №103, –Л.: Гидрометеоздат, 1984, С. 14–18.

Гардер О. И., Долина И. С., Пелиновский Е. Н., Поплавский А. А., Фридман В. Е. Генерация волн цунами гравитационными литодинамическими процессами. //Исследования цунами. 1993. №5. С. 50–60.

Гардер О. И., Поплавский А. А. Могут ли оползни быть причиной цунами? //Исследования цунами. 1993. №5. С. 38–49.

Гилл А. Динамика атмосферы и океана. /В 2-х тт. Перевод с англ. –М.: Мир. 1986.

Гусяков В. К. Возбуждение волн цунами и океанических волн Релея при подводном землетрясении. //Математические проблемы геофизики. –Новосибирск: изд-во ВЦ СО АН СССР, 1972, вып.3. –С.250–272.

Гусяков В. К. О связи волны цунами с параметрами очага подводного землетрясения. //Математические проблемы геофизики, –Новосибирск: изд-во ВЦ СОАН СССР, 1974, вып.5, ч.1. –С. 118–140.

Гусяков В. К., Чубаров Л. Б. Численное моделирование Шикотанского (Немуро-Оки) цунами 17 июня 1973 года. //Эволюция цунами от очага до выхода на берег, –М.: Радио и связь, 1982. С. 16–24.

Гусяков В. К., Чубаров Л. Б. Численное моделирование возбуждения и распространения цунами в прибрежной зоне. //Физика Земли, 1987, №11. С. 53–64.

Дарвин Ч. Путешествие натуралиста вокруг света на корабле “Бигль”. –М.: изд-во. АН СССР, 1941. –613 с.

Дегтерев А. Х. Влияние землетрясений на сероводородное загрязнение Черного моря. //Метеорология и Гидрология. 2001, №12. –С. 59–64.

Дивинский Б. В., Левин Б. В., Лопатухин Л. И., Пелиновский Е. Н., Слюняев А. В. Аномально высокая волна в Черном море: наблюдения и моделирование. //ДАН СССР, 2004, Т. 395, №5. С. 690–695.

Диденкулова И. И., Зайцев А. И., и др. Нижегородское цунами 1597 года на реке Волга. –Нижний Новгород: ИПФ РАН, Препринт №632, 2003. –16 с..

Доценко С. Ф. Влияние остаточных смещений дна океана на эффективность генерации направленных волн цунами. //Известия АН. СССР, ФАО, 1995, Т.31, №4. С.570–576.

Доценко С. Ф. Возбуждение волн цунами в непрерывно стратифицированном океане подвижками участка дна. //Исследования цунами, №3, 1988. С. 7–17.

Доценко С. Ф. Возбуждение цунами при колебаниях участка дна. //Известия АН СССР, ФАО, 1996, Т. 32, №2. –С. 264–270.

Доценко С. Ф. Генерация поверхностных волн при финитных деформациях дна бассейна. //Механика жидкости и газа, 1996, №2. С. 151–156.

Доценко С. Ф., Сергеевский Б. Ю. Дисперсионные эффекты при генерации и распространении направленной волны цунами. //Исследования цунами –М. 1993, №5. С. 21–32.

Доценко С. Ф., Сергеевский Б. Ю., Черкесов Л. В. Пространственные волны цунами, вызванные знакопеременным смещением поверхности океана. //Исследования цунами. –М., 1986, №1. С. 7–14.

Доценко С. Ф., Соловьев С. Л. Математическое моделирование процессов возбуждения цунами подвижками океанского дна. //Исследования цунами. –М. 1990. №4. С. 8–20.

Доценко С. Ф., Соловьев С. Л. О роли остаточных смещений дна океана в генерации цунами подводными землетрясениями. //Океанология, 1995, Т. 35, №1. –С. 25–31.

Доценко С. Ф., Соловьев С. Л. Сравнительный анализ возбуждения цунами “поршневыми” и “мембранными” подвижками дна. //Исследования цунами. –М. 1990. №4. С. 21–27.

Доценко С. Ф., Кузин И. П., Левин Б. В., Соловьева О. Н. Цунами в Каспийском море: сейсмические источники и особенности распространения. //Океанология. 2000. Т.40. №4. С. 509–518.

Егоров Ю. А. Гидродинамическая модель генерации волн цунами извержением подводного вулкана. //Природные катастрофы и стихийные бедствия в дальневосточном регионе. – Владивосток: Изд-во ДВО АН СССР, 1990, Т.1. С. 82–93.

Езерский А. Б., Коротин П. И., Рабинович М. И. Хаотическая автомодуляция двумерных структур на поверхности жидкости при параметрическом возбуждении. //Письма в ЖЭТФ, 1985, Т. 41, вып. 4. С. 129–131.

Ермакова О. С., Ермаков С. А. Лабораторное исследование динамики слоя турбулентности, возбуждаемой стоячими поверхностными волнами в жидкости. –Препринт /ИПФ РАН N687, Н.Новгород, 2005, –30 с.

Жак В. М., Соловьев С. Л. Дистанционная регистрация слабых волн типа цунами на шельфе Курильских островов. //ДАН СССР, 1971, Т.198, №4. С. 816–817.

Жмур В. В. Поверхностные явления над очагами сильных подводных землетрясений. //Исследование цунами. 1987. №2. С. 62–71.

Зайцев А. И., Куркин А. А., Левин Б. В., Пелиновский Е. Н., и др. Моделирование распространения катастрофического цунами (26 декабря 2004г.) в Индийском океане. //ДАН РФ. 2005. 402, №3. С. 1–5.

Зайченко М. Ю., Куликов Е. А., Левин Б. В., Медведев П. П. Примеры регистрации цунами в открытом океане по данным спутникового альтиметра (1993–2001 гг.). –Препринт №2, /ИОРАН, Лаборатория цунами. М.: Янус-К, 2004. –30 с.

Зайченко М. Ю., Куликов Е. А., Левин Б. В., Медведев П. П. О возможности регистрации цунами в открытом океане по данным спутникового альтиметра. //Океанология. 2005, Т.45, №2. С. 222–229.

Зайченко М. Ю., Левин Б. В., Павлов В. П., Якубенко В. Г. Регистрация эффекта охлаждения деятельного слоя Черного моря после землетрясения. //Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2002, Т.38. №6. С.784–789.

Зволинский Н. В. О сейсмическом механизме возбуждения волн цунами. //Изв. АН СССР, Сер. Физика Земли. 1986. №3. С. 3–15.

Зволинский Н. В., Карпов И. И., Никитин И. С., Секерж-Зенькович С. Я. Возбуждение волн цунами и Релея гармонич-

ческим двумерным центром вращения. // Изв. АН СССР, Сер. Физика Земли. 1994. №9. С. 29–33.

Зволинский Н. В., Никитин И. С., Секерж-Зенькович С. Я. Возбуждение волн цунами и Релея гармоническим центром расширения. // Изв. АН СССР, Сер. Физика Земли. 1991. №2. С. 34–44.

Из истории отечественной гидроакустики. // Сборник под ред. *Я. С. Карлика*. – Санкт-Петербург, Изд-во ЦНИИ им. А. Н. Крылова, 1998, –691 с.

Кадыков И. Ф. Акустика подводных землетрясений. – М.: Наука, 1986. 125 с.

Кадыков И. Ф. Подводный низкочастотный акустический шум океана. – М.: Эдиториал УРСС, 1999. 152 с.

Кайстренко В. М., Пелиновский Е. Н., Симонов К. В. Накат и трансформация волн цунами на мелководье. // Метеорология и гидрология. 1985, №10, С. 68–75.

Костицына О. В. Численное моделирование процесса генерации цунами бегущей подвижкой на наклонном дне. // Вестник Московского университета, Сер. 3, Физика, Астрономия, 1993. Т. 34, №4, С. 100–102.

Костицына О. В., Носов М. А., Шелковников Н. К. Исследование нелинейности в процессе генерации волн цунами подвижками морского дна. // Вестник Московского университета, Сер. 3, Физика, Астрономия, 1992. Т. 33, №4, С. 87–90.

Куликов Е. А., Медведев П. П., Лаппо С. С. Регистрация из космоса цунами 26 декабря 2004 г. в Индийском океане. // ДАН РФ, 2005. Т. 401, №4. С. 537–542.

Куликов Е. А., Рабинович А. Б., Файн И. В., Борнхолд Б. Д., Томсон Р. Е. Генерация цунами оползнями на тихоокеанском побережье Северной Америки и роль приливов. // Океанология, 1998, Т. 38, №3. С. 361–367.

Куликов Е. А., Рабинович А. Б., Файн И. В., Борнхольд Б. Д., Томсон Р. Е. Генерация цунами оползнями на тихоокеанском побережье Северной Америки и роль приливов в этом процессе. // Океанология, 1998, Т. 38, №1. С. 361–367.

Куликов Е. Е., Гонзалес Ф. Восстановление формы сигнала цунами в источнике по измерениям колебаний гидростатического давления удаленным донным датчиком // ДАН РФ. 1995, Т. 344. №6. С. 814–818.

Куркин А. А., Пелиновский Е. Н. Волны-убийцы: факты, теория и моделирование. – Н. Новгород: Изд-во Нижегород. гос. техн. ун-та. 2004. –158 с.

Лайтхилл Дж. Волны в жидкостях. – М.: Мир, 1981. –598 с.

- Лайхтман Д. Л.* Физика пограничного слоя атмосферы. –Л.: Гидрометиздат, 1970. –342 с.
- Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика: Т.4. Гидродинамика. –М.: Наука. 1988. –736 с.
- Лаппо С. С., Левин Б. В., Сасорова Е. В., Диденкулов И. Н., Карлик Я. С., Морозов В. Е.* Гидроакустическая локация области зарождения океанического землетрясения. //ДАН РФ. 2003. Т.388. №6. С. 805–808.
- Лебедев А. Н., Себекин Б. И.* Генерация направленной волны цунами в прибрежной зоне. //Изв. АН СССР, ФАО, 1982, Т.18, №4, С. 399–417.
- Левин Б. В.* Об очаге и гидромеханике подводного землетрясения. //Распространение и набегание на берег волн цунами. –М.: Наука, 1981. С. 5–10.
- Левин Б. В.* Обзор работ по экспериментальному моделированию процесса возбуждения цунами. //Методы расчета возникновения и распространения цунами. –М.: Наука, 1978. С. 125–139.
- Левин Б. В., Лихачева О. Н., Ураевский Е. П.* Изменчивость термической структуры вод океана в периоды сильной сейсмической активности. //Известия РАН. Физика атмосферы и океана. (2006), (в печати).
- Левин Б. В.* Цунами и моретрясение в океане. //Природа. 1996. №5. С. 48–61.
- Левин Б. В., Соловьев С. Л.* Вариации поля массовых скоростей в плейстосейстовой зоне подводного землетрясения. //ДАН СССР, 1985, Т.285, №4. С. 849–852.
- Левин Б. В., Носов М. А., Павлов В. П., Рыкунов Л. Н.* Охлаждение поверхности океана, вызываемое подводным землетрясением. //ДАН РФ, 1998, Т.358, №3. С. 1–4.
- Левин Б. В., Сасорова Е. В.* О шестилетней периодичности возникновения цунами в Тихом океане. //Известия РАН. Физика Земли. 2002. №12. С. 40–49.
- Левин Б. В., Трубников Б. А.* “Фазовые переходы” в решетке параметрических волн на поверхности колеблющейся жидкости. //Письма в ЖЭТФ, 1986, Т. 44, вып.7. С. 311–315.
- Леонидова Н. Л.* О возможности возбуждения волн цунами мутьевыми потоками. //Труды САХКНИИ ДВНЦ АН СССР. Волны цунами. 1972. Вып. 29. –Южно-Сахалинск. С. 262–270.
- Лобковский Л. И., Баранов Б. В.* К вопросу о возбуждении цунами в зонах поддвига литосферных плит. //Процессы возбуждения и распространения цунами. –М.: ИО РАН, 1982. С. 7–17.
- Лучин В. А., Левин Б. В., Носов М. А., Манько А. Н., Скачко С. Н., Шешегов А. В.* Изменения температуры воды

на поверхности моря, вызванные тектоническими движениями дна. //Юбилейный вып. ДВНИГМИ. –Владивосток: Дальнаука, 2000. С. 172–182.

Лысанов Ю. П. Захват подводным звуковым каналом гидроакустических волн, генерируемых при подводных землетрясениях в глубоком океане. //Акустический журнал, 1997, Т. 43, №1. С. 92–97.

Лэмб Г. Гидродинамика. –М.: ОГИЗ, 1947.

Лятхер В. М., Милитеев А. Н. Расчет наката длинных гравитационных волн на откос. //Океанология. 1974, №1. С. 37–43.

Мазова Р. Х., Пелиновский Е. Н., Соловьев С. Л. Статистические данные о характере наката волн цунами. //Океанология. 1983, Т.23, №6. С. 932–937.

Марчук Ан. Г., Титов В. В. Влияние формы очага на формирование волн цунами. //Исследования цунами, 1993, №5. С. 7–21.

Марчук Ан. Г., Чубаров Л. Б., Шокин Ю. И. Численное моделирование волн цунами. –Новосибирск: Наука, Сибирское отд. 1983. –175 с.

Мирчина Н. П., Пелиновский Е. Н. Дисперсионное усиление волн цунами. //Океанология. 1987. Т. 27, №1. С. 35–40.

Монин А. С., Озмидов Р. В. Океанская турбулентность. –Л.: Гидрометеиздат. 1981. –320 с.

Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Теория турбулентности: В 2 т., 1992. –Спб.:Гидрометеиздат.

Мурти Т. С. Сейсмические морские волны цунами. –Л.: Гидрометеиздат. 1981.

Некрасов А. В. Об отражении приливных волн от зоны шельфа. //Океанология, 1973, Т.13, вып.2. С. 210–215.

Никифоров А. Ф., Уваров В. Б. Специальные функции математической физики. –М.: Наука, 1984. –334 с.

Никонов А. А. Цунами на берегах Черного и Азовского морей. //Изв. РАН, Физика Земли, 1997, №1. С. 86–96.

Новикова Л. Е., Островский Л. А. О возбуждении волн цунами бегущей подвижкой океанического дна. Методы расчета возникновения и распространения цунами. –М.: Наука, 1978. С. 88–99.

Новикова Л. Е., Островский Л. А. Об акустическом механизме возбуждения волн цунами. //Океанология. 1982. Т.22, №5. С. 693–697.

Носов М. А., Шелковников Н. К. К вопросу о направленности излучения диспергирующих волн цунами асимметричными оча-

гами. //Вестник Московского университета, Серия 3, Физика, Астрономия. 1996. №3. С. 86–91.

Носов М. А. Возбуждение цунами подвижками дна с учетом сжимаемости воды. //Вулканология и сейсмология, 1998, №6. С. 116–124.

Носов М. А. Воздействие подводных землетрясений на стратифицированный океан. //Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 1998. №4. С. 23–27.

Носов М. А. Генерация цунами колебаниями участка дна. //Вестник Московского университета. Сер.3, Физика, Астрономия. 1992, Т. 33, №1. С. 109–110.

Носов М. А. О влиянии подводных землетрясений на стратификационную структуру океана. //Тезисы докладов Всероссийской научной конференции “Взаимодействие в системе литосфера–гидросфера–атмосфера”, Москва, 1996. С. 70–71.

Носов М. А. О возбуждении цунами в сжимаемом океане вертикальными подвижками дна. //Известия РАН, Физика атмосферы и океана, 2000, №5 Т.36. С. 718–726.

Носов М. А. О направленных свойствах диспергирующих волн цунами, возбуждаемых поршневой и бегущей подвижками дна. //Вулканология и сейсмология, 1997, №6. С. 58–64.

Носов М. А. Сравнительный анализ возбуждения цунами поршневой и бегущей подвижками дна. //Вулканология и сейсмология, 1995, №6. С. 70–75.

Носов М. А. Об образовании температурной аномалии на поверхности океана при подводном землетрясении. //Вулканология и сейсмология, 1997, №2. С. 95–99.

Носов М. А., Иванов П. С. Выявление областей существования различных динамических режимов в колеблющейся жидкости. //Вулканология и сейсмология. 1997, №1. С. 102–107.

Носов М. А., Иванов П. С. Динамические режимы в гидродинамической системе с колеблющейся нижней границей. //Тезисы докладов Третьего международного совещания “Инженерно-физические проблемы новой техники”, –М.: Центр прикладной физики МГТУ им. Н. Э. Баумана, 1994. С. 151.

Носов М. А., Иванов П. С., Шелковников Н. К. Моделирование разрушения термической стратификации в системе с подвижным дном. //Вулканология и сейсмология, 1995, №6. С. 66–69.

Носов М. А., Колесов С. В. Возбуждение цунами в сжимаемом океане переменной глубины. //Физические проблемы экологии (экологическая физика): Сборник научных трудов. –М.: МАКС Пресс, 2002. №10. С. 123–129.

Носов М. А., Колесов С. В., Остроухова А. В., Алексеев А. Б., Левин Б. В. Упругие колебания водного слоя в очаге цунами //ДАН РФ, 2005, Т. 404, №2. С. 255–258.

Носов М. А., Миронюк С. В., Шелковников Н. К. Знакопеременные подвижки дна и лидирующая волна цунами. //Сборник “Взаимодействие в системе литосфера–гидросфера–атмосфера”, Т. 2. –М.: изд. физ. фак-та МГУ, 1999. С. 193–200.

Носов М. А., Миронюк С. В., Шелковников Н. К. Направленность излучения диспергирующей волны цунами и особенности движения дна в очаге. //Вестник Московского университета, 1997. Серия 3, Физика, Астрономия. №2. С. 68–70.

Носов М. А., Саммер К. Возбуждение цунами бегущей подвижкой дна с учетом сжимаемости воды. //Вестник Московского университета, 1998. Серия 3, Физика, Астрономия. №6. С. 55–57.

Носов М. А., Скачко С. Н. Трансформация стратификационной структуры океана при подводном землетрясении. Вестник Московского университета, 1999, Серия 3, Физика, Астрономия. №5. С. 51–55.

Носов М. А., Скачко С. Н. Механизм трансформации стратификационной структуры океана при сейсмических движениях дна. //Вестник Московского университета, 2000. Серия 3, Физика, Астрономия. №4. С. 66–68.

Носов М. А., Скачко С. Н. Нелинейный механизм генерации цунами колебаниями дна. //Вестник Московского университета, 2001. Серия 3, Физика, Астрономия. №1. С. 44–47.

Носов М. А., Скачко С. Н. Стационарное нелинейное течение, вызываемое колебаниями участка дна. //Вестник Московского университета, 2004. Серия 3, Физика, Астрономия. №5. С. 57–60.

Носов М. А., Шелковников Н. К. Возбуждение диспергирующих волн цунами “поршневыми” и “мембранными” подвижками дна. //Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1997. Т.33. №1. С. 145–151.

Носов М. А., Шелковников Н. К. Генерация волн в слое жидкости периодическими движениями дна. //Изв. АН СССР, ФАО, 1992, Т.28, №10–11. С. 1117–1119.

Носов М. А., Шелковников Н. К. Генерация волн цунами подвижками дна. //В сб. “Взаимодействие в системе литосфера–гидросфера–атмосфера”. М.: Недра, 1996. С. 118–128.

Носов М. А., Шелковников Н. К. Генерация цунами бегущей подвижкой дна. //Вестник Московского университета, 1995, Серия 3, Физика, Астрономия, Т. 36, №4. С. 96–101.

Носов М. А., Шелковников Н. К. Методика измерения субмиллиметровых волн на поверхности воды. //Вестник Московского университета. 1991, Сер. 3, Физика, Астрономия, Т.32, №3. С. 103–104.

Носов М. А., Шелковников Н. К. Об эффекте дисперсионного усиления цунами. //Исследования цунами, 1993, №5. С. 117–121.

Островский Л. А., Папилова И. А. О нелинейном акустическом ветре. //Акустический журнал. 1974, Т. XX, Вып.1. С. 79–86.

Пелиновский Е. Н. Гидродинамика волн цунами. –Нижний Новгород: ИПФ РАН. 1996. –276 с.

Пелиновский Е. Н. Нелинейная динамика волн цунами. – Горький, ИПФ АН СССР. 1982.

Пинегина Т. К., Базанова Л. И., Мелекесцев И. В., Брайцева О. А., Сторчеус А. В., Гусьяков В. К. Доисторические цунами на побережье Кроноцкого залива, Камчатка, Россия (предварительное сообщение)// Вулканология и сейсмология. 2000, №2. С. 66–74.

Пинегина Т. К., Мелекесцев И. В., Брайцева О. А., Базанова Л. И., Сторчеус А. В. Следы доисторических цунами на восточном побережье Камчатки. //Природа, 1997, №4. С. 102–106.

Подъяпольский Г. С. Возбуждение длинной гравитационной волны в океане сейсмическим источником в коре. //Изв. АН СССР. Физика Земли, №1. 1968.

Подъяпольский Г. С. Возбуждение цунами землетрясением. //Методы расчета возникновения и распространения цунами. – М.: Наука, 1978. С. 30–87.

Подъяпольский Г. С. О связи волны цунами с порождающим ее погребенным источником. //Проблема цунами. –М.: Наука, 1968.

Пузырев Н. Н. Методы и объекты сейсмических исследований. –Новосибирск: Изд-во СО РАН, НИЦ ОИГГМ, 1997. – 301 с.

Рабинович А. Б. Длинные гравитационные волны в океане: захват, резонанс, излучение. –Спб.: Гидрометеоиздат, 1993. – 324 с.

Рабинович М. И., Трубецков Д. И. Введение в теорию колебаний и волн. –М.: Наука, 1984. –432 с.

Рихтер Ч. Ф. Элементарная сейсмология. –М.: ИИЛ. 1963. –670 с.

Сасорова Е. В., Диденкулов И. Н., Карлик Я. С., Левин Б. В., Морозов В. Е., Петроченко С. П. Подводные землетрясения

вблизи от береговой линии: акустические методы для выделения процесса подготовки землетрясения и перспективы применения для систем предупреждения о цунами. //Сборник статей “Локальные цунами: предупреждение и уменьшение риска”, М.: Янус-К, 2002. С.167–180.

Свешников А. Г., Тихонов А. Н. Теория функций комплексной переменной. –М.: Наука. Физматлит, 1999. –320 с.

Секерж-Зенькович С. Я., Захаров Д. Д., Тимохина А. О., Шингарева И. К. Возбуждение волн цунами в неоднородном океане источниками сейсмического типа в земной коре. //Сборник “Взаимодействие в системе литосфера–гидросфера–атмосфера”, Т. 2. –М.: изд. физ. фак-та МГУ, 1999. С. 233–240.

Селезов И. Т., Ткаченко В. А., Яковлев В. В. О влиянии сжимаемости воды на генерацию волн цунами. //Процессы возбуждения и распространения цунами, –М., ИО АН СССР, 1982. С. 36–40.

Соловьев С. Л. Проблема цунами и ее значение для Камчатки и Курильских островов. //Проблема цунами. –М.: Наука, 1968. С. 7–50.

Соловьев С. Л., Белавин Ю. С., Кадыков И. Ф., У Тон Иль. Регистрация фаз Т в сигналах землетрясений северо-западной части Тихого океана. //Вулканология и сейсмология. №1, 1980. С. 60–69.

Соловьев С. Л., Воронин Р. С., Воронина С. И. Сейсмические гидроакустические данные о волне Т (обзор литературы). //Проблема цунами. –М.: Наука, 1968. С. 142–173.

Соловьев С. Л., Го Ч. Н. Каталог цунами на восточном побережье Тихого океана (1513–1968). –М.: Наука, 1975. –203 с.

Соловьев С. Л., Го Ч. Н. Каталог цунами на западном побережье Тихого океана (173–1968). –М., Наука, 1974. –309 с.

Соловьев С. Л., Го Ч. Н., Ким Х. С. Каталог цунами в Тихом океане, 1969–1982 г. –М.: Изд. МГК АН СССР, 1986. –164 с.

Соловьев С. Л., Го Ч. Н., Ким Х. С., Соловьева О. Н., Щетников Н. А. Цунами в Средиземном море 2000 г до н. э.–1991 г. –М.: Научный мир, 1997. –139 с.

Соловьев С. Л., Ферчев М. Д. Сводка данных о цунами в СССР. //Бюллетень Совета по сейсмологии. 1961. №9. С. 43–55.

Сретенский Л. Н. Теория волновых движений жидкости. –М.: Наука, 1977.

Стокер Дж. Волны на воде. –М.: Мир. 1959.

Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. –М.: Изд-во Моск. ун-та, 1999. –798 с.

Толстой И., Клей К. С. Акустика океана. Теория и эксперимент в подводной акустике. –М.: Мир. 1969. –301 с.

Федотова З. И. Обоснование численного метода для моделирования наката длинных волн на берег. //Вычислительные технологии, 2002, Т.7, №5. С. 58–76.

Янушкаускас А. И. Теория Коши–Пуассона для сжимаемой жидкости. //Распространение и набегание на берег волн цунами. М.:Наука, 1981. С. 41–55.

Abe K. A dislocation model of the 1933 Sanriku earthquake consistent with tsunami waves. //J. Phys. Earth. 1978, V.26, №4. P. 381–396.

Abe K. Size of great earthquakes of 1837–1974 inferred from tsunami data. //J. Geophys. Res., 1979, V.84. P. 1561–1568.

Abe K. Tsunami propagation on a seismological fault model of the 1952 Kamchatka earthquake. //Bull. Nippon Dental Univ. 1979, №8. P. 3–11.

Abe K. Physical size of tsunamigenic earthquakes of the northwestern Pacific. //Phys. Earth Planet Int. 1981, V.27. P. 194–205.

Abe K. Quantification of major earthquake tsunamis of the Japan Sea. //Phys. Earth Planet Int., 1985, V.38. P. 214–223.

Abe K. Quantification of tsunamigenic earthquakes by the M_t scale. //Tectonophysics, 1989. V.166. P. 27–34.

Aida I. Numerical experiments for the tsunami propagation the 1964 Niigata tsunami and 1968 Tokachi–Oki tsunami. //Bull. Earthq. Res. Inst. Univ. Tokyo, 1969, V. 47, №4. P. 673–700.

Aida I. Numerical computation of a tsunami based on a fault origin model of an earthquake. //J. Seism. Soc. Japan, 1974. V. 27, №2, P. 141–154.

Ambraseys N. N. Data for investigation of the seismic sea-waves in the eastern Mediterranean. //Bull. Seismol. Soc. Am., 1962. V.52. P. 895–913.

Assier-Rzadkiewicz S., Heinrich P., Sabatier P. C. Savoye B., and Bourillet J. F. Numerical modeling of landslide-generated tsunami: The 1979 Nice event. //Pure Appl. Geophys., 2000, V. 157. P. 1707–1727.

Atwater B. F. Evidence for Great Holocene Earthquakes along the Outer Coast of Washington State //Science. 1987. V. 236. P. 942–944.

Battjes J. A. Surf-zone dynamics. Ann. Rev. //Fluid Mech. 1988, V. 20. P. 257–293.

Behrenfeld M. J., Falkowski P. G. Photosynthetic rates derived from satellite-based chlorophyll concentration. //Limnology and Oceanography, 1997, V. 42, №1. P. 1–20.

Belousov A., Voight B., Belousova M., and Muravyev Y., Tsunamis Generated by Subaquatic Volcanic Explosions: Unique Data from 1996 Eruption in Karymskoye Lake, Kamchatka, Russia. //Pure Appl. Geophys. 2000, V.157. P. 1135–1143.

Bernard E.N., Gonzalez F.I., Meining C., and Milburn H.B. Early Detection and Real-Time Reporting of Deep-Ocean Tsunamis. //International Tsunami Symposium 2001: Proceedings, NTHMP Review Session, Paper R-6.

Bourgeois J., Pinegina T. Tsunami deposits on Kamchatka, Russia: contribution to historical and millennial-scale records — work in progress. //Proceedings of Joint IOC–IUGG International Workshop Tsunami Risk Assessment Beyond 2000: Theory, Practice and Plans, –Moscow, 2001. P. 105–109.

Carrier G.F., Wu T.T., Yeh H. Tsunami runup and drawdown on a plane beach. //J. Fluid Mech. 2003, V. 475. P. 449–461.

Carrier G.F., Greenspan H.P. Water waves of finite amplitude on a sloping beach. //J. Fluid Mech. 1958, V.4. P. 97–109.

Cartwright D.E., Zettler B.D., Hamon B.V. Pelagic tidal constants. //Internat. Assoc. Phys. Sci. Oceans, Publ. Sci. 1979, V. 30. –65 p.

Choi B.H., Pelinovsky E., Kim K.O., and Lee J.S. Simulation of the trans-oceanic tsunami propagation due to the 1883 Krakatau volcanic eruption. //Natural Hazards and Earth System Sciences, 2003, V. 3. P. 321–332.

Chubarov L.B., Fedotova Z.I. An Effective High Accuracy Method for Tsunami Runup Numerical Modeling // In: Submarine Landslides and Tsunamis. Book Series: NATO SCIENCE SERIES: IV. Eds. *Ahmet C. et al.* 2003, –Kluwer Academic Publishers. P. 203–216.

Chubarov L.B., Shokin Yu.I., Gusiakov V.K. Numerical modeling of the 1973 Shikotan (Nemuro–Oki) tsunami. //Computers and Fluids, 1984, V. 12, №2. P. 123–132.

Chubarov L.B., Shokin Yu.I., Simonov K.V. Using Numerical Modelling to Evaluate Tsunami Hazard Near the Kuril Island. //Natural Hazards, 1992, №5. P. 293–318.

Conkright M.E., Antonov J.I., Baranova O., et al //World Ocean Database 2001, Volume 1: Introduction. Ed: *Sydney Levitus*, NOAA Atlas NESDIS. 2002. –Washington, U.S. Government Printing Office, D.C., V. 42. 167 p.

Crawford D.A., Mader C. Modeling asteroid impact and tsunami. //Science of Tsunami Hazards, 1998, Vol.16. P. 21–30.

Donn W.L., Ewing M. Stokes edge waves in Lake Michigan. //Science, 1956, V.124. P. 1238–1242.

Eble M. C., Stalin S. E., and Burger E. F. Acquisition and Quality Assurance of DART data. //International Tsunami Symposium 2001 Proceedings, Session 5, 2001. Papers 5–9.

Ermakova O. S., Ermakov S. A., Troitskaya Yu. I. Turbulence generation by surface parametrical waves. //Proceedings of International Symposium “Topical Problem of Nonlinear Wave Physics” (Nonlinear Phenomena in Environmental Research, NWP-3). St.-Petersburg–Nizhny Novgorod, Russia, 2–9 August, 2005. P. 32–33.

Filonov A. E. Researchers study tsunami generated by Mexican Earthquake. //EOS. 1997. V. 78. №3. P. 21–25.

Fine I. V., Rabinovich A. B., Kulikov E. A., Thomson R. E., and Bornhold B. D. Numerical modeling of landslide-generated tsunamis with application to the Skagway Harbor tsunami of November 3, 1994. //Proc. Intern. Conf. on Tsunamis, Paris, May 26–28, 1998. P. 211–223.

Fine I. V., Rabinovich A. B., Thomson, R. E. and Kulikov E. A. Numerical modeling of tsunami generated by submarine and sub-aerial landslides. //In: Submarine Landslides and Tsunamis, 2003, –Dordrecht: Kluwer Acad. Publ. P. 72–93.

Fox C. G., Hammond S. R. The VENTS Program T-Phase Project and NOAA’s role in ocean environmental research. //MTS Journal, (1994), V. 27(4). P. 70–74.

Gonzalez F. I., Bernard S. N., Milbern H. B., et al. The Pacific Tsunami Observation Program (PacTOP), //Proc. IUGG/IOC, Intern. Tsunami Symp. 1987. P. 3–19.

Goto C., Ogawa Y., Shuto N., Imamura N. Numerical method of tsunami simulation with the leap-frog scheme (IUGG/IOC Time Project), //IOC Manual, UNESCO, 1997, №35. –96 p.

Gusiakov V. K. “Red”, “green” and “blue” Pacific tsunamigenic earthquakes and their relation with conditions of oceanic sedimentation. Tsunamis at the End of a Critical Decade. Editor *G. Hebenstreit*, –Dordrecht–Boston–London: Kluwer Academic Publishers, 2001. P. 17–32.

Gusiakov V. K. Basic Pacific Tsunami Catalog and Database, 47 BC–2000 AD: Results of the First Stage of the Project. //ITS 2001 Proceedings, Session 1, Number 1–2. P. 263–272.

Gutenberg B. Tsunamis and Earthquakes. //Bull. Seism. Soc. Am. 1939.

Hammack J. L. Baroclinic tsunami generation. //J. Phys. Oceanogr., 1980, V. 10, №9. P. 1455–1467.

Hammack J. L. A note on tsunamis: their generation and propagation in an ocean of uniform depth. //J. Fluid Mech. 1973, V.60. P. 769–799.

Harbitz C.B. Model simulations of tsunamis generated by the Storegga slides. //Marine Geology, 1992, V.105. P. 1–21.

Hatori T. Classification of tsunami magnitude scale. //Bull. Earthquake Res. Inst. Univ. Tokyo, 1986. V.61. P. 503–515 (in Japanese with English abstract).

Heinrich, P., Piatensi, A., Okal, E., and Hébert, H. Near-field modeling of the July 17, 1998 tsunami in Papua New Guinea, //Geophys. Res. Lett, 2000, V. 27. P. 3037–3040.

Hibberd S., Peregrine D.H. Surf and run-up on a beach: A uniform bore. //J. Fluid Mech. 1979, V. 95, Part 2. P. 323–345.

Hibiya T., Kajiura K. Origin of Abiki phenomena (a kind of seiches) in Nagasaki Bay. //J. Oceanogr. Soc. Japan, 1982, V.38, №3. P. 172–182.

Higuera M., Vega J.M., Knobloch E. Coupled Amplitude-Streaming Flow Equations for Nearly Inviscid Faraday Waves in Small Aspect Ratio Containers. //J. Nonlinear Sci. 2002, V. 12. P. 505–551.

Hirata K., Aoyagi M., Mikada H., et al. Real-Time Geophysical Measurements on the Deep Seafloor Using Submarine Cable in the Southern Kurile Subduction Zone. //IEEE Journal of Oceanic Engineering, 2002. V. 27, №2.

Iida K. Earthquakes accompanied by tsunamis occurring under the sea off the islands of Japan. //J. Earth Sciences Nagoya Univ. 1956. V. 4. P. 1–43.

Iida K. The generation of tsunamis and the focal mechanism of earthquakes. //In: Tsunamis in the Pacific Ocean, edited by *W.M. Adams*, 1970. –Honolulu: East-West Center Press. P. 3–18.

Imamura A. History of Japanese tsunamis. //Kayo-No-Kagaku (Oceanography), 1942. V. 2. P. 74–80 (in Japanese).

Imamura A. List of tsunamis in Japan. //J. Seismol. Soc. Japan, 1949. V. 2. P. 23–28 (in Japanese).

Imamura F., Hashi K., and Imteaz Md.M.A. Modelling for tsunamis generated by landsliding and debris flow. //In: Tsunami Research at the End of Critical Decade, (ed. *G. T. Hebenstreit*), 2001, –Dordrecht: Kluwer Acad. Publ. P. 209–228.

Imamura, F., and Gica, E.C. Numerical model for tsunami generation due to subaqueous landslide along a coast. //Sci. Tsunami Hazards, 1996, V. 14(1). P. 13–28.

Israeli M., Orzag S.A. Approximation of radiation boundary conditions. //J. Comput. Physics. 1981, V. 41. P. 115–135.

Iwasaki S. Experimental Study of a Tsunami Generated by a Horizontal Motion of a Sloping Bottom. //Bulletin of the Earthquake Research Institute. 1982, V. 57. P. 239–262.

Jansen E., Bejring S., Bugge T., et al. Large submarine slides on the Norwegian continental margin: Sediments, transport, and timing. //Marine Geology, 1987, V. 78, P. 77–107.

Jiang L., LeBlond P.H. The coupling of a submarine slide and the surface waves which it generates. //J. Geophys. Res., 1992, V. 97(C8). P. 12731–12744.

Jiang L., LeBlond P.H. Three-dimensional modeling of tsunami generation due to a submarine mudslide. //J. Phys. Oceanogr. 1994, V.24(3). P. 559–572.

Johnson A.M. Physical Process in Geology. 1970, –San Francisco: Freeman, –557 p.

Khariř Ch., Pelinovsky E. Asteroid Impact Tsunamis. //Comptes Rendus Physique. 2005. V.6. P. 361–366.

Kaistrenko V.M., Mazova R.Kh., Pelinovsky E.N., Simonov K.V. Analytical Theory for Tsunami Run Up on a Smooth Slope. //J. Tsunami Soc. 1991, V. 9. №2. P. 115–127.

Kajiura K. The directivity of energy radiation of the tsunami generated in the vicinity of a continental shelf. //J. Oceanogr. Soc. Japan., 1972, V. 28. P. 32–49.

Kajiura K. The leading wave of tsunami. //Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo Univ., 1963, V. 41, №3. P. 535–571.

Kajiura K. Tsunami Source, Energy and Directivity of Wave Radiation. //Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo Univ., 1970, V. 48, №5. P. 835–869.

Kanamori H. Mechanism of tsunami earthquakes. //Phys. Earth Planet Inter., 1972, V. 6. P. 346–359.

Kanamori H., Brodsky E.E. The physics of earthquakes //Reports on Progress in Physics, 2004, V. 67. P. 1429–1496.

Kanoglu U. Nonlinear evolution and runup–rundown of long waves over a sloping beach. //J. Fluid Mech., 2004, V. 513. P. 363–372.

Kato K., Tsuji Y. Tsunami of the Sumba Earthquake of August 19, 1977. //Journal of Natural Disaster Science, 1995, V. 17, №2. P. 87–100.

Keller H.B., Levine D.A., Whitham G.H. Motion of a bore over sloping beach. //J. Fluid Mech. 1960, V. 7. P. 302–316.

Kim S.K., Liu Ph.L.-F., Liggett J.A. Boundary integral equation solutions for solitary wave generation, propagation and run-up. //Coastal Engng. 1983, V. 7. P. 299–317.

Kong L. DART buoys provide real-time reporting of tsunami. //Tsunami Newsletter, 2002, V. XXXIV, №2, P. 3–8.

Kosloff R., Kosloff D. Absorbing boundaries for the wave propagation problem //J. Comput. Physics. 1986, V. 63. P. 363–376.

Kovalev P. D., Rabinovich A. B., Shevchenko G. V. Investigation of long waves in the tsunami frequency band on the southwestern shelf of Kamchatka. //Natural Hazards, 1991, V. 4. P. 141–159.

Kowalik Z., Knight W., Logan T., Whitmore P., Numerical Modelling of the Global Tsunami: Indonesian Tsunami of 26 December 2004. //Science of Tsunami Hazard, 2005, V. 23, №1. P. 40–56.

Kowalik Z., Murty T. S. Influence of the size, shape and orientation of the earthquake source area in the Shumagin seismic gap on the resulting tsunami. //Notes and Correspondens, 1987, №7. P. 1057–1062.

Kulikov E. A., Rabinovich A. B., Thomson R. E., Bornhold B. D. The landslide tsunami of November 3, 1994, Skagway Harbor, Alaska. //J. Geophys. Res., 1996, V. 101(C3). P. 6609–6615.

Lander J. F. Tsunamis Affecting Alaska, 1737-1996. //US Dep. Comm., 1996, –Boulder. –195 p.

Lander J. F., Whiteside L. S., Lockridge, P. A. A brief history of tsunami in the Caribbean Sea. //Science of Tsunami Hazards. 2002. V.20(2). P. 57–94.

Le Mehaute B., Wang S. Water waves generated by underwater explosion. –Singapoure: World Sci., 1996. –491 p.

Levin B. W. Nonlinear oscillating structures in the earthquake and seaquake dynamics. //Chaos. 1996. V. 6. №3. P. 405–413.

Levin B. W., Nosov M. A., Skachko S. N. SST and Chlorophyll Concentration Anomalies due to Submarine Earthquakes: Observations, Consequences and Generation Mechanism. //Proceedings of Joint IOC–IUGG International Workshop Tsunami Risk Assessment Beyond 2000: Theory, Practice and Plans, Moscow, 2001. P. 105–109.

Levin, B., Kaistrenko V., Kharlamov A., Chepareva M., Kryshny V. Physical processes in the ocean as indicators for direct tsunami registration from satellite, //Proc. of the IUGG/IOC Int. Tsunami Sympos., Wakayama, Japan, 1993. P. 309–319.

Liu P. L.-F., Lynett P., Synolakis C. E. Analytical solutions for forced long waves on a sloping beach. //J. Fluid Mech. 2003, V. 478. P. 101–109.

Liu Ph. L.-F., Cho Yo-S., Briggs M. J., Kanoglu U., Synolakis C. E. Runup of solitary waves on a circular island. //J. Fluid Mech. 1995, V. 302. P. 259–285.

Milburn, H. B., Nakamura A. I., and González F. I. Real-time tsunami reporting from the deep ocean. //In: Proceedings of the Oceans 96 MTS/IEEE Conference, 23–26 September 1996, Fort Lauderdale, FL, P. 390–394.

Miller D.J., The Alaska Earthquake on July 10, 1958: Giant wave in Lituya Bay. //Bull. Seism. Soc. America, 1960, V. 50(2), P. 253–266.

Minoura K., Gusiakov V.K., Kurbatov A.V. Tsunami sedimentation associated with the 1923 Kamchatka earthquake //Sedimentary Geology, 1996. V. 106(1–2). P. 145–154.

Minoura K., Imamura F., Kuran U., et al. Tsunami hazard associated with explosion-collapse processes of a dome complex on Minoan Thera. //In: Submarine Landslides and Tsunamis, – Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2003, P. 229–236.

Mitchel R. Submarine landslips of the coasts of Puerto-Rico and Barbados, West-Indies. //Nature. 1954. V. 173. P. 4394.

Mofjeld H.O., Titov V.V., González F.I., Newman J.C. Analytic Theory of Tsunami Wave Scattering in the Open Ocean with Application to the North Pacific. //NOAA Technical Memorandum OAR PMEL-116. 2000, –Seattle, Wash: PMEL, 38 p.

Monserrat S., Ibbetson A., Thorpe A.J. Atmospheric gravity waves and the “rissaga” phenomenon. //Q. J. Roy. Meteor. Soc. 1991, V. 117. P. 553–570.

Munk W.H. Long ocean waves. //In: The Sea. Ideas and Observations on Progress in the Study of the Sea. 1962, –New York: J. Wiley. P. 647–663.

Murty T.S., Seismic Sea Waves – Tsunamis. //Bull. Fish. Res. Board Canada 198, 1977, –Ottawa. –337 p.

Murty T.S. Storm surges. Meteorological ocean tides. –Ottawa: Department of Fisheries and Oceans, Bulletin 212, 1984. –897 p.

Murty T.S., Loomis H.G. A new objective tsunami magnitude scale. //Mar. Geod. 1980. V. 4. P. 267–282.

Myers, E.P., Baptista A.M., "Finite Element Modeling of the July 12, 1993 Hokkaido Nansei–Oki Tsunami, //Pure and Applied Geophysics, 1995, V.144(3/4). P. 769–802.

Nemtchinov, I.V., Svetsov V.V., Kosarev I.B., et al. Assessment of kinetic energy of meteoroids detected by satellite-based light sensors. //Icarus, 1997, V.130. P. 259–274.

Nakoulima O., Zahibo N., Pelinovsky E., Talipova T., Kurkin A. Solitary wave dynamics in shallow water above periodic bottom. //Chaos. 2005. V.15, №3, 037107.

Nomitsu T., A theory of tsunamis and seiches produced by wind and barometric gradient. //Met. Coll. Sci. Imp. Univ. Kyoto 1935 A V.18(4). P. 201–214.

Nosov M.A. Elastic oscillations of water layer in the 2003 Tokachi-Oki tsunami source. //22nd International Tsunami Sympo-

sium, Chania, Crete isl. Greece, 27-29 June, 2005, Editors *G. A. Papadopoulos, K. Satake*. P. 168–172.

Nosov M. A. Tsunami Generation in Compressible Ocean. //Phys. Chem. Earth (B), 1999. V. 24, №5. P. 437–441.

Nosov M. A., Kolesov S. V. Non-linear Mechanism of Tsunami Generation in a Compressible Ocean. Proceedings of the International Workshop “Local Tsunami Warning and Mitigation”, 2002, –Moscow. P. 107–114.

Nosov M. A., Kolesov S. V. Tsunami Generation in Compressible Ocean of Variable Depth. //In: Submarine Landslides and Tsunamis, Editors *A. C. Yalciner, E. Pelinovsky, et al.*, 2003, –Kluwer Academic Publishers, P. 129–137.

Nosov M. A., Skachko S. N. Nonlinear Tsunami Generation Mechanism. //Natural Hazards and Earth System Sciences. 2001. V.1. P. 251–253.

Ohmachi T. Tsunami Simulation Taking into Account Seismically Induced Dynamic Seabed Displacement and Acoustic Effects of Water. //Book of Abstracts, NATO ADVANCED RESEARCH WORKSHOP “Underwater Ground Failures on Tsunami Generation, Modeling, Risk and Mitigation”, May 23–26, 2001, Turkey, –Istanbul. P. 45–47.

Ohmachi T., Tsukiyama H., Matsumoto H. Simulation of Tsunami Induced by Dynamic Displacement of Seabed due to Seismic Faulting. //Bull. Seism. Soc. Am. 2001, V.91(6). P. 1898–1909.

Okada Y. Surface deformation due to shear and tensile faults in a half-space. //Bull. Seis. Soc. Am., 1985, V.75, №4. P. 1135–1154.

Okal E. A., Piatanesi A., Heinrich P. Tsunami detection by satellite altimetry. //J. Geophys. Res. 1999, V.104. P. 599–615.

Paine M. P. Asteroid Impacts: The Extra Hazard Due to Tsunami. //Science of Tsunami Hazards, 1999, V.17, №3. P. 155–166.

Panza F. G., Romanelli F., Yanovskaya T. B. Synthetic Tsunami Mareograms for Realistic Oceanic Models. //Geophys. J. Int. 2000, V.141. P. 498–508.

Papadopoulos G. A., Imamura F. A proposal for a new tsunami intensity scale. //Proceedings ITS. 2001. P. 569–577.

Parlaktuna M. Natural Gas hydrates as a cause of underwater landslides: a review. //In: Submarine Landslides and Tsunamis, 2003. –Dordrecht: Kluwer Acad. Publ. P. 163–169.

Pedersen G., Gjevik B. Run-up of solitary waves. //J. Fluid Mech. 1983, V.135. P. 283–290.

Pelinovsky E. (1995), Nonlinear hyperbolic equations and run-up of huge sea waves. //Applicable Analysis. V.57. P. 63–84.

Pelinovsky E., Talipova T., Kurkin A., Kharij C. Nonlinear mechanism of tsunami wave generation by atmospheric disturbances. //Natural Hazards and Earth System Sciences, 2001, V.1. P. 243–250.

Pelinovsky E. N., Stepanyants Yu., Talipova T. Nonlinear dispersion model of sea waves in the coastal zone. //J.Korean Society Coastal & Ocean Engineers. 1993, V.5, №4. P. 307–317.

Pinegina T. K., Bourgeois J. Historical and paleo-tsunami deposits on Kamchatka, Russia: long-term chronologies and long-distance correlations. //Natural Hazards and Earth System Sciences, 2001, V.1, №4. P. 177–185

Pinegina, T., Bourgeois J., Bazanova L., Melekestsev I., Braitseva O. A Millennial-scale record of Holocene tsunamis on the Kronotskiy Bay coast, Kamchatka, Russia. //Quaternary Research. 2003, V.59. P. 36–47.

Prins J. E. Characteristics of waves generated by a local disturbance. //Trans. Amer. Geophys. Union, 1958, V.39, №5. P. 865–874.

Rabinovich A. B., Monserrat S. Meteorological tsunamis near the Balearic and Kuril Islands: Descriptive and statistical analysis. //Natural Hazards, 1996, V.13. P. 55–90.

Rabinovich A. B., Thomson R. E., Kulikov E. A., Bornhold B. D., Fine I. V. The landslide-generated tsunami of November 3, 1994 in Skagway Harbor, Alaska: a case study. //Geophys. Res. Lett., 1999, V.26(19). P. 3009–3012.

Rabinovich A. B., Thomson R. E., Bornhold B. D., Fine I. V., Kulikov E. A. Numerical modelling of tsunamis generated by hypothetical landslides in the Strait of Georgia, British Columbia, //Pure Appl. Geophys. 2003, V.160(7). P. 1273–1313.

Rangelov B., Bearnaerts A. The Erzincan 1939 earthquake — a sample of the multidisaster event. //Book of Abstracts, 2nd Balkan Geoph. Congr. and Exhibition. Istanbul, 5–9 July, 1999. P. 62–63.

Ren, P., Bornhold, B. D., Prior, D. B. Seafloor morphology and sedimentary processes, Knight Inlet, British Columbia. //Sedimentary Geology, 1996, V.103. P. 201–228.

Roache P. J. Computational Fluid Dynamics. —Albuquerque, N.M.: Hermousa Publ. 1976. —446 p.

Satake K. Effects of Bathymetry on Tsunami Propagation: Application of Ray Tracing to Tsunamis, //PAGEOPH, 1988, V.126. P. 27–36.

Satake K. Linear and Nonlinear Computations of the 1992 Nicaragua Earthquake Tsunami. //PAGEOPH, 1995, V.144, №3/4. P. 455–470.

Satake K., Imamura F. Tsunamis: Seismological and Disaster Prevention Studies. //J. Phys. Earth. 1995, V.43, №3. P. 259–277.

Schmidt R.M., and Holsapple K.A. Estimates of crater size for large-body impacts: Gravitational scaling results. //GSA Special Paper. 1982, V.190 –Boulder: GSA. P. 93–101.

Sells C.C.H., The effect of a sudden change of shape of the bottom of a slightly compressed ocean. //Phil. Trans. Roy. Soc. London (A), 1965, №1092. P. 495–528.

Shen M.C., Meyer R.E. Climb of a bor on a beach. Part 3. Run-up. //J. Fluid Mech. 1963, V.16. P. 113–125.

Shoemaker, E.M., Wolfe R.F., Shoemaker C.S. Asteroid and comet flux in the neighborhood of Earth. //In: Global Catastrophes in Earth History, (eds. *V.L. Sharpton and P.D. Ward,*). GSA Special Paper 247. 1990, –Boulder: GSA. P. 155–170.

Sieberg A. Geologische, physikalische und angewandte Erdbebenkunde. –Jena: Verlag von Gustav Fischer, 1927.

Sielecki A., Wurtele M. The numerical integration of the nonlinear shallow water equations with sloping boundaries. //J. Comput. Phys. 1970, V.6. P. 219–236.

Simpson J.E. Gravity Currents: In the Environment and Laboratory, –Halsted Press, England, 1987. –244 p.

Solem J.C. Comet and Asteroid Hazards: Threat and Mitigation. //Science of Tsunami Hazards, 1999, V.17, №3. P. 141–153.

Soloviev S.L. Recurrence of tsunamis in the Pacific. //In: Tsunamis in the Pacific Ocean, edited by *W.M. Adams*, 1970. –Honolulu: East-West Center Press. P. 149–163.

Spielvogel L.Q. Single-wave run-up on sloping beaches. //J. Fluid Mech. 1975, V.74. P. 685–694.

Suleimani E., Hansen R., Kowalik Z. Inundation modeling of the 1964 tsunami in Kodiak Island, Alaska. Submarine Landslides and Tsunamis, (editors. *A.C. Yalciner, E.N. Pelinovsky, E. Okal and C.E. Synolakis*), 2003, –Kluwer Academic Publishers. V.21. P. 191–201.

Synolakis C.E. The runup of solitary waves. //J. Fluid Mech. 1987, V.185. P. 523–545.

Synolakis C.E., Fritz M.H., Borrero C.J. Far Field Surveys of the Indian Ocean Tsunami: Sri Lanka, Maldives and Somalia. 22nd International Tsunami Symposium, Chania, Crete isl. Greece, 27–29 June, 2005, (Editors *G.A. Papadopoulos, K. Satake*). P. 57–64.

Tadepalli S., Synolakis C. E. The run-up of N-waves on sloping beaches. //Proc. R. Soc. Lond. A. 1994, V.445. P. 99–112.

Takahashi To., Takahashi Ta., Shuto N., Imamura F., Ortiz M. Source models for the 1993 Hokkaido–Nansei–Oki earthquake tsunami. //Pure and Appl. Geophys. 1995, V.144(3/4). P. 747–768.

Takahasi R. A model experiment on the mechanism of seismic sea wave generation. - Part 1. //Bull. Earthq. Res. Inst. 1934, №12. P. 152–178.

Takahasi R. On some model experiment on tsunami generation. //Intern. Union Geodesy and Geophys. Monogr. 1963, №24. P. 235–248.

Tanioka Y., Satake K. Fault Parameters of the 1896 Sanriku Tsunami Earthquake Estimated from Tsunami Numerical Modeling. //Geophysical Research Letters, June 15, 1996, V.23, №13. P. 1549–1552.

Tappin D. et al., Sediment slump likely caused 1998 Papua New Guinea Tsunami, //EOS, 1998, V.80. P. 329, 334, 340.

Tatehata H. The New Tsunami Warning System of the Japan Meteorological Society. //Science of Tsunami Hazards, 1998. V.16, №1. P. 39–49.

Tinti S., Pagnoni G., Piatanesi A. Simulation of tsunamis induced by volcanic activity in the Gulf of Naples (Italy). //Natural Hazards and Earth System Sciences, 2003, V.3. P. 311–320.

Tinti S., Pagnoni G., Zaniboni F., Bortolucci E. Tsunami generation in Stromboli island and impact on the south-east Tyrrhenian coasts. //Natural Hazards and Earth System Sciences, 2003, V.3. P. 299–309.

Titov V. V., Gonzalez F. I. Numerical study of the source of the July 17, 1998 PNG tsunami. //In: Tsunami Research at the End of a Critical Decade, (ed. *Hebenstreit G. T.*), 2001, –Dordrecht: Kluwer Acad. Publ. P. 197–207.

Titov V. V., Gonzalez F. I., Bernard E. N., et al. Real-Time Tsunami Forecasting: Challenges and Solutions. //Nat. Hazards, V.35(1), Special Issue, –U.S. National Tsunami Hazard Mitigation Program, 2005. P. 41–58.

Titov V. V., Mofjeld H. O., Gonzalez F. I., Newman J. C. Off-shore forecasting of Alaska-Aleutian subduction zone tsunamis in Hawaii. //NOAA Technical Memorandum ERL PMEL-114. 1999.

Titov V. V., Synolakis C. E. Numerical modeling of tidal wave runup. //Journal of Waterways, Ports, Coastal and Ocean Engineering, 1998, V.124(4). P. 157–171.

Titov V. V., Gonzalez F. I. Implementation and testing of the Method of Splitting Tsunami (MOST) model. //NOAA Technical Memorandum ERL PMEL-112, 1997. –11 p.

Titov V. V., Gonzalez F. I., Mofjeld H. O., Venturato A. J. NOAA Time Seattle Tsunami Mapping Project: Procedures, Data Sources, and Products. //NOAA Technical Memorandum OAR PMEL-124, 2003. –21 p.

Titov V. V., Rabinovich A. B., Mofjeld H. O., Thomson R. I., Gonzalez F. I. The Global Reach of the 26 December 2004 Sumatra Tsunami. //Science, V.309, 23 Sep. 2005. P. 2045–2048.

Titov V. V., Synolakis C. E. Modelling of Breaking and Non-breaking Long Wave Evolution and Runup using VTCS-2. //Journal of Waterways, Ports, Coastal and Ocean Engineering, 1995, Nov./Dec., V.121, №6. P. 308–316.

Titov V. V., Synolakis C. E. Extreme inundation flows during the Hokkaido-Nansei-Oki tsunami. //Geophys. Res. Lett., 1997, V.24(11). P. 1315–1318.

Toon O. B., Zahnle K., Turco R. P., Covey C. Environmental perturbations caused by asteroid impacts. In Hazards due to Comets and Asteroids, (Ed. *T. Gehrels*). 1994, –Tucson: Univ. Arizona Press. P. 791–826.

UNESCO Tech. Papers An intercomparison of open sea tidal pressure sensors. //UNESCO Tech. Papers in Mar. Sci. 1975, V.21. –67 p.

Van Dorn W. G. Source mechanism of the tsunami of March 28, 1964, in Alaska. //Proc. 9th Conf. Coastal Eng., 1964, Lisbon, P.166–190.

Vega J. M., Knobloch E., Martel C. Nearly inviscid Faraday waves in annular containers of moderately large aspect ratio. //Physica D V.154. 2001. P. 313–336.

Ward S. N., Asphaug E. Asteroid impact tsunami: a probabilistic hazard assessment. //Icarus, 2000, V.145, P. 64–78.

Ward S. N., Asphaug E. Impact tsunami – Eltanin. //Deep-Sea Research, 2002, Part II, V.49. P. 1073–1079.

Ward S. N., Day S. Cumbre Vieja Volcano — Potential collapse and tsunami at La Palma, Canary Islands. //Geophys. Res. Lett., 2001, V.28. P. 397–400.

Ward S. N., Day S. Ritter Island Volcano — lateral collapse and the tsunami of 1888. //Geophys. J. Int. 2003, V.154. P. 891–902.

Watanabe T., Matsumoto H., Sugioka H., et al. Offshore monitoring system records recent earthquake off Japan's northernmost island //Eos, V.85, №2, 13 January 2004.

Watts P., Grilli S. T., Imamura F. Coupling of tsunami generation and propagation codes. //ITS 2001 Proceedings, Session 7, Number 7–13. P. 811–823.

Watts P., Imamura F., Grilli S. T., Comparing Model Simulations of Three Benchmark Tsunami Generation Cases. //Science of Tsunami Hazards, 2000. V.18(2). P. 107–123.

Waythomas C. F., Neal C. A. Tsunami generation by pyroclastic flow during the 3500-year B.P. caldera-forming eruption of Aniakchak Volcano, Alaska. //Bull. Volcanol. 1998, V.60. P. 110–124.

Wiegel R. L. Laboratory studies of gravity waves generated by the movement of a submerged body. //Trans. Amer. Geophys. Union, 1955, V.36, №5.

Wiegel R. L., Noda E. K., Kuba E. M., Gee D. M., Tornberg G. F. Water waves generated by landslides in reservoirs. //J. Waterw., Harbors Coastal Eng., ASCE, 1970, V.96. P. 307–333.

Yagi Y. Source rupture process of the 2003 Tokachi-oki earthquake determined by joint inversion of teleseismic body wave and strong ground motion data //Earth Planets Space, 2004, V.56. P. 311–316.

Yeh H., Liu Ph., Briggs M., Synolakis C. Propagation and Amplification of Tsunamis at Coastal Boundaries. //Letters to Nature, 1994, V.372, 24 November. P. 353–355.