

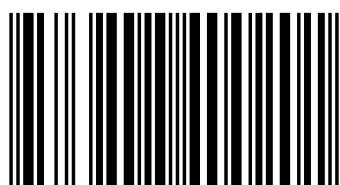
Исследование морских природных катастроф имеет очевидную практическую направленность. Особый интерес в физике волн цунами вызывает механизм их генерации подводными оползнями и гравитационными потоками, сходящими со склонов надводных вулканов. В работе выделяются аспекты, связанные с гидродинамическими моделями описания волн цунами, штормовых нагонов и гравитационных потоков, где эффективны методы механики жидкости.

**Волновые движения жидкости**



**Ирина Николкина**

кандидат физико-математических наук, Нижегородский государственный технический университет им. Р. Е. Алексеева; сотрудник Таллинского технического университета.



978-3-8484-0020-1

**Ирина Николкина, Е. Пелиновский**

# **Динамика гравитационных потоков и длинных волн в жидкости**

с приложениями к морским природным  
катастрофам

 **LAMBERT**  
Academic Publishing

**Ирина Николкина  
Ефим Пелиновский**

**Динамика гравитационных потоков и длинных волн в  
жидкости**



**Ирина Николкина  
Ефим Пелиновский**

**Динамика гравитационных  
потоков и длинных волн в  
жидкости  
с приложениями к морским природным  
катастрофам**

**LAP LAMBERT Academic Publishing**

**Impressum/Imprint (nur für Deutschland/only for Germany)**

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek: Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

Alle in diesem Buch genannten Marken und Produktnamen unterliegen warenzeichen-, marken- oder patentrechtlichem Schutz bzw. sind Warenzeichen oder eingetragene Warenzeichen der jeweiligen Inhaber. Die Wiedergabe von Marken, Produktnamen, Gebrauchsnamen, Handelsnamen, Warenbezeichnungen u.s.w. in diesem Werk berechtigt auch ohne besondere Kennzeichnung nicht zu der Annahme, dass solche Namen im Sinne der Warenzeichen- und Markenschutzgesetzgebung als frei zu betrachten wären und daher von jedermann benutzt werden dürfen.

Coverbild: [www.ingimage.com](http://www.ingimage.com)

Verlag: LAP LAMBERT Academic Publishing GmbH & Co. KG  
Heinrich-Böcking-Str. 6-8, 66121 Saarbrücken, Deutschland  
Telefon +49 681 3720-310, Telefax +49 681 3720-3109  
Email: [info@lap-publishing.com](mailto:info@lap-publishing.com)

ДА: Нижний Новгород, Нижегородский государственный технический университет, 2011

Herstellung in Deutschland:

Schaltungsdienst Lange o.H.G., Berlin  
Books on Demand GmbH, Norderstedt  
Reha GmbH, Saarbrücken  
Amazon Distribution GmbH, Leipzig  
ISBN: 978-3-8484-0020-1

**Только для России и стран СНГ**

Библиографическая информация, изданная Немецкой Национальной Библиотекой. Немецкая Национальная Библиотека включает данную публикацию в Немецкий Книжный Каталог; с подробными библиографическими данными можно ознакомиться в Интернете по адресу <http://dnb.d-nb.de>.

Любые названия марок и брендов, упомянутые в этой книге, принадлежат торговой марке, бренду или запатентованы и являются брендами соответствующих правообладателей. Использование названий брендов, названий товаров, торговых марок, описаний товаров, общих имён, и т.д. даже без точного упоминания в этой работе не является основанием того, что данные названия можно считать незарегистрированными под каким-либо брендом и не защищены законом о брэндах и их можно использовать всем без ограничений.

Изображение на обложке предоставлено: [www.ingimage.com](http://www.ingimage.com)

Издатель: LAP LAMBERT Academic Publishing GmbH & Co. KG  
Heinrich-Böcking-Str. 6-8, 66121 Saarbrücken, Germany  
Телефон +49 681 3720-310, Факс +49 681 3720-3109  
Email: [info@lap-publishing.com](mailto:info@lap-publishing.com)

Напечатано в России

ISBN: 978-3-8484-0020-1

АВТОРСКОЕ ПРАВО ©2012 принадлежат автору и LAP LAMBERT Academic Publishing GmbH & Co. KG и лицензиарам  
Все права защищены. Saarbrücken 2012





## **Содержание**

Введение .....	3
Глава 1 Динамика гравитационных потоков на склоне .....	13
1.1 Введение .....	13
1.2 Движение «твёрдого» оползня на склоне переменного уклона .....	15
1.3 Нелинейная динамика «жидкого» оползня: точные решения .....	25
1.4 Динамика фронта лавины.....	47
1.5 Основные результаты первой главы .....	56
Глава 2 Моделирование генерации и распространения волн цунами .....	57
2.1 Введение .....	57
2.2 Генерация волн цунами оползнями переменной массы, движущимися с переменной скоростью.....	59
2.3 Моделирование цунами сейсмического происхождения при различных залеганиях очага землетрясения.....	77
2.4 Цунами, вызванное извержением вулкана на о. Монтсеррат в 2003 году: моделирование и полевое обследование.....	84
2.5 Статистика и повторяемость цунами на островах Французской Вест Индии.....	90
2.6 Основные результаты второй главы .....	104
Глава 3 Штормовые нагоны на острове Гваделупа и их моделирование.....	105
3.1 Введение .....	105
3.2 Статистика и повторяемость тропических циклонов и штормовых нагонов .....	107
3.3 Полевое обследование и анализ последствий циклона «Дин» в 2007 г. ....	121
3.4 Моделирование штормовых нагонов, вызванных ураганом «Лили» в 2002 г.....	130
3.5 Основные результаты третьей главы .....	135
Основные результаты исследования .....	137
Список литературы .....	139



## **Введение**

### **Актуальность работы**

Исследование природных катастроф имеет очевидную практическую направленность. Только за последние 10 лет произошло несколько страшных событий, из которых стоит упомянуть Индонезийское цунами 2004 года, унесшее жизни 300 тысяч людей; ураган Катрина в 2005 году в Атлантическом океане, смыvший Нью-Орлеан и приведший к гибели 1836 человек; извержение вулкана Эйяфьядлайёкюдль в Исландии в 2010 году, парализовавшее воздушное сообщение в мире почти на месяц; оползень в Китае в 2010 году, когда без вести пропало около двух тысяч человек. Не обошли природные катастрофы и нашу страну: достаточно упомянуть Курильское цунами 2006 года с высотой заплеска на о. Симушир в 30 м, разрушительное Невельское землетрясение 2007 года (волна цунами достигла 3 м), катастрофические пожары в центральной части России летом 2010 года. Совершенствование методов прогноза катастроф нуждается в усилиях специалистов широкого профиля: геофизиков, механиков, специалистов компьютерного моделирования.

В данной работе особенно выделяются аспекты, связанные с гидродинамическими моделями описания волн цунами, штормовых нагонов и гравитационных потоков, где эффективны методы механики жидкости. Гравитационные потоки, волны цунами и штормовые нагоны являются, как известно, длинноволновыми (по сравнению с глубиной океана), поэтому для них обычно используется гидростатическое приближение, позволяющее написать усредненные по глубине двумерные уравнения для смещения уровня воды и скоростей потока. Получаемые таким образом уравнения являются гиперболическими, математическая теория которых очень хорошо разработана (мы не будем цитировать здесь соответствующие книги), и имеется большое число вычислительных комплексов, решающих их. Ряд из них специально предназначен для решения практических геофизических задач расчета характеристик цунами и штормовых нагонов. Тем не менее, прогноз морских природных катастроф еще далек от совершенства. В качестве примера стоит привести недавнее Чилийское цунами (27 февраля 2010 года), когда волны цунами пересекли Тихий океан и с высотой 2 метра пришли к острову Парамушир (Курильские острова) спустя час после снятия тревоги цунами.

Особый интерес в физике волн цунами вызывает механизм их генерации подводными оползнями и потоками, сходящими со склонов гор. Считается, что именно оползни, вызванные землетрясениями приводят к генерации сильных цунами; см., например книгу (Yalciner et al, 2001). В настоящее время разработаны численные программы расчета

генерации волн цунами в зависимости от различных характеристик оползневого движения. Эти программы активно используются для моделирования геофизических ситуаций. В то же время математические свойства этих моделей, возможность получения аналитических решений и критериев их существования остаются за кадром геофизических исследований. Очевидно, что применение методов механики жидкости и физики нелинейных волн к такого рода задачам позволит более четко понимать применимость имеющихся моделей и даст возможность выполнить тестирование уже используемых численных программ. Упрощенные аналитические решения могут найти применение и при реконструкции старых исторических событий, плохо обеспеченных фактическими данными.

В тоже время естественно желание «немедленного» (хотя бы грубого) применения разрабатываемых методов к решению практических задач прогноза морских природных катастроф. В этой связи хотелось бы иметь полигон, где относительно часто случаются морские природные катастрофы различных видов. Таковыми являются, в частности, Малые Антильские острова в Карибском море, где очень часты циклоны, извержения вулканов и цунами. В последнее время становится популярным мнение, что именно в этом районе может случиться очень сильное цунами, источником которых будут сильное землетрясение или оползень, сошедший в воду (Grindlay et al., 2005). Исследование морских природных катастроф в Карибском море и в российских морях было темой одного из проектов в рамках российско-французского сотрудничества в 2001–2004 годах; которое продолжается и сейчас. Анализ морских природных катастроф в различных географических районах и сопоставление результатов позволит лучше представить региональные особенности проявления экстремальных событий, что в свою очередь позволит улучшить их предсказание. Таким образом, исследование разного вида морских природных катастроф (циунами, штормовые нагоны, оползни) с помощью методов и моделей механики жидкости в выбранном районе представляет собой актуальную задачу, имеющую важное практическое применение.

### **Цели исследования**

Из сказанного выше вытекают следующие основные цели работы:

1. Исследовать нелинейную динамику оползневых движений в рамках различных моделей их описания. Зачастую одни и те же модели могут быть применены как для описания подводных, так и надводных оползней (лавин, пирокластических потоков). В более общем виде можно говорить о гравитационных потоках на склоне, и именно этот термин используется в работе.

2. Изучить аналитически процесс генерации морских волн подводными оползнями переменного объема, движущимися с переменной скоростью в бассейне с изменяющейся глубиной. Ранее в литературе в такого рода задачах объем оползня всегда предполагался постоянным, несмотря на очевидные процессы эрозии и аккумуляции оползневого материала.
3. Выполнить анализ морских природных катастроф в заданном районе (острова Французской Вест Индии в Карибском море) и установить региональные характеристики различного рода явлений (штормовые нагоны, цунами, вулканы, оползни).
4. Провести численное моделирование ряда исторических событий в рамках моделей мелкой воды и сравнить результаты моделирования с имеющимися историческими данными.

#### **Достоверность и обоснованность основных результатов**

Обоснованность полученных результатов вытекает из использования современного математического аппарата механики жидкости (теория Римановых инвариантов, преобразование годографа, автомодельные решения, аппарат функций Грина, теория волновых движений жидкости) и сопоставления получаемых решений в некоторых частных случаях с известными в литературе. Достоверность получаемых решений связана с использованием существующих хорошо апробированных моделей оползневых движений и волн на воде; в частности, все эмпирические константы (коэффициенты трения в придонном пограничном слое), приближения на силу трения оползневого движения и однородности гравитационного потока по вертикали выбраны в соответствии с литературными источниками. Натурные данные получены в экспедиционных условиях совместно с высококвалифицированными специалистами по геофизике. Хорошее согласие между результатами численных расчетов и натурными данными также свидетельствует об обоснованности получаемых результатов.

#### **Научная новизна и основные положения, выносимые на защиту**

Научная новизна работы определяется полученными оригинальными результатами:

1. Найдено новое семейство аналитических решений в модели Саваге-Хутера, описывающей нелинейную динамику гравитационного потока в наклонных каналах. В частности, описана нелинейная деформация тела оползня (аналог Римановой волны в газо- и гидродинамике), и оценено время обрушения переднего склона. Найдены автомодельные решения типа разрушения плотины, параболической шапки

и другие, ранее известные только для двухмерного потока на плоскости. Показано, что поперечное сечение наклонного канала существенно влияет на темпы нелинейной деформации гравитационного потока на склоне.

2. Аналитически исследовано движения фронта гравитационного потока в рамках модели Саваге-Хутера при его движении в канале параболического сечения. Исходные нелинейные уравнения решены точно с помощью преобразования годографа (Лежандра). В зависимости от начальной конфигурации фронта потока возможно как обрушение его переднего склона, так и расплывание, а также получен критерий смены режимов в динамике гравитационного потока.
3. Найдены новые аналитические решения, описывающие генерацию линейных длинных волн на воде оползнями переменной массы, двигающимися с переменной скоростью в бассейне переменной глубины. Они получены для специфических условий на донный профиль и характеристики оползня. Подробно исследован случай резонанса, когда волна движется совместно с оползнем. Показано, что амплитуда волны в бассейне переменной глубины в случае резонанса может быть ограниченной, и выяснены условия на форму оползня, влияющие на ограниченность волновой амплитуды.
4. С помощью методов численного моделирования изучена зависимость высоты волн цунами от глубины расположения очага подводного землетрясения (на примере события 29.11.2007 г.). Подтверждены теоретические и эмпирические выводы об экспоненциальном уменьшении высоты волны с увеличением глубины фокуса, и найдены региональные характеристики этой зависимости.
5. Исследовано цунами вулканического происхождения, возникшее при извержении вулкана на о. Монтсеррат в 2003 году. Численное моделирование события в рамках теории мелкой воды позволило выделить зоны наибольшего проявления цунами, что было подтверждено результатами полевых исследований с участием авторов на о. Гваделупа.
6. Выполнено численное моделирование штормовых нагонов, вызванных циклоном Лили в 2002 году, в рамках теории мелкой воды на грубой сетке. Предсказываемые высоты волн на подходе к берегу могут служить основой для расчетов зон затопления побережья и составления карт риска в этом регионе.
7. Собраны исторические данные о циклонах и штормовых нагонах на о. Гваделупа за 500 лет, и дана оценка частоты повторяемости циклонов в зависимости от силы ветра и атмосферного давления. Проведено обследование разрушений, вызванных

прохождением циклона Дин в 2007 году. Собраны данные о заплесках штормовых волн от этого циклона на о. Гваделупа.

### **Практическая значимость результатов работы**

Полученные аналитические решения, описывающие нелинейную динамику оползней, оказываются весьма полезными как для реконструкции «старых» исторических событий, плохо обеспеченных натурными данными, так и для прогноза усредненных характеристик возможного события, когда еще не проведены детальные исследования рельефа местности и реологии оползневых материалов. Недавно эта точка зрения была высказана в (Pirulli et al., 2008), где показано, что в прогностических целях результаты расчетов пирокластических потоков по простейшей модели оказываются близкими к результатам расчетов по более совершенным моделям, включающим ряд эмпирических констант и функций, плохо определенных во многих геофизических ситуациях. Второе важное применение аналитических моделей связано с определением возможных бифуркаций и критических режимов, выраждающихся, например, в обрушении переднего склона оползня. И наконец, третьим приложением получаемых решений является возможность тестирования численных программ и определение точности их вычисления.

Выполненный статистический анализ морских природных катастроф в заданном регионе, а именно цунами и штормовых нагонов, помогает более надежно определить вероятность появления опасных событий и возможность грубой оценки характеристик явления на основании исторических данных и региональных зависимостей. Моделирование исторических и прогностических явлений совместно со статистическими характеристиками необходимо при оценке последствий морских природных катастроф в этом регионе. Результаты полевого обследования следов вулканического цунами 2003 года вошли в существующие базы данных цунами (NGDC, 2011; HTDB/WLD, 2011). Сопоставление данных о морских природных катастрофах в различных районах дает возможность оценить степень унификации различных эмпирических зависимостей и возможности их широкого применения.

Исследования динамики гравитационных потоков и длинных волн в жидкости поддержаны грантами РФФИ (11-05-00216 и 11-05-97006), грантом Президента РФ (МК-1440.2012.5), Mobilitas ESF (EMJD270), а также целевым финансированием Министерства образования и науки Эстонии (грант SF0140007s11).

## **Список публикаций**

Основные положения исследования представлены в следующих публикациях:  
в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК:

- H – 1.** Диденкулова, И. И. Резонансное усиление волн цунами при сходе подводного оползня / И. И. Диденкулова, И. Ф. Николкина, Е. Н. Пелиновский // Доклады РАН, 2011. – Т. 436. – № 1. – С. 114–117.
- H – 2.** Николкина, И. Ф. Нелинейная динамика гравитационных потоков в наклоненных каналах / И. Ф. Николкина, Е. Н. Пелиновский, Т. Г. Талипова // Доклады РАН, 2010. – Т. 432. – № 5. – С. 689–692.
- H – 3.** Didenkulova, I. Tsunami waves generated by submarine landslides of variable volume: analytical solutions for a basin of variable depth / I. Didenkulova, I. Nikolkina, E. Pelinovsky, N. Zahibo // Nat. Hazard Earth Sys., 2010. – № 10. – P. 2407–2419.
- H – 4.** Zahibo, N. Statistical analysis of cyclone hazard for Guadeloupe, Lesser Antilles / N. Zahibo, E. Pelinovsky, T. Talipova, A. Rabinovich, A. Kurkin, I. Nikolkina // Atmos. Res., 2007. – V. 84. – № 1. – P. 13–29.
- H – 5.** Zahibo, N. Savage-Hutter model for avalanche dynamics in inclined channels: Analytical solutions / N. Zahibo, E. Pelinovsky, T. Talipova, I. Nikolkina // J. Geophys. Res., 2010. – V. 115, B03402.

в книгах:

- H – 6.** Zahibo, N. Extreme Waves Generated by Cyclones in Guadeloupe / N. Zahibo, I. Nikolkina, I. Didenkulova // Extreme Ocean Waves / E. Pelinovsky, C. Kharif. – Springer, 2008. – P. 161–179.
- H – 7.** Zahibo, N. Tsunami hazard for the French West Indies, Lesser Antilles / N. Zahibo, E. Pelinovsky, A. Kurkin, I. Nikolkina // Integrated Coastal Zone Management (ICZM) / R. R. Krishnamurthy, B. C. Glavovic, A. Kannen, D.R. Green, AL. Ramanathan, Z. Han, S. Tinti and T. Agardy. – Research publishing, 2008. – P. 515–535.

в статьях в рецензируемых журналах:

- H – 8.** Заибо, Н. Анализ активности циклонов в районе о-ва Гваделупа / Н. Заибо, Е. Пелиновский, Т. Талипова, А. Рабинович, А. Куркин, И. Николкина // Известия Академии инженерных наук им. А.М. Прохорова. Прикладная математика и механика, 2004. – Т. 6. – С. 98–118.

- H – 9.** Пелиновский, Е. Н. Цунами, вызванные извержениями вулкана на острове Монтсеррат в Карибском море / Е. Н. Пелиновский, Н. Заibo, П. Данкли, Т. Г. Талипова, А. С. Козелков, А. А. Куркин, Н. М. Самарина, И. Ф. Николкина // Известия Академии инженерных наук им. А. М. Прохорова. Прикладная математика и механика, 2004. – Т. 6. – С. 31–59.
- H – 10.** Nikolkina, I. Tsunami in Guadeloupe (Caribbean Sea) / I. Nikolkina, N. Zahibo, E. Pelinovsky // Open Oceanogr. J., 2010. – V. 4. – P. 44–49.
- H – 11.** Pelinovsky E. Tsunami generated by the volcano eruption on July 12-13, 2003 at Montserrat, Lesser Antilles / E. Pelinovsky, N. Zahibo, P. Dunkley, M. Edmonds, R. Herd, T. Talipova, A. Kozelkov, I. Nikolkina // Sci. Tsunami Hazards, 2004. – V. 22. – № 1. – P. 44–57.
- H – 12.** Zahibo, N. Self-similar solutions in the theory of the underwater landslide dynamics in inclined canyons / N. Zahibo, E. Pelinovsky, T. Talipova, I. Nikolkina // Open Oceanogr. J., 2010. – V. 4. – P. 92–98.

в тезисах и материалах конференций:

- H – 13.** Заibo, Н. Лиссабонское цунами в Атлантическом океане и Карибском море / Н. Заibo, Е. Пелиновский, А. Ялчинер, А. Зайцев, Т. Талипова, И. Николкина, А. Чернов, И. Инсел, Д.И. Дилемен, С. Озер // Тезисы международной конференции «Создание и использование земельных участков на берегах и акваториях водных объектов» / Хабидов, А. Ш. – Новосибирск, 20–25 июля 2009. – С. 18.
- H – 14.** Заibo, Н. Разработка региональной физической модели возбуждения волн цунами для острова Гваделупа (Карибское море) / Н. Заibo, Е. Н. Пелиновский, А. А. Куркин, И. Ф. Николкина // Сборник тезисов 13 всероссийской научной конференции студентов–физиков и молодых ученых. – Ростов-на-Дону-Таганрог, 2007. – С. 546.
- H – 15.** Заibo, Н. Исторические цунами на острове Гваделупа (Франция) / Н. Заibo, Е. Н. Пелиновский, А.А. Куркин, И. Ф. Николкина // Тезисы докладов международной молодежной научно-технической конференции «Будущее технической науки». – Нижний Новгород, 16 мая 2007. – С. 204–205.
- H – 16.** Заibo Н. Систематизация и анализ исторических цунами на острове Гваделупа (Карибское море) / Заibo Н., Е. Н. Пелиновский, А. А. Куркин, И. Ф. Николкина // Материалы международной научно-технической конференции, посвященной

90-летию Нижегородского государственного технического университета, Нижний Новгород, 2007. – С. 146–147.

- H – 17.** Заибо Н. Исследование цунами риска во Французской Вест-Индии, Карибское море / Н. Заибо, Е. Н. Пелиновский, А. А. Куркин, И. Ф. Николкина // Тезисы I (XIX) Международной конференции молодых ученых «Изучение природных катастроф на Сахалине и Курильских островах». – Южно-Сахалинск, 2006. – С. 11–12.
- H – 18.** Заибо, Н. Статистический анализ активности тропических циклонов на о. Гваделупа / Н. Заибо, Е. Пелиновский, Т. Талипова, А. Рабинович, А. Куркин, И. Николкина // XXXII Летняя школа по проблемам механики. – Санкт-Петербург, 2004. – С. 107–108.
- H – 19.** Куркин, А. А. Исследование статистических характеристик активности циклонов в районе о. Гваделупа / А. А. Куркин, Н. Заибо, Е. Н. Пелиновский, А. Б. Рабинович, Т. Г. Талипова, И. Ф. Николкина // Сборник тезисов 10 всероссийской научной конференции студентов – физиков и молодых ученых. – Москва, 2004. – Т. 2. – С. 910–911.
- H – 20.** Пелиновский, Е. Н. Нелинейные волны в медленных гравитационных потоках на склоне / Е. Н., Пелиновский, И. Ф. Николкина, А. А. Родин // Человек: наука, техника и время. Материалы II международной заочной научно-практической конференции. – Ульяновск, декабрь, 2009. – Т. 2. – С. 197–200.
- H – 21.** Didenkulova, I. Tsunami in Russian inland waters / I. Didenkulova, I. Nikolkina // Geophysical Research Abstracts, 2008. – V. 10. – EGU2008-A- 00289.
- H – 22.** Kurkin, A. Statistical characteristics of the cyclone activity for Guadeloupe / A. Kurkin, N. Zahibo, E. Pelinovsky, T. Talipova, I. Nikolkina // Geophysical Research Abstracts, 2004. – V. 6. – P. 2516.
- H – 23.** Nikolkina, I. Numerical simulation of storm surges in Guadeloupe (Caribbean Sea). Geophysical Research Abstracts, 2010. – V. 12. – EGU2010-1312.
- H – 24.** Nikolkina, I. Characteristics of avalanche motion fromMontserrat volcano / I. Nikolkina, N. Zahibo, T. Talipova, E. Pelinovsky // Geophysical Research Abstracts, 2010 – V. 12. – EGU2010-2829.
- H – 25.** Pelinovsky, E. The Savage-Hutter model of the landslide dynamics in underwater canyons: analytical solutions / E. Pelinovsky, T. Talipova, N. Zahibo, I. Nikolkina // Abstracts of VI Annual Meeting of Asia Oceania Geosciences Society (SUNTEC, Singapore, August 11-15, 2009) 2009. OS09-A002.

- H – 26.** Talipova, T. The Savage-Hutter model for the avalanche dynamics in inclined channels: analytical solutions / T. Talipova, N. Zahibo, E. Pelinovsky, I. Nikolkina // Geophysical Research Abstracts, 2010. – V. 12. – EGU2010-121.
- H – 27.** Zahibo, N. Numerical modeling of tsunami waves in the French West Indies / N. Zahibo, E. Pelinovsky, I. Nikolkina // Proc. of the 9<sup>th</sup> U.S. National and 10<sup>th</sup> Canadian Conference on Earthquake Engineering. – 25–29 July 2010, Toronto, Canada. – Paper № 1853.
- H – 28.** Zahibo, N. The 1755 Lisbon Tsunami Propagation in the Atlantics and Its Effect in the Lesser Antilles / N. Zahibo, A. Yalciner, A. Zaitsev, T. Talipova, I. Nikolkina // Abstracts of VI Annual Meeting of Asia Oceania Geosciences Society (SUNTEC, Singapore, August 11-15, 2009) 2009. OS09-A003.
- H – 29.** Zahibo, N. Some analytical tests of nonlinear theory of landslide motion on inclined plane / N. Zahibo, E. Pelinovsky, T. Talipova, I. Nikolkina // Geophysical Research Abstracts, 2009. – V. 11. – EGU2009-13506.
- H – 30.** Zahibo, N. Storm surges induced by hurricane Dean in Guadeloupe: 16-17 August, 2007 / N. Zahibo, I. Nikolkina, I. Didenkulova // Geophysical Research Abstracts, 2008. – V. 10.– EGU2008-A-01109.
- H – 31.** Zahibo, N. Earthquake on 29 November, 2007 in Martinique: impact on Guadeloupe / N. Zahibo, E. Pelinovsky, T. Talipova, I. Nikolkina, A. Zaitsev // Geophysical Research Abstracts, 2008. – V. 10. – EGU2008-A-01110.
- H – 32.** Zahibo, N. Tsunami Hazard for Guadeloupe (French West Indies) / N. Zahibo, E. Pelinovsky, I. Nikolkina // Geophysical Research Abstracts. 2007. – V. 7. – P. 1840.
- H – 33.** Yalciner, A. C. A comparison of tsunamis in Caribbean and Mediterranean: history, possibility, reality / A. C. Yalciner, E. Pelinovsky, T. Talipova, N. Zahibo, A. Zaitsev, I. Didenkulova, C. Ozer, I. Insel, H. Karakus, A. Kurkin, I. Nikolkina // General Assembly of Int. Union of Geodesy and Geophysics 2007, Perugia, Italy.



## **Глава 1 Динамика гравитационных потоков на склоне**

### **1.1 Введение**

Оползни, сходящиеся со склонов гор, также как и оползни, движущиеся в подводных каньонах, часто служат источниками больших волн в водных бассейнах. Наиболее известный пример – сход оползня с горы высотой 600 метров в заливе Литуя (побережье Аляски) в 1958 году, когда всплеск воды на противоположном склоне горы составил 524 м, а волны на выходе из бухты имели высоту 23 метра (Пелиновский, 1996). Другой региональный пример – сход оползня с верхнего (высокого) берега реки Волги в районе Нижнего Новгорода в 1597 году (Гацкий, 2001). Он привел к формированию «страшного волнения» в реке, и «суда выбросило на берег сажен в 20 [43] м от воды и более».

В общем случае оползневые потоки могут быть как «твёрдыми», не меняющимися в процессе движения, так и «жидкими», например, грязевые или вулканические потоки (Божинский и др., 1987). У них может быть сложная реология, и такие потоки могут быть композитными, содержащими различные фракции (Золотарев и др., 1987; Pudasaini et al., 2007). Общим для них является движение под действием силы тяжести, поэтому в механике жидкости и твердого тела для них часто используется обозначение «гравитационные» потоки, и мы также будем использовать этот термин.

В теоретических ранних работах по генерации волн на воде оползень (как правило, подводный) принимался в виде твердого тела (блока), скользящего по дну с постоянной скоростью. Затем началось построение более реалистических моделей, включающих собственную динамику оползня: переменность его скорости по дну, деформацию его профиля по мере движения, эрозийные и аккумулятивные процессы. Работы такого плана проводятся на протяжении последних 15 лет, и мы будем давать соответствующие ссылки в параграфах главы. В связи с развитием вычислительной техники многие из развиваемых моделей сразу оформлялись в виде компьютерных программ и использовались для решения практических задач, в которых обычно не требуется большой точности. При этом физике процесса и свойствам (математическим и физическим) самой модели уделялось значительно меньшее внимание. Число аналитических решений, позволяющих оценить точность компьютерных решений и судить о применимости самих моделей, крайне невелико. Выделим здесь цикл аналитических работ по движению «твёрдого» (Harbitz, 1992; Pelinovsky et al., 1996; Watts, 2000) и «жидкого» (Pudasaini et al., 2007; Fernarndez-Nieto et al., 2008; Руденко и др., 2007; Эглит, 2009) оползней и по генерации волн

«твёрдыми» оползнями (Liu et al., 2003; Pelinovsky, 2003; Tinti et al., 2001; Sammarco et al., 2008), эти работы хорошо цитируются.

В настоящей главе развивается аналитический подход к изучению динамики гравитационных потоков. В параграфе 1.2 рассмотрено движение «твёрдого» оползня по склону переменного уклона. В этой относительно простой задаче основное внимание уделено критическим режимам, когда на отдельных участках сила трения превосходит скатывающую силу. Показывается, что для правильного описания движения оползня необходимо иметь хорошее разрешение топографических карт и более точные данные о коэффициенте трения. В параграфе 1.3 найдены аналитические решения нелинейной динамики «жидкого» оползня в рамках модели Саваге-Хутера при его движении в наклонных каналах квази-параболического сечения (подводные каньоны или горные ущелья). Показано, что поперечный профиль канала сильно влияет на характеристики процесса. В параграфе 1.4 изучается движение языка «жидкого» оползня с помощью преобразования годографа. Оно позволяет установить, в каких случаях возможно обрушение переднего склона потока. В заключение сформулированы основные результаты, полученные в этой главе.

Результаты исследований суммированы в наших публикациях (Н-2; Н-5; Н-12; Н-24).

## 1.2 Движение «твёрдого» оползня на склоне переменного уклона

Самое простое приближение для оползня – это рассматривать его как твердое тело. Такая ситуация вполне приемлема, когда «отрывается» большой кусок земли или скалы. Эта модель в силу ее простоты является популярной в литературе (Пелиновский, 1996, 2003; Harbitz, 1992; Pelinovsky et al., 1996; Tinti, 2001; Watts, 2000). Большинство лабораторных экспериментов с генерацией волн делаются именно с «твёрдыми» оползнями. При этом, как правило, подстилающая поверхность представляет собой наклонную плоскость. В реальных геофизических условиях уклон горы или подводного склона меняется в пространстве, так что необходима определенная модификация теории движения «твёрдого» оползня, что и делается ниже

Рассмотрим твердый блок массы  $m$ , который спускается вниз по наклонной плоскости с углом  $\alpha$  к горизонту под действием силы тяжести  $mg$ , трения  $F$  и силы реакции опоры  $N = mg \cos \alpha$  в двумерной системе координат  $XZ$ , рис. 1.2.1. В качестве силы трения будем использовать простое кулоновское трение, которое выражается через так называемый динамический угол трения  $\varphi$ , зависящий от свойств соприкасающихся грунтов:

$$F = \mu mg \cos \alpha, \quad \mu = \operatorname{tg} \varphi. \quad (1.2.1)$$

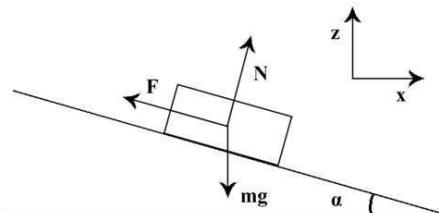


Рис. 1.2.1. Геометрия задачи: твердый блок массы  $m$  спускается вниз по наклонной плоскости под действием силы тяжести  $mg$ , трения  $F$  и силы реакции опоры  $N$

Запишем уравнение движения твёрдого тела вдоль координаты  $x$ , применяя второй закон Ньютона,

$$\frac{d^2x}{dt^2} = g \cos \alpha \sin \alpha - \mu g \cos^2 \alpha. \quad (1.2.2)$$

В случае сложного спуска, который состоит из нескольких участков различного наклона и трения, уравнение (1.2.2) преобразуется в систему уравнений

$$\frac{d^2x_i(t)}{dt^2} = g\Psi_i, \quad \text{where} \quad \Psi_i = \cos\alpha_i \sin\alpha_i - \mu_i \cos^2\alpha_i, \quad (1.2.3)$$

где  $i$  номер участка пути.

Отметим, что ранее уравнение движения (1.2.2) было решено численно для отрезков сложной геометрии в задаче о снежных лавинах (Perla et al., 1980), но оно допускает и простое аналитическое решение. Проинтегрировав уравнения (1.2.3), получим выражение для скорости оползня на конце  $i$ -того участка

$$v_i = g\Psi_i(T_i - T_{i-1}) + v_{i-1}, \quad (1.2.4)$$

где  $T_i$  время, за которое оползень проходит участок  $i$ , и  $v_{i-1}$  скорость в первой точке участка  $i$ . Время движения  $T_i$  определяется после второго интегрирования уравнения (1.2.3)

$$T_i = T_{i-1} + \sqrt{B_i^2 + \frac{2(x_i - x_{i-1})}{gF_i}} - B_i, \quad B_i = \frac{v_{i-1}}{g\Psi_i}. \quad (1.2.5)$$

В задаче генерации волн на воде оползнями, спускающимися со склонов гор, наиболее важными характеристиками являются скорость оползня при входе в воду и общее время спуска. Когда  $\operatorname{tg}\alpha > \mu$  оползень спускается и всегда достигает моря, в противном случае он останавливается, если начальная скорость недостаточно велика

$$v_{i-1} < \frac{\sqrt{2gL_i(\mu_i - \operatorname{tg}\alpha_i)}}{\cos\alpha_i}. \quad (1.2.6)$$

Конечно, уравнение (1.2.2) может быть проинтегрировано для любого наклонного профиля. В действительности, доступные сейчас цифровые карты имеют разрешение в несколько сотен метров, их аппроксимация участками постоянного уклона – это

естественный сплайн. Важно подчеркнуть, что предложенный здесь подход может быть применим для изучения движения оползня, горизонтальный масштаб которого не превышает длину участка пути.

Предложенная выше простая теоретическая модель используется для расчета характеристик пирокластических потоков с вулкана Суфиер-Хиллс, о. Монтсеррат в Карибском море (рис. 1.2.2). Заметим, что пирокластическим потоком называется смесь горячего газа, пепла и камней, образующаяся при извержениях так называемых «кислых» вулканов, к которым относятся вулканы Малых Антильских островов (Гончаров и др., 2005). Интересно, что скорость пирокластического потока может достигать 700 км/ч ( $\approx 200$  м/с) (Calder et al., 2002; Herd et al., 2005). Извержения вулкана на о. Монтсеррат тщательно регистрируются и изучаются (Young et al., 1998; Herd et al., 2005; Carn et al., 2004; Le Friantet al., 2008; Ripepe et al., 2009). Интересно отметить, что с 1995 года три извержения этого вулкана вызвали цунами: в декабре 1997 года (Heinrich et al., 1998; Pararas-Carayannis, 2004), в июле 2003 года (Pelinovsky et al., 2004) и в мае 2006 года (Zahibo, 2006; NGDC, 2011). Авторы принимали участие в обследовании следов цунами 2003 года. Мы будем анализировать эти события во второй главе.

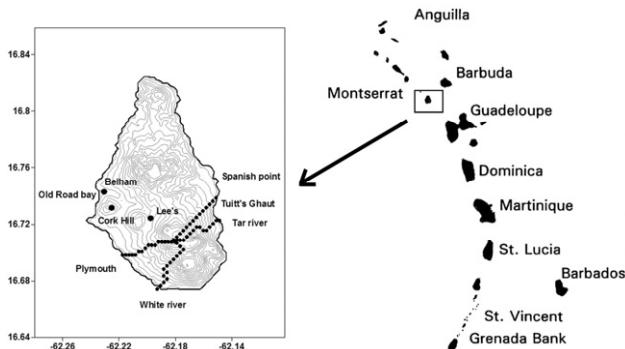


Рис. 1.2.2. Остров Монтсеррат, Малые Антильские острова, Карибское море

Для того чтобы исследовать движение пирокластического потока на основе предложенной модели «твердого» блока, необходимо определить два параметра: кулоновское трение и начальную скорость потока. Данные о начальной скорости пирокластических потоков, спускающихся с вулкана Суфиер-Хиллс, плохо документированы. Можно предположить, что начальная скорость имеет тот же порядок, что и средняя. Средние скорости потока были измерены ранее и составляли 5–30 м/с в 1996–1997 гг. (Calder et al., 2002), 15 м/с в 2003 году (Herd et al., 2005). В частности, Calder et al. (2002) предположил, что скорость пирокластического потока при обрушении

купола вулкана составляет 10–60 м/с. Простая оценка начальной скорости может быть получена из предположения, что купол обрушается и падает как свободное тело, достигая скорости  $v_0 = \sqrt{2gh}$ , где  $h$  – высота купола. Если учесть, что высота меняется от 50 до 100 метров, получаем, что начальная скорость потока составляет 30–40 м/с. Эти значения соответствуют предложенным в (Calder et al., 2002) и используются далее в наших расчетах.

Величина динамического угла трения  $\varphi$  зависит от материала оползня, и в настоящее время этот параметр слабо изучен (Березкин, 1964; Старжинский, 1980; Фролов, 2008). Он принимается относительно малым для песчаных потоков ( $17\text{--}30^\circ$ , Heinrich et al., 2001) и относительно большим для потоков гравия ( $20\text{--}40^\circ$ , Le Friant et al., 2003). Часто динамический угол трения оценивается сравнением реальных данных и результатов численного моделирования. В частности, для пирокластического потока 26.12.1997 (долина реки Уайт) вулкана Суфриер-Хиллс были протестированы значения  $\varphi$  от  $13^\circ$  до  $35^\circ$ , в результате чего величина угла  $13\text{--}14.5^\circ$  была предложена в качестве оптимальной (Voight et al., 2002; Heinrich et al., 2001). Что касается вулкана Монтань-Пеле на о. Мартиника (расположенного в 240 км к югу от о. Монтсеррат), угол динамического трения был оценен в  $6.6^\circ$  для события 9000 ВР, согласно натурным наблюдениям (Le Friant et al., 2003); впоследствии этот параметр был принят равным  $7^\circ$  для численного моделирования (Le Friant et al., 2003). Отметим, что в этих работах движение оползневых потоков связывается с малыми значениями угла трения (Heinrich et al., 2001; Le Friant et al., 2003). На основе этих данных и с учетом особенностей склонов вулкана Суфриер-Хиллс, в настоящей работе динамический угол трения принимается равным  $8^\circ\text{--}17^\circ$ .

Рассмотрим движение пирокластического потока с вулкана Суфриер-Хиллс в наиболее характерных направлениях, показанных линиями на рис. 1.2.2.

**Направление реки Tap.** Согласно геофизическим исследованиям подводных склонов вблизи о. Монтсеррат, вулканические отложения расположены в море на расстоянии 15 км от долины реки Tap (Deplus et al., 2001). 29 июля 2001 года во время сильных осадков были зарегистрированы пирокластические потоки малых объемов в направлении реки Tap, которые усилились 5 часов спустя после обрушения купола (Herd et al., 2005). В общей сложности с ноября 1999 по июль 2003 года было зарегистрировано три масштабных обрушения купола; в июле 2003 года сход потока в море вызвал цунами (Пелиновский и др., 2004; Pelinovsky et al., 2004). По данным вулканической обсерватории о. Монтсеррат, небольшие по объему пирокластические потоки спускались в долину Тьютс Гот в ноябре–декабре 2009 года (MVO, 2011).

Исходная аппроксимация профиля каньона, по которому сходили пирокластические потоки в направлении реки Тар с разрешением 3 угловые секунды ( $\approx 250$  м), показана на рис. 1.2.3а. Будем использовать предложенные выше значения начальной скорости и динамического угла трения, чтобы изучить особенности движения потока. Критический угол трения согласно расчетам равен  $12^\circ$ – $15.5^\circ$  (рис. 1.2.3б), и значит, при прочих равных условиях поток останавливается, когда угол трения больше критического. К примеру, поток не доходит до берега, если его начальная скорость равна 33 м/с, а угол трения превышает  $13^\circ$ . На основе проведенных расчетов, можно получить эмпирическую формулу для оценки критического угла трения, когда поток останавливается

$$\varphi_c = 0.3 \cdot v_{int} + 2.5, \quad R = 0.94, \quad (1.2.7)$$

где  $v_{int}$  измеряется в м/с,  $\varphi_c$  – в градусах, здесь и далее  $R$  – коэффициент корреляции.

Ключевые параметры пирокластического потока (время спуска и скорость на входе в море) для исходной аппроксимации склона горы показаны на рис. 1.2.3в,г для трех значений начальной скорости (30, 35 и 40 м/с) в зависимости от значений динамического угла трения  $\varphi$ , которые меняются от  $8^\circ$  до  $17^\circ$ . Как видно из рис. 1.2.3в, в рамках предложенной модели время спуска пирокластического потока не превышает 2 минут. Эмпирическое выражение для времени спуска в данном направлении имеет вид

$$T_{Tar\ River} = 5 \cdot \varphi + 13, \quad R = 0.79, \quad (1.2.8)$$

где  $T$  в секундах, угол трения  $\varphi$  в градусах. Согласно расчетам, поток с начальной скоростью 30–35 м/с останавливается еще на вершине. Во всех случаях скорость на входе в море непревышает 100 м/с, рис. 1.2.3г. Скорость потока на входе в воду может быть представлена аппроксимирующей кривой

$$v_{Tar\ River} = -10 \cdot \varphi + 175, \quad R = 0.98, \quad (1.2.9)$$

где  $v$  измеряется в м/с, угол трения  $\varphi$  в градусах.

**Направление Тьютс Гот.** Начиная с 1995 года многочисленные пирокластические потоки спускались именно на северную часть острова (Calder et al., 2002). В частности, после продолжительного извержения в конце ноября 2009 года потоки сошли на расстояние 2 км

по склону Тьютс Гот (MVO, 2009). Каньон Тьютс Гот, расположенный неподалеку от долины реки Тар, имеет те же особенности, что и каньон реки Тар, а именно зону слабого наклона в 500 м от вершины, которая замедляют движение пирокластического потока (рис. 1.2.4а). В целом, данный каньон довольно пологий, средний угол его наклона к горизонту равен  $15^\circ$  (NMSS, 2011). По аналогии с предыдущим случаем, рассмотрим параметры потока в данном направлении. Критический угол трения меняется от  $15^\circ$  до  $16.5^\circ$ , оставаясь постоянным для скорости более 34 м/с, рис. 1.2.4б. Расстояние до берега, равное 3200 м, преодолевается за 50–100 секунд (рис. 1.2.4в). Подчеркнем, что этого времени крайне мало для объявления сигнала тревоги и эвакуации населения.

Время схода пирокластического потока можно аппроксимировать как функцию от угла трения

$$T_{Tuitts\ Ghaut} = 6 \cdot \varphi - 6, \quad R = 0.82, \quad (1.2.10)$$

где  $T$  в секундах, угол трения  $\varphi$  в градусах. Расчеты показывают, что на берегу скорость потока варьируется от 30 до 100 м/с для разных начальных условий (рис. 1.2.4г). Учитывая, что пирокластические потоки не достигли берега в ноябре–декабре 2009 года (MVO, 2011), логично предположить, что или реальный угол трения превышает  $16^\circ$ , или начальная скорость была меньше 30 м/с. Отметим, что скорость потока на входе в воду аппроксимируется в виде

$$v_{Tuitts\ Ghaut} = -9 \cdot \varphi + 175, \quad R = 0.97, \quad (1.2.11)$$

где  $v$  измеряется в м/с, угол трения  $\varphi$  в градусах.

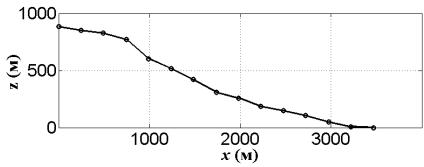
Аналогично рассмотрено направление реки Уайт, куда в декабре 1997 года спустился пирокластический поток объема  $55 \cdot 10^6$  м<sup>3</sup> (Calder et al., 2002); это событие генерировало цунами высотой 3 м в бухте Олд Бэй (Heinrich et al., 1998; O’Loughlin et al., 2003; Pararas-Carayannis, 2004), см. рис. 1.2.2. Это цунами активно изучалось в (Heinrich et al., 1998, 2001) и, согласно (Пелиновский и др., 2004; Pelinovsky et al., 2004), могло достичь соседнего острова (Гваделупа), расположенного в 50 км. Позднее, в октябре–декабре 2009 года вулканические потоки спустились по склону на 3 км по долине реки Уайт (MVO, 2011).

Используя описанный выше метод, рассматривается также направление Плимута. Напомним, что извержение вулкана Суфриер-Хиллс 1997 года уничтожило столицу

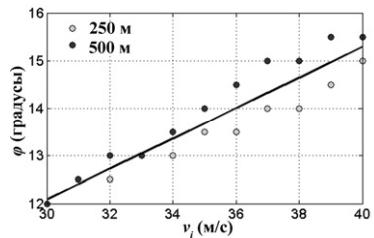
о. Монтсеррат, город Плимут, сделало необитаемым половину острова, и вызвало массовые эвакуации – остров покинуло 2/3 населения. С июня 1999 года пирокластический поток в этом направлении был зарегистрирован только раз, 8 января 2007 года в районе долины Гадж, рис. 1.2.2 (MVO, 2011).

Выделим теперь некоторые общие особенности движения пирокластических потоков с вулкана Суфриер-Хиллс для четырех рассмотренных характерных направлений (рис. 1.2.5а). Критический угол трения  $\varphi$  оценивается эмпирически для профилей исходного разрешения (250 м): он меняется от  $12^\circ$  (направление реки Тар) до  $16.5^\circ$  (Тьютс Гот), рис. 1.2.5б. В направлении Тьютс Гот, которое характеризуется практически постоянным углом наклона к горизонту, вулканический поток спускается ближе всего к берегу. Отметим, что именно это и произошло в октябре – ноябре 2009 года (MVO, 2011). Быстрее всего поток движется в направлении реки Уайт, рис. 1.2.5в. Интересно заметить, что полученные в рамках данной модели оценки критического угла трения согласуются с результатами «жидкой модели» (Heinrich et al., 2001), о которой мы будем говорить в следующих двух параграфах. Ранее время спуска пирокластических потоков от вулкана о. Монтсеррат было оценено в 60 секунд для события 1997 года в направлении реки Уайт (Heinrich et al., 2001). На основе жидкой модели с учетом кулоновского трения было показано, что время спуска не превышает 2 минут (Heinrich et al., 2001), что близко к нашим результатам в рамках «твердой» модели. Белотти и др. (Bellotti et al., 2009) изучали особенности системы оповещения цунами для небольших вулканических островов и пришли к выводу, что время, необходимое для обнаружения цунами и передачи сигнала тревоги, составляет всего несколько минут, что делает задачу оповещения фактически невыполнимой.

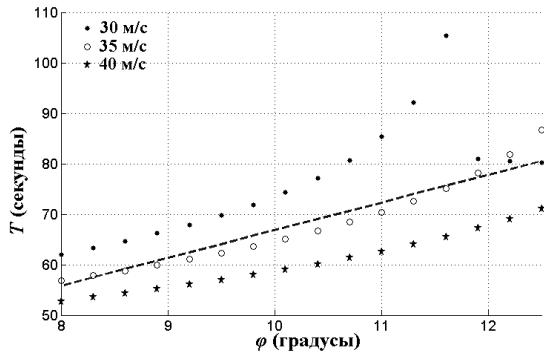
Остановимся более подробно на скорости входа потока в воду (рис. 1.2.5г), этот параметр особенно важен для задачи генерации цунами вулканическими потоками. Ранее в рамках «жидкой» модели было получено значение 80 м/с (Heinrich et al., 2001), что близко к нашим вычислениям. Отметим, что Хейнрич и др. (Heinrich et al., 1998), изучавшие цунами от пирокластического потока вулкана Суфриер-Хиллс, принимали начальную скорость волн равной 25–55 м/с. Это согласуется с оценками, полученными в рамках «твердой» модели для относительно большой начальной скорости потока (35–40 м/с) и среднего угла трения ( $13^\circ$ – $15^\circ$ ). Интересно, что ключевые параметры потока мало отличаются для различных направлений, за исключения угла трения, который меняется от  $12^\circ$  до  $16.5^\circ$ . Предложенные здесь результаты, сделанные на основе простой теоретической модели, удобны для экспресс-оценок ключевых параметров потока, необходимых для вычисления возможных цунами оползневого происхождения.



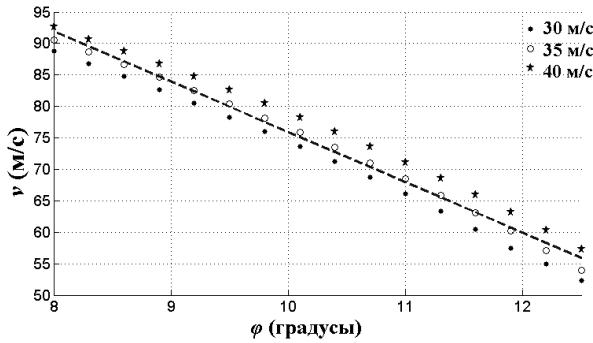
а)



б)

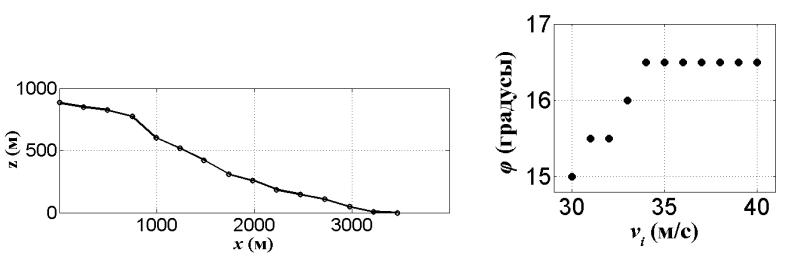


в)



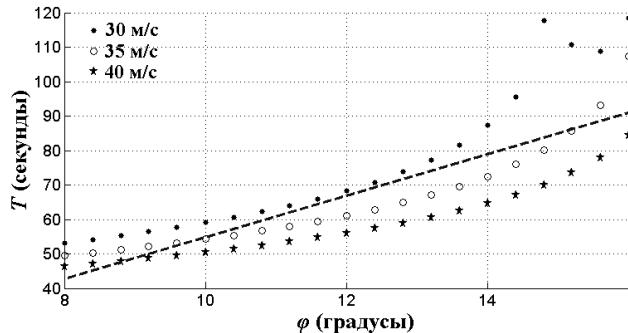
г)

Рис. 1.2.3. Ключевые параметры пирокластического потока в направлении реки Тар: исходная аппроксимация профиля каньона (а), критический угол (б), время спуска (в), скорость на входе в воду (г)

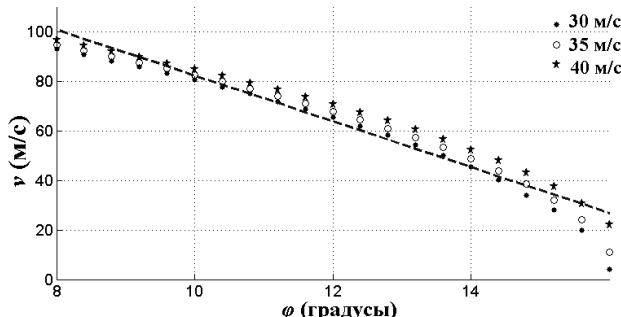


a)

б)



в)



г)

Рис. 1.2.4. Ключевые параметры пирокластического потока в направлении Тьютс Гот: исходная аппроксимация профиля каньона (а), критический угол (б), время спуска (в), скорость на входе в воду (г)

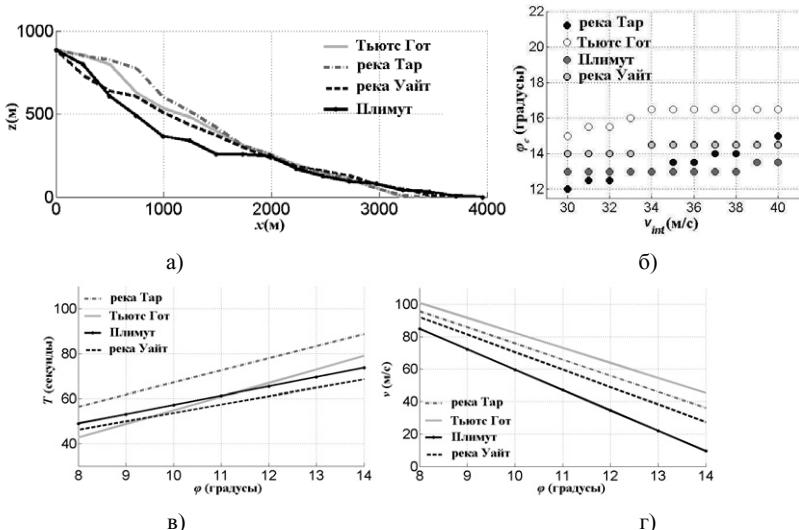


Рис. 1.2.5. Параметры потока в характерных направлениях: исходные аппроксимации профилей (а), критический угол трения (б), время спуска оползня (в), скорость оползня на входе в воду (д)

Рассмотренные здесь оценки получены для вулкана Суфиер-Хиллс, о. Монтсеррат, где пирокластические потоки часто сходят в воду, меняя береговую линию (рис. 1.2.6а). Такие оценки могут применяться и для потоков другого типа, например, для потоков лавы, которые сходят в настоящее время с вулкана Пик Сарычева, Курильские острова (рис. 1.2.6б).



Рис. 1.2.6. Вулканические потоки с вулкана Суфиер-Хиллс, о. Монтсеррат в 2010 году (MVO, 2011) (а) и с вулкана Пик Сарычева, Курильские острова в 2009 году (Гришин и др., 2010) (б)

Результаты, изложенные в этом параграфе, доложены на Генеральной Ассамблее Европейского геофизического союза в 2010 году (Н-24).

### 1.3 Нелинейная динамика «жидкого» оползня: точные решения

Модель «твёрдого» оползня, однако, является слишком грубой для описания геофизических потоков. Материал оползня состоит из сыпучих веществ и включает в себя камни различного диаметра. В потоках, сходящихся со склонов вулканов (так называемых пирокластических потоков), присутствуют также газы и высокотемпературные фракции. О таких потоках говорят как о потоках со сложной реологической структурой. Отметим, что внутренняя структура гравитационного потока может сопровождаться неустойчивостью и приводить к формированию нелинейных структур (Куликовский и др., 1973; Гончаров и др., 2010; Aranson et al., 2008). Тем не менее, в первом приближении такие потоки можно рассматривать как «жидкие», чья вертикальная структура зависит от внутреннего трения. Ряд моделей такого рода содержатся, например, в книге (Pudasaini et al., 2007). Имея в виду связь с задачами механики жидкости, здесь мы рассмотрим одну такую модель, называемую моделью Саваге-Хутера. В рамках этой модели поток по вертикали рассматривается однородным (внутреннее трение отсутствует, как в идеальной жидкости), а все трение сосредоточено на границе гравитационного потока и подстилающей поверхности, причем в первом приближении трение описывается кулоновским законом. В результате, уравнения «жидкого» оползня почти полностью совпадают с уравнениями мелкой воды (Григорян, 1983; Pudasaini et al., 2007; Руденко и др., 2007; Эглит, 2009)

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} + w \frac{\partial h}{\partial y} = 0, \quad (1.3.1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial y} + g \cos \theta \frac{\partial h}{\partial x} = g \sin \theta_x - \mu g \cos \theta \frac{u}{\sqrt{u^2 + w^2}}, \quad (1.3.2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial y} + g \cos \theta \frac{\partial h}{\partial y} = g \sin \theta_y - \mu g \cos \theta \frac{w}{\sqrt{u^2 + w^2}}, \quad (1.3.3)$$

где  $h(x, y)$  – высота потока,  $u$  и  $w$  – усредненные по глубине проекции скорости течения,  $g$  – ускорение силы тяжести,  $\theta$  и  $\theta_y$  – углы наклона поверхности скольжения,  $\mu = \operatorname{tg}(\varphi)$  и  $\varphi$  – как и ранее, коэффициент кулоновского трения и динамический угол трения соответственно; динамический угол трения подробно обсуждался в параграфе 1.2.

Уравнения (1.3.1) – (1.3.3) отличаются от известных уравнений мелкой воды только диссипативным членом, который для воды обычно принимается в виде квадратичного трения. Эти так называемые уравнения Сан-Венана также популярны для описания лавинных процессов (Bouchut et al., 2003, 2004), но здесь не будут рассматриваться. На практике описать и параметризовать диссипативные процессы для оползней и лавин весьма трудно (Pudasaini et al., 2007). В случае кулоновского трения имеется только один эмпирический параметр (динамический угол трения  $\varphi$ ), и настоящая модель удобна как для предсказания возможных, так и для анализа исторических событий (Pirulli et al., 2008).

В реальных условиях оползни и лавины движутся в каналах (горные долины, морские каньоны), рис. 1.3.1.



Рис. 1.3.1. Пирокластический поток 2 декабря 2008 с вулкана Суфриер-Хиллс, о. Монтсеррат, Карибское море (MVO, 2011). Ясно видны горные ущелья, в которых распространяются лавины

Если ось канала представляет собой прямую линию, то поток в узком канале почти однороден по сечению, и двумерные уравнения (1.3.1)–(1.3.3) могут быть сведены к одномерным (Pudasaini et al., 2007)

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (S u) = 0, \quad (1.3.4)$$

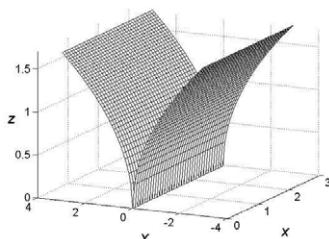
$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \cos \theta \frac{\partial h}{\partial x} = g \sin \theta - \mu g \cos \theta \operatorname{sgn} u, \quad (1.3.5)$$

где  $S(x, t)$  – площадь поперечного сечения, занятого потоком,  $h(x, t)$  – высота потока вдоль оси канала, и  $u(x, t)$  – средняя скорость потока. В этом случае имеется аналогия с гидравлическим описанием движения воды в трубах и каналах (Стокер, 1959). Для замыкания этой системы примем, что канал в поперечном сечении имеет «параболическую» форму

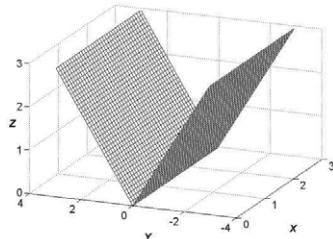
$$z(y) = k|y|^m, \quad (1.3.6)$$

здесь  $k$  и  $m$  – положительные константы (рис. 1.3.2), и площадь поперечного («живого») сечения описывается уравнением

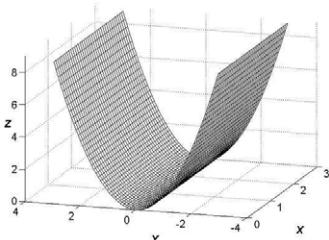
$$S = \frac{2m}{(m+1)k^{1/m}} h^{(m+1)/m}. \quad (1.3.7)$$



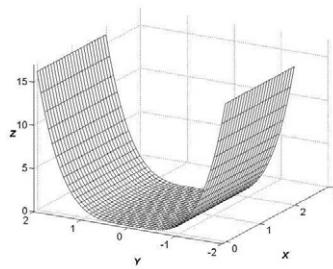
а)



б)



в)



г)

Рис. 1.3.2. Различные формы сечения канала:  $m = 0.5$  (а),  $m = 1$  (б),  $m = 2$  (в),  $m = 4$  (г)

В результате, уравнение (1.3.4) заменяется на

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{m}{m+1} h \frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad (1.3.8)$$

и система уравнений (1.3.5)–(1.3.8) становится замкнутой. От классической одномерной модели Саваге–Хуттера, которая описывает поток на плоскости, она отличается постоянным коэффициентом  $m/(m+1)$ , и может быть сведена к ней при  $m \rightarrow \infty$ , когда канал становится прямоугольным ( $S \sim h$ ).

В дальнейшем наклон канала предполагается постоянным и достаточным для начала движения потока ( $\theta > \phi$ ). В этом случае  $u > 0$  всюду и уравнение (1.3.5) имеет вид

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \cos \theta \frac{\partial h}{\partial x} = g \sin \theta - \mu g \cos \theta. \quad (1.3.9)$$

Нелинейная система уравнений (1.3.8)–(1.3.9) является гиперболической с постоянными коэффициентами, как в случае волн на воде над наклонным дном (Стокер, 1959; Carrier et al., 1958; Zahibo et al., 2006; Choi et al., 2008). Поэтому многие решения этой системы могут быть получены стандартным путем. В частности, Римановы инварианты находятся явно:

$$I_{\pm} = u \pm 2 \sqrt{\frac{m+1}{m} gh \cos \theta - \alpha g t}, \quad (1.3.10)$$

где

$$\alpha = \sin \theta - \mu \cos \theta > 0, \quad (1.3.11)$$

что позволяет переписать систему (1.3.1) – (1.3.2) в форме

$$\frac{\partial I_{\pm}}{\partial t} + c_{\pm} \frac{\partial I_{\pm}}{\partial x} = 0, \quad (1.3.12)$$

с характеристическими скоростями

$$c_{\pm} = \frac{3m+2}{4(m+1)} I_{\pm} + \frac{m+2}{4(m+1)} I_{\mp} + \alpha g t . \quad (1.3.13)$$

Система уравнений типа (1.3.12)-(1.3.13) изучалась в теории волн на воде (Стокер, 1959; Carrier et al., 1958; Zahibo et al., 2006; Choi et al., 2008), где, однако, кулоновское трение не рассматривалось, и наклон дна предполагался малым. Различна обычно и постановка задачи: в волнах на воде начальные условия соответствуют линейным или слабо-нелинейным волнам далеко от берега, в то время как в гравитационных потоках нелинейность всегда сильная. Поэтому «потоковые» решения не могут быть получены непосредственно из «водных».

Высота потока вдоль оси канала  $h(x, t)$  и средняя скорость потока  $u(x, t)$  рассчитываются из уравнений 1.3.10), а направленная вниз компонента скорости ( $gat$ ) исключается заменой

$$u(x, t) = g\alpha t + v(x, t) . \quad (1.3.14)$$

$$v(x, t) = \frac{I_+ + I_-}{2} , \quad (1.3.15)$$

$$h = \frac{m}{16g \cos \theta (m+1)} (I_+ + I_-)^2 , \quad (1.3.16)$$

где параметр  $\alpha > 0$  зависит от угла наклона и коэффициента трения, см. уравнение (1.3.11). При переходе к системе координат, движущейся равноускоренно, система уравнений (1.3.12) сводится к нелинейной системе с постоянными коэффициентами

$$\frac{\partial J_{\pm}}{\partial t} + C_{\pm} \frac{\partial J_{\pm}}{\partial X} = 0 , \quad (1.3.18)$$

где преобразованные инварианты Римана имеют вид

$$J_{\pm} = v \pm 2 \sqrt{\frac{m+1}{m} gh \cos \theta}, \quad (1.3.19)$$

а преобразованные характеристические скорости представлены в форме

$$C_{\pm} = \frac{3m+2}{4(m+1)} J_{\pm} + \frac{m+2}{4(m+1)} J_{\mp}. \quad (1.3.20)$$

После произведенных модификаций направленная вниз компонента скорости (*gat*) не входит в полученную систему уравнений (1.3.18) – (1.3.20). В отличие от плоского случая добавлен новый параметр  $m$ , который характеризует поперечное сечение канала. Уравнения (1.3.18) – (1.3.20) являются основными уравнениями оползневого потока в наклоненных каналах параболического сечения.

**Римановы волны.** Рассмотрим сначала частные решения системы (1.3.18) при  $J_- = 0$ , что ведет к следующему соотношению между скоростью частиц потока  $v$  в сопровождающей системе отсчета и высотой потока

$$v(x, t) = 2 \sqrt{\frac{m+1}{m} gh \cos \theta}. \quad (1.3.21)$$

Это решение позволяет привести уравнение (1.3.18) для  $J_+$  к нелинейному уравнению в частных производных первого порядка

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial t} + \Gamma \frac{\partial \Gamma}{\partial X} = 0, \quad (1.3.22)$$

где

$$\Gamma = \frac{3m+2}{2(m+1)} v(X, t) \quad (1.3.23)$$

нормированная скорость частиц потока. Решение уравнения (1.3.22) записывается в форме волны Римана (Стокер, 1959; Островский и др., 2003; Уизем, 1977; Станюкович, 1971; Ландау и др., 1986; Руденко и др., 1975).

$$\Gamma(x,t) = \Gamma_0(X - \Gamma t), \quad (1.3.24)$$

где  $\Gamma_0(X)$  описывает форму оползня в продольном сечении в начальный момент времени (а именно,  $\sqrt{h_0(X)}$ ).

В исходной системе координат решение (1.3.24) имеет ясный физический смысл: оползень скатывается вниз под действием силы тяжести, уменьшенной силой трения, и укручивается на фронте. Решения типа (1.3.24) уже находились для оползневых потоков над наклонной плоскостью ( $m = \infty$ ) без сухого трения (Руденко и др., 2007) и для волн на воде в проливах (Пелиновский и др., 1993; Zahibo et al., 2008). Полученное здесь решение учитывает и наклон канала параболического сечения, и кулоновское трение.

Нелинейная динамика оползневых потоков в рамках (1.3.24) может быть исследована для произвольного начального распределения высоты в продольном направлении. В настоящей работе рассмотрен пример параболического сечения в начальный момент времени. В этом случае распределение скорости имеет треугольную форму (поскольку  $\Gamma_0(X) \sim \sqrt{h_0(X)}$ ), при этом в начальный момент фронтальная и задняя часть одинаковы, рис. 1.3.3а. В системе координат, движущейся равнускоренно, «перестроение» потока в продольном направлении описывается аналитически:

$$\frac{\Gamma(X,t)}{\Gamma_{00}} = \begin{cases} \frac{X + L/2}{\Gamma_{00}t + L/2} & -L/2 < X < \Gamma_{00}t \\ \frac{X - L/2}{\Gamma_{00}t - L/2} & \Gamma_{00}t < X < L/2, \end{cases} \quad (1.3.25)$$

где  $L$  длина потока,  $\Gamma_{00}$  максимальная скорость в его центре. Со временем, крутизна переднего фронта увеличивается, а заднего – уменьшается:

$$s(t) = \frac{s_0}{1 \mp s_0 t}, \quad (1.3.26)$$

где  $s_0 = d\Gamma_0/dx$  начальная крутизна, а  $\mp$  соответствуют заднему и переднему фронту.

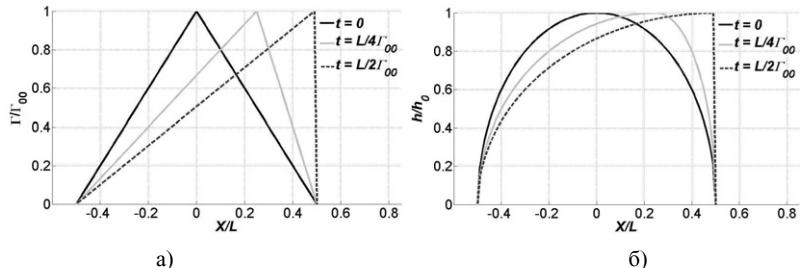


Рис. 1.3.3. Распределение скорости (а) и высоты (б) потока в продольном направлении в различные моменты времени (вид сбоку)

Динамика потока в продольном направлении описывается следующим уравнением, полученным из (1.3.25)

$$h(X,t) = h_0 \begin{cases} \left[ 1 - \frac{(X - \Gamma_{00}t)^2}{(-L/2 - \Gamma_{00}t)^2} \right] & -L/2 < X < \Gamma_{00}t \\ \left[ 1 - \frac{(X - \Gamma_{00}t)^2}{(L/2 - \Gamma_{00}t)^2} \right] & \Gamma_{00}t < X < L/2, \end{cases} \quad (1.3.27)$$

как показано на рис. 1.3.3б.

Рассмотрим влияние поперечного сечения наклоненного канала на динамику оползневого потока. Как следует из уравнения (1.3.21), при уменьшении  $m$  скорость частиц увеличивается. К примеру, в канале параболического сечения ( $m = 2$ ) эта скорость в  $(1.5)^{1/2} = 1.225$  раз больше, чем на плоскости; для треугольного сечения ( $m = 3$ ) этот фактор составляет  $2^{1/2} = 1.414$ . В результате оползни одинаковой высоты деформируются быстрее в узких каналах ( $m \rightarrow 0$ ), и значит, оползневой поток обладает большей энергией. Пространственная структура оползня, рассчитанная из уравнения (1.3.6) зависит от формы поперечного сечения канала (рис. 1.3.4).

Приведенные здесь решения справедливы на ограниченных временах. За конечное время фронт оползня становится вертикальным и начинает обрушаться. Время обрушения легко находится в явном виде

$$T_{br} = \frac{L}{2T} = \frac{L\sqrt{m(m+1)}}{2(3m+2)\sqrt{gh_0} \cos \theta}, \quad (1.3.28)$$

что соответствует бесконечной крутизне фронта.

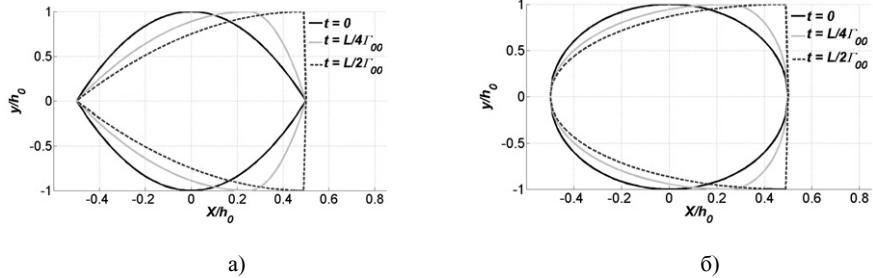


Рис. 1.3.4. Контуры оползня в различные моменты времени в (а) канале треугольного ( $m = 1$ ) и (б) параболического ( $m = 2$ ) сечений (вид сверху)

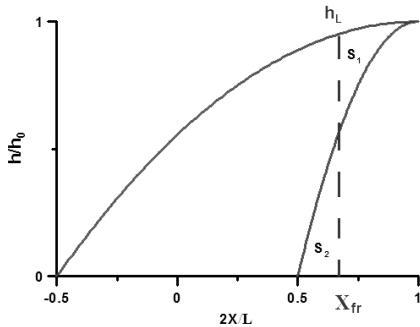


Рис. 1.3.5. Форма оползня до и после обрушения в продольном сечении, пунктирная линия соответствует положению фронта

Время обрушения зависит от высоты оползня и угла наклона канала к горизонту. Оно зависит также от формы поперечного сечения канала, и уменьшается для узких каналов ( $m \rightarrow 0$ ). Интересно отметить, что время обрушения не зависит от коэффициента кулоновского трения, однако дистанция, проходимая оползнем до обрушения, конечно же, зависит от него. После обрушения решение (1.3.27) формально не работает, и обрушенная область должна заменяться скачком. «Технология» вычисления положения скачка хорошо известна в газодинамике и нелинейной акустике (Стокер, 1959; Уизем, 1977), она применялась для оползней в работе (Руденко и др., 007). В соответствие с этим подходом расположение фронта определяется из условия  $S_1 = S_2$ , как показано на рис. 1.3.5. Согласно закону сохранения массы, со временем высота оползня уменьшается, а его длина

увеличивается. Для больших времен, высота и длина оползня удовлетворяют следующему асимптотическому выражению

$$X_{fr} \approx \sqrt{\frac{2L\Gamma_{00}t}{3}}, \quad h_L \approx h_0 \sqrt{\frac{8}{3\Gamma_{00}t}}. \quad (1.3.29)$$

Таким образом, изначально параболическая форма оползня преобразуется в треугольную.

**Задача о разрушении плотины.** Хорошо известно аналитическое решение для задачи о разрушении плотины над горизонтальным (Стокер, 1959) и наклонным дном (Mangeney et al., 2000). Недавно было дано аналитическое решение этой задачи в двухслойной жидкости (Карабут и др., 2008). Рассматриваемая здесь система уравнений для оползневого потока в наклонном канале параболической формы (1.3.18) также может быть сведена к уравнениям, используемым в книге (Стокер, 1959). Для этого введем новую переменную, которая имеет размерность скорости

$$c = \sqrt{\frac{m+1}{m} gh \cos \theta}. \quad (1.3.30)$$

Система уравнений (1.3.18) может быть переписана в форме

$$\frac{\partial}{\partial t}(v \pm 2c) + (v \pm c) \frac{\partial}{\partial X}(v \pm 2c) = 0, \quad (1.3.31)$$

и уравнения (1.3.31) ничем не отличаются от уравнений, рассматриваемых в (Стокер, 1959; Mangeney et al., 2000).

В рамках задачи о разрушении плотины в наклонном канале начальное условие ( $t = 0$ ) имеет вид:

$$u(x,0) = 0 \quad h(x,0) = \begin{cases} h_0 & x < 0 \\ 0 & x > 0. \end{cases} \quad (1.3.32)$$

В новых переменных уравнение (1.3.32) сводится к

$$v(X,0) = 0, \quad c(X,0) = \begin{cases} c_0 & X < 0 \\ 0 & X > 0, \end{cases} \quad (1.3.33)$$

что соответствует начальным условиям в задаче о разрушении плотины над ровным дном (Стокер, 1959). Следовательно, аналитическое решение, полученное ранее в (Стокер, 1959), может быть использовано для задачи о разрушении плотины над наклонным дном с учетом кулоновского трения. Заметим, что впервые для одномерной геометрии это решение было получено Mangeney et al. (2000).

Классическое решение этой задачи, описанное в (Стокер, 1959), имеет вид

$$c(X,t) = \begin{cases} c_0 & X < -c_0 t \\ \frac{1}{3} \left( 2c_0 - \frac{X}{t} \right) & -c_0 t < X < 2c_0 t, \\ 0 & 2c_0 t < X \end{cases} \quad (1.3.34)$$

$$v(X,t) = \begin{cases} 0 & X < -c_0 t \\ \frac{2}{3} \left( c_0 + \frac{X}{t} \right) & -c_0 t < X < 2c_0 t, \\ 2c_0 & 2c_0 t < X \end{cases} \quad (1.3.35)$$

Фронт оползня движется с максимальной скоростью  $2c_0$  (в равноускоренной системе координат), и область неподвижного оползня отодвигается со скоростью  $-c_0$ . Скорость потока внутри переходной области меняется линейно, возрастаая к фронту оползня.

Скорость обрушения плотины  $c_0$  зависит от поперечного сечения канала и его наклона:

$$c_0 = \sqrt{\frac{m+1}{m} g h_o \cos \theta}. \quad (1.3.36)$$

Процесс разрушения плотины, будучи не зависимым от трения, более интенсивен для оползней в слабо-наклоненных узких ( $m \rightarrow 0$ ) каналах. Трение, в свою очередь, оказывает

влияние на ускорение оползня. Как следует из (1.3.35), форма оползня в продольном сечении имеет вид:

$$h(X, t) = \begin{cases} h_0 & X < -c_0 t \\ \frac{h_0}{9} \left( 2 - \frac{X}{c_0 t} \right)^2 & -c_0 t < X < 2c_0 t \\ 0 & 2c_0 t < X. \end{cases} \quad (1.3.37)$$

С течением времени фронтальная часть оползня становится более гладкой (рис. 1.3.6), и здесь нет обрушения в любой момент времени. Кажется, что решения двух задач, приведенных выше, находятся в противоречии друг с другом: в первом случае фронт обязательно обрушивается, а во втором – остается гладким. Принципиальная разница между ними связана с распределением скорости течения внутри оползня: в первом случае скорость течения нарастает от края оползня, а во втором – она максимальна в крайней точке. Поэтому в первом случае задние частицы оползня «налезают» на передние, а во втором – отстают от них.

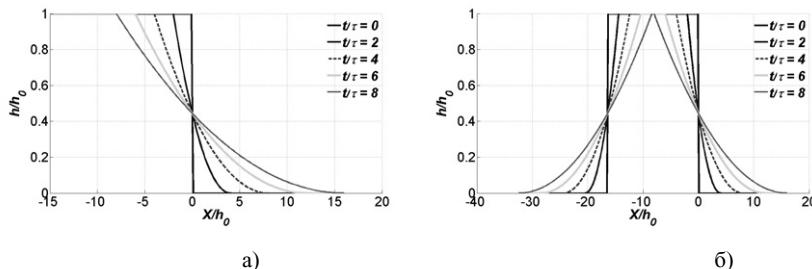


Рис. 1.3.6. Контур оползня в рамках задачи о разрушении плотины для различных моментов времени (а), эволюция оползня в продольном сечении (б) для «ступенчатой» начальной формы оползня ( $\tau = h_0/c_0$ ) (вид сбоку)

Задача о разрушении плотины обычно рассматривается для полубесконечной среды. В случае оползня конечной длины, описанное выше решение справедливо для обоих концов оползня до тех пор, пока его склоны разделены между собой. Когда оползень имеет форму «холма» длиной  $L$ , изменение его заднего фронта может быть получено из уравнения для переднего фронта (1.3.37) заменой  $X$  на  $-(X + L)$  и  $c_0$  на  $-c_0$ :

$$h(X, t) = \begin{cases} h_0 & X + L > c_0 t \\ \frac{h_0}{9} \left( 2 + \frac{X + L}{c_0 t} \right)^2 & -2c_0 t < X + L < c_0 t \\ 0 & X + L < -2c_0 t \end{cases} \quad (1.3.38)$$

Эволюция оползня показана на рисунке 1.3.6б для  $L/h_0 = 16.4$ , в случае оползня конечной длины, описанное выше решение справедливо для обоих концов оползня до тех пор, пока его склоны разделены между собой. Пространственная эволюция такого оползня показана на рис. 1.3.7 для каналов треугольного и параболического сечений. В треугольном канале ( $m = 1$ ) концы оползня имеют клювовидную форму, а в параболическом канале ( $m = 2$ ) оползень приобретает ромбовидные очертания. Форма канала влияет также на темпы «расплывания» оползня (при той же высоте). Кулоновское трение влияет только на ускорение оползня и не влияет на темпы его «расплывания».

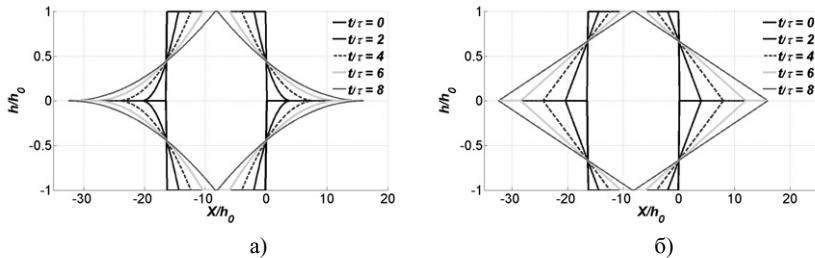


Рис. 1.3.7. Эволюция прямоугольного оползня в (а) канале треугольного ( $m = 1$ ) и (б) параболического ( $m = 2$ ) сечений (вид сверху)

**Решения вида М-волна и параболическая шапка.** Когда начальная длина оползня относительно мала, эволюция его контура описывается автомодельными решениями вида параболическая шапка и М-волна. Такие решения для плоского оползня были найдены в (Savage et.al., 1989, 1991) и описаны в книге (Pudasaini et al., 2007). Данные решения могут быть найдены для наклонного канала параболического сечения, для этого удобно вновь использовать систему координат, движущуюся равноускоренно (1.3.17), и преобразованную скорость (1.3.15). В этом случае исходные уравнения (1.3.8) – (1.3.9) имеют форму

$$\frac{\partial h}{\partial t} + v \frac{\partial h}{\partial X} + \frac{m}{m+1} h \frac{\partial v}{\partial X} = 0, \quad (1.3.39)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial X} + g \cos \theta \frac{\partial h}{\partial X} = 0. \quad (1.3.40)$$

Автомодельное решение находится в виде

$$h(\xi, t) = \frac{1}{t^a} F(\xi), \quad v(\xi, t) = \frac{1}{t^b} G(\xi), \quad \xi = \frac{X}{t^f}, \quad (1.3.41)$$

где функции  $F$ ,  $G$  и константы  $a$ ,  $b$ ,  $f$  должны быть определены. Первое соотношение между константами может быть получено из закона о сохранении массы оползня (1.3.39) или из (1.3.4) и (1.3.7). Имеем

$$\int_{-\infty}^{+\infty} h^{m+1/m}(X, t) dX = \text{const}, \quad (1.3.42)$$

и

$$f = a \frac{m+1}{m}. \quad (1.3.43)$$

После подстановки (1.3.41) в (1.3.39) и (1.3.40), получаем систему уравнений

$$-aF - f\xi \frac{dF}{d\xi} + t^{-b-f+1} \left[ G \frac{dF}{d\xi} + \frac{m}{m+1} F \frac{dG}{d\xi} \right] = 0. \quad (1.3.44)$$

$$-bG - f\xi \frac{dG}{d\xi} + t^{-b-f+1} G \frac{dF}{d\xi} + t^{-a-f+b+1} g \cos \theta \frac{dF}{d\xi} = 0. \quad (1.3.45)$$

Теперь перед нами система обыкновенных дифференциальных уравнений, и все константы становятся определенными

$$a = \frac{2m}{3(m+1)}, \quad b = \frac{m}{3m+2}, \quad f = \frac{2(m+1)}{3m+2}. \quad (1.3.46)$$

Это позволяет интегрировать уравнение (1.3.44)

$$[-f\xi + G(\xi)]F^{m+1/m}(\xi) = \text{const.} \quad (1.3.47)$$

Одно из решений соответствует нулевой константе в (1.3.47), что определяет скорость

$$G(\xi) = \frac{2(m+1)}{3m+2}\xi. \quad (1.3.48)$$

Уравнение (1.3.48) позволяет упростить (1.3.45)

$$g \cos \theta \frac{dF}{d\xi} = bf\xi, \quad (1.3.49)$$

которое теперь легко интегрируется

$$F(\xi) = F_0 + \frac{m(m+1)}{g \cos \theta (3m+2)^2} \xi^2. \quad (1.3.50)$$

В итоге, автомодельное решение имеет вид

$$h(\tilde{X}, T) = h_0 \left[ T^{-\frac{2m}{3m+2}} + \frac{m(m+1)}{(2m+2)^2} \left( \frac{\tilde{X}}{T} \right)^2 \right], \quad (1.3.51)$$

$$v(X, t) = 2\sqrt{gh_0 \cos \theta} \frac{m+1}{3m+2} \frac{\tilde{X}}{T}. \quad (1.3.52)$$

где

$$h_0 = \frac{F_0^{\frac{1+m}{2}}}{(g \cos \theta)^{\frac{m}{2}}}, \quad \tilde{X} = \frac{X}{h_0}, \quad T = t \sqrt{\frac{g \cos \theta}{h_0}}. \quad (1.3.53)$$

Полученное решение (1.3.53) в случае  $m \rightarrow \infty$  переходит в М-волну, найденную в (Savage et al., 1989) и описанную в (Pudasaini et al., 2007). Как следует из (1.3.53), форма оползня в продольном сечении одинакова для всех значений  $m$  и  $T$ . Эволюция оползня в канале параболической формы показана на рис. 1.3.8а, со временем форма оползня сглаживается. Форма поверхности оползня в продольном направлении описывается растущей параболой для любого сечения канала (рис. 1.3.8б). Данное автомодельное решение имеет следующий физический смысл: ослабление волнового поля на периферии связано с сильным знакопеременным течением (в системе координат, движущейся с ускорением), «растаскивающим» оползень. Интересно отметить, что в центре высота оползня уменьшается медленнее, чем на периферии. Скорость верхушки оползня зависит от его поперечного сечения, в частности, она уменьшается для особенно узких каналов ( $m \rightarrow 0$ ).

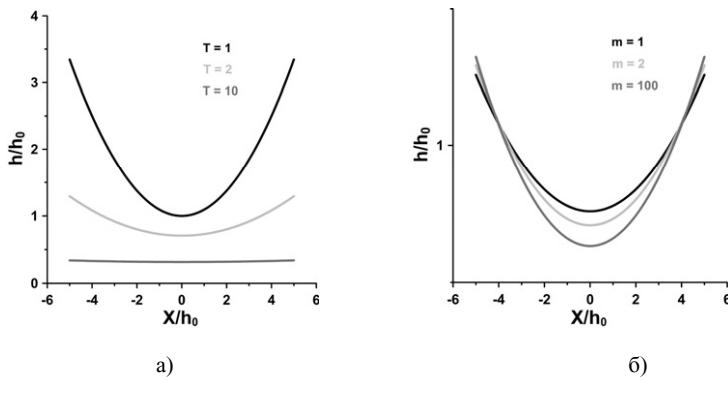


Рис. 1.3.8. Форма М-волны в продольном сечении  $m = 2$  (а)  $T = 2$  (б)

Другое автомодельное решение (параболическая шапка) получается после перехода к автомодельным переменным вида

$$\eta = \frac{X}{L(t)}, \quad t = t, \quad (1.3.54)$$

тогда исходные уравнения (1.3.39) – (1.3.40) трансформируются в

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( h^{\frac{m+1}{m}} \right) + \frac{u - \eta dL/dt}{L} \frac{\partial}{\partial \eta} \left( h^{\frac{m+1}{m}} \right) + \frac{h^{\frac{m+1}{m}}}{L} \frac{\partial u}{\partial \eta} = 0, \quad (1.3.55)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u - \eta dL/dt}{L} \frac{\partial u}{\partial \eta} + \frac{g \cos \theta}{L} \frac{\partial h}{\partial \eta} = 0. \quad (1.3.56)$$

Примем, следуя (Pudasaini et al., 2007), следующее распределение скорости течения в оползне (в системе отсчета, связанной с оползнем)

$$v = \eta \frac{dL}{dt}. \quad (1.3.57)$$

Тогда уравнения (1.3.55) и (1.3.56) превращаются в обыкновенные дифференциальные уравнения по переменным  $\eta$  и  $t$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( h^{\frac{m+1}{m}} \right) + \frac{dL/dt}{L} h^{\frac{m+1}{m}} = 0, \quad (1.3.58)$$

$$\frac{\partial h}{\partial \eta} + \frac{\eta L d^2 L / dt^2}{g \cos \theta} = 0, \quad (1.3.59)$$

которые интегрируются

$$h = h_0(t)(1 - \eta^2), \quad h_0(t) = \frac{L}{2g \cos \theta} \frac{d^2 L}{dt^2}, \quad (1.3.60)$$

где переменная длина оползня  $L(t)$  находится из уравнения

$$L^{\frac{2m+1}{m+1}} \frac{d^2 L}{dt^2} = q, \quad (1.3.61)$$

через параметр  $q$ , определяемый начальное растяжение оползня. Как видим, для любой формы канала оползень имеет параболическую форму (рис. 1.3.9), названную параболической шапкой в (Pudasaini et al., 2007), при этом длина и высота оползня зависят от формы поперечного сечения канала.

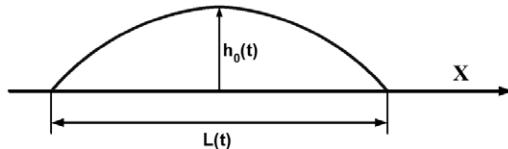


Рис. 1.3.9. Параболическая шапка в продольном сечении

Уравнение (1.3.61) интегрируется в квадратурах в общем виде

$$\left( \frac{dL}{dt} \right)^2 = \frac{2q}{L_0^{\frac{m}{m+1}}} \frac{m+1}{m} \left[ 1 - \left( \frac{L_0}{L} \right)^{\frac{m}{m+1}} \right] \quad (1.3.62)$$

с учетом начального условия  $L(t=0) = L_0$ , здесь использованы безразмерные переменные

$$l = \frac{L}{L_0}, \quad \tau = t \sqrt{\frac{2q(m+1)}{m L_0^{\frac{3m+2}{m+1}}}}. \quad (1.3.63)$$

Решение (1.3.62) имеет вид

$$\tau = \int_1^l \frac{dx}{\sqrt{1-x^{\frac{m}{m+1}}}}. \quad (1.3.64)$$

Интеграл (1.3.64) вычисляется для любого  $m$  (любой формы канала), причем для  $m = \infty$  (наклонная плоскость) он вычислен в (Pudasaini et al., 2007)

$$\tau = \sqrt{1 - \frac{1}{l^{1/3}}} \left( l + \frac{5}{4} l^{2/3} + \frac{15}{8} l^{1/3} \right) + \frac{15}{16} \ln \left[ 2l^{1/3} \left( \sqrt{1 - \frac{1}{l^{1/3}}} + 1 \right) - 1 \right], \quad m = 0.5, \quad (1.3.65)$$

$$\tau = \sqrt{1 - \frac{1}{l^{1/2}}} \left( l + \frac{3}{2} l^{1/2} \right) + \frac{3}{4} \ln \left[ 2 \left( \sqrt{1 - \frac{1}{l^{1/2}}} + 1 \right) \sqrt{l} - 1 \right], \quad m = 1, \quad (1.3.66)$$

$$\tau = \sqrt{1 - \frac{1}{l^{2/3}}} (l + 2l^{1/3}), \quad m = 2, \quad (1.3.67)$$

$$\tau = \sqrt{1 - \frac{1}{l^{3/4}}} \cdot l + 5(-1)^{7/6} \cdot \sqrt{1 + (-1)^{1/3}} \cdot \left[ (3 + i\sqrt{3})E(\eta_1 | k_1) + (-1 - i\sqrt{3})(\eta_1 | k_1) \right] \Gamma, \quad m = 3, \quad (1.3.68)$$

$$\tau = l \sqrt{1 - \frac{1}{l^{4/5}}} - \frac{3 \cdot l^{2/5}}{\sqrt{1 - l^{4/5}}} \sqrt{1 - \frac{1}{l^{4/5}}} (E(\eta_2 | k_2) - F(\eta_2 | k_2)), \quad m = 4, \quad (1.3.69)$$

$$\tau = \sqrt{l(l-1)}, \quad m = \infty, \quad (1.3.70)$$

где

$$\Gamma = \frac{(l^{3/4} - 1)^{3/2} l^{-1/4} \sqrt{((-1)^{1/3} l^{1/4} + 1) \cdot ((-1)^{2/3} l^{1/4} - 1)}}{2 \left( 2(-1 + (-1)^{1/3}) + l^{3/4} + \sqrt{l + l^{1/4}} \right) \sqrt{l^{1/4} - 1}}, \quad (1.3.71)$$

и  $F(x, k)$  and  $E(x, k)$  – эллиптические интегралы первого и второго рода

$$F(\eta, k) = \int_0^\eta \frac{d\eta}{\sqrt{1 - \eta^2} \sqrt{1 - k^2 \eta^2}}, \quad E(\eta, k) = \int_0^\eta \frac{\sqrt{1 - k^2 \eta^2} d\eta}{\sqrt{1 - \eta^2}} \quad (1.3.72)$$

и

$$\eta_1 = l^{1/5}, \quad k_1 = -1, \quad \eta_2 = \sqrt{\frac{2l^{1/4}(3+i\sqrt{3})}{l^{1/4}-1}}, \quad k_2 = \frac{-i+\sqrt{3}}{i+\sqrt{3}}. \quad (1.3.73)$$

Эволюция параболической шапки зависит от формы канала, рис. 1.3.10а (в безразмерных переменных).

На больших временах продольный размер оползня растет почти линейно со временем (это же относится к каналам любой формы)

$$l(\tau) \approx \tau - \frac{1+m}{2} \tau^{\frac{1}{1+m}}. \quad (1.3.74)$$

Максимальная высота оползня может быть найдена из уравнений для высоты (1.3.58) и длины оползня (1.3.65) – (1.3.70), рис. 1.3.10б. Со временем высота оползня уменьшается

$$h(t) \approx L^{-\frac{1}{1+m}} \approx t^{-\frac{1}{1+m}}. \quad (1.3.75)$$

В более узких каналах оползень расплывается медленнее, чем в широких, в частности, в каналах параболического сечения,  $L \sim t^{2/3}$ . Распределение скорости в теле оползня может быть выражено через его длину

$$v = \frac{pX}{L} \sqrt{1 - \left( \frac{L_0}{L} \right)^{\frac{m}{m+1}}}. \quad (1.3.76)$$

Скорость оползня увеличивается по модулю в направлении от центра, убывая со временем, рис. 1.3.10в. В целом, для оползней одинаковой толщины нелинейные процессы более заметны в узких каналах.

**Оползень с линейно изменяющейся высотой вдоль оси канала.** Отметим еще одно автомодельное решение, справедливое для оползня с линейно изменяющейся высотой вдоль оси канала любой формы

$$h(x, t) = \beta[x - x_0(t)], \quad u(t) = \frac{dx_0}{dt} = g[\sin \theta - \mu \cos \theta \operatorname{sgn} u - \beta \cos \theta]t, \quad (1.3.77)$$

где  $\beta$  наклон оползня. В случае отсутствия трения ( $\mu = 0$ ), если поверхность оползня растет от переднего фронта ( $\beta < 0$ ), оползень будет перемещаться вниз с постоянным ускорением, зависящим, в том числе, и от наклона поверхности оползня (рис. 1.3.11а). Если же высота оползня линейно растет от заднего фронта ( $\beta > 0$ ), то задний фронт оползня сползает вниз, если  $\operatorname{tg} \theta > \beta$  (рис. 1.3.11б), или поднимается вверх по склону, если  $\operatorname{tg} \theta < \beta$  (рис. 1.3.11в). В случае  $\operatorname{tg} \theta = \beta$  поверхность оползня совпадает с горизонтальной плоскостью, и задний фронт, естественно, никуда не смещается (рис. 1.3.11д). Кулоновское трение смещает критический угол наклона, так наклонный оползень может не сползать вниз, удерживаемый силой трения.

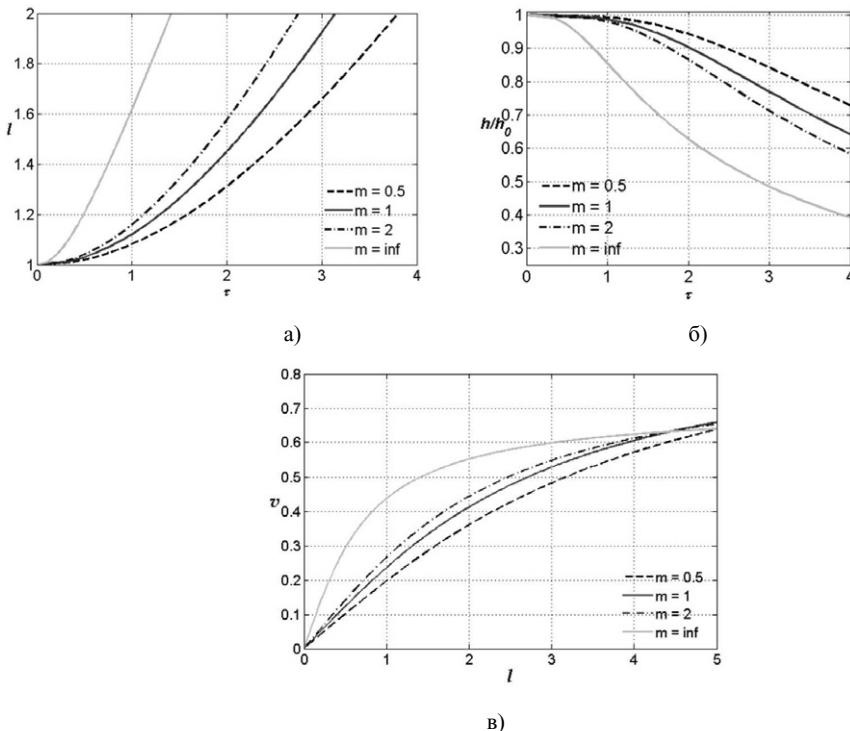


Рис. 1.3.10. Эволюция длины (а) и высоты оползня (б), распределение скорости оползня в точке  $X = L/2$  (в) в рамках решения «параболическая шапка» для каналов различной формы ( $q = 1, L_0 = 1$ )

Конечно, приближение постоянного наклона поверхности оползня справедливо лишь вблизи его краев. Приведенное здесь решение описывает поведение фронтов оползня, ускорение которых отличается от гравитационного.

Выше рассмотрен случай оползня, сходящегося со склонов горы или вулканов. Этот же подход может быть применен для описания движения оползня в подводном каньоне, поскольку плотность материала «жидкого» оползня превышает плотность окружающей воды в несколько раз, и его движение может быть рассмотрено независимо от движения воды. В этом случае говорят о двухслойной модели генерации волн на воде подводными оползнями, и она реализована численно (Куликов и др., 1998). Приведенные выше решения могут быть использованы для тестирования соответствующих численных программ и выяснения деталей процесса генерации волн движущимися оползнями.

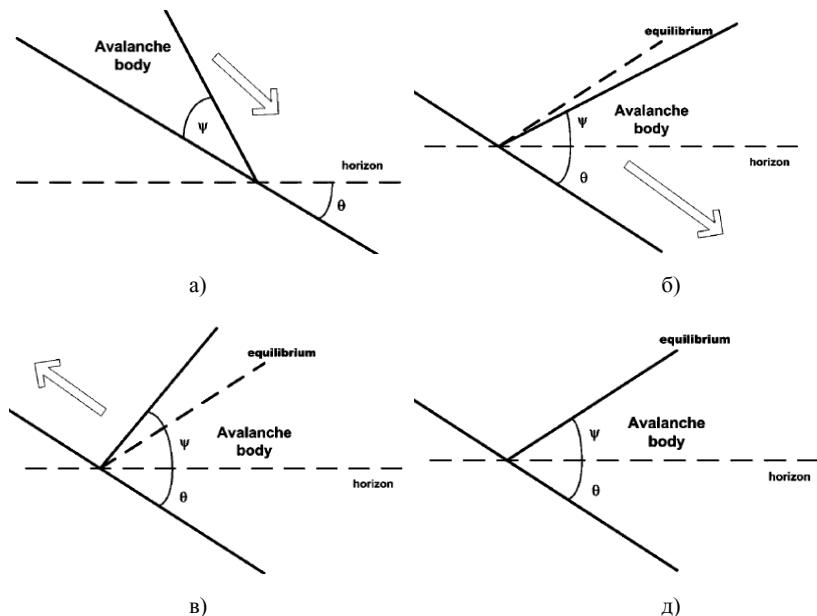


Рис. 1.3.11. Динамика оползня с линейно изменяющейся высотой вдоль оси канала в зависимости от наклона его поверхности

Результаты, изложенные в этом параграфе, опубликованы в (Н-2; Н-5; Н-12).

## 1.4 Динамика фронта лавины

Динамика языка лавины (оползня) может быть исследована аналитически с помощью преобразования годографа (Лежандра), которое возможно в гиперболических системах. После умножения на Якобиан  $\partial(t,x)/\partial(I_+, I_-)$  исходная система уравнений (1.3.12) – (1.3.13) имеет вид

$$\frac{\partial x}{\partial I_{\mp}} - c_{\pm} \frac{\partial t}{\partial I_{\mp}} = 0. \quad (1.4.1)$$

при этом важно, чтобы якобиан преобразования не обращался в нуль (мы вернемся к этому позже).

Система уравнений (1.4.1) нелинейна ввиду зависимости  $c_{\pm}$  от  $t$ , см. ур. 1.3.13. Однако она может быть сведена к линейной после исключения  $x$

$$\frac{\partial^2 t}{\partial I_+ \partial I_-} + \frac{3m+2}{2m(I_+ - I_-)} \left( \frac{\partial t}{\partial I_-} - \frac{\partial t}{\partial I_+} \right) = 0. \quad (1.4.2)$$

Введем новые независимые переменные

$$\lambda = \frac{I_+ + I_-}{2} = u - \alpha g t, \quad (1.4.3)$$

$$\sigma = \frac{I_+ - I_-}{2} = 2\sqrt{\frac{m+1}{m} gh \cos \theta}. \quad (1.4.4)$$

Теперь уравнение (1.4.2) принимает вид

$$\frac{\partial^2 t}{\partial \lambda^2} - \frac{\partial^2 t}{\partial \sigma^2} - \frac{3m+2}{m\sigma} \frac{\partial t}{\partial \sigma} = 0. \quad (1.4.5)$$

Чтобы найти  $x(\lambda, \sigma)$ , подставим новые переменные (1.4.3) – (1.4.4) в систему (1.4.1) и исключим  $t$ :

$$\alpha g \frac{\partial x}{\partial \sigma} = u \frac{\partial u}{\partial \sigma} + \frac{m\sigma}{2(m+1)} - \frac{m\sigma}{2(m+1)} \frac{\partial u}{\partial \lambda}. \quad (1.4.6)$$

Это уравнение интегрируется, если скорость  $u$  выражена через волновую функцию  $\Phi(\lambda, \sigma)$

$$u = \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \Phi}{\partial \sigma}. \quad (1.4.7)$$

Найдем уравнение для волновой функции из (1.4.5). Во-первых, преобразуем его в уравнение для  $u$ , используя (1.4.3); и во-вторых, подставим (1.4.7) и проинтегрируем по  $\sigma$ , чтобы получить уравнение для волновой функции

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \lambda^2} - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \sigma^2} - \frac{m+2}{m\sigma} \frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = 0. \quad (1.4.8)$$

Интегрирование (1.4.6) совместно с уравнениями (1.4.3), (1.4.4) и (1.4.7) позволяет выразить неизвестные  $u$ ,  $h$ ,  $x$  и  $t$  через новые переменные  $\lambda$ ,  $\sigma$  и функцию  $\Phi$

$$h = \frac{1}{4g \cos \theta} \frac{m}{m+1} \sigma^2, \quad u = \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \Phi}{\partial \sigma}, \quad (1.4.9)$$

$$\alpha g x = \frac{u^2}{2} + \frac{m\sigma^2}{4(m+1)} - \frac{m}{2(m+1)} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda}, \quad t = \frac{u-\lambda}{g\alpha}. \quad (1.4.10)$$

Таким образом, нелинейные уравнения мелкой воды для гравитационных потоков в каналах параболического сечения сведены к линейным уравнениям (1.4.8).

Основное преимущество преобразованной системы заключается в следующем. Движущимся краю оползня соответствует  $\sigma = 0$  (поскольку его высота  $h = 0$ ), а значит

уравнение (1.4.8) должно быть решено на фиксированном интервале  $\sigma \geq 0$ , в то время как в исходных переменных граница оползня движется по неизвестному заранее закону. Данное преобразование является обобщением оригинального преобразования Карриера – Гринспана для волн на воде над горизонтальным дном (Carrier et al., 1958) и сводится к нему в отсутствии трения на плоскости ( $m \rightarrow \infty$ ). Отметим, что такое преобразование уже применялось для волн на воде в наклоненных каналах при нулевой вязкости (Zahibo et al., 2006; Choi et al., 2008); в настоящей работе этот подход развит для потока, движущегося под действием кулоновского трения. В отличие от цитируемых работ, в которых исследовались такие процессы как трансформация волны на мелководье, отражение и накат на берег, в рамках задачи об оползне важны «неволновые» решения.

В настоящей работе этот подход используется для изучения эволюции оползня, который изначально находится в состоянии покоя ( $u = 0$ ). Как следует из правого уравнения (1.4.10), начальные условия в этом случае соответствуют  $\lambda = 0$ . Из уравнений (1.4.7) и (1.4.10) находим

$$\Phi(\lambda = 0, \sigma) = 0, \quad (1.4.11)$$

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=0} = \frac{\sigma^2}{2} - \frac{2(m+1)\alpha g}{m} x(\sigma), \quad (1.4.12)$$

где  $x(\sigma)$  определяется из начальной формы оползня в продольном сечении,  $h(x)$  задано уравнением (1.4.9).

Граничное условие на краю оползня ( $\sigma = 0$ ) обусловлено требованием ограниченности физических величин, выражаемых через волновую функцию  $\Phi(0, \lambda)$ . Другая граница оползня ( $h = h_{\max}$ , что соответствует  $\sigma = \sigma_{\max}$ ), как правило, не задана и должна быть найдена сама из решения этих же уравнений. Исключение составляют два случая: а) начальная высота оползня стремится к константе (задача о разрушении лавины); б) высота оползня монотонно увеличивается с расстоянием от его края. Здесь мы рассматриваем второй случай, и уравнение (1.4.8) решено для  $0 < \sigma < \infty$ . Тогда граничным условием на  $\sigma \rightarrow \infty$  является условие излучения Зоммерфельда (отсутствие источников на бесконечности).

Решение задачи Коши для волнового уравнения (1.4.8) на «полуси» хорошо известно (Курант и др., 2000) и в общей форме может быть выражено через функции Бесселя. Это решение упрощается для канала параболического сечения ( $m = 2$ ), где после замены

$$\Phi(\lambda, \sigma) = \frac{\Psi(\lambda, \sigma)}{\sigma} \quad (1.4.13)$$

уравнение (1.4.8) преобразуется в волновое уравнение с постоянными коэффициентами

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \lambda^2} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \sigma^2} = 0, \quad (1.4.14)$$

которое должно быть решено для  $\sigma \geq 0$ . Его решение

$$\Psi(\lambda, \sigma) = \begin{cases} \Omega(\sigma + \lambda) - \Omega(\lambda - \sigma) & 0 < \sigma < \lambda, \\ \Omega(\sigma + \lambda) - \Omega(\sigma - \lambda) & \lambda < \sigma, \end{cases} \quad (1.4.15)$$

удовлетворяет начальному условию (1.4.11), сведенному к  $\Psi(\sigma, 0) = 0$ , и граничному условию  $\Phi(\lambda, \sigma = 0)$  преобразованному к  $\Psi(\lambda, 0) = 0$ .

Функция  $\Omega(\xi \geq 0)$  находится из начальной формы оползня (1.4.12), которая после подстановки в (1.4.15) преобразуется в обыкновенное дифференциальное уравнение

$$\frac{2}{\sigma} \frac{d\Omega(\sigma)}{d\sigma} = \frac{\sigma^2}{2} - 3\alpha g x(\sigma), \quad h(x) = \frac{1}{6g \cos \theta} \sigma^2. \quad (1.4.16)$$

Удобно ввести безразмерные переменные

$$\begin{aligned} \sigma'|\lambda' = \frac{\sigma|\lambda}{\sqrt{gh_0}}, \quad \Phi' = \frac{\Phi}{(gh_0)^{3/2}}, \quad H = \frac{h \cos \theta}{h_0}, \\ V = \frac{u}{\sqrt{gh_0}}, \quad X = \frac{\alpha}{h_0} x, \quad T = \alpha t \sqrt{\frac{g}{h_0}}, \end{aligned} \quad (1.4.17)$$

где  $h_0$  – характеристическая высота оползня,  $X$  и  $T$  – безразмерные пространственная координата и время, ускоренная система координат определяется  $X' = X - T^2/2$ . Опуская

штрихи, запишем параметры преобразования годографа, которые в конечной форме имеют вид

$$\begin{aligned} H &= \frac{\sigma^2}{6}, & X &= \frac{V^2}{2} + \frac{\sigma^2}{6} - \frac{1}{3} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda}, \\ T &= V - \lambda, & \frac{2}{\sigma} \frac{d\Gamma(\sigma)}{d\sigma} &= \frac{\sigma^2}{2} - 3X(\sigma, 0). \end{aligned} \quad (1.4.18)$$

Будем рассматривать движение оползня, начальная форма которого в продольном сечении задана уравнением

$$X(T=0) = -q\sigma^\gamma = -q(6H)^{\gamma/2}, \quad q > 0. \quad (1.4.19)$$

После подстановки (1.4.19) в последнее выражение в (1.4.18) и интегрирования функция  $\Omega(\sigma)$  находится в явном виде

$$\Omega(\sigma) = \frac{\sigma^4}{16} + \frac{3q}{2(\gamma+2)}\sigma^{\gamma+2}, \quad (1.4.20)$$

что вместе с (1.4.13) и (1.4.15) полностью определяет функцию  $\Phi(\lambda, \sigma)$ .

В качестве первого примера рассмотрим **оползень с линейно увеличивающейся высотой**. В этом случае

$$\Phi(\lambda, \sigma) = \frac{1+6q}{2}(\sigma^2\lambda + \lambda^3), \quad (1.4.21)$$

что позволяет выразить высоту оползня как функцию от времени в явном виде

$$H(X, T) = \frac{1}{6q}(VT - X), \quad V(T) = \frac{(1+6q)}{6q}T. \quad (1.4.22)$$

Это решение совпадает с автомодельным решением (1.3.75), полученным непосредственно из исходных уравнений. Форма оползня в продольном сечении не меняется со временем, и оползень падает вниз с постоянным ускорением, которое зависит от наклона канала.

В случае **оползня с «квадратичной» сингулярностью на фронте** ( $\gamma = 4$ ,  $H \sim (1-X)^{1/2}$ ).

В этом случае

$$\Omega(\sigma) = \frac{\sigma^4}{16} + \frac{q}{4} \sigma^6, \quad (1.4.23)$$

и функция  $\Phi(\lambda, \sigma)$  определяется как

$$\Phi(\lambda, \sigma) = \frac{1}{2} (\sigma^2 \lambda + \lambda^3) + q(3\sigma^4 \lambda + 10\sigma^2 \lambda^3 + 3\lambda^5). \quad (1.4.24)$$

Тогда характеристики оползня задаются параметрически

$$\begin{aligned} T &= q(12\sigma^2 \lambda + 20\lambda^3), \\ X &= q(2\sigma^2 \lambda^2 + 15\lambda^4 - \sigma^4) + \frac{T^2}{2}, \quad V = \lambda + T. \end{aligned} \quad (1.4.25)$$

На малых временах далеко от фронта ( $\lambda \sim T/12q\sigma^2$ ) форма оползня описывается асимптотическим выражением, полученным из (1.4.25),

$$X(H, T) \approx -36qH^2 + \left(1 + \frac{1}{216qH}\right) \frac{T^2}{2}, \quad (1.4.26)$$

которое применимо далеко от переднего фронта оползня

$$H \gg \left[ \frac{1}{q72\sqrt{18/5}} \right]^{2/3} T^{2/3}. \quad (1.4.27)$$

Таким образом, основная часть оползня начинает двигаться с ускорением, равным по абсолютному значению единице (проекция гравитационного ускорения, уменьшенного за счет кулоновского трения, в размерной системе это ускорение есть  $ga$ ). Вблизи от фронта, где еще выполняется условие (1.4.27), справедливо следующее асимптотическое выражение, полученное из (1.4.25)

$$X(H, T) \approx -36qH^2 + \frac{3}{4\sqrt[3]{20q}}T^{4/3} + \frac{T^2}{2}, \quad (1.4.28)$$

и эта часть оползня движется с ускорением так, что фронтальная часть «растягивается» во времени. Выводы, сделанные здесь на основе асимптотического анализа, подтверждаются непосредственным решением уравнения (1.4.25); см. рис. 1.4.1, на котором представлена форма оползня в безразмерной системе координат, движущейся равноускоренно.

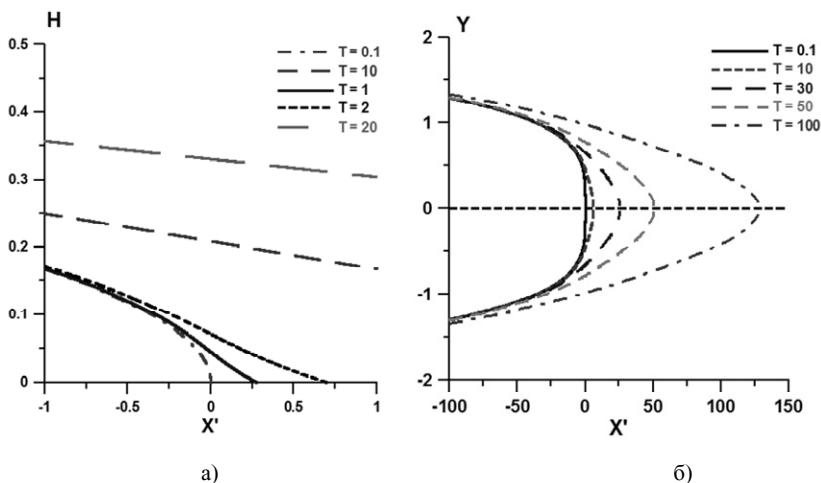


Рис. 1.4.1. Эволюция фронтальной части оползня для  $q = 1$ , вид сбоку (а) и его пространственная структура для различных времен, вид сверху (б) (начальная форма  $H \sim X'^{1/2}$ )

Как видим, фронт лавины движется быстрее основного тела, и его поверхность стремится к равновесной форме оползня с линейно растущей высотой. Расстояние, пройденное фронтом оползня, описывается кривой

$$X(T) = -\frac{3}{4\sqrt[3]{20|q|}} T^{4/3} + \frac{T^2}{2}, \quad (1.4.29)$$

которая получена из (1.4.25) для  $\sigma = 0$ . На больших временах фронт движется с ускорением 1 (что соответствует  $g\alpha$  в размерной системе координат), в то время как основная часть оползня «стремится» к положению равновесия. Эволюция контура оползня показана на рисунке 1.4.2. Как видно, на малых  $X'$  контур оползня на плоскости  $X'Y$  из «парabolicского» преобразуется со временем в «языкообразный».

В качестве третьего примера рассмотрим **оползень «ключовообразной» формы**, когда высота растет со временем как  $X^2$ . Тогда начальная форма оползня задается уравнением (1.4.19),  $\gamma = 1$ . Волновая функция имеет вид

$$\Phi(\sigma, \lambda) = \begin{cases} \frac{\lambda}{2}(\sigma^2 + \lambda^2) + q(\sigma^2 + 3\lambda^2) & \sigma < \lambda, \\ \frac{\lambda}{2}(\sigma^2 + \lambda^2) + q \frac{\lambda}{\sigma}(3\sigma^2 + \lambda^2) & \sigma > \lambda. \end{cases} \quad (1.4.30)$$

Тогда форма оползня задается параметрически для  $\sigma < \lambda$

$$X(\sigma, \lambda) = 2q\lambda - 4q^2, \quad T(\sigma, \lambda) = 2q, \quad (1.4.31)$$

и для  $\sigma > \lambda$

$$\begin{aligned} X(\sigma, \lambda) &= q \frac{\lambda^2}{\sigma} \left( 2 - \frac{\lambda^2}{\sigma^2} \right) - q\sigma + \frac{q^2 \lambda^2}{2\sigma^2} \left( 3 - \frac{\lambda^2}{\sigma^2} \right)^2, \\ T(\sigma, \lambda) &= \frac{q\lambda}{\sigma} \left( 3 - \frac{\lambda^2}{\sigma^2} \right). \end{aligned} \quad (1.4.32)$$

На фронте оползня решение (1.4.30) неустойчиво. В этой области якобиан преобразования годографа обращается в нуль, что ведет к появлению многозначных функций. Физически это означает образование разрыва на фронте. На малых временах далеко от края форма оползня в продольном сечении описывается асимптотически

$$\begin{aligned} H(X, T) &\approx \chi(T)[X - X_0(T)]^2, \\ X_0(T) &= \frac{T^2}{2}, \quad \chi(T) = \frac{1}{6q^2} \left( 1 + \frac{2T^2}{9q^2} \right). \end{aligned} \quad (1.4.33)$$

Под действием силы тяжести оползень сползает вниз, а его крутизна увеличивается со временем. За конечное время крутизна потока увеличивается, и оползень обрушается. Время обрушения оценивается аналитически из формулы (1.4.31), и для  $\lambda \sim \sigma$  соответствует  $T_{br} \sim 2q$ . Эволюция формы оползня показана на рис. 1.4.2а для  $q = 1$ . Как видно, на временах, близких к  $2q$ , есть тенденция к формированию ударного фронта. Важно отметить, что оползень везде имеет параболическую форму  $H \sim X^2$ , не только на малых временах далеко от края, как следовало из асимптотического приближения (1.4.33).

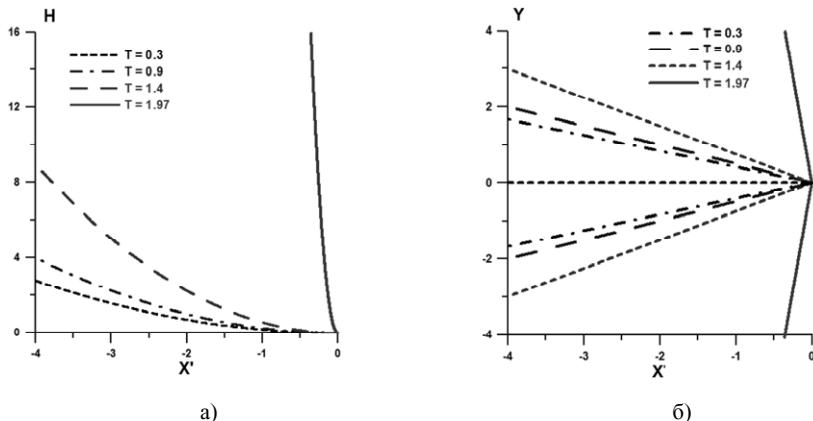


Рис. 1.4.2. (а) Эволюция оползня параболической формы до момента обрушения, вид сбоку ( $q = 1$ ,  $H \sim X^2$ ), (б) пространственная структура параболического оползня для различных времен, вид сверху

Для дальнейшего анализа оползня «клювообразной» формы важно учитывать реальный профиль потока на больших высотах, который, заметим, будет непараболическим. В любом случае, фронт оползня должен обрушиться, рис. 1.4.2б. Тогда на плоскости  $X'Y'$  контур оползня имеет треугольную форму для малых  $T$  и представлен прямой линией для  $T$ , приближающегося к 2.

Таким образом, эволюция фронта зависит от его кривизны. Оползневые потоки с положительной кривизной на фронте «растягиваются» со временем, их фронт становится более пологим, а кривизна стремится к нулю. В противном случае кривизна увеличивается, и оползень обрушается. В равновесном состоянии оползень движется как единое целое.

Результаты, описанные в настоящем параграфе, опубликованы в (Н-5).

## **1.5 Основные результаты первой главы**

Основные результаты первой главы можно сформулировать следующим образом:

1. Получено аналитическое решение, описывающее движение «твёрдого» оползня по склону переменного уклона под действием силы тяжести и кулоновского трения. Оно применено для анализа схода пирокластического потока с вулкана Суфриер-Хиллс, находящегося на острове Монсеррат в Карибском море. Найдены критические значения коэффициента трения, зависящие от начальной скорости потока, при котором оползень не доходит до воды. Вычислены времена спуска пирокластического потока к воде и его скорости для разных направлений схода с этого вулкана. Эти характеристики могут быть использованы для экспресс – оценок волн цунами у острова Монсерат.
2. Найдено семейство аналитических решений в модели Саваге-Хутера, описывающей нелинейную динамику «жидкого» оползня в наклонных каналах. В частности, описана нелинейная деформация тела оползня (аналог Римановой волны в газо- и гидродинамике), и оценено время обрушения переднего склона. Найдены автомодельные решения типа разрушения плотины, M–волны, параболической шапки, ранее известные только для двухмерного потока на плоскости. Показано, что поперечное сечение наклонного канала существенно влияет на темпы нелинейной деформации гравитационного потока.
3. Аналитически исследовано движения фронта гравитационного потока в рамках модели Саваге-Хутера при его движении в канале параболического сечения. Исходные нелинейные уравнения решены точно с помощью преобразования годографа (Лежандра). В зависимости от начальной конфигурации фронта потока возможно как обрушение его переднего склона, так и расплывание, а также получен критерий смены режимов в динамике гравитационного потока.

## **Глава 2 Моделирование генерации и распространения волн цунами**

### **2.1 Введение**

В статистике природных катастроф волны цунами занимают пятое место по числу унесенных жизней (Кондратьев и др., 2005). Достаточно упомянуть Индонезийское цунами 2004 года, когда по разным оценкам погибло от 225 тысяч до 300 тысяч человек, при этом катастрофический характер волн сохранился после пересечения акватории Индийского океана, и волны высотой 1.5 м были зарегистрированы в ЮАР, что примерно в 8500 км от места землетрясения. В настоящее время известно много случаев, когда волны цунами, пересекая океан, сохраняли значительную высоту. Так, 22 мая 1960 года цунами, возникшее у берегов Чили, пересекло Тихий океан, и через 21-22 ч обрушилось на тихоокеанские берега Дальнего Востока России (4.7 м на Курильских островах, 1.5 м на о. Сахалин). При этом один из мостов на острове Беринга (Командорские острова) был разрушен (Заякин, 1996; Соловьев и др., 1974). 1 ноября 1755 года волна цунами, возникшая в Португалии и уничтожившая город Лиссабон, пересекла Атлантический океан и достигла островов Карибского моря (NGDC, 2011). Совсем недавно (27 февраля 2010 года) цунами, снова возникшее у побережья Чили, 22 часа спустя после землетрясения было зарегистрировано российскими метеографами на Камчатке (г. Петропавловск-Камчатский – 16 см, ст. Водопадная – 120 см), Курильских островах (г. Северо-Курильск – 228 см, г. Курильск – 15 см, п. Малокурильское – 110 см,) и на о. Сахалин (г. Корсаков – 20 см, г. Холмск – 8 см, п. Стародубское – 20–30 см) (САХМЕТЕО, 2011). При этом волна более двух метров пришла на остров Парамушир (северные Курилы) почти через час после снятия тревоги цунами, демонстрируя несовершенство существующих служб предупреждения о цунами.

Важно отметить, что для успешного прогноза цунами необходимо в первую очередь хорошее знание источников цунами, которые изучаются в геофизике. В очаге подводного землетрясения, происходящего на неровном дне, в частности, инициируются оползневые процессы, приводящие к генерации волн цунами. К этому механизму приковано большое внимание, см., например, труды специальной конференции (Yalciner et al., 2003). Уже отсюда видна важность изучения роли оползневых движений в процессе генерации волн на воде. Построение адекватных моделей генерации волн цунами движущимися источниками есть интереснейшая задача механики жидкости. В настоящее время разрабатываются модели генерации оползневых цунами различных уровней (Музаев и др., 1996; Остапенко, 1999; Sabatier, 1986; Heinrich et al., 1998; Harbitz et al., 1992; Assier-Rzadkiewicz et al., 2000), и получение аналитических решений, позволяющих

тестировать модели и лучше понимать механизм процесса, является весьма актуальной задачей. Одно из таких решений приведено в настоящей главе.

Также мы обсуждаем проблему расчета генерации и распространения волн цунами от других источников (землетрясения и гравитационные потоки с вулканов), на примере цунами в Карибском море. Наш интерес к этому району связан с двумя причинами. Первая из них – это уже упоминавшаяся во Ведении российско – французская программа по изучению сравнительной цунами опасности различных морей. Вторая причина связана с прогнозами, что в Карибском море в ближайшее время может случиться очень крупное цунами, поэтому в настоящее время Карибское море является полигоном для исследования цунами (Зарабо и др. 2001; Куркин и др. 2003; O'Loughlin et al., 2003; Roger et al., 2010; Yalciner et al., 2010; Zahibo, 2006; Zahibo et al., 2001, 2003a, 2003b, 2005). Нами были исследованы два события в этом регионе (события 2003 и 2007 гг.), что отражено в этой главе.

Описанный выше пример запаздывания волны по сравнению с расчетным временем свидетельствует о «слабых» местах и в гидродинамической теории цунами. Прогресс в гидродинамических моделях невозможен без использования данных уже прошедших цунами, позволяющих верифицировать теорию, и мы проводили соответствующую обработку исторических данных, которая также представлена в работе.

Материал главы изложен следующим образом. В параграфе 2.2 решается линейная задача о генерации волн подводным оползнем переменной массы, движущимся с переменной скоростью в бассейне переменной глубины. Полученные аналитические решения позволяют прояснить роль резонанса в процессе генерации волн. Важный для приложений вопрос влияния глубины залегания очага землетрясений на характеристики волн цунами изучается в параграфе 2.3. В параграфе 2.4 исследуются цунами, вызванное извержением вулкана на острове Монтсеррат в 2003 году. В частности, приведены результаты численного моделирования распространения цунами в рамках теории мелкой воды и данные полевого обследования следов цунами. В параграфе 2.5 приведены исторические данные о цунами во Французской Вест Индии, и дан их анализ. Демонстрируется, что в регионе наблюдались события всех видов, включая телекунами, тектонические и вулканические цунами. В последнем случае пирокластические потоки сходили в воду и продолжали двигаться как подводные оползни. В заключении сформулированы основные результаты, полученные в этой главе.

Результаты исследований суммированы в наших публикациях (Н–1; Н–3; Н–7; Н–9; Н–10; Н–11; Н–31).

## 2.2 Генерация волн цунами оползнями переменной массы, движущимися с переменной скоростью

Уже говорилось, что в настоящее время оползни считаются одним из основных источников волн цунами; так в 1998 году подводный оползень вызвал 15 метровую волну цунами в Папуа Новая Гвинея (McSaveney et al., 2000; Synolakis et al., 2002). В 1999 году оседание грунта в бухте Измит (Турция) повлекло за собой волну цунами в 2.5 метра (Altinok et al., 2001). Согласно (Deplus et al., 2001) вблизи Малых Антильских островов обнаружены масштабные отложения вулканического материала, вынесенного лавинами и пирокластическими потоками; в частности у побережья о. Доминика некоторые блоки достигают 2.8 км в длину и 260 м в высоту. Поэтому Teeuw et al. (2009), приводя описание масштабных цунамигенных оползней в регионе, предположил, что высота цунами может достичь 1-3 метров около о. Доминика.

Для анализа будем использовать простейшую линейную модель одномерной теории мелкой воды

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [h(x)u] = W(x, t) = \frac{\partial z_b}{\partial t}, \quad (2.2.1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0, \quad (2.2.2)$$

где  $\eta(x, t)$  – смещение водной поверхности,  $u(x, t)$  – усредненная по глубине скорость течения,  $W(x, t)$  – вертикальная скорость подвижки дна  $z_b(x, t)$ , вызванной сходом оползня, см. рис. 2.2.1. Уравнения (2.2.1) и (2.2.2) должны быть дополнены начальными условиями. Для океана, «покоящегося» в начальный момент времени, они имеют вид

$$\eta(x, 0) = 0, \quad u(x, 0) = 0. \quad (2.2.3)$$

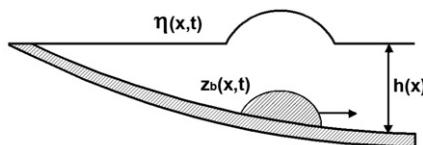


Рис. 2.2.1. Геометрия задачи: смещение водной поверхности  $\eta(x, t)$  вызвано оползнем формы  $z_b(x, t)$  в бассейне переменной глубины  $h(x)$

На самом деле естественно предполагать, что и вертикальная скорость жидкости (пропорциональная  $\partial\eta/\partial t$ ) в начальный момент времени является нулевой, однако, тогда система уравнений мелкой воды имеет в общем виде противоречивые начальные условия. Чтобы они были непротиворечивыми, мы должны потребовать, чтобы скорость оползня  $W$  равнялась нулю в начальный момент времени (см. уравнение 2.2.1), что, впрочем, вполне естественно. Однако во многих работах оползень задают как движущийся с постоянной скоростью, в том числе и в начальный момент времени. Тогда из уравнения (2.2.1) следует, что обе компоненты скорости частиц жидкости не могут быть равными нулю одновременно. Поскольку в рамках теории мелкой воды вертикальная скорость частиц жидкости мала, то ее пренебрегают и формулируют начальные условия в виде (2.2.3), см., например, (Tinti et al., 2001; Liu et al., 2003). В этом случае задача Коши для уравнений мелкой воды становится корректной. Однако, с точки зрения механики жидкости задача о распределении потока воды вокруг движущегося тела не является простой, и для ее решения необходимо использовать полную систему уравнений гидродинамики. Поэтому в принципе допустимо и другое приближение, что в начальный момент времени вертикальная скорость частиц жидкости равна нулю, а горизонтальная не равна нулю, так как вода движется вместе с оползнем (Пелиновский, 1996). Поэтому естественно рассмотреть постановку задачи для уравнений мелкой воды более внимательно.

Будем рассматривать вызванный землетрясением оползень, который сначала отрывается от подстилающей поверхности, а потом начинает спускаться по ней. Процесс отрыва оползня является достаточно быстрым и напоминает поршневое смещение дна в момент землетрясения. Такая задача для землетрясений (без последующего горизонтального движения участка дна) рассматривалась в рамках полной модели и в приближении мелкой воды. Как показано в (Kajiwara, 1963; Kervella et al., 2007), смещение водной поверхности в очаге землетрясения (за исключением периферийной зоны) записывается в одинаковой форме в рамках теории мелкой воды и в гидродинамической модели, если размеры очага в четыре раза превышают глубину бассейна. Единственным ограничением здесь является необходимость использования оползня «гладкой» формы, что мы и делаем в дальнейшем.

По аналогии с «поршневой» моделью смещение дна запишем в виде

$$z_b(x, t) = Y(t)Z_b(x, t), \quad (2.2.4)$$

где  $Z_b(x, t)$  – «гладкая» функция, которая определяет движение оползня (к примеру, с постоянной скоростью),  $Y(t)$  – ступенчатая функция, которая описывает резкое начало движения оползня (его отрыв от подстилающей поверхности). Преобразованные начальные условия со внешней силой  $W = \partial Z_b / \partial t$  можно найти после интегрирования уравнений (2.2.1) и (2.2.2) по бесконечно малому интервалу времени, что дает

$$\eta(x,0) = Z_b(x,0), \quad u(x,0) = 0. \quad (2.2.5)$$

Начальные условия (2.2.5) хорошо известны в рамках «поршневой» модели для землетрясений. Таким образом, начальные условия для волн на воде, генерируемых оползнями, которые быстро (внезапно) начинают двигаться, отличаются от всех использованных ранее. Сделанная модификация начальных условий представляется нам важной, позволяющая иметь «мостик» к классическим задачам генерации волн цунами поршневыми подвижками.

Уравнения мелкой воды (2.2.1) и (2.2.2) могут быть сведены к волновому уравнению для смещения водной поверхности ( $Z_b$  заменено на  $z_b$ )

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial x} \left[ c^2(x) \frac{\partial \eta}{\partial x} \right] = \frac{\partial^2 z_b}{\partial t^2}, \quad c = \sqrt{gh(x)}, \quad (2.2.6)$$

с начальными условиями

$$\eta(x,0) = z_b(x,0), \quad \frac{\partial \eta}{\partial t}(x,0) = \frac{\partial z_b}{\partial t}(x,0). \quad (2.2.7)$$

Можно также получить волновое уравнение для скорости течения

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} [c^2(x)u] = -g \frac{\partial^2 z_b}{\partial t \partial x}, \quad (2.2.8)$$

тогда начальные условия записываются в форме

$$u(x,0) = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial t}(x,0) = -g \frac{\partial z_b}{\partial x}(x,0). \quad (2.2.9)$$

Подчеркнем, что начальные условия (2.2.7) и (2.2.9) выведены из (2.2.5) и являются равнозначными.

Обе формы волнового уравнения (2.2.6) и (2.2.7) имеют свои преимущества в аналитическом решении для волн над определенным профилем дна.

**Генерация волны оползнем над безотражательным дном.** Пусть профиль дна задается формулой

$$h(x) = px^{4/3}, \quad (2.2.10)$$

где  $p$  – постоянная с размерностью  $\text{м}^{-1/3}$ , ось  $x$  направлена от берега, точка  $x = 0$  соответствует береговой линии. Как было показано в (Диденкулова и др., 2008; Didenkulova et al., 2009), длинные волны над вогнутым дном (2.2.10) не взаимодействуют между собой, сохраняя свою форму, тогда как их амплитуда изменяется в соответствии с законом Грина ( $h^{-1/4}$ ). По сравнению со смещением водной поверхности поле скоростей имеет более сложную структуру: ни форма, ни амплитуда не удовлетворяют закону Грина. Более подробный анализ динамики волн над вогнутым дном (2.2.10), включая накат на берег, приведен в (Пелиновский и др., 2009, 2010; Didenkulova et al., 2009; Диденкулова и др., 2008) для различных начальных возмущений. В частности показано, что вогнутый донный профиль (2.2.10) является «безотражательным», поскольку волны, распространяющиеся в разных направлениях, не взаимодействуют между собой и могут переносить энергию на большие расстояния.

Математически, «безотражательность» обусловлена возможностью свести волновое уравнение с переменными коэффициентами к волновому уравнению с постоянными коэффициентами. Для вогнутого профиля (2.2.10) такое преобразование было впервые использовано для задачи генерирования волн цунами движущимся оползнем (Tinti et al., 2001). Преобразование ( $x_0$  и  $h_0$  – координата и высота оползня в начальный момент)

$$\eta(x,t) = A(x)H(\tau(x),t), \quad \tau = \int_{x_0}^x \frac{dx'}{c(x')}, \quad A(x) = A_0 \left[ \frac{h_0}{h(x)} \right]^{1/4}, \quad (2.2.11)$$

сводит (2.2.6) к волновому уравнению с постоянными коэффициентами и внешней силой

$$\frac{\partial^2 H}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 H}{\partial \tau^2} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[ \frac{z_b(\tau,t)}{A(\tau)} \right]. \quad (2.2.12)$$

Решение уравнения (2.2.12), удовлетворяющее начальным условиям (2.2.7), может быть выражено в виде интеграла Дюамеля (Курант и др., 2000)

$$H(\tau,t) = \frac{1}{2} \left[ \frac{z_b(\tau-t)}{A(\tau-t)} + \frac{z_b(\tau+t)}{A(\tau+t)} \right] + \frac{1}{2} \int_{\tau-t}^{\tau+t} \frac{1}{A(\sigma)} \frac{\partial z_b}{\partial t}(\sigma,0) d\sigma + \frac{1}{2} \int_0^t d\rho \int_{\tau-(t-\rho)}^{\tau+(t-\rho)} \frac{1}{A(\varsigma)} \frac{\partial^2 z_b}{\partial \rho^2}(\varsigma,\rho) d\varsigma. \quad (2.2.13)$$

Похожие решения (для других начальных условий) использовались в (Пелиновский, 1996; Tinti et al., 2001) для задачи генерирования цунами оползнем, движущимся с постоянной скоростью в бассейне постоянной глубины.

Решение (2.2.13) может быть выражено в явном виде для оползня, который имеет форму

$$z_b(\tau,t) = A(\tau)Z(\tau - Fr \cdot t), \quad (2.2.14)$$

где  $Fr$  – число Фруда, которое характеризует переменную скорость оползня.

$$V(x) = \frac{dx}{dt} = c(x) \cdot Fr. \quad (2.2.15)$$

Как следует из уравнения (2.2.14), оползень имеет переменный объем (массу)

$$M(t) = \int z_b(x,t) dx = \int c(\tau) A(\tau) Z(\tau - Fr \cdot t) d\tau. \quad (2.2.16)$$

Если  $Z(\tau)$  ступенчатая функция с константами  $\tau_0$  и  $T$ , которые задают положение и длину оползня

$$Z(\tau) = \begin{cases} 0, & \tau < \tau_0, \\ 1, & \tau_0 < \tau < \tau_0 + T, \\ 0, & \tau > \tau_0 + T, \end{cases} \quad (2.2.17)$$

то объем оползня вычисляется в явном виде

$$M(t) = M_0 \left[ 1 + \frac{Fr}{\tau_0 + T/2} t \right]. \quad (2.2.18)$$

Таким образом, оползень движется с ускорением, пропорциональным  $t$  ( $\sim x^{1/3}$  or  $\sim h^{1/4}$ ), его высота уменьшается со временем как  $t^{-1}$  ( $\sim x^{-1/3}$ ), а объем увеличивается со временем и расстоянием ( $\sim x^{2/3}$ ). Длина оползня также возрастает ( $\sim x^{2/3}$ ). Увеличение объема оползня может быть обусловлено наличием донного трения, когда оползень «поглощает» в себя прилегающие донные отложения. Это явление, хорошо известное в рамках динамики оползней, описано в (Pudasaini et al., 2007). Интересно отметить, что изменение параметров оползня (ускорения, высоты и объема) с глубиной относительно медленное ( $\sim h^{1/4}$ ), и следовательно, процесс генерации волн на переменной глубине (2.2.10) качественно не отличается от случая постоянной глубины.

Если оползень имеет форму (2.2.14), то уравнение (2.2.13) приобретает простой вид

$$H(\tau, t) = \frac{Fr^2}{Fr^2 - 1} Z(\tau - Fr \cdot t) - \frac{1}{2(Fr - 1)} Z(\tau - t) + \frac{1}{2(Fr + 1)} Z(\tau + t). \quad (2.2.19)$$

Похожие решения вида (2.2.19) известны в динамике волн цунами, генерируемых оползнями, которые движутся с постоянной скоростью в бассейне постоянной глубины (Пелиновский, 1996; Tinti et al., 2001). Физически волновое поле (2.2.19) представляет собой три волны

$$\eta(x,t) = \frac{Fr^2}{Fr^2 - 1} A(x) Z \left[ \int \frac{dx}{c(x)} - Fr \cdot t \right] - \frac{A(x)}{2(Fr - 1)} Z \left[ \int \frac{dx}{c(x)} - t \right] + \frac{A(x)}{2(Fr + 1)} Z \left[ \int \frac{dx}{c(x)} + t \right]. \quad (2.2.20)$$

Первая волна вынужденная, она движется над оползнем с переменной скоростью (2.2.15); ее длина увеличивается с расстоянием, а амплитуда, будучи пропорциональной высоте оползня, с расстоянием уменьшается. Вынужденная волна положительна («гребень») в суперкритическом режиме ( $Fr > 1$ ) и отрицательна («впадина») в докритическом режиме ( $Fr < 1$ ). Вторая волна свободная, она движется с переменной скоростью  $c(x)$  позади оползня в суперкритическом режиме ( $Fr > 1$ ) и впереди него в докритическом режиме ( $Fr < 1$ ). Со временем ее амплитуда уменьшается, а длина увеличивается. Третья волна свободная, по мере приближения к берегу ее амплитуда увеличивается, а длина уменьшается.

На рис. 2.2.2 показаны амплитуды трех волн в зависимости от числа Фруда. За коэффициент усиления здесь принимается соотношение  $H/Z$ , которое обозначено пунктирной линией для первого члена уравнения (2.2.20), штрих-пунктирной линией – для второго и сплошной линией – для третьего члена. Рассмотрим более подробно явление волнового резонанса, когда наблюдается совпадение скорости движения источника, возбуждающего волну, и собственной скорости волны в среде. Вблизи резонанса ( $Fr = 1$ ) амплитуда волн, движущихся от берега (вместе с оползнем) значительно увеличивается.

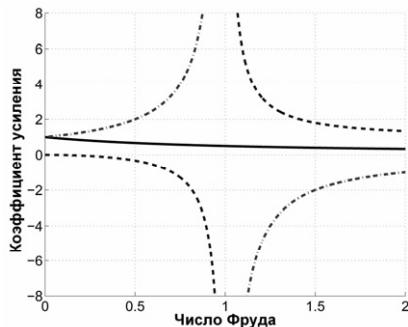


Рис. 2.2.2. Коэффициент усиления волн над вогнутым дном ( $h \sim x^{4/3}$ ) в зависимости от числа Фруда: вынужденная волна (пунктирная линия), свободная волна, движущаяся от берега (штрих-пунктирная линия) и к берегу (сплошная линия)

Для резонанса ( $Fr = 1$ ) решение (2.2.20) трансформируется в

$$\eta(x,t) = -\frac{A(x)t}{2} \frac{\partial Z}{\partial \tau}[\tau(x)-t] + \frac{3A(x)}{4} Z[\tau(x)-t] + \frac{A(x)}{4} Z[\tau(x)+t]. \quad (2.2.21)$$

Вынужденная волна, движущаяся от берега, имеет знакопеременную форму. Учитывая, что в окрестности резонанса  $\tau(x) \approx t$ , резонансная волна имеет вид

$$\eta_{res}(x,t) = -\frac{A(x)\tau(x)}{2} \frac{\partial Z}{\partial \tau}[\tau(x)-t]. \quad (2.2.22)$$

В результате амплитуда увеличивается с расстоянием, стремясь к асимптотическому значению

$$A_\infty = \frac{3x_0}{c_0} A_0 \max(\partial Z / \partial \tau). \quad (2.2.23)$$

В отличие от случая постоянной глубины, когда резонанс ведет к бесконечному росту амплитуды волны, при переменной глубине «действие» резонанса может быть ограничено.

Рассмотрим смещение водной поверхности над переменным дном (2.2.10) для оползня, форма которого в начальный момент времени описывается кривой

$$z_b(x,t=0) = \frac{A(x)}{2} \left[ \tanh\left(\frac{\tau(x) - \tau_0 + T/2}{a}\right) - \tanh\left(\frac{\tau(x) - \tau_0 - T/2}{a}\right) \right], \quad (2.2.24)$$

где мы положили временную длительность оползня  $T = 30$  секунд,  $\tau_0 = 11$  минут, оползень высотой 1 м и длиной 2 км расположен в 7.5 км от берега на глубине 100 м, рис. 2.2.3. Параметр  $a = 0.3T$  подобран с целью «сгладить» контур оползня. Такие параметры оползня не только близки к использованным в (Tinti et al., 2001), но и находятся в соответствии с характеристиками возможного подводного оползня в районе Малых Антильских островов (Ten Brink et al., 2006; Teeuw et al., 2009), где наблюдаются донные профили вида (2.2.10). Параметр  $p$  выбран таким образом, чтобы профиль дна соответствовал реальному, здесь мы использовали данные батиметрии вблизи о. Мари-Галант, Карибское море (HTDB/WLD, 2011), рис. 2.2.4.

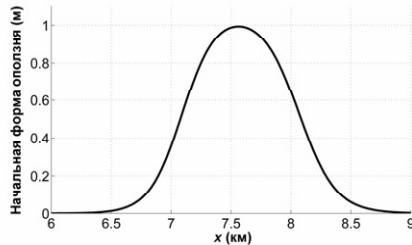


Рис. 2.2.3. Начальная форма оползня (2.2.24) для вогнутого профиля дна  $h \sim x^{4/3}$

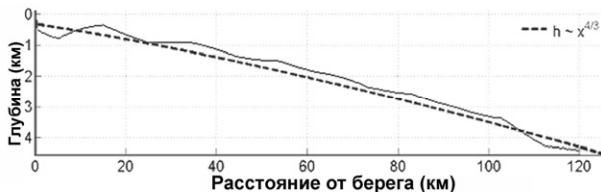


Рис. 2.2.4. Донный профиль вблизи о. Мари-Галант, Карибское море (HTDB/WLD, 2011)

На рис. 2.2.5 приведены результаты расчетов для двух режимов: докритического ( $Fr < 1$ ) и суперкритического ( $Fr > 1$ ). В суперкритическом режиме ( $Fr = 1.2$ ) вынужденная волна, заданная первым слагаемым в уравнении (2.2.19), движется от берега со скоростью оползня. На рис. 2.2.5 это первая положительная волна («гребень»), следующая за ней впадина — это свободная волна. В докритическом режиме ( $Fr = 0.8$ ) головной гребень — это свободная волна, а вынужденная волна является следующей за гребнем впадиной, уходящей на глубину. Как видно из рис. 2.2.5, со временем волны, уходящие от берега, становятся длиннее. Их амплитуды даны на рис. 2.2.6а. На малых временах амплитуды волн, движущихся от берега, увеличиваются за счет резонанса (в суперкритическом режиме коэффициент усиления составляет 2.5), но уже на расстоянии 2–3 длин волн амплитуды изменяются по закону Грина ( $A(x) \sim h(x)^{-1/4} \sim x^{-1/3}$ ). Основное отличие заключается в том, что в суперкритическом режиме амплитуды волн, уходящих на глубину, больше, чем в докритическом.

Свободная волна, которая выражена третьим слагаемым в (2.2.19), имеет небольшую амплитуду в начальным момент времени, и которая увеличивается по мере приближения к берегу (рис. 2.2.7). При уменьшении глубины длина свободной волны уменьшается, а амплитуда растет по закону Грина (рис. 2.2.6б), достигая большего значения в докритическом режиме. В результате амплитуда волны на подходе к берегу увеличивается в 2–3 раза.

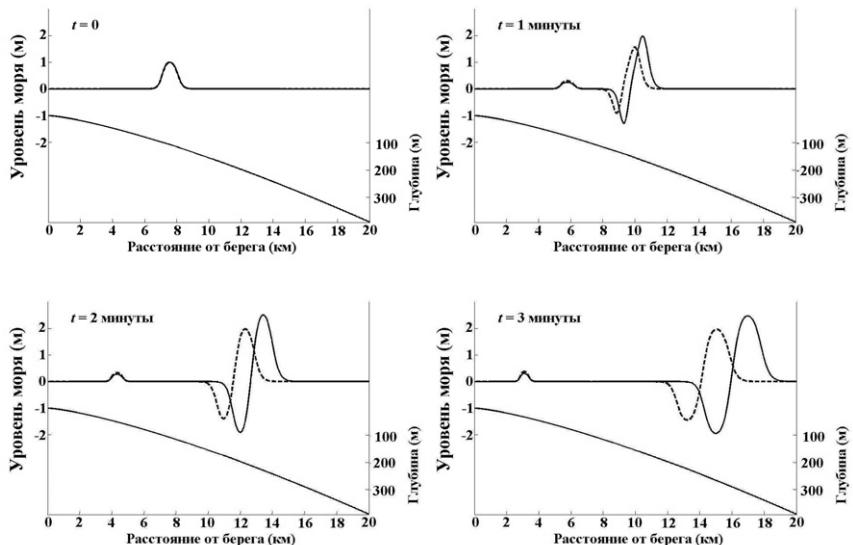


Рис. 2.2.5. Смещение водной поверхности для вогнутого профиля дна  $h \sim x^{4/3}$  в докритическом (пунктирная линия) и суперкритическом режиме (сплошная линия)

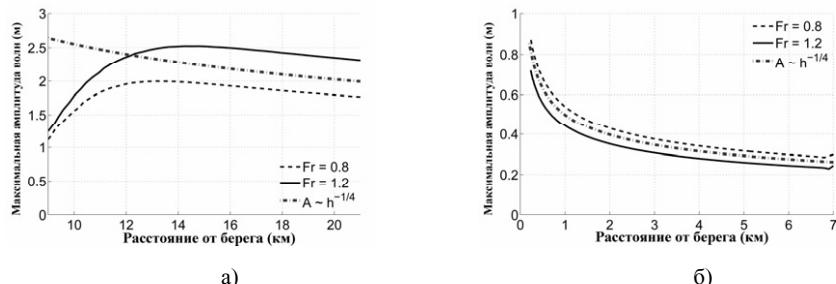


Рис. 2.2.6. Максимальная амплитуда волн, движущихся (а) от берега и (б) к берегу над вогнутым дном  $h \sim x^{4/3}$

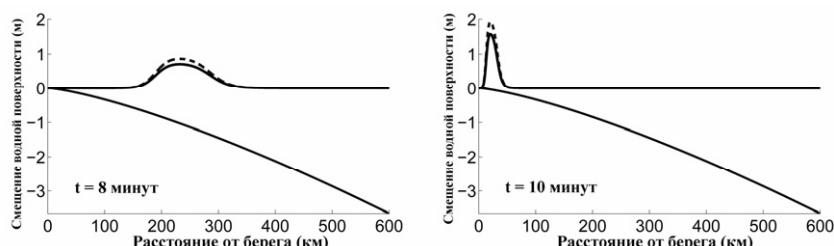


Рис. 2.2.7. Накат цунами на берег для вогнутого профиля дна  $h \sim x^{4/3}$  в докритическом (пунктирная линия) и суперкритическом режиме (сплошная линия)

Как известно, возможны два вида наката волны на берег: с обрушением и без. В случае вогнутого дна вида (2.2.10) строгого критерия обрушения волны не существует; в отличие от линейно наклонного дна (Synolakis, 1987; Диденкулова и др., 2006, 2008). Если рассматривать накат волны на безотражательный профиль дна, то высота наката получается весьма большой (Didenkulova et al., 2009), и скорее всего волна обрушится. Поэтому рассмотрим задачу наката, соединяя безотражательный профиль с линейным в точке, где амплитуда волны мала по сравнению с глубиной. Тогда мы можем воспользоваться известным решением нелинейной задачи на пляж постоянного откоса (Диденкулова и др., 2006; Synolakis, 1987) и высота наката определяется формулой (Диденкулова и др., 2007; Пелиновский и др., 2009)

$$R_{plane} \approx 3.5A\sqrt{X_1/\lambda}, \quad (2.2.25)$$

где  $A$  – амплитуда и длина волны, которая находится на расстоянии  $X_1$  от берега. Для  $X_1 \sim 500$  м,  $A \sim 0.7$  м,  $\lambda \sim 200$  м, высота наката, рассчитанная по формуле (2.2.25) составляет 3.9 м. Как следует из уравнения (2.2.20), при увеличении числа Фруда амплитуда волны уменьшается, а значит, и высота наката уменьшается по закону  $\sim 1/(Fr+1)$ .

Отметим, что при глубине в несколько метров такие процессы как рассеивание энергии за счет придонного турбулентного слоя и обрушение волны, ведут к уменьшению высоты наката. Как правило, волны, генерируемые оползнем, обрушаются на мелководье (Didenkulova et al., 2010). Поэтому представленные здесь оценки являются верхней границей высоты наката цунами.

**Резонансное усиление волн цунами при сходе подводного оползня.** В случае резонанса, когда оползень и водная поверхность движутся синхронно (число Фруда  $Fr = 1$ ), в бассейне постоянной глубины формируется резонансная волна с монотонно растущей амплитудой (Пелиновский, 1996), в то время как за счет переменной глубины, как мы показали выше, она может оказаться конечной. Рассмотрим эффект резонанса для бассейна медленно меняющейся глубины, не обязательно по закону (2.2.10). Мы будем рассматривать только часть волнового поля, поскольку амплитуда волны, которая движется к берегу, меняется незначительно в зависимости от движения оползня. Поэтому мы подробно остановимся на особенностях движения волн, которые распространяются от берега на глубину. В окрестности резонанса эти волны имеют скорость, близкую к  $c(x) = \sqrt{gh(x)}$ , которая меняется с расстоянием. В этом случае удобно перейти к новым переменным

$$s = \tau(x) - t, \quad x' = x, \quad (2.2.26)$$

где  $\tau(x)$  – время распространения. Тогда исходное уравнение (2.2.6) трансформируется в

$$2c(x') \frac{\partial^2 \eta}{\partial s \partial x'} + \frac{dc}{dx'} \frac{\partial \eta}{\partial s} + \frac{\partial}{\partial x'} \left[ c^2(x') \frac{\partial \eta}{\partial x'} \right] = -\frac{\partial^2 z_b}{\partial s^2}. \quad (2.2.27)$$

В общем виде уравнение (2.2.27) не решается, поэтому здесь используется приближение медленно меняющейся глубины (ВКБ приближение). Третье слагаемое в левой части уравнения (2.2.27) пренебрежимо мало и может быть отброшено. Тогда для нулевых начальных условий решение (2.2.27) записывается в виде

$$\eta(x, s) = -\frac{1}{2\sqrt{c(x)}} \int_{x_0}^x \frac{1}{\sqrt{c(y)}} \frac{\partial z_b(y, s)}{\partial s} dy + \eta(x_0, s), \quad (2.2.28)$$

где точка  $x_0$  соответствует начальному положению оползня, функция  $\eta(x_0, s)$  определяет форму волны в этой точке. Будем изучать только резонансную волну, которая задается первым членом в (2.2.28)

$$\eta_{res}(x, s) = -\frac{1}{2\sqrt{c(x)}} \int_{x_0}^x \frac{1}{\sqrt{c(y)}} \frac{\partial z_b(y, s)}{\partial s} dy. \quad (2.2.29)$$

Уравнение (2.2.29) может быть использовано для изучения процесса возбуждения цунами оползнем переменного объема (массы), который движется с произвольной скоростью, близкой к скорости движения волны.

Рассмотрим случай, когда оползень сползает вдоль откоса

$$h(x) = h_0 \left( \frac{x}{x_0} \right)^\gamma, \quad \gamma > 0, \quad (2.2.30)$$

(здесь  $h_0$  – глубина в точке  $x_0$ ), хотя многие результаты, полученные здесь, останутся справедливыми и для более сложных донных профилей. Пусть оползень имеет произвольную форму и движется в резонансе с волной:

$$z_b(x, t) = Q(x)Z(s) = Q(x)Z[\tau(x) - t]. \quad (2.2.31)$$

При этом он генерирует волну переменной амплитуды  $D(x)$

$$\eta_{res}(x, t) = -D(x) \frac{\partial Z(\tau - t)}{\partial \tau}, \quad D(x) = \frac{1}{2\sqrt{c(x)}} \int_{x_0}^x \frac{Q(y)dy}{\sqrt{c(y)}}. \quad (2.2.32)$$

Сначала рассмотрим оползень, высота которого меняется согласно закону Грина.

$$Q_{Gr}(x) = Q_0 \left( \frac{h}{h_0} \right)^{-1/4} = Q_0 \left( \frac{x}{x_0} \right)^{-\gamma/4}. \quad (2.2.33)$$

В этом случае амплитуда  $D(x)$  имеет вид

$$D_{Gr}(x) = \frac{Q_0 x_0}{2\sqrt{g h_0}} N_{Gr}(x), \quad N_{Gr}(x) = \begin{cases} \frac{1}{1-\gamma/2} \left[ (x/x_0)^{1-3\gamma/4} - (x/x_0)^{-\gamma/4} \right] & \gamma \neq 2 \\ \frac{\ln(x/x_0)}{(x/x_0)^{1/2}}, & \gamma = 2 \end{cases}, \quad (2.2.34)$$

и изменение функции  $N_{Gr}(x)$  с расстоянием показано на рис. 2.2.8. Из уравнения (2.2.34) следует, что амплитуда волны увеличивается до бесконечности для  $\gamma < 4/3$ . Для «безотражательного» dna ( $\gamma = 4/3$ ) амплитуда волны асимптотически стремится к максимуму. Для  $\gamma > 4/3$  амплитуда волны не может быть описана монотонной функцией ввиду резонанса при одновременном увеличении глубины. В частности, если глубина быстро увеличивается с расстоянием, коэффициент увеличения «падает», и область усиления сужается.

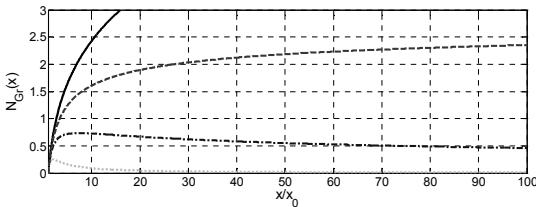


Рис. 2.2.8. Изменение функции  $N_G(x)$  с расстоянием:  $\gamma = 1$  (сплошная линия),  $\gamma = 4/3$  (пунктирная линия),  $\gamma = 2$  (штрих-пунктирная линия),  $\gamma = 4$  (точечная линия).

Рассмотрим объем оползня, который при  $\gamma < 2$  может быть выражен в явном виде

$$M_{Gr}(t) = \int z_b(x, t) dx = \int c(\tau) Q(\tau) Z(\tau - t) d\tau \sim \int \tau^{\frac{\gamma}{2(2-\gamma)}} Z(\tau - t) d\tau \sim t^{\frac{\gamma}{2(2-\gamma)}}. \quad (2.2.35)$$

На ровном дне он увеличивается как  $t^{1/2}$ , а на «безотражательном» – как  $t$ . В частности, для  $\gamma > 4/3$  объем оползня увеличивается с расстоянием, а амплитуда волны уменьшается.

Рассмотрим теперь случай, когда оползень сохраняет постоянный объем

$$M_C(t) = \int z_b(x, t) dx = \int c(\tau) Q(\tau) Z(\tau - Fr \cdot t) d\tau = const, \quad (2.2.36)$$

причем его высота и длина изменяются с расстоянием. Из (2.2.36) следует, что это возможно при  $Q \sim c^{-1}$ :

$$Q_C(x) = Q_0 \left( \frac{h}{h_0} \right)^{-1/2} = Q_0 \left( \frac{x}{x_0} \right)^{-1/2}, \quad (2.2.37)$$

тогда амплитуда волны определяется функцией  $N_C(x)$

$$D_C(x) = \frac{Q_0 x_0}{2\sqrt{gh_0}} N_C(x), \quad (2.2.38)$$

$$N_C(x) = \begin{cases} \frac{1}{1-3\gamma/4} \left[ (x/x_0)^{1-\gamma} - (x/x_0)^{-\gamma/4} \right] & \gamma \neq 4/3, \\ \frac{\ln(x/x_0)}{(x/x_0)^{1/3}}, & \gamma = 4/3. \end{cases} \quad (2.2.39)$$

Функция  $N_C(x)$  ограничена на  $\gamma \geq 1$ , при  $\gamma > 1$  амплитуда волны уменьшается с расстоянием, рис. 2.2.9. Видно, что в случае схода оползня постоянного объема амплитуда волн цунами растет с расстоянием, но остается ограниченной: максимальное увеличение амплитуды волны над плоским откосом составляет  $N_C(x \rightarrow \infty) = 4$ .

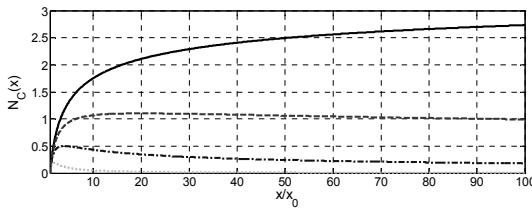


Рис. 2.2.9. Изменение функции  $N_C(x)$  с расстоянием:  $\gamma = 1$  (сплошная линия),  $\gamma = 4/3$  (пунктирующая линия),  $\gamma = 2$  (штрих-пунктирная линия),  $\gamma = 4$  (точечная линия).

Однако масса оползня может меняться при его движении, в частности, вследствие процессов эрозии (Pudasaini et al., 2007), поэтому рассмотрим также случай, когда объем оползня уменьшается, например, по следующему закону:

$$Q_D(x) = Q_0 \left( \frac{h}{h_0} \right)^{-3/4} = Q_0 \left( \frac{x}{x_0} \right)^{-3/4}. \quad (2.2.40)$$

Для «безотражательного» профиля дна (2.2.10) и  $Z(\tau)$ , заданной в виде (2.2.17), объем оползня находится в явном виде

$$M_D(t) = Q_0 x_0 \ln \left[ 1 + \frac{T}{\tau_0 + t} \right]. \quad (2.2.41)$$

Аналогично (2.2.39) амплитуда волны описывается функцией  $N_D(x)$ :

$$N_D(x) = \begin{cases} \frac{1}{1-\gamma} \left[ (x/x_0)^{1-5\gamma/4} - (x/x_0)^{-\gamma/4} \right] & \gamma \neq 1 \\ \frac{\ln(x/x_0)}{(x/x_0)^{1/4}}, & \gamma = 1 \end{cases}. \quad (2.2.42)$$

Таким образом, совместный вклад резонанса и увеличения глубины ведет к немонотонному изменению амплитуды волны с расстоянием. Этот результат зависит от характера изменения объема оползня, при этом область резонансного усиления меньше при уменьшении объема оползня.

Рассмотрим отдельно «прохождение» оползня через резонанс при его движении вдоль плоского откоса. Пусть оползень постоянного объема имеет Гауссову форму и движется с постоянной скоростью  $V$

$$z_b(t, x) = Q_0 \exp\left(-\frac{4(x/V-t)^2}{T^2}\right). \quad (2.2.43)$$

Введем безразмерные переменные

$$X = \frac{x}{x_0}, \quad S = \frac{c_0 s}{x_0}, \quad Fr = \frac{V}{c_0}, \quad \theta = \frac{c_0 T}{x_0}, \quad (2.2.44)$$

где последний параметр есть соотношение длины оползня ( $L = c_0 T$ ) к характерному расстоянию изменения глубины  $x_0$ ; тогда аргумент в (2.2.43) имеет вид

$$\xi = \frac{S - \left[ 2(\sqrt{1+X} - 1) - \frac{X}{Fr} \right]}{\theta}. \quad (2.2.45)$$

Уравнение (2.2.29) также переписывается в безразмерных переменных

$$\eta(S, X) = -\frac{Q_0}{2\theta(1+X)^{1/4}} \int_0^X \frac{1}{(1+y)^{1/4}} \frac{dZ(\xi)}{d\xi} dy, \quad Z(\xi) = \exp(-4\xi^2). \quad (2.2.46)$$

Рассчитанные записи волн цунами на разных расстояниях от источника для начального числа Фруда,  $Fr = 3$  и относительной длины оползня,  $\theta = 1$  приведены на рис. 2.2.10.

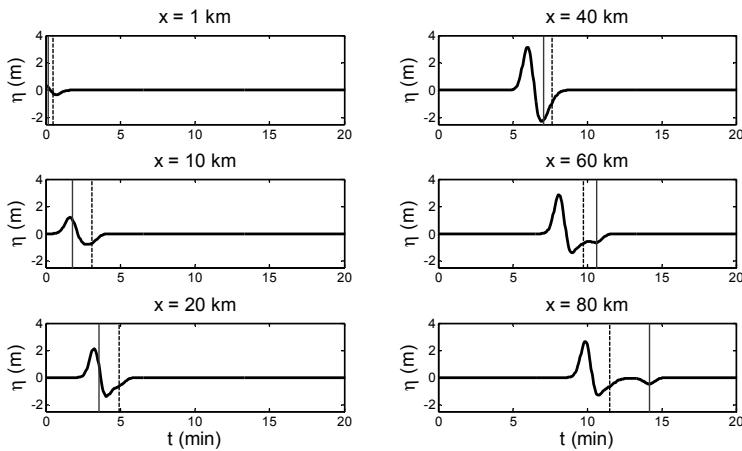


Рис. 2.2.10. Запись волны цунами на различных расстояниях для  $Fr = 3$  and  $\theta = 1$ . Сплошная линия показывает расположение оползня; пунктирная соответствует моменту прихода свободной волны  $t = \tau$

В начальный момент времени оползень длиной 2 км расположен на глубине 100 м, временная длительность оползня  $T \sim 1$  мин. В этом случае при распространении волны до дистанции  $x = 16$  км действует суперкритический режим ( $Fr > 1$ ), после чего наступает докритический режим ( $Fr < 1$ ), и оползень начинает двигаться медленнее, чем волна цунами. Сначала в суперкритическом режиме первой распространяется вынужденная волна положительной полярности, движущаяся со скоростью оползня, за ней следует вторая волна (свободная), движущаяся со скоростью поверхностных волн  $c(x)$ , имеющая отрицательную полярность. После прохождения через резонанс вынужденная волна преобразуется в свободную, оставаясь положительной, и продолжает распространяться первой.

Таким образом, полярности свободной и вынужденной волн различаются для до- и супер-критического режимов, хотя при этом записи волн цунами для различных чисел Фруда качественно выглядят одинаково.

В случае, когда оползень более короткий ( $\theta$  мало), мареограмма качественно не меняется, но амплитуда волны возрастает, поскольку цунами генерируется в основном передним и задним фронтами оползня.

Пространственное изменение амплитуды волны для разных чисел Фруда показано на рис. 2.2.11. С увеличением числа Фруда область резонанса «сдвинута» по отношению к начальному расположению; при этом увеличение волны в области резонанса значительнонее, чем вне ее. Данный пример показывает разницу между резонансными и нерезонансными процессами генерирования волн цунами.

Учет эффектов нелинейности и дисперсии волн в окрестности резонанса может быть выполнен в рамках вынужденного уравнения Кортевега – де Вриза (Пелиновский, 2002). Тогда на теле длинной волны возникают мелкомасштабные волны солитоноподобной формы, которые, однако, не влияют на характеристики длинных волн. Поэтому полученные приближенные решения могут быть использованы для определения параметров волн цунами, генерируемых подводным оползнем переменного объема, движущимся с переменной скоростью.

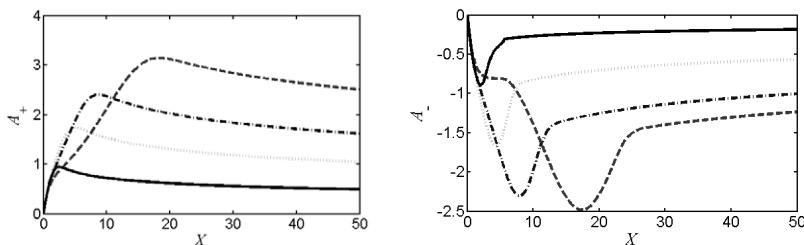


Рис. 2.2.11. Пространственное изменение амплитуд волн цунами для  $\theta = 1$ ,  $Fr = 1$  (сплошная линия), 2.5 (точечная линия), 2 (штрих-пунктирная линия), 3 (пунктирная линия).

Результаты, описанные в настоящем параграфе, опубликованы в (Н–1; Н–3).

## 2.3 Моделирование цунами сейсмического происхождения при различных залеганиях очага землетрясения

Малые Антильские острова в Карибском море расположены в так называемой зоне субдукции, где, согласно теории тектоники плит, одна литосферная плита подвигается под другую. Очаги сильных подводных землетрясений вблизи о. Гваделупа и о. Мартиника показаны на рис. 2.3.1а. Последнее сильное землетрясение (магнитуда  $M_s = 7.4$ ;  $14.943^\circ\text{N}$ ,  $61.244^\circ\text{W}$ ; фокальная глубина 147 км) произошло в этом регионе 29 ноября 2007 года (рис. 2.3.1б), параметры землетрясения даны в табл. 2.3.1 (USGS, 2011), все обозначения показаны на рис. 2.3.2. Это событие активно обсуждалось в прессе; на о. Гваделупа землетрясение вызвало значительную панику (города Pointe-a-Pitre, Baie-Mahault), медицинская помощь была оказана 40 пострадавшим, многие находились в состоянии стресса. Детей эвакуировали из школ, учебные заведения были закрыты на четыре дня. Повсюду можно было наблюдать незначительные разрушения (трещины в стенах, разбитые мелкие объекты).

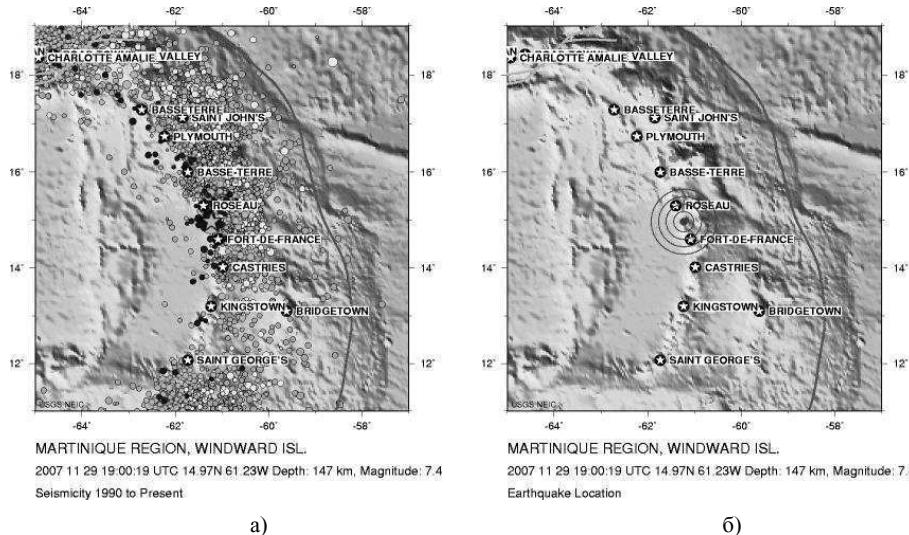


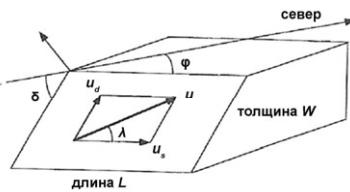
Рис. 2.3.1. Сейсмичность исследуемого региона в Карибском море (а) и землетрясение 29.11.2007 (USGS, 2011) (б)

Таблица 2.3.1

## Параметры события 29.11.2007 (USGS, 2011)

Параметры		Плоскость 1	Плоскость 2
Мгновенная магнитуда		7.4	7.4
Эпицентр	Долгота, °W	61.243	61.243
	Широта, °N	14.940	14.940
Параметры разлома	$\varphi$ (градусы)	109	216
	Фокальная глубина (км)	147	147
	Длина разлома (км)	120	120
	Ширина разлома (км)	40	40
	$\delta$ (градусы)	59	64
	$u$ (градусы)	-31	-145
	Вертикальное смещение (м)	3-5	3-5

Землетрясению 29 ноября 2007 года предшествовал так называемый форшок, который почувствовали многие на Гваделупе, в том числе и авторы исследования. Первоначальное обследование нескольких пляжей (между городами Dampier и Saint-Félix) было произведено около полутора часов спустя после землетрясения и на следующий день 30 ноября 2007. По итогам обследования был сделан вывод, что следов цунами не обнаружено.

Рис. 2.3.2. Геометрия задачи: плита длины  $L$ , ширины  $W$  расположена под углом  $\varphi$  к северу

Для расчета потенциального цунами в этом регионе мы используем программу NAMIDANCE, основанную на международном коде TUNAMI (NAMI DANCE, 2010; Куркин и др., 2003), который рекомендован ЮНЕСКО для расчета цунами. В разработке этого кода принимали участие сотрудники кафедры «Прикладная математика» НГТУ им. Р. Е. Алексеева (Зайцев А. И., Куркин А. А., Пелиновский Е. Н., Чернов А. Г.).

Основные уравнения модели в так называемых полных потоках имеют вид (Пелиновский, 1996; Куркин, 2005; Левин и др., 2005)

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{M^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{MN}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{k}{2D^2} M \sqrt{M^2 + N^2} = 0, \quad (2.3.1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{MN}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{N^2}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{k}{2D^2} N \sqrt{M^2 + N^2} = 0, \quad (2.3.2)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0, \quad (2.3.3)$$

где  $\eta$  – смещение водной поверхности;  $t$  – время;  $x$  и  $y$  – горизонтальные координаты;  $M = u(h + \eta)$  и  $N = v(h + \eta)$  компоненты расхода воды (интегрированного по глубине) вдоль  $x$  и  $y$ ;  $u$  и  $v$  – компоненты горизонтальных скоростей частиц воды;  $D = h(x, y) + \eta$  – полная глубина бассейна;  $h(x, y)$  невозмущенная глубина; и  $k = 0.0025$  – типичное значение для коэффициента трения.

Накат волн на берег не учитывается, и граничные условия соответствуют полному отражению в ближайших к берегу узлах сетки (условие вертикальной стенки).

$$\frac{\partial \eta}{\partial n} = 0, \quad (2.3.4)$$

где  $n$  – нормаль к береговой границе. На открытых границах расчетной области в море используются неотражающие граничные условия, соответствующие в идеализированных условиях (линейная задача, ровное дно, прямолинейная граница) полному уходу волны из расчетной области:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \sqrt{gh} (\vec{n} \cdot \nabla \eta) = 0. \quad (2.3.5)$$

Начальное возмущение находится с помощью решения Okada (1985). Отметим, что в случае землетрясения 29 ноября 2007 года возможны два сценария начального возмущения, рис. 2.3.3. Оба очага, расположенные в разных плоскостях, характеризуются как гладкие, при этом выделяются зоны различной полярности: одна отрицательная и две положительные. В начальный момент времени максимальные амплитуды волн достигают 60 см и 1 м для первой и второй плоскостей соответственно.

Ранее (Geist, 1998) показал, что средний угол  $\alpha$  цунамигенных землетрясений превышает угол наклона землетрясений, не генерировавших цунами, это соответствует результатам нашего исследования, поскольку начальное возмущение больше в очаге большего наклона (рис. 2.3.3). В результате, максимальная высота волны на о. Гваделупа и на соседних островах (Мари-Галант, Дезирад и Ле-Сент) больше при расположении очага в первой плоскости, а на о. Мартиники – во второй плоскости.

Диаграммы направленности цунами представлены на рис. 2.3.4 и 2.3.5, при этом мы специально выделяем подъем уровня воды (положительные амплитуды) и его понижение (отрицательные амплитуды). Отсюда видна локальность этого цунами. Эти расчеты подтвердили также «ненаблюдаемость» этого цунами, поскольку характерные максимальные амплитуды здесь около 1 см (даже эффект усиления волны на мелководье не приводит к значительному подъему уровня воды, и высота волны у берега не превышает 10 см). Причина этого связана, очевидно, с большой глубиной фокуса. Если бы глубина фокуса была бы поменьше, то цунами могло бы иметь катастрофический характер. Поэтому мы решили выяснить, при какой глубине фокуса цунами на Мартинике и Гваделупе могло быть заметным, если бы остальные параметры землетрясения не изменились.

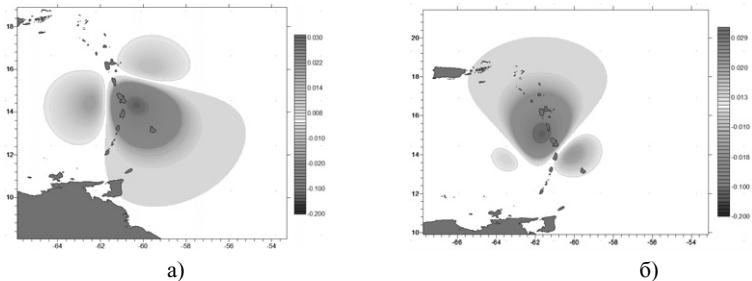


Рис. 2.3.3. Расположение очага цунами в первой (а) и второй плоскости (б)

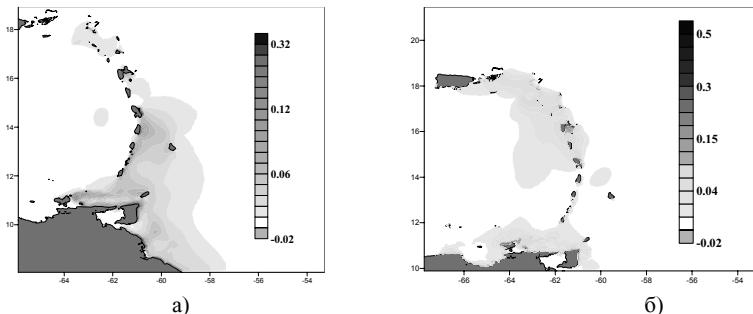


Рис. 2.3.4. Распределение положительных амплитуд (в метрах): первая (а) и вторая плоскость (б)

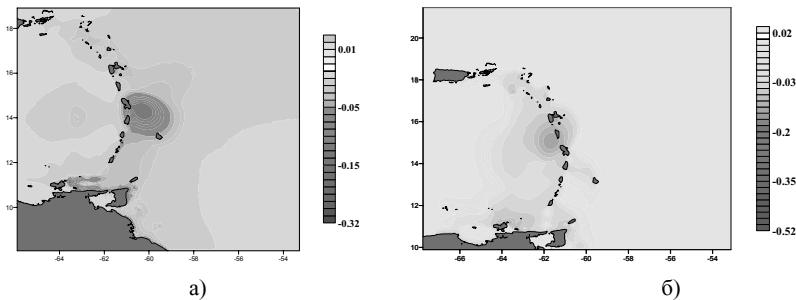


Рис. 2.3.5. Распределение отрицательных амплитуд (в метрах): первая (а) и вторая плоскость (б)

Для проведения таких прогнозистических расчетов мы расположили 65 «компьютерных» метеографов в туристических зонах о. Гваделупа (31 метеограф), о. Мартиника (24 метеографа), о. Ле-Сент (2 метеографа), о. Мари-Галант (7 метеографов), и о. Дезирад (1 метеограф), рис. 2.3.6. Часть метеографов «поставлена» на среднюю глубину 2 м (что соответствует реальному расположению датчиков вблизи о. Гваделупа (IPGP, 2006)), часть – на среднюю глубину 30 м. Такое расположение позволяет оценить эффект усиления волны на мелководье («shoaling effect»).

Проведено две серии экспериментов. В первой серии менялось вертикальное смещение подвижки, которое обычно плохо известно из сейсмических данных. Независимо от плоскости, в которой находится очаг землетрясения, изменение вертикального смещения в очаге на 1 м ведет к увеличению высоты волны в среднем на 28%. Зависимость высоты волны от вертикального смещения в очаге дана на рис. 2.3.7.

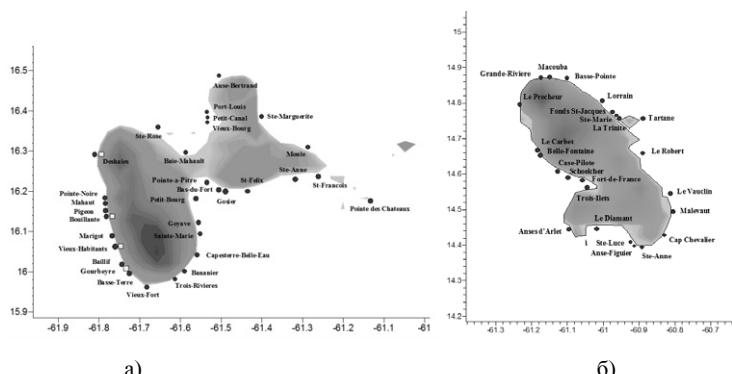


Рис. 2.3.6. Сеть метеографов вблизи о. Гваделупа (а) и о. Мартиника (б): темные круги – численные метеографы, белые квадраты – реальные

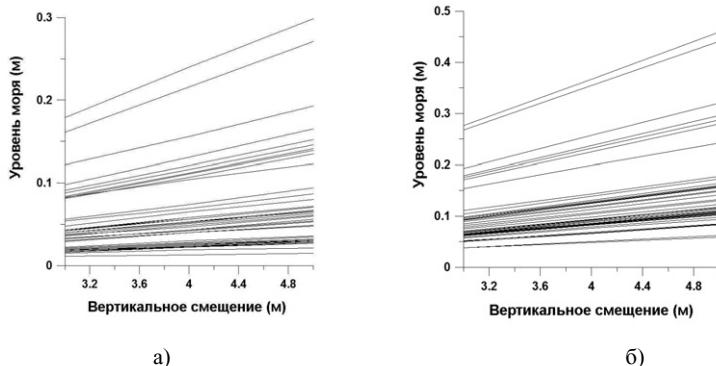


Рис. 2.3.7. Зависимость высоты волны от сейсмического смещения для первой (а) и второй плоскости (б). Каждая кривая соответствует записям «компьютерного» метеографа

Реальная фокальная глубина события 29 ноября 2007 года составляет 147 км. Ранее (Подъяпольский, 1969) показал, что максимальная высота волны генерируется при залегании очага на глубине 30 км. В следующей серии расчетов мы меняем фокальную глубину землетрясения от 140 км до 20 км, используя для остальных параметров значения, приведенные в табл. 2.3.1 (вертикальное смещение в подвижке 5 м). Рассчитанный очаг цунами по модели Окада (1985) для двух глубин фокуса 60 и 20 км показан на рис. 2.3.8. Форма очага цунами меняется слабо в этом диапазоне глубин фокуса. Возрастает также высота волны в очаге и вблизи берега. Так, уменьшение фокальной глубины от 140 до 20 км приводит к увеличению максимальной высоты волны от 0.03 м (Baillif и Vieux-Habitants) до 1.7 м (Pointe des Châteaux). В этом случае, как и следовало ожидать, последствия цунами могли бы быть катастрофическими. Кривые зависимости максимального отрицательного и положительного возмущений от значений фокальной глубины представлены на рис. 2.3.9а. В частности, положительная амплитуда связана с глубиной фокуса регрессионной зависимостью (показанной на рис. 2.3.9а сплошной линией) с коэффициентом корреляции  $R = 0.96$

$$\ln(\eta) = -1.21 \cdot \ln(d) + 1.85, \quad (2.3.1)$$

где  $d$  – фокальная глубина землетрясения (км),  $\eta$  – начальное возмущение в источнике (м).

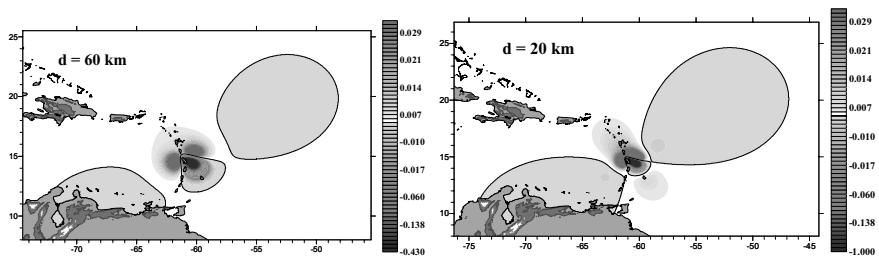


Рис. 2.3.8. Смещение воды в очаге цунами (шкала смещения дана в метрах, фокальная глубина обозначена буквой  $d$ )

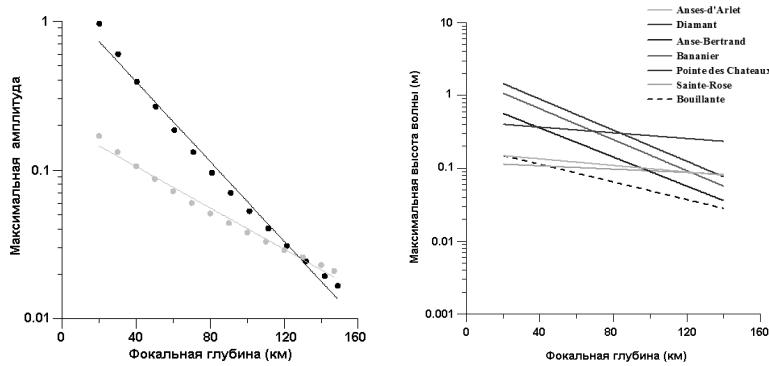


Рис. 2.3.9. Максимальные положительные (серым) и отрицательные (черным) значения смещения уровня воды в очаге цунами при различной фокальной глубине (а); максимальная высота волн вблизи берега как функция от фокальной глубины (б)

Ранее уже исследовались зависимости параметров очага цунами от параметров землетрясения. Отметим, в частности, работу Поплавского и др. (1997), основанную только на наблюдаемых данных в Тихом океане. Недавно появилась работа (Большакова и др., 2011), в которой выполнены детальный анализ параметров очага цунами в рамках модели Окады. Полученная нами зависимость (2.3.1) является региональной для специфического очага цунами вблизи о. Мартиника.

Результаты, изложенные в этом параграфе, содержатся в (Н–31).

## 2.4 Цунами, вызванное извержением вулкана на о. Монтсеррат в 2003 году: моделирование и полевое обследование

Вулкан Суфриер-Хиллс, расположенный на о. Монтсеррат в Карибском море (рис. 2.4.1) имеет высоту кратера над уровнем моря около 1000 м (она колеблется ввиду активности вулкана). 18 июля 1995 года вулкан после долгого перерыва возобновил свою активность, и продолжающиеся до настоящего времени извержения этого вулкана сделали необитаемым половину о. Монтсеррат (MVO, 2011). В частности, оказалась разрушенной столица острова Плимут (рис. 2.4.2), в который сейчас запрещен въезд. Извержения сопровождаются выбросом лавы на небольших расстояниях от кратера и пирокластическими потоками, рис. 2.4.2–2.4.3. Напомним, что предложенная в параграфе 1.2 «твёрдая» модель оползня как раз и использована для расчета характеристик пирокластического потока этого вулкана.

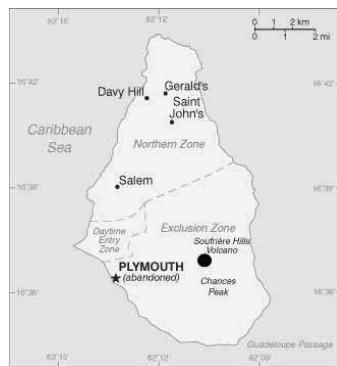


Рис. 2.4.1. Карта о. Монтсеррат (вулкан показан кругом, бывшая столица острова – звездой)

На рис. 2.4.2а вулкан сфотографирован незадолго до этой даты, и, к сожалению, купол виден недостаточно ясно. По данным на 22 апреля 2003 года его высота составляла 80 м при объеме около 260 млн м<sup>3</sup>. Обрушение купола, случившееся в ночь с 12 на 13 июля 2003 года, было сильнейшим за все время извержения вулкана. Грубые оценки показывают, что было сколлапсировано около 120 млн м<sup>3</sup> обломочного вещества. Пирокластические потоки начали сходить в долину реки Тар примерно в 9:30 местного времени (13:30 по Гринвичу), в 10:45 они усилились и стали достигать моря. Наиболее энергетическая фаза извержения произошла между 21:50 12 июля и 0:50 13 июля (время местное), когда «раскаленные тучи» продвигались на 3 км по поверхности моря. Объемы потоков составляли около 10 млн м<sup>3</sup> (MVO, 2011).

Основное разрушение купола произошло в 23:35. Вызванная этим лавина сошла в воду, а «раскаленная туча» покрыла площадь в  $10 \text{ км}^2$  к северу-востоку от вулкана. Наиболее сильное извержение зарегистрировано в 23:52, когда облако пепла поднялось на 15 км в высоту, накрыв не только опасную зону, но и населенные пункты в безопасной зоне, где толщина пепла достигала 15 см. Силу потоков, сошедших с вулкана, характеризует огромный камень, найденный на побережье после 12 июля 2003 г., его фотография содержится в нашей работе (Пелиновский и др., 2004). Долина реки Тар сильно изменилась, в ней образовался глубокий каньон, и была изменена береговая линия.



Рис. 2.4.2. Вид на башню в центре столицы острова до начала извержения 1995 года (а) и 3 августа 2003 года (б)

Численное моделирование события 12-13 июля 2003 года проведено в рамках нелинейной теории мелкой воды (параграф 2.3) в декартовых координатах без учета силы Кориолиса в силу малости географической широты и небольшого размера расчетной области. Главной целью расчетов, выполненных еще до проведения экспедиции, было определить наиболее вероятные места проявления цунами. Поэтому мы не нуждались в большой точности и использовали граничные условия на берегу, соответствующие полному отражению в ближайших к берегу узлах сетки на глубине 10–20 м (условие непропускания или вертикальной сетки). На открытых границах расчетной области в море используются неотражающие граничные условия, соответствующие полному уходу волн из расчетной области.

Расчеты выполнены с помощью международного расчетного комплекса TUNAMI, примененного ранее для анализа цунами 1867 г. на Малых Антильских островах (Zahibo et al., 2003a) и для оценки цунамиопасности Карибского моря (Куркин и др., 2003; Zahibo et al., 2003b). Для расчетов использована батиметрия GEBCO восточной части Карибского моря с разрешением 1.5 км. Как показывают расчеты параметров

пирокластического потока, сходящего в воду (параграф 1.2), его скорость составляет примерно 20–40 м/с, и, следовательно, он воздействует на водную поверхность импульсно. В этом случае, его воздействие эквивалентно мгновенному смещению поверхности воды в очаге. Учитывая также результаты работ (Heinrich et al., 1998), можно считать, что характерная высота подъема воды в очаге составляет 10 м. Поэтому источник цунами грубо выбран в виде круга с диаметром 2 км вблизи дельты реки Тап ( $16.71^{\circ}\text{N}$ ,  $62.14^{\circ}\text{W}$ ) со смещением в очаге 10 метров.

Согласно расчетам, заметные волны цунами можно ожидать на островах Антигуа и Гваделупа, и более слабые – на островах Невис и Барбуда, рис. 2.3.3а. Максимальная амплитуда цунами на островах составляет 1.9 м (о. Антигуа), 1.6 м (о. Гваделупа), 1.2 м (о. Невис) и 0.9 м (о. Барбуда). Важно отметить, что результаты численного счета на о. Гваделупа (рис. 2.4.3б) совпали с данными полевого обследования. К сожалению, на соседних островах полевое обследование проведено не было и информации о цунами найти не удалось.

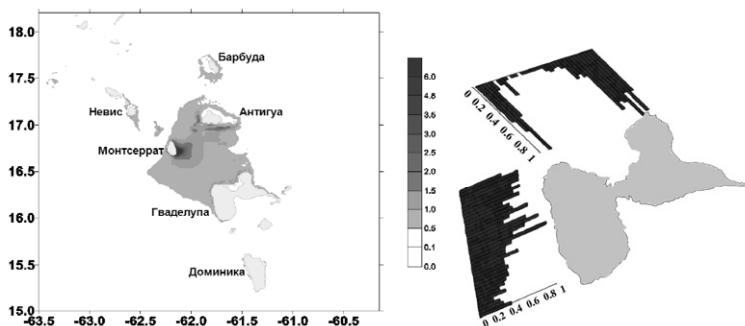


Рис. 2.4.3. Распределение рассчитанных максимальных значений амплитуды цунами (в метрах) 12-13.07.2003

Осенью 2003 года авторы исследования участвовали в полевом исследовании с целью обнаружить следы цунами на о. Гваделупа, вызванные сходом пирокластического потока в воду. Первым шагом было найти записи метеографов вблизи о. Гваделупа, однако в то время все датчики были выведены из строя, в том числе метеограф в порту столицы острова, который зарегистрировал 10 – 12 см цунами в 1985 году (это событие описано в параграфе 2.2). В местной газете «France-Antilles» также не было найдено информации о волнах цунами. Поскольку о. Монтсеррат расположен к северу от о. Гваделупа, мы искали следы цунами на северном побережье, исключая районы с крутыми берегами (Pointe de la Grande Vigie). Поиски следов цунами осложнялись тем, что согласно

грубой оценке, волны «пришли» на о. Гваделупа глубокой ночью. Было подробно исследовано побережье острова Бас-Тер, которое уже затапливалось, в частности, во время катастрофического цунами 1867 г (см. параграф 3.2).

В порту города Deshaies (разрушенного во время Виргинского цунами 1867 года) цунами разбросало несколько рыбачьих лодок в порту и в устье реки (примерно на 15 м), переместив некоторые из них на берег и нанеся им небольшой ущерб. Одна из лодок была смещена на 60 м вверх по течению реки к мосту, рис. 2.4.4. На побережье г. Deshaies расположен небольшой ресторан «Note Bleue», в котором, несмотря на поздний час, были посетители. По свидетельствам очевидцев, между 23 и 01 часами уровень моря резко поднялся. Согласно собранным данным, волна поднялась на 1.5 м и прошла на берег на 25 м. Продолжительность цунами оценивается в несколько минут, что соответствует периоду волн цунами от вулканических источников. В целом, из полученных в ходе полевого исследования сведений можно считать цунами высотой 1 м реальным событием.

В нескольких км от Deshaies на пляже Plage de la Perle было обнаружено кафе, двери которого были засыпаны песком на 50 см утром 13 июля. Согласно информации «из вторых рук», на побережье Malendure, которое расположено в 14.5 км на юг от Deshaies, накат цунами вглубь берега составил 20 м и вода перехлестнула понтон высотой 46 см, рис. 2.4.3б. По непроверенным данным, в городе Vieux-Habitans (27 км от Деэйз) вода поднялась на 60 см.

Таким образом, полевое исследование показало, что ночью с 12 на 13 июля 2003 года в городе Deshaies было зарегистрировано цунами высотой около одного метра.



а)



б)

Рис. 2.4.4. Мост в Deshaies в 60 м от устья, где была найдена одна из лодок (а) и понтон в Malendure (46 см над уровнем моря) (б)

В январе 2004 года была организована экспедиция на о. Монтсеррат с целью найти следы волн цунами, вызванных пирокластическим потоком 12-13/07 2003 года. В ходе первого обследования, проведенного в сентябре 2003 года вулканологами М. Эдмондс и Р. Херд, были обнаружены обгоревшие стволы непонятного происхождения вблизи Spanish Point на берегу залива Farm Bay ( $16.737^{\circ}\text{N}$ ,  $62.153^{\circ}\text{W}$ .), рис. 2.4.5а. Следы пирокластических потоков, сошедших в 3 – 4 км от реки Тар хорошо сохранились и видны на фотографии, сделанной в январе 2004 года, рис. 2.4.5б. Хотя такие следы характерны для волн цунами, их происхождение остается неясным, поскольку между временем схода пирокластических потоков и проведением экспедиции прошло уже два месяца. В качестве альтернативных причин наводнений можно рассматривать тропические ураганы, чей пик приходится на август-сентябрь, как показано в главе 3. В сентябре 2003 года вблизи о. Монтсеррат прошло два урагана: Фабиан (IV категория по шкале Саффира-Симпсона) и Изабель (III категории); подробнее шкала Саффира-Симпсона описана в параграфе 3.2. Тропический циклон IV-V категории имеет скорость ветра до 210 км/ч и генерирует значительные штормовые нагоны (штормовые нагоны на о. Гваделупа изучаются в параграфе 3.3) и наводнения в прибрежной зоне. Заметим, что ураганы Фабиан (3/09 2003) и Изабель (13/09 2003) прошли на большом расстоянии от берега (Фабиан – 400 км; Изабель – 600 км), NOAA (2011). Поэтому мы не склонны считать, что следы, обнаруженные на о. Монсеррат, вызваны тропическим штормом. Таким образом, сход пирокластического потока с вулкана Суфриер-Хиллс (о. Монтсеррат) вызвал волну цунами (высотой около 4 м), которая привела к затоплению побережья Farm Bay.

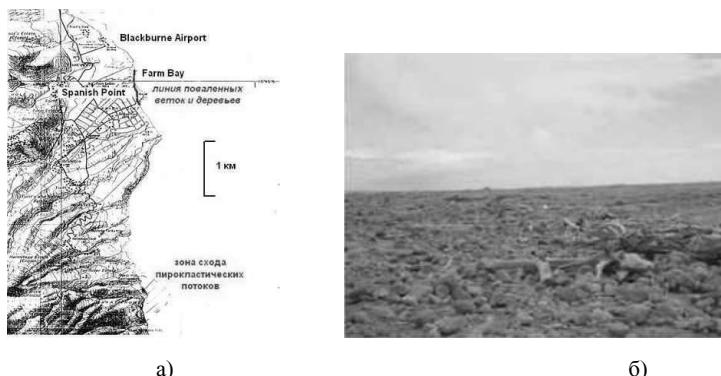


Рис. 2.4.5. Карта побережья о. Монтсеррат, где были найдены следы цунами в ходе экспедиции 2004 года (а); обгоревшие стволы непонятного происхождения вблизи Spanish Point о. Монтсеррат (б)

Итак, по итогам данным полевых обследований 2003–2004 гг, высота волны составила 4 м на о. Монтсеррат и 1 м на о. Гваделупа. Наблюдаемые высоты волн находятся в согласии с данными прогностических численных расчетов, приведенных ранее в литературе (Heinrich et al., 1998).

Результаты проведенной в 2003–2004 гг экспедиции позволяют сделать важное предположение. Поскольку извержения вулкана 2003 и 1997 годов сопоставимы по энергии, тот факт, что цунами 2003 было зарегистрировано на о. Гваделупа, позволяет утверждать, что и событие 1997 года «дошло» до о. Гваделупа. При этом волна, вероятно, волна имела тот же порядок высоты (1 м). Именно поэтому событие 1997 года рассматривается как возможное (категория 3 по шкале достоверности O’Loughlin et al. (2003) в параграфе 2.5).

Результаты, изложенные в этом параграфе, опубликованы в (H-9; H-11). Важно отметить, что активность вулкана Суфриер-Хиллс на о. Монтсеррат продолжается в настоящее время, практически ежемесячно поступают сообщения о пирокластических потоках (MVO, 2011). Среди последних событий выделим пирокластический поток 5/02 2010 и выпадение вулканического пепла от вулкана Суфриер-Хиллс на о. Гваделупа 11/02 2010, правда, на этот раз волны цунами не возбуждались.

## 2.5 Статистика и повторяемость цунами на островах Французской Вест Индии

История зарегистрированных цунами в акватории Карибского моря берет свое начало более 500 лет назад, в 1498 году рис. 2.5.1. Сравнительно недавно началось подробное исследование исторических цунами в Карибском регионе, так в 1997 году был создан первый каталог (Lander et al., 2002), который охватывал период с 1530 по 1991 год и включал 56 событий. Из них 20 цунами было отнесено к последнему столетию, из чего следует, что в среднем одно событие происходит раз в 5 лет. Отметим, что такая оценка была достаточно высока и требовала дополнительного внимания. Позднее, (O'Loughlin et al., 2003) создали наиболее полный каталог Карибских цунами, охватив период 1498 – 1998 годы и уделив особое внимание многочисленным источникам XIX и XX веков. (O'Loughlin et al., 2003) предлагают считать достоверными 53 события из отмеченных 127 в литературе.

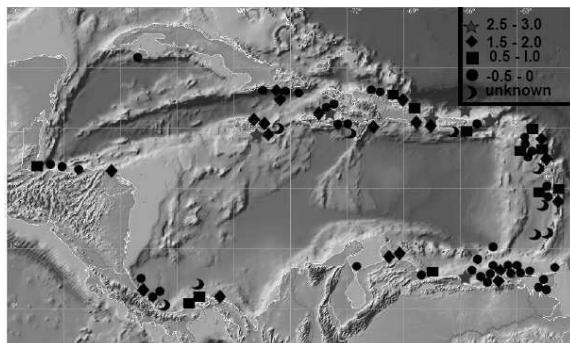


Рис. 2.5.1 Распределение цунами в Карибском бассейне, цифры соответствуют интенсивности цунами (Zahibo et al., 2003b)

Проводилось также исследование цунами риска отдельно для дуги Антильских островов (Zahibo et al., 2001). Выделив 24 события, (Zahibo et al., 2001) провели предварительный анализ событий и затронули вопрос о достоверности значений высот волн цунами 1867 года, когда, согласно историческим данным, была зарегистрирована высота в 18 метров (максимальное значение для всего бассейна Карибского моря). Отдельные каталоги цунами составлены для Французских Антильских островов (Zahibo et al., 2008d; Accary et al., 2010).

В настоящее время многочисленная информация об исторических цунами Карибского региона представлена в интернете американским центром National Oceanic and Atmospheric

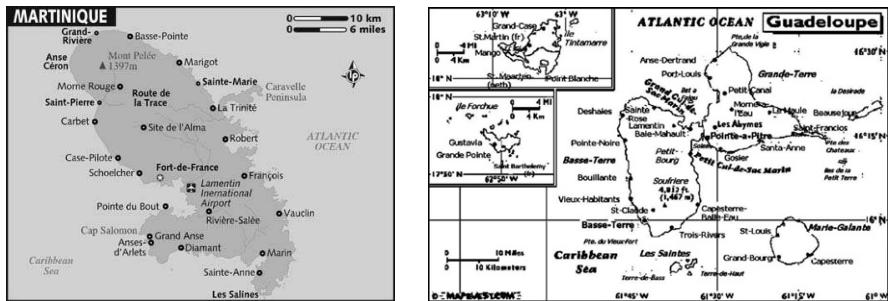
Administration (NOAA, 2011), National Geophysical Data Center (NGDC, 2011) и Институтом вычислительной математики и математической геофизики Сибирского Отделения РАН (HTDB/WLD, 2011). Заметим, что в упомянутых выше источниках не все представленные данные согласуются между собой. Кроме того, постоянное обновление баз данных влечет за собой возможное изменение представленной информации. В ходе работы нами было отмечено несколько таких изменений. Поэтому оценка достоверности события, а также обсуждение параметров цунами вызывает собой определенную трудность.

В настоящее время используется следующая шкала достоверности события (O'Loughlin et al., 2003), табл. 2.5.1. Нашей целью является подробное описание событий на островах Французской Вест Индии, к которым относятся о. Гваделупа и прилежащие к нему острова Ле-Сент, Дезирад, Мари-Галант; о. Сент-Мартин и о. Сен-Бартельми, о. Мартиника (рис. 2.5.2). В ходе анализа будем рассматривать только те события, достоверность которых определяется как 3 (возможное) и 4 (достоверное) по шкале, предложенной в (O'Loughlin et al., 2003).

Таблица 2.5.1

**Шкала достоверности события (O'Loughlin et al., 2003)**

Оценка	Определение	Описание	Примерная вероятность
0	ложное	Цунами не было; ошибочные или ложные данные.	0%
1	очень сомнительное	Неправдоподобное или маловероятное событие. Подлинность данных сомнительная, но цунами могло произойти.	25%
2	сомнительное	Цунами могло произойти; есть вопросы к записям и описаниям, неясные данные.	50%
3	возможное	Вероятное, возможное событие. Не много достоверных данных.	75%
4	достоверное	Событие произошло. Данные подтверждены.	100%



a)

б)

Рис. 2.5.2. Острова Французской Вест Индии в Карибском море: о. Мартиника (а); о. Сен-Мартен, о. Сен-Бартельми и о. Гваделупа с прилежащими к нему о. Ле-Сент, о. Дезирад, о. Мари-Галант (б). Остров Гваделупа состоит из двух «крыльев бабочки»: Бас-Тер и Гранд-Тер

**Цунами тектонического происхождения.** Цунами, вызванные землетрясениями, возникающими при столкновении океанических плит, называются, тектоническими. Малые Антильские острова расположены в зоне субдукции, где ввиду геологической активности возникают разрушительные землетрясения магнитудой вплоть до  $M_s = 8.3$  (1843 год, о. Гваделупа). Происходящие в океане землетрясения могут вызвать цунами. Всего в настоящей работе выделяется девять событий тектонического происхождения. Они приведены в хронологической последовательности.

**6 апреля 1690 года.** «На острове Ст Томас несколько часов спустя [? – замечание авторов] после землетрясения море вззволновалось так, что можно было отойти от берега на 9-10 футов и подобрать рыбу со дна; вода поднялась на 16.5 – 18.5 м. Острова Мартиника, Барбадос и Сент-Люсия пострадали в меньшей степени. На острове Невис землетрясение разрушило каменные дома, а вблизи вулкана Невис Пик из-за оползня вода ушла на 201 метр вглубь моря и вернулась через две минуты. Гваделупа также пострадала, массивная часть скалы Редонда упала в воду» (O'Loughlin et al., 2003). Интенсивность цунами для Антильских и Виргинских островов оценивается как 1-2 (0.5–3 м) (HTDB/WLD, 2011). Данное цунами было вызвано сильным землетрясением (магнитуда  $M \sim 8$ , фокальная глубина 33 км) с интенсивностью 9 на островах Антигуа и Сент-Китс и 4 на о. Мартиника. Точная дата события не известна. Координаты эпицентра землетрясения определены в литературе как  $17.2^\circ\text{N}$   $62.5^\circ\text{W}$  (HTDB/WLD, 2011).

для 05/04/1690 и 17.5°N 61.5°W для 06/04/1690 (NGDC, 2011) и для 05/04/1690 (HTDB/WLD, 2011).

Мы можем заключить, что данное цунами тектонического происхождения является достоверным для Карибского региона, однако для Французской Вест Индии оно зарегистрировано не было. Принимая во внимание масштаб пораженной территории, цунами для исследуемого региона считаем возможным (достоверность 3 балла).

**24 апреля 1767 года.** Вблизи островов Мартиника и Барбадос «*море странно взволновалось*» (O'Loughlin et al., 2003). В соответствии с (HTDB/WLD, 2011) интенсивность цунами равна 1 (0.5 метра). Источником цунами считается землетрясение (магнитуда 7 (HTDB/WLD, 2011), фокальная глубина неизвестна) с координатами эпицентра 14.5°N 61°W (HTDB/WLD, 2011) или 14.4°N 61°W (NGDC, 2011), что соответствует южному побережью о. Мартиника. Основываясь на информации, что в 2004 году землетрясение меньшей магнитуды ( $M_s = 6.3$ ) генерировало цунами на исследуемых островах, мы считаем, что произошедшее 24 апреля 1767 цунами во Французской Вест Индии может быть оценено как возможное (3 балла).

**30 ноября 1823 года.** «*Громадная волна*» (интенсивность цунами 2 (1 метр); HTDB/WLD, 2011) зарегистрирована на о. Мартиника, «*после толчка море поднялось, был нанесен ущерб в бухте*» (O'Loughlin et al., 2003). Цунами было вызвано землетрясением (магнитуда и фокальная глубина неизвестны) с координатами эпицентра 14.2°N 61.1°W (HTDB/WLD, 2011) или 14.4°N 61.1°W (NGDC, 2011). Мы считаем данное цунами достоверным событием (4 балла).

**30 ноября 1827 года.** «*Моретрясение или цунами повредило корабли, находящимся в 560 км к западу от Мартиники*», суда вблизи о. Гваделупа и о. Мартиника почувствовали толчок (O'Loughlin et al., 2003). Цунами было вызвано землетрясением (магнитуда ~ 6.5; 14.5°N 61°W (HTDB/WLD, 2011) или 14.4°N 61°W (NGDC, 2011); фокальная глубина неизвестна), толчки отмечены на о. Мартиника (интенсивность 6), о. Гваделупа (интенсивность 4), о. Антигуа (интенсивность 3), о. Мари-Галант. Хотя магнитуда землетрясения относительно невелика ( $M_s \sim 6.5$ ), она больше магнитуды землетрясения 2004 года на о. Ле-Сент, вызвавшего достоверное цунами за 50 километров от источника. Таким образом, мы склонные рассматривать цунами 1827 года как возможное (достоверность 3 балла) событие для Французской Вест Индии.

**11 января 1839 года.** «Толчки в бухте о. Мартиника длились 40 секунд, и корабли страшно тряслись. Это могло быть моретрясение или цунами» (O'Loughlin et al., 2003). Возможное цунами было генерировано землетрясением (магнитуда 7.8; фокальная глубина 33 км; координаты эпицентра 14.4°N 61°W (NGDC, 2011), которое произошло на о. Мартиника (интенсивность 9), а также зарегистрировано на других Антильских островах, в том числе на о. Гваделупа. Принимая во внимание значение магнитуды ( $M_s = 7.8$ ), мы склонны рассматривать событие на Мартинике как возможное (3 балла).

**8 февраля 1843 года.** В соответствие с (O'Loughlin et al., 2003) «море поднялось на 1.2 метра, а потом вновь опустилось» около о. Гваделупа. Интенсивность цунами оценивается как 1 (0.5 метра) (HTDB/WLD, 2011). Данное цунами было вызвано «разрушительным землетрясением» (16.5°N 62.2°W; магнитуда 8.3; фокальная глубина 33 км), которое оставило в руинах город Pointe-a-Pitre на о. Гваделупа (интенсивность 9). Землетрясение «докатилось» до о. Мари-Галант, о. Дезирад, о. Мартиника (интенсивность 7), о. Сен-Бартельми, о. Сен-Мартин. Таким образом, толчки ощущались почти на всех Антильских островах. Отметим также, что на о. Редонда в результате землетрясения произошел оползень. Цунами оценивается как достоверное событие (4 балла).

**18 ноября 1867 года.** Разрушительное цунами пересекло дугу малых Антильских островов в 1867 году. «Страшные волны затопили Сен-Мартин и Сен-Бартельми. В 2 часа 50 минут после полудня в порту о. Сен-Бартельми суда были затоплены волной высотой 1 метр. На о. Ле-Сент вода, достигая метра в высоте, затопила дома. На о. Мартиника были зарегистрированы волны. В столице о. Гваделупа наблюдалось необычное явление. Море заволновалось без каких-либо предупреждений, вода поднялась на 1 метр и затопила суда. После этого вода ушла на 8-10 метров вглубь моря. Это повторилось еще раз, после чего море успокоилось. Разница между уровнями воды составляла не менее 2 метров. На северном побережье о. Гваделупа вода неожиданно ушла на 100 метров от берега. Такому движению моря предшествовало землетрясение, продолжавшееся от 5 до 6 секунд. Затем первая волна 60 футов [19.8 м] в высоту, поднимаясь к северу, примерно 3 мили [5.6 км] в длину, яростно покатилась к земле и обрушилась на берег. Вторая и третья волны одна за другой последовали за первой, разрушая все на своем пути. В разрушенном цунами городе Десейз люди нашли спасение в церкви. Возможно, что цунами на острове Гваделупа было вызвано оползнем, потому что волна там была значительно больше» (O'Loughlin et al., 2003).

Zahibo et al. (2001) анализируя исторический материал и проведя полевое обследование, заключили, что высота волны на северном побережье о. Гваделупа (Deshaines, Sainte-Rose) не могла превышать не только 10, но и 5 метров. Позднее было проведено численное моделирование в рамках нелинейной теории мелкой воды и получена неплохая корреляция между расчетными и историческими данными для всей дуги Антильских островов за исключением северного побережья о. Гваделупа (Deshaines, Sainte-Rose), исходя из чего был сделан вывод, что реальные высоты в данном регионе достигали 2 – 5 метров (Zahibo et al., 2003a). Интенсивность цунами оценивается как 3 (HTDB/WLD, 2011). Источником цунами было Виргинское землетрясение, на расстоянии 5-20 км к юго-западу от острова Сент Томас ( $18.4^{\circ}\text{N}$   $64.3^{\circ}\text{W}$ ; магнитуда 7.5, фокальная глубина 33 км). Данное событие оценивается как достоверное (4 балла).

**16 марта 1985 года.** «Незначительное цунами [ $0.10 - 0.12\text{ m}$ ] было зарегистрировано метеографом в столице о. Гваделупа» (O'Loughlin et al., 2003). Цунами было вызвано землетрясением (координаты эпицентра  $17.013^{\circ}\text{N}$   $62.448^{\circ}\text{W}$  (NGDC, 2011) или  $16^{\circ}\text{N}$   $61.72^{\circ}\text{W}$  (HTDB/WLD, 2011); магнитуда 6.3 (O'Loughlin et al., 2003; HTDB/WLD, 2011) или 6.4 (NGDC, 2011); фокальная глубина 13 км) на островах Мартиника и Гваделупа (интенсивность 6). На других Антильских островах землетрясение также ощущалось. Помимо этого, на севере от о. Монсеррат произошел оползень, отмеченный в (O'Loughlin et al., 2003). Событие 1985 года оценивается как достоверное (4 балла).

**21 ноября 2004 года.** В ноябре 2004 года на о. Гваделупа и Ле-Сент было зарегистрировано цунами (Zahibo et al., 2005). Цунами было вызвано землетрясением (координаты эпицентра  $15.677^{\circ}\text{N}$   $61.650^{\circ}\text{W}$ , фокальная глубина 14 км, магнитуда 6.3 (USGS, 2011)). Землетрясение было зарегистрировано на островах Ле-Сент, Антигуа, Барбуда, Сент-Люсиа, Сент-Китс и Невис. Помимо этого землетрясению, вызвавшему цунами, сопутствовал сильный шторм (21/11 2004), который мог генерировать штормовые нагоны на о. Ле-Сент, где волны достигали высоты 50 см. Для островов Ле-Сент и Гваделупа данное цунами оценивается как достоверное событие (4 балла).

Таким образом, полное число достоверных и возможных событий тектонического происхождения на островах Французской Вест Индии – девять, одно из них (16/03 1985) зарегистрировано метеографом. Следует отметить, что 29 ноября 2007 года в проливе между островами Мартиника и Доминика произошло очень сильное землетрясение (координаты эпицентра  $4.943^{\circ}\text{N}$ ,  $61.244^{\circ}\text{W}$ ; магнитуда 7.4; фокальная глубина 147 км (USGS, 2011)). По результатам полевого исследования, в котором диссертант принимала участие, следов

циunami обнаружено не было. Это событие подробно рассмотрено в параграфе 2.4 в рамках исследования цunami сейсмического происхождения при различных залеганиях очага землетрясения.

**Цunami вулканического происхождения.** Цunami может быть вызвано извержением вулкана, при этом существует ряд механизмов генерирования цunami, в том числе пирокластическим потоком; подводные извержения вулканов также являются потенциально опасными с точки зрения генерирования цunami (Левин и др., 2005; Пелиновский, 1996; Pararas-Carayannis, 2004). За период 1498 – 2010 гг. во Французской Вест Индии зарегистрировано семь достоверных и возможных событий цunami вулканического происхождения, их описание приведено ниже.

**5 мая 1902 года.** Из кратера вулкана Монтань-Пеле, о. Мартиника вырвался поток воды и, смешиваясь с пирокластическим потоком, достиг берега (Saint-Pierre), где в результате обрушения этого потока в воду образовалась волна, по разным оценкам, от 3–4 м (NGDC, 2011) до 20 м (Adélaïde-Merlande et al., 1996). Согласно (Adélaïde-Merlande et al., 1996) это явление вызвало панику на о. Мартиника (Saint-Pierre), но было весьма непродолжительным, и «скоро море успокоилось». Мы оцениваем это событие как достоверное (4 балла).

**7 мая 1902 года.** На островах Барбадос, Сент-Люсия, Гренада во время извержения вулкана Суфриер, Сант-Винсент произошло цunami (O'Loughlin et al., 2003). Учитывая географическое расположение о-вов, мы оцениваем достоверность цunami как возможное (3 балла) для о. Мартиника.

**8 мая 1902 года.** «Страшная волна» принесла разрушения на северном побережье о. Мартиника (Sainte-Pierre), где, по крайней мере, двадцать судов было разрушено (O'Loughlin et al., 2003; Adélaïde-Merlande et al., 1996). Волна цunami была вызвана извержением вулкана: «*Огромное черное облако, состоящее из газа, тепла и камней, спускалось на о. Мартиника со скоростью более 160 км/ч.* Из 28,000 людей только двое выжили. Мы считаем данное цunami достоверным (4 балла).

**30 августа 1902 года.** Цunami, вызванное извержением вулкана Монтань-Пеле, было зарегистрировано на о. Мартиника (Fort-de-France, Case-Pilote, Carbet, Saint-Pierre, см. рис. 2.5.2а): «*Было 9:25 вечера, когда вблизи столицы о. Мартиника море отступило, неожиданно поднялось на один метр, а потом накрыло бухту, затопив округу*» (Adélaïde-Merlande et al., 1996). Данное событие мы считаем достоверным (4 балла).

**26 декабря 1997 года.** Оползень вызвал цунами на западном побережье о. Монсеррат, в заливе Олд Роад. В то время этот залив использовался как гавань для яхт и лодок, а на примыкающем побережье располагались теннисные корты. «*Волна поднялась приблизительно на 1 м выше дороги, которая расположена на 2 м выше уровня моря. Она прошла расстояние 80 м от берега. Различные объекты (малые деревянные лодки, причальные сооружения, и каменный стол) были раскиданы по берегу на несколько метров. Уровень воды примерно в 1 м был заметен по следам на пальмовых деревьях вблизи берега. Трава была ориентирована по направлению к морю, указывая на уход волны с берега. Один наблюдатель заметил однократное движение моря к берегу*» (O'Loughlin et al., 2003).

Цунами было вызвано извержением вулкана Суфриер-Хиллс, о. Монсеррат. Данное событие было ранее промоделировано Heinrich et al. (1999) в рамках теории мелкой воды. Никаких данных о цунами на соседних островах Антигуа, Гваделупа и Сент-Китс, не имеется. Формально, цунами не было зарегистрировано во Французской Вест Индии, но в соответствии с численным моделированием (Heinrich et al., 1999), волны цунами высотой 2 – 3 метра могли достигнуть о. Гваделупа и о. Антигуа (50 км от острова Монсеррат) за 10 минут. Основываясь на похожем событии 12/07 2003 и численном моделировании Heinrich et al., 1999 мы оцениваем цунами 1997 года как возможное (3 балла) событие для о. Гваделупа.

**12-13 июля 2003 года.** Лава покрыла площадь в  $10 \text{ км}^2$  к северо-востоку от вулкана Суфриер-Хиллс (Пелиновский и др., 2004; Pelinovsky et al., 2004). Обрушение купола, случившееся в ночь с 12 на 13 июля, было сильнейшим за все время извержения. Грубые оценки показывают, что было выброшено около 120 млн.  $\text{м}^3$  обломочного вещества. На северном побережье о. Гваделупа вода поднялась на 1.5 метра вблизи порта Deshaies и прошла на 25 метров вглубь острова, на соседнем пляже уровень песка поднялся на 50 см. На западном побережье о. Гваделупа (Malendure, Vieux-Habitans) море поднялось на 40 и 60 сантиметров. Данное цунами является достоверным событием (4 балла). Цунами 12-13/07 2003 года было промоделировано в (Пелиновский и др., 2004; Pelinovsky et al., 2004). В соответствие с полученными расчетами, максимальные амплитуды составляют 1.6 метров для о. Гваделупа. Полевое обследование, в котором принимали участие авторы, и моделирование этого события дается в параграфе 2.3.

**20 мая 2006 года.** В соответствии с Zahibo (2006), слабое цунами, вызванное извержением вулкана Суфриер-Хиллс, о. Монтсеррат, было зарегистрировано на северном побережье о. Гваделупа (Deshaies). Очевидец сообщил, что уровень воды неожиданно

поднялся на 60–70 см, это явление длилось около часа. Несколько небольших лодок, которые находились в бухте, были слегка повреждены, высота волны цунами не превысила метра. Данное событие мы рассматриваем как достоверное (4 балла).

Таким образом, всего для исследуемой территории было зарегистрировано семь событий достоверности (3) и (4).

**Телецунами.** За 1498–2010 годы острова Французской Вест Индии были подвержены двум телецунами: одно явилось следствием землетрясения в Лиссабоне, Португалия (1755), а другое вызвано подводным оползнем в Южной Каролине, США (1929).

**1 ноября 1755 года.** Известное Лиссабонское землетрясение (магнитуда 8.5-9 (O'Loughlin et al., 2003), координаты эпицентра  $37^{\circ}\text{N}$   $11^{\circ}\text{W}$  (NGDC, 2011), фокальная глубина 20-40 км вызвало огромную волну цунами (интенсивность 4), которая пересекла Атлантический океан и обрушилась на Американское побережье, а также на регион Французской Вест Индии. «*Морские волны были зарегистрированы на нескольких островах Французской Вест Индии* около шести часов после землетрясения в Лиссабоне, в среднем, волны достигали 60 см. На о. Сен-Мартин пришла волна высотой 4.6 метров. На о. Мартиника и большинстве других островов волну почти не заметили» (O'Loughlin et al., 2003). Достоверность события оценивается в 4 балла. Отметим, что это событие подробно исследуется и моделируется в ряде работ (Roger et al., 2010; Yalciner et al., 2010; Horsburgh et al., 2008; Mader, 2001; Baptista et al., 1998).

**18 ноября 1929 года.** Землетрясение ( $44.69^{\circ}\text{N}$   $56^{\circ}\text{W}$ ; фокальная глубина 18 км; магнитуда  $M_w = 7.2$ ; интенсивность MMI = 6 (USGS, 2011)) вызвало подводный оползень (объем 200  $\text{km}^3$ ), которые генерировал волну цунами, зарегистрированную вдоль восточного побережья Южной Каролины (NGDC, 2011). На о. Мартиника (La Trinité) «были отмечены волны» (NGDC, 2011). Мы считаем это событие возможным (3 балла).

Таким образом, точное число достоверных и возможных цунами в регионе Французской Вест Индии за период 1498–2010 гг. равно 18, рис. 2.5.3. Согласно географическому распределению цунами, на о. Гваделупа и о. Мартиника было зарегистрировано одинаковое число событий (по 10 событий), значительно меньше на о. Ле-Сент (2 события), о. Сен-Мартин (1 событие) и о. Сен-Бартельми (1 событие). Из восемнадцати достоверных исторических событий девять тектонического происхождения, семь вулканического и два телецунами, рис. 2.5.3. Цунами вулканического

происхождения были вызваны извержениями вулканов Монтань-Пеле (о. Мартиника) и Суфриер-Хиллз (Монсеррат).

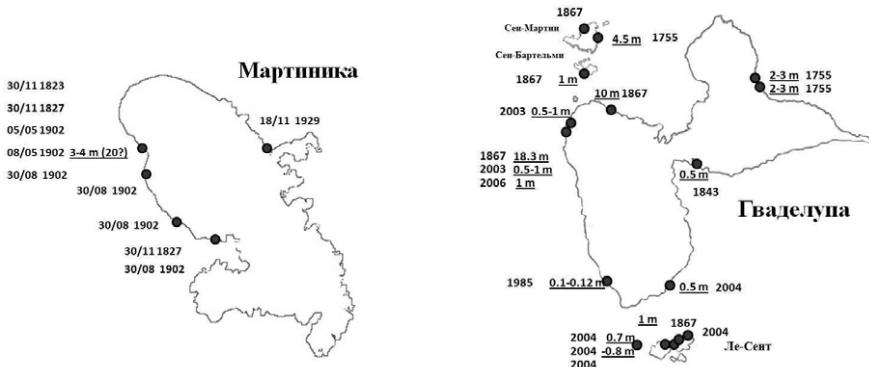


Рис. 2.5.3. Высота волны цунами на островах Французской Вест Индии

Суммарные параметры волн цунами на островах Французской Вест Индии приведены в табл. 2.5.2, в случае, когда высота наката неизвестна, дается описание.

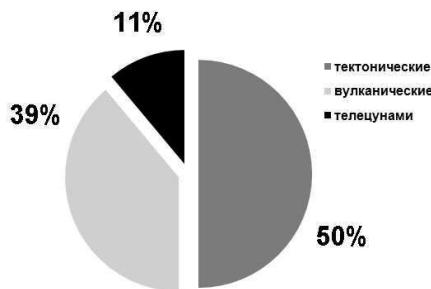
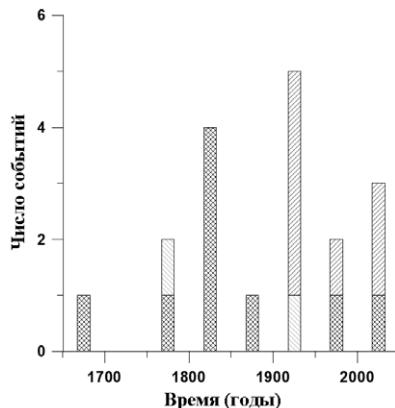
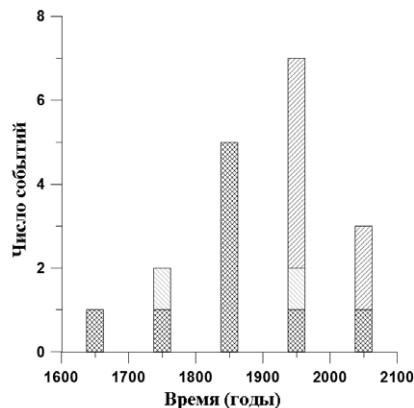


Рис. 2.5.4. Цунами различного происхождения во Французской Вест Индии за 1498–2010 гг.

Итак, за период 1498 - 2010 гг. произошло 18 цунами, что позволяет оценить среднее время повторяемости цунами в 28.5 лет. Это очень грубая оценка, так как только в последнем десятилетии случилось уже три события. Распределение числа событий за временные промежутки в 100 и 50 лет представлено на рис. 2.5.5.



a)



б)

Рис. 2.5.5. Распределение числа цунами в 50-летние (а) и 100-летние (б) промежутки во Французской Вест Индии за 1498 – 2010 гг (тектонического происхождения – двойной темно-серый штрих, вулканического – одинарный серый штрих, телецунами – одинарный светло-серый штрих)

Поскольку для семи тектонических цунами известно значение магнитуды, можно найти частоту повторяемости тектонических событий относительно магнитуды (рис. 2.5.6а). Представленные данные аппроксимируются экспоненциальной кривой (2.5.1) с коэффициентом корреляции  $R = 0.92$ :

$$\ln(N/T) = -0.63M + 0.21, \quad (2.5.1)$$

Соответствующий период повторяемости цунами как относительно магнитуды цунамигенного землетрясения определяется уравнением (рис. 2.5.6б),

$$T = 0.81 \cdot \exp(0.63M), \quad (2.5.2)$$

где  $T$  – время в годах.

Как следует из уравнения (2.5.2), цунами генерируются землетрясениями с магнитудой 7.5 каждые 100 лет на островах Французской Вест Индии.

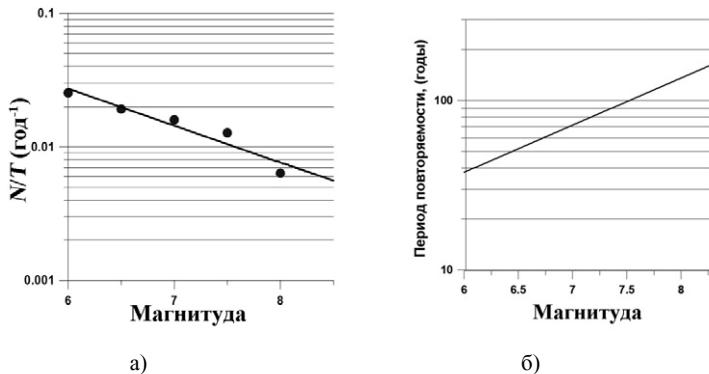


Рис.2.5.6. Кумулятивная частота (а) и период повторяемости цунами (б) в зависимости от магнитуды цунамигенного землетрясения

Для событий тектонического происхождения распределение высот наката относительно значения магнитуды дано на рис. 2.5.7. Если не принимать во внимание сомнительные значения 10 метров, 18 метров и 20 метров (о которых говорилось ранее), значение наката варьируется от 0.1 до 1 метра независимо от значений магнитуды.

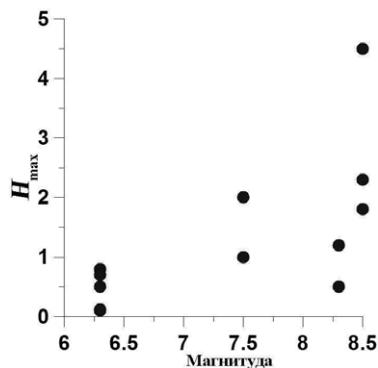


Рис.2.5.7. Распределение величины наката относительно значения магнитуды

Таблица 2.5.2. (начало)

**Параметры волн цунами на островах Французской Вест Индии**

N	Дата	Расположение		Высота, м (или описание)
1	6.04.1690	о. Гваделупа		
2	1.11.1755	о. Сен-Мартен		4.5
		о. Гваделупа	Anse Maurice, Anse St Marguerite	2.3
		о. Мартиника		1.8
3	24.04.1767	о. Мартиника		море странно вззволновалось
4	30.11.1823	о. Мартиника		море «поднялось» после толчка; ущерб в бухтах
5	30.11.1827	о. Мартиника	Fort-de-France Saint-Pierre	суда почувствовали толчок
		о. Гваделупа	Pointe-à-Pitre	
6	11.01.1839	о. Мартиника		толчки в бухте о. Мартиника длились 40 секунд, и корабли страшно тряслось; это могло быть моретрясение или цунами
7	8.02.1843	о. Гваделупа		«море поднялось на 1.2 метра, а потом вновь опустилось»
8	18.11.1867	о. Гваделупа	Sainte-Rose	10
			Deshaises	18.3
		о. Сен-Бартельми		1
		о. Ле-Сент		1
9	5.05.1902	о. Мартиника	Saint-Pierre	3-4 (20?)
10	7.05.1902	о. Мартиника		
11	8.05.1902	о. Мартиника	Saint-Pierre	зарегистрированы волны
12	30.08.1902	о. Мартиника	Fort-de-France, Case-Pilote, Le Carbet, Saint-Pierre	1
13	18.11.1929	о. Мартиника	La Trinité	зарегистрированы волны
14	16.03.1985	о. Гваделупа	Basse-Terre	0.10-0.12
15	26.12.1997	о. Гваделупа	северное побережье	2-3 (результаты моделирования)
16	12-13.06.2003	о. Гваделупа	Plage de la Perle	0.5-1
			Deshaises	

Таблица 2.5.2. (окончание)

N	Дата	Расположение		Высота, м (или описание)
17	21.11.2004	о. Гваделупа	Trois-Rivières	0.5
			Basse-Terre	слабое понижение уровня моря
			Rivière Sens	
		о. Ле-Сент	Village of Grande Anse	море отступило на 5 м и уровень воды понизился на 80 см
			Beach of Grande Anse	0.7
			Village of Petite Anse	море отступило на 2-3 м
			Baie du Marigot	необычная волна
18	20.05.2006	о. Гваделупа	Deshaises	1

Результаты, описанные в настоящем параграфе, опубликованы в (Н-7; Н-10).

## **2.6 Основные результаты второй главы**

Основные результаты второй главы можно сформулировать следующим образом:

1. Найдены новые аналитические решения, описывающие генерацию линейных длинных волн на воде оползнями переменной массы, двигающимися с переменной скоростью в бассейне переменной глубины. Они получены для специфических условий на донный профиль и характеристики оползня. Подробно исследован случай резонанса, когда волна движется совместно с оползнем. Показано, что амплитуда волн в бассейне переменной глубины в случае резонанса может быть ограниченной, и выяснены условия на форму оползня, влияющие на ограниченность волновой амплитуды.
2. С помощью методов численного моделирования изучена зависимость высоты волн цунами от глубины расположения очага подводного землетрясения (на примере события 29.11.2007 г.). Подтверждены теоретические и эмпирические выводы о экспоненциальном уменьшении высоты волны с увеличением глубины фокуса, и найдены региональные характеристики этой зависимости.
3. Исследовано цунами вулканического происхождения, возникшее при извержении вулкана на о. Монтсеррат в 2003 году. Численное моделирование события в рамках теории мелкой воды позволило выделить зоны наибольшего проявления цунами, что было подтверждено результатами полевых исследований с участием авторов на о. Гваделупа.
4. Систематизированы данные исторических цунами на островах Французской Вест Индии за период 1498 – 2010 гг. Из восемнадцати достоверных исторических событий девять возникло при подводных землетрясениях, семь связано с извержениями вулкана, и два цунами пришли издалека (телецунами). Изучено также географическое распределение цунами, а также связь высоты цунами с магнитудой подводного землетрясения (для сейсмических событий).

## **Глава 3 Штормовые нагоны на острове Гваделупа и их моделирование**

### **3.1 Введение**

В статистике стихийных бедствий наводнения стоят на третьем месте по числу унесенных жизней (Кондратьев и др., 2005). Среди источников наводнений выделяют мощные ураганы и циклоны в океане, гоняющие воду на побережье; прорывы дамб рек и водохранилищ; сильные дожди и разливы рек. Так уже в январе 2011 года в Европе произошли мощные наводнения на реках, вызванные неожиданной оттепелью после долгих снегопадов и низкой температуры воздуха. Накопленные запасы снега растопились и превратились в бурные потоки, особенно пострадали Германия и Норвегия. В России наводнения часто случаются в Санкт-Петербурге, и последнее событие такого рода произошло совсем недавно (16.11.2010), когда вода в реке Нева поднялась на 180 мм выше ординара.

Наводнения являются частым стихийным бедствием на островах Карибского бассейна, включая о. Гваделупа. Как будет видно далее, это более частое явление, чем цунами. Особенno выделим штормовые нагоны, размывающие берега острова и нарушающие туристскую инфраструктуру. Для защиты от них на западном побережье острова произведено укрепление берега каменной наброской высотой до 2 метров (рис. 3.1.1). Штормовые нагоны являются разновидностью длинных волн, которые по своим параметрам во многом похожи на волны цунами, что позволяет использовать для них одинаковые математические и численные длинноволновые модели. Именно поэтому исследование штормовых нагонов, вызванных мощными циклонами, включено в настоящую монографию.



Рис. 3.1.1. Каменная наброска на берегу города Бас-Тер, центра (столицы) департамента Гваделупы

В настоящей главе штормовые нагоны изучаются на примере о. Гваделупа в Карибском море. В параграфе 3.2 дается статистика циклонов для острова Гваделупа за всю историю со времен Колумба. Приводятся фактические данные о параметрах циклонов и строятся кривые повторяемости циклонов; анализируются штормовые нагоны. Результаты обследования побережья острова Гваделупа после циклона Дин, случившегося в августе 2007 года, суммированы в параграфе 3.3. Один из авторов в это время находился на о. Гваделупа, так что удалось провести обследование сразу же после окончания циклона и собрать уникальный материал. В параграфе 3.4 приведены результаты численного моделирования штормовых нагонов, вызванных циклоном Лили в 2002 году; эти расчеты выполнены в рамках теории мелкой воды. Результаты исследований суммированы в наших публикациях (Н–4; Н–6; Н–8).

### **3.2 Статистика и повторяемость тропических циклонов и штормовых нагонов**

Как известно, тропические циклоны формируются над теплыми водами океана между 20°N и 20°S. Они носят название «тайфунов» в Тихом океане и «ураганов» в Атлантическом. Neumann et al. (1978) создали подробный каталог тропических циклонов в Атлантическом океане за период 1871–1977 гг., который включал 850 событий. Ежегодно около 10 тропических штормов (6 из которых становятся ураганами) «зарождаются» над Атлантическим океаном, Карибским морем и Мексиканским заливом. Информация об циклонах представлена на различных сайтах (UNISYS, 2011), в книгах и статьях (Saffache et al., 2002, 2003; Neumann et al., 1978). Отметим, что Карибский бассейн печально известен многочисленными природными катастрофами, среди которых особенно выделяется ураган 1780 года, унесший жизни 22,000 людей на Малых Антильских островах (о. Мартиника, о. Барбадос). Другой яркий пример – циклон 1776 года (V категории по шкале Саффира–Симпсона, см. табл. 3.2.1), в результате которого погибло 6000 человек на о. Гваделупа (Rappaport et al., 1997). XX век принес разрушительный ураган Хьюго, и 17 сентября 1989 года стало черной датой для о. Гваделупа: 25,000 человек осталось без крыши над головой. Диссертанту пришлось пережить ураган Дин в августе 2007 года на о. Гваделупа. В ночь с 16–17 августа 2007 года, когда ураган максимально приблизился к о. Гваделупа, он относился к 3 категории (будет описан в параграфе 3.3), так что интерес к циклонам носит также личный характер.

**Статистика и повторяемость циклонов на о. Гваделупа.** Согласно каталогу тропических циклонов (Saffache et al., 2002, 2003) за период 1635–1999 гг на островах Гваделупа и Мартиника было зарегистрировано 160 событий. Таким образом, средний период повторяемости циклонов для французских территорий в Карибском море составляет 3–4 года. Распределение циклонов за период 1635 – 2000 гг. дано на рис. 3.2.2. Анализ показал, что в основном циклоны были зарегистрированы на о. Гваделупа (59%) и о. Сен-Мартен (26%), значительно меньшее число – на о. Мари-Галант (4%), Дезирад (3%), о. Ле-Сент (3%) и о. Сен-Бартельми (4%), все острова показаны на рис. 3.2.3. Мы предполагаем, что такое неоднородное распределение обусловлено в первую очередь различной плотностью населения на этих островах, а не физическими причинами.

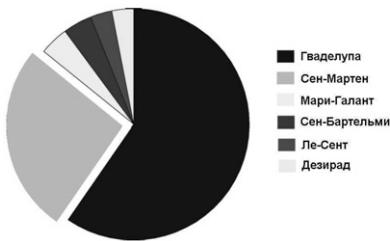
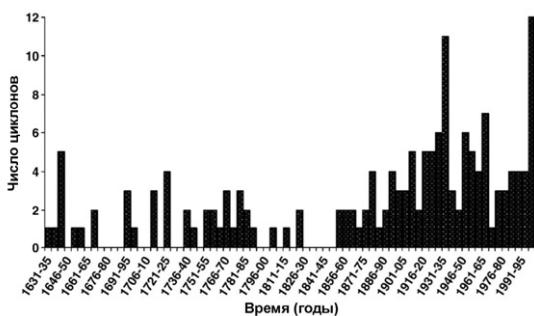


Рис. 3.2.2. Географическое распределение циклонов в Гваделупском департаменте

Общее число циклонов для одинаковых временных отрезков непостоянно, см. рис. 3.2.3, на котором приведено распределение циклонов в 5-летние промежутки за период 1631–2000 гг. В XX веке наибольшее число циклонов (12 событий) было зарегистрировано в 1996–2000 гг., а наименьшее – в 1966–1970 гг. (1 событие). С 1981 года по 1995 год число циклонов было примерно постоянно (около 1 события в год).



на основе данных за 50–100 лет можно считать статистически достоверным и стационарным на таких отрезках.

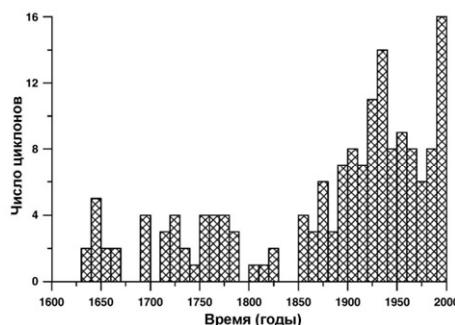


Рис. 3.2.4. Распределение циклонов в 10-летние промежутки за период 1631–2000 гг.

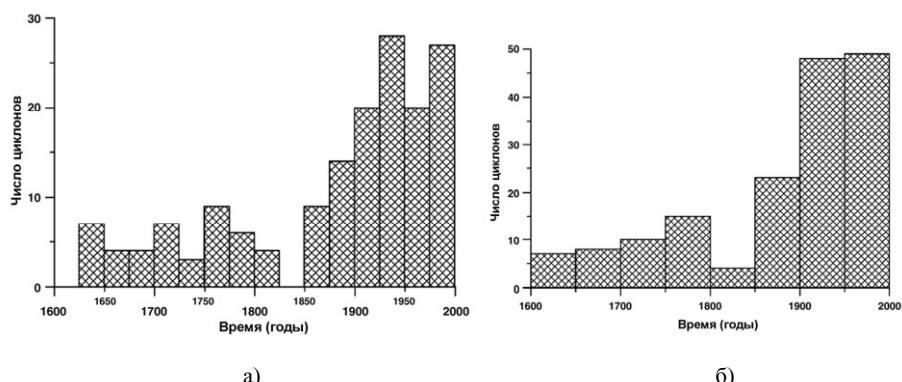


Рис. 3.2.5. Распределение циклонов в 25-летние (а) и 50-летние промежутки (б) за период 1631–2000 гг.

Что касается распределения по месяцам, на основе данных за последние 250 лет (1636–2000) видно, что наибольшее число тропических циклонов приходится на август–сентябрь (рис. 3.2.6), что соответствует сезону дождей на Карибских островах.

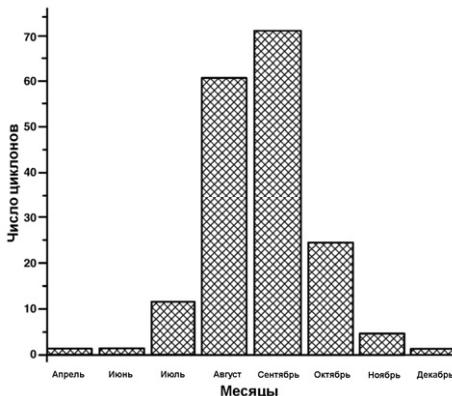


Рис. 3.2.6. Распределения тропических циклонов по месяцам за 250 лет

Количественные данные (категория циклона, сила ветра и атмосферное давление) известны только для последних 200 лет. Для статистического анализа будем использовать данные за 100–200 лет, как показано ранее такой временной промежуток можно считать представительным для проведения грубых оценок. На рис. 3.2.7 дано распределение тропических циклонов по категориям за 1851–2000 гг. (общее число событий  $n = 109$ ) и за 1901–2000 гг. ( $n = 90$ ); тропический шторм обозначен как «TS», тропическая депрессия – «TD», см. табл. 3.2.1 (Simpson, 1974). Число циклонов максимальной (IV-ой) и минимальной (тропическая депрессия) категории (тропическая депрессия) мало. Последнее связано с тем, что такие события трудно отделить от обычных дождей. В целом, число циклонов уменьшается с категорией. При этом число циклонов 4-ой категории превышает число циклонов 3-ей категории, что возможно связано с недостатками системы предсказания и слежения за тропическими циклонами.

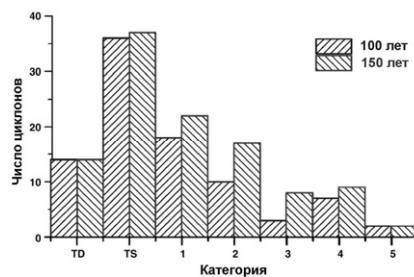


Рис. 3.2.7. Распределения тропических циклонов по категориям

Таблица 3.2.1

**Шкала ураганов Саффира – Симпсона: : «TS» – тропический шторм, «TD» – тропическая депрессия**

Категория	Скорость ветра, м/с	Давление, кПа	Высота волны, м	Действие на наземные предметы	Действие на прибрежную зону
V	> 70	< 920	> 5.5	Деревья, кустарники и рекламные щиты повалены, здания серьезно повреждены или разрушены, сборные домики снесены	Сильный ущерб причинен нижним этажам зданий на высоте 4.6 м над уровнем моря на 457 метров вглубь суши; необходимы массовые эвакуации населения с прибрежных террии
IV	58 – 70	920-945	4 – 5.5	Деревья, кустарники и рекламные щиты повалены, сборные домики разрушены до основания, сильно повреждены окна, двери и крыши	Затоплены участки, находящиеся на высоте 3 м над уровнем моря; наводнения на 10 км вглубь суши; ущерб от волн и переносимых ими обломков
III	50 – 58	945-965	2.5 – 4	Повалены большие деревья, сборные домики разрушены, у отдельных зданий повреждены окна, двери и крыши	Сильные наводнения вдоль береговой линии; небольшие здания на берегу разрушены
II	42 – 50	965-980	2 – 2.5	Повреждения деревьев и кустарников; некоторые деревья повалены, сильно повреждены сборные домики	Значительные повреждения пирсов и пристаней для яхт, небольшие суда на стоянке сорваны с якорей
I	33 – 42	> 980	1 – 2	Повреждены деревья и кустарники	Небольшие повреждения пирсов, некоторые небольшие суда на стоянке сорваны с якорей
TS	17 – 33	–	0 – 1	–	–
TD	< 17	–	0	–	–

На рис. 3.2.8а представлена связь частоты циклонов с категорией, как видно данные за разные временные промежутки (100 и 150 лет) практически не отличаются. Представленные данные аппроксимируются экспоненциальной кривой

$$\log(N/T) = -0.4 - 0.6C, \quad (3.2.1)$$

с коэффициентом корреляции  $R = 0.95$ . Здесь  $C$  – категория циклона,  $T$  в годах. В результате период повторяемости тропических циклонов относительно категории может быть определен выражением (рис. 3.2.8б),

$$T = 0.67 \exp(0.6C). \quad (3.2.2)$$

В среднем циклон категории, больше I, происходит каждые 2.3 года, что близко к оценке, данной в (Hurricanecity, 2011). Циклон категории больше II, III и IV происходит каждые 4, 7.6 и 13.4 лет соответственно. Согласно нашей оценке, катастрофический циклон IV-ой категории «рождается» каждые 75 лет, но в реальности, такое событие за 200 лет было зарегистрировано на о. Гваделупа только дважды.

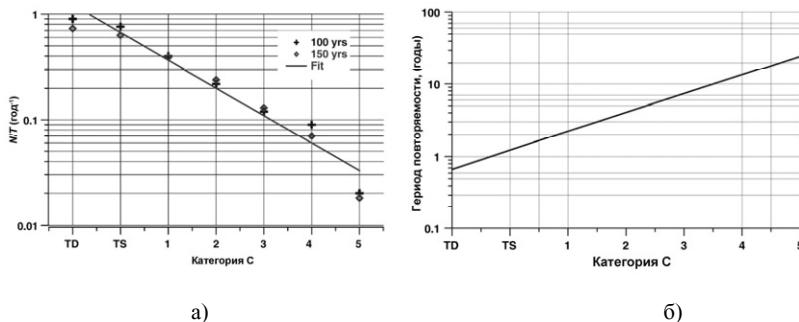


Рис. 3.2.8. Кумулятивная частота (а) и период повторяемости циклонов (б) относительно категории. Регрессионные зависимости представлены сплошными линиями.

Кумулятивная частота циклонов относительно величины понижения атмосферного давления приведена на рис. 3.2.9а для 150 лет (1851–2000,  $n = 41$ ) и 100 лет (1901–2000,  $n = 34$ ). Следуя Sharma et al. (1988), мы используем разницу между нормальным

атмосферным давлением ( $P_0 = 101.325$  кПа) и реальным значением  $p$ , наблюдаемым во время прохождения циклона. Значение перепада давления ( $\Delta P = P_0 - p$ ) измеряется в кПа. Временные промежутки в 100 и 150 лет можно рассматривать как стационарные, поскольку кривые кумулятивной частоты практически накладываются друг на друга. Данные можно аппроксимировать кривой (коэффициент корреляции  $R = 0.91$ ):

$$\ln(N/T) = -0.38\Delta P - 0.87, \quad (3.2.3)$$

Соответствующий период повторяемости тропических циклонов относительно понижения атмосферного давления определяется уравнением (рис. 3.2.9б),

$$T = 2.39 \exp(0.38\Delta P). \quad (3.2.4)$$

Как следует из уравнения (3.2.4), циклоны, отличающиеся значительным понижением давления ( $\Delta P = 5$  кПа), могут происходить на о. Гваделупа каждые 15 лет.

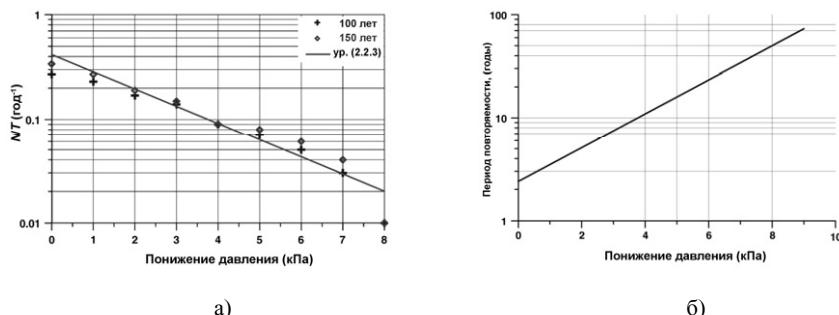


Рис. 3.2.9. Кумулятивная частота и период повторяемости циклонов в зависимости от величины понижения давления. Регрессионные зависимости представлены сплошными линиями.

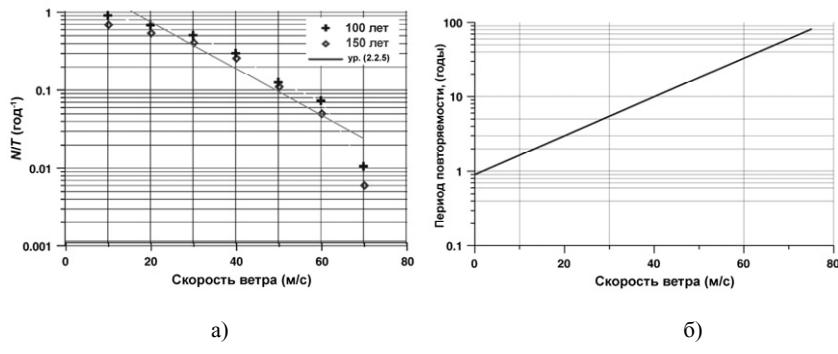
На рис. 3.2.10а показана кумулятивная частота циклонов относительно скорости ветра для 150 лет (1851–2000,  $n = 108$ ) и 100 лет (1901–2000,  $n = 88$ ). Как и ранее, различие между кривыми весьма незначительно. Данные наблюдений легко аппроксимируются экспоненциальной кривой с коэффициентом корреляции  $R = 0.89$ :

$$\ln(N/T) = 1.07 - 0.06W, \quad (3.2.5)$$

где  $W$  – скорость ветра в м/с. Из уравнения (3.2.5) легко найти период повторяемости циклонов относительно силы ветра

$$T = 0.9 \exp(0.06W). \quad (3.2.6)$$

Таким образом, тропические циклоны со скоростью ветра больше 10 м/с происходят каждый год, со скоростью ветра больше 50 м/с – каждые 11 лет.



a)

б)

Рис. 3.2.10. Кумулятивная частота (а) и период повторяемости циклонов (б) относительно скорости ветра. Регрессионные зависимости представлены сплошными линиями.

**Штормовые нагоны на острове Гваделупа и их статистика.** Прежде, чем приводить данные о штормовых нагонах, обсудим основные расчетные формулы, применяемые для их вычисления. В общем случае изменение уровня моря, вызванное понижением атмосферного давления и штормовыми ветрами, может быть записано в форме (Zahibo et al., 2007)

$$S = S_1 + S_2 + S_3, \quad (3.2.7)$$

где

$$S_1 = \alpha \Delta P, \quad (3.2.8)$$

изменение уровня моря, связанное с понижением атмосферного давления  $\Delta P$ ,  $\alpha$  – барометрический параметр,

$$S_2 = \beta |W| W \cos \theta, \quad (3.2.9)$$

изменение уровня моря, обусловленное направленной к берегу компонентой ветра,  $W$  – скорость ветра,  $\theta$  – угол между направлением ветра и береговой линией,  $\beta$  – эмпирический параметр, который зависит от особенностей шельфа,

$$S_3 = \gamma v, \quad (3.2.10)$$

гидродинамическая составляющая штормового нагона. Здесь  $f = 2\omega \sin \phi$  – параметр Кориолиса,  $\omega$  – угловая скорость вращения Земли,  $\phi$  – широта,  $v$  – вдольбереговой дрейфовый поток, вызванный в основном вдольбереговой компонентой скорости ветра,  $\gamma$  – коэффициент, который зависит от глубины и донного трения, более подробно данная модель описана в (Pararas-Carayannis, 1975). Приводимые формулы позволяют выделить составляющие штормовых нагонов при анализе.

Первое упоминание о наводнениях, сопровождающих тропический циклон на о. Гваделупа, датируется 1642 годом: «*Местами зарытая в песок мертвая рыба лежала на берегу: там она укрылась от разбушевавшейся стихии*» (Saffache et al., 2003). Часто причина наводнения не известна (особенно это касается исторических событий), иногда обширные затопления берега связываются с волнами цунами (Zahibo et al., 2001; O'Loughlin et al., 2003). В табл. 3.2.2 собраны данные о штормовых нагонах (включая высоту волны, дату, затронутую территорию, силу ветра и атмосферное давление во время циклона). Среди наиболее значительных событий особенно выделяются штормовой нагон в 2007 году (6–8 м, Petit-Havre) во время урагана Дин, специально обсуждаемого в параграфе 3.3; в 1995 году (4–6 м, Карибское и юго-восточное побережье о. Гваделупа); в 1999 году (4–5 м, Карибское побережье о. Гваделупа). За последние 200 лет штормовым нагонам было подвержено как Карибское, так и Атлантическое побережье острова, причем средняя высота волны на Атлантическом побережье (2.2 м) в два раза меньше, чем на Карибском (4.4 м). К наиболее опасным районам с точки зрения штормовых нагонов

относится южное побережье Гранд-Тер (Gosier, Sainte-Anne, Saint-François), см. рис. 3.2.11. Интересно, что побережье затапляется на 100 м (Gosier, 2007 год) – 200 м (Deshaires, 1999 год) вглубь острова.

Данные о штормовых нагонах за 1928–2008 гг. представлены на рис. 3.2.11, здесь мы используем только полные сведения о нагонах (высота волны, место), исключая такие события, как ураган 1928 года с 15-метровыми волнами в окрестности о. Гваделупа (точное расположение мест регистрации не удалось отыскать), ураган Хьюго (IV категории), нанесший сильный ущерб острову, но вызвавший «небольшие нагоны». Феномен урагана Хьюго (небольшие штормовые нагоны при катастрофической силе ветра и значительном понижении давления) был связан с особенностями батиметрии. За период 2000–2006 гг. штормовые нагоны не превышали 2.5–3 метров за исключением события 2003 года (4 метра, ураган Фабиен). Отдельно следует вспомнить печально известный ураган Лили 2002 года, который пронесся на расстоянии 200 км от о. Гваделупа в ночь с 23 на 24 сентября; скорость ураганных ветров достигала 93 км/ч. На о. Гваделупа и прилежащих к нему островах было немедленно объявлено штормовое предупреждение. Штормовые нагоны, вызванные этим ураганом, моделируются в параграфе 3.4.

Таблица 3.2.2 (начало)

#### Штормовые нагоны на о. Гваделупа за 1928–2008 гг.

	Циклон	Дата	Затронутая территория	Скорость ветра, м/с	Давление, кПа	Категория	Штормовой нагон, м
1		12.09.1928	Petit Cul-de-Sac-Marin	57	94	IV	5
			Pointe-a-Pitre				4.5
2		21.09.1949	Basse-Terre	23			6
3	Инез	27.09.1966	Grande-Terre	46	96.1	III	2
4	Давид	29.08.1979	Basse-Terre, sw	50	93.3	IV	6
			Basse-Terre, ssw	33			3.5
			Gosier, St-Francois, La Desirade	31			4
			Basse-Terre, wsw	25	92.4		4
5	Фредерик	03.09.1979	Boucan	28	99.9	TS	0.7
			St Claude				0.5
			Gosier				0.2

Таблица 3.2.2 (продолжение)

	<b>Циклон</b>	<b>Дата</b>	<b>Затронутая территория</b>	<b>Скорость ветра, м/с</b>	<b>Давление, кПа</b>	<b>Категория</b>	<b>Штормовой нагон, м</b>
Хьюго	Хьюго	17.09.1989	La Pointe des Chateaux, Moule, Gosier	72	95.9	IV	15
			Goyave, Pointe-a-Pitre, Abymes				
			Canal de la Dominique	72	95.9		7
			St Rose	67	95		3
			Grand Cul-de-Sac Marin		93.4		3
			Grande-Terre		95		2.5
			Petit Cul-de-Sac Marin		94.1		1.5
7	Льюис	05.09.1995	Illes de Nord	56		IV	10
			St Martin	69			8
			Pointe-a-Pitre				
8	Ирис	25.08.1995	Marie-Galante, les Saintes, La Desirade, le Petit Cul-de-Sac Marin, Gourbeyre, Petit-Bourg	22	99.5	TS	3
9	Мэрилин	14.09.1995	Marie-Galante	42	96.9	I	6
			les Saintes, Capesterre	36			4
			Petit-Bourg				
			Basse-Terre	41			6
			Boucan	51	95		2.5
			Deshaises	44	96.3		1.5
10	Эрика	06.09.1997	Illes de Nord	33	98.8	I	4
				19			3.5
11	Джордж	20.09.1998	Port Luis	51	96.3	III	7
12	Бонни	1998	Guadeloupe	22		TS	2
13	Даниэль	1998	Illes de Nord	10		II	2.5
							2
							1.5

Таблица 3.2.2 (окончание)

	Циклон	Дата	Затронутая территория	Скорость ветра, м/с	Давление, кПа	Категория	Штормовой нагон, м
14	Жозэ	19.10.1999	La Desirade	50	99	II	8
				41	97.9		5.6
				33	99		5.6
				44	97.9		3
				33	99.2		2.5
15	Ленни	17.11.1999	Guadeloupe	59	93.3	TS	4
			Petit-Perou	69	93.3		1.8
			Pointe-a-Pitre	59	93.3		1.5
			Point-Noir	28	99.4		1
16	Дебби	21.08.2000	La Desirade	36	99.3	I	4
				33			3
17	Джойс	29.09.2000	Guadeloupe	17		TS	2
18	Шанталь	17.08.2001	Guadeloupe	18	101.1	TS	штормовой нагон
19	Фабьен	02.09.2003	Guadeloupe	64	94.3	IV	4
20	Изабель	12.09.2003	Guadeloupe	72	92	V	2.5
21	Иван	06.09.2004	Guadeloupe	46	96.9	II	штормовой нагон
22	Дин (это событие обсуждается в параграфе 2.4)	17.08.2007	Petit Havre (Gosier)	46	96.7	II	6-8
			Deshaines				3
			Vieux-Habitants				3-4
23	Омар	16.10.2008	Guadeloupe	59	95.8	IV	2.5-3

В общей сложности за период 1928–2008 мы располагаем данными о 23 событиях.

Принимая во внимание, что иногда во время одного события имеются данные по штормовым нагонам для нескольких населенных пунктов, фактическое число данных о штормовых нагонах за период 1928–2000 гг. составляет 46. Это позволяет нам провести анализ и выявить, как влияют скорость ветра и давление на высоту штормовых нагонов. На рис. 3.2.12 приведены высоты штормовых нагонов в зависимости от понижения атмосферного давления и скорости ветра. Как видно из рис. 3.2.12а, высота волн сильно варьируется от изменения давления, но в среднем, имеющиеся данные для о. Гваделупа

находятся в соответствии с данными для других территорий. К примеру, для восточного побережья Индии понижению атмосферного давления, равного 5 кПа, соответствует высота нагона в 1–2 м (Sharma et al., 1988); примерно такая же оценка для штормовых нагонов в Азовском море (Еремеев и др., 2000). Формально, корреляция между понижением атмосферного давления и высотой волны весьма неудовлетворительна. Поэтому вклад атмосферного давления в динамику штормовых нагонов не может быть выявлен, и, значит, по величине понижения атмосферного давления нельзя предсказать возможную высоту волны.

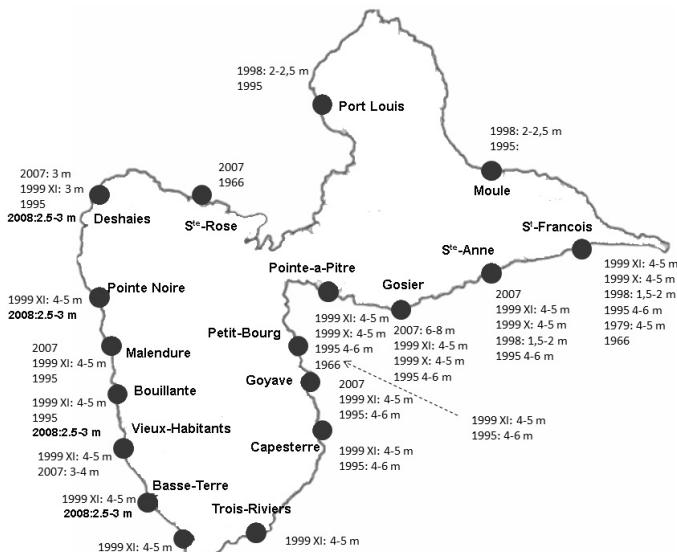


Рис. 3.2.11. Штормовые нагоны на о. Гваделупа за 1928–2008 гг.

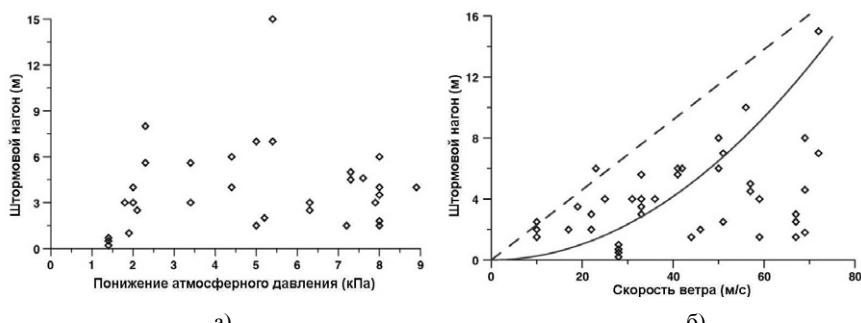


Рис. 3.2.12. Высота штормовых нагонов в зависимости от (а) понижения атмосферного давления и (б) скорости ветра

Что касается скорости ветра, то хотя имеющиеся данные отличаются большим разбросом, высота штормового нагона увеличивается для сильных циклонов, см. рис. 3.2.12б. Сплошная линия соответствует выражению (3.2.9), где коэффициент  $\beta = 0.0026 \text{ с}/\text{м}^2$  и  $\theta = 0$ . Из уравнения (3.2.9) следует, что высота волн больше для катастрофических ветров и меньше для слабых ветров. Простая линейная функция

$$S(\text{м}) = 0.23W(\text{м}/\text{с}) \quad (3.2.11)$$

может быть использована для предсказания высоты штормового нагона по скорости ветра в качестве верхней границы, она показана на рис. 3.2.12б пунктирной линией. Конечно, использование исторических данных – это только первый шаг в определении параметров штормового нагона, и для создания эффективной модели необходимо использовать методы математического моделирования. В частности, такое моделирование выполнено нами для штормовых нагонов, вызванных ураганом Лили в 2002 году (см. параграф 3.4).

Результаты исследования статистики циклонов и штормовых нагонов до 2000 года, описанные в настоящем параграфе, опубликованы в (Н–4; Н–6; Н–8). Естественно, циклоны и «порождаемые» ими штормовые нагоны наблюдались и в последнее десятилетие, когда они стали хорошо документироваться в связи с усовершенствованием глобальной системы предсказания и слежения за тропическими циклонами. Более того, с развитием системы оповещения и регистрации «морских опасностей» (в первую очередь штормовых нагонов), улучшается возможность их исследования. В частности, моделирование одного из сильных событий (ураган Лили) в 2002 году описано в параграфе 3.4. Другое событие (ураган Дин в 2007 году) было также обследовано с нашим участием и оно обсуждается в параграфе 3.3.

### 3.3 Полевое обследование и анализ последствий циклона «Дин» в 2007 г.

В ночь с 16 на 17 августа 2007 года арку Антильских островов пересек ураган Дин. Поднявшись вдоль канала Сент-Люсия (юг о. Мартиника), он достиг III категории по шкале Саффира-Симпсона, и средние скорости ветра составляли 160–180 км/час с порывами 200 км/час, рис. 3.3.1. Центр урагана (так называемый «глаз» бури) прошел в нескольких км от о. Мартиника (15 км от г. Sainte-Anne, 30 км аэропорта Lamentin). Космический снимок тропического циклона показан на рис. 3.3.2.

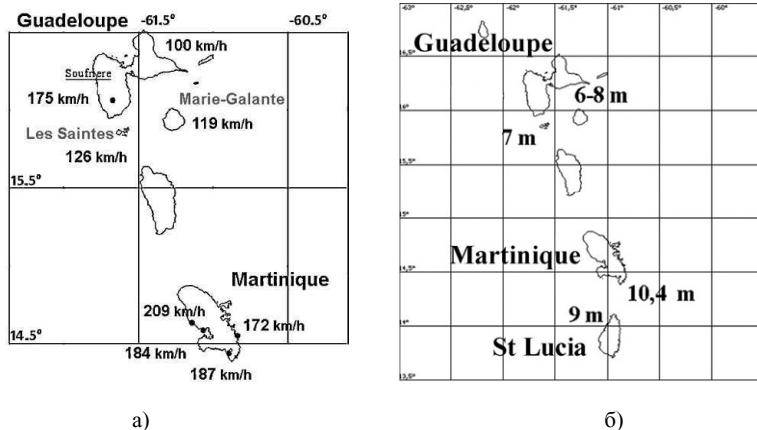


Рис. 3.3.1. Зарегистрированные (а) скорости ветра и (б) штормовые нагоны на о-вах Гваделупа и Мартиника.

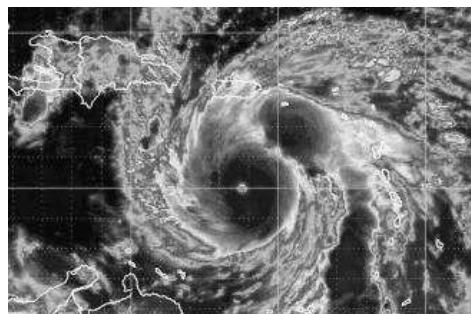


Рис. 3.3.2. Космический снимок урагана Дин 17.08.2007 в 5.15 утра GMT (NOAA, 2011)

Циклон Дин унес жизни двух человек. Масштабный ущерб был нанесен островам Гваделупа и Мартиника: деревья выкорчеваны (особенно кокосовые плантации в г. Faula au Vauclin на юго-востоке о. Мартиника), дороги разбиты. Некоторые пляжи

на о. Мартиника (Sainte-Anne и Le Diamant) оказались погружены в воду. Больше всего пострадали плантации бананов (100% урожая на о. Мартиника и 80% на о. Гваделупа), тропических фруктов и сахарного тростника (70% урожая на о. Мартиника).

Как известно, максимальные скорости ветра регистрируются на расстоянии 10 – 100 км от «глаза» бури; на расстоянии 200 км от центра циклона, где находился архипелаг островов Гваделупского департамента, ветра не были столь разрушительными. На французских территориях максимальная скорость ветра составила 126 км/ч (о. Ле-Сент) и 119 км/ч (о. Мари Галант) (France-Antilles Guadeloupe, 2007). В среднем на о. Гваделупа скорость ураганных ветров достигла 100 км/ч на равнине и 175 км/ч вблизи вулкана Суфриер. Согласно шкале Саффира-Симпсона, это соответствует штормовым нагонам 0.09 – 3.3 м на Гранд-Тер и Бас-Тер соответственно. Высота штормовых нагонов варьировалась от 6 до 10 м, так на северо-Атлантическом побережье о. Мартиника (г. Basse Pointe) был зарегистрирован штормовой нагон в 10.4 м, а в канале Сент-Люсия – 9 м. У побережья о. Гваделупа высота нагона достигла 6-8 м, в канале Ле-Сент – 7 м (NOAA, 2011).

Основной ущерб был нанесен южным территориям о. Гваделупа. К наиболее пострадавшим районам относятся: Бас-Тер (от северо-западных до южных территорий), Гранд-Тер (от южных до юго-восточных территорий). Во время урагана Дин один из авторов находился на о. Гваделупа и имел возможность принять участие в полевом обследовании о. Гваделупа.

Результаты полевого исследования показали, что наибольший ущерб Гранд-Тер был нанесен штормовыми нагонами. Последнее может быть обусловлено особенностями прибрежной зоны Гранд-Тер: протяженного мелководья. Среди наиболее пострадавших территорий выделяются Sainte-Anne, Saint-Félix и Petit-Havre. Основной ущерб включал в себя деградацию почвы (Sainte-Anne), разрушение сооружений на берегу (Petit Havre), морской мусор, вынесенный на 50–60 метров вглубь берега (Saint-Félix). Северо-западная часть Бас-Тер напротив больше пострадала от ураганных ветров, а не от нагонов: наибольшие скорости ветра были зарегистрированы вблизи вулкана Суфриер. В ходе полевого исследования было выявлено, что наибольший ущерб приходится на северо и северо-западные территории Бас-Теры (Vieux-Habitants, Sainte-Rose, Malendure, Vieux-Habitants). Далее приводятся некоторые описания разрушений, обнаруженных в ходе полевого исследования.

Центральный пляж города Gosier был покрыт мусором морского (ракушки, морская трава, водоросли) и антропогенного характера (пластиковые бутылки, обувь), рис. 3.3.3а.

Небольшой пляж рядом с центральным парком был укрыт морской травой на 5 метров вглубь берега. Центральная площадь города Gosier, которая расположена на берегу моря, была завалена мусором разного рода (рис. 3.3.3б) на расстояние более 10 метров вглубь берега. Причал, с которого отправляются местные рыбаки на небольшой остров Ile de Gosier, был полностью разрушен ураганом, каменные плиты рядом с причалом разбиты (рис. 3.3.4а).

В коммуне Anse du Mont города Saint-Félix морской мусор протащило более, чем на 100 метров вглубь берега (рис. 3.3.4б). В коммуне Anse Canot (Saint-Félix) морская трава была обнаружена на расстоянии 40 метров от береговой линии; этот пляж был полностью опустошен (рис. 3.3.5).



а)



б)

Рис. 3.3.3. Центральный пляж (а) и центральная площадь (б) г. Gosier



а)



б)

Рис. 3.3.4. Разрушенный причал и разбитые каменные плиты в городе Gosier (а), побережье коммуны Anse du Mont г. Saint-Félix



а)



б)

Рис. 3.3.5. Пляж коммуны Anse Canot г. Saint-Félix: до урагана Дин, февраль 2007 года (а) и после, август 2007 (б)

В бухте Petit Havre штормовые волны высотой 6 метров разрушили причал, рис. 3.3.6. Пляж, расположенный неподалеку, был полностью опустошен, побережье было усыпано мусором морского и антропогенного происхождения. В результате урагана одно дерево было выкорчевано, и камень больше одного метра в высоту был передвинут. Вдоль пляжа Petit Havre земля и песок были «вымыты» на 45 метров от берега. Помимо этого был разбит летний домик и вследствие сильной деградации почвы деревья были вырваны с корнем (рис. 3.3.7). Среди морского мусора была найдена металлическая рамка, возможно, часть причала.



Рис. 3.3.6. Разрушенный причал в бухте Petit Havre



Рис. 3.3.7. Пляж Petit Havre после урагана Дин

На следующий день после урагана Дин в местной газете значилось : «*Пляжа Sainte-Anne больше нет; дороги и место для стоянки машин рядом с пляжем покрыты толстым слоем песка*», рис. 3.3.8. В ходе полевого исследования мы обнаружили разрушенный причал (рис. 3.3.9а) и несколько вырванных с корнем пальм (рис. 3.3.9б). При толщине 30–40 см, диаметр их корневища был сопоставим с ростом человека (до 1.8 м). Небольшой пляж в деревне Village Artisanal, которая относится к Sainte-Anne, был полностью покрыт морской травой на расстояние до 50 метров вглубь берега, рис. 3.3.10.



а)



б)

Рис. 3.3.8. Пляж Sainte-Anne до урагана Дин в декабре 2005 года (а) и после – в августе 2007 (б)



а)



б)

Рис. 3.3.9. Разрушенный ураганом Дин причал (а) и выкорчеванные пальмы в г. Sainte-Anne (б)

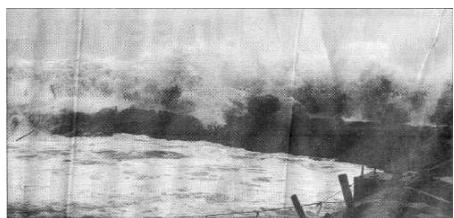


Рис. 3.3.10. Небольшой пляж Village Artisanal покрыт толстым слоем морской травы на 50 метров вглубь берега

Полевое обследование полуострова Бас-Тер дало следующие результаты. В городе Vieux-Habitants основной ущерб был нанесен штормовыми нагонами 3–4 метров высотой, а также сильными ветрами (рис. 3.3.11а), «невообразимый» штормовой нагон был зарегистрирован в Vieux-Habitants (рис. 3.3.11б). Пляж Malendure покрыт морской травой на несколько метров вглубь берега (рис. 3.3.12). Некоторый ущерб был нанесен побережью г. Sainte-Claire и г. Goyave (рис. 3.3.13).



а)



б)

Рис. 3.3.11. Разрушенное здание рыболовного общества (а) и штормовые нагоны городе Vieux-Habitants (б)



Рис. 3.3.12. Пляж Malendure покрыт морской травой на несколько метров вглубь берега



а)



б)

Рис. 3.3.13. Ущерб нанесен побережью городов (а) Sainte-Claire и (б) Goyave

Первая запись метеографа вблизи о. Гваделупа датируется 1984 годом, когда 10–12 см цунами было зарегистрировано в столице о. Гваделупа (O'Loughlin et al., 2003). В августе 2007 года, когда проводилась экспедиция, сеть метеографов насчитывала уже шесть датчиков, два из которых в настоящее время не работают; метеографы были расположены на средней глубине 2 метра в городах Deshaies, Bouillante, Vieux-Habitants и Gourbeyre (IPGP, 2006). Записи метеографа были доступны только для г. Deshaies. Анализ данных показал, что высота штормовых нагонов в порту Deshaies составила 3 метра, рис. 3.3.14. Следует отметить, что г. Deshaies защищен от волн специальным барьером. Тем не менее, в защитный бокс метеографа, расположенный в 2 метрах над уровнем моря, попала вода. Это согласуется с данными, что вдоль западной части Бас-Тер (Vieux-Habitants) высота штормовых нагонов составляла 3–4 метра над уровнем моря. По-видимому, по всему побережью Бас-Тер высота штормовых нагонов имела ту же величину.

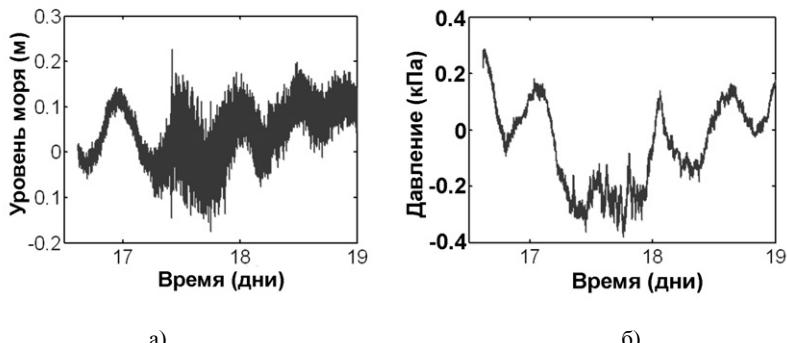


Рис. 2.3.14. Данные метеографа вблизи Deshaies во время циклона Дин: изменение уровня моря (а) и атмосферное давление (б). Отчетливо виден закон «обратного барометра»

Согласно записям метеографа, атмосферное давление находится в коррелирует с изменением уровня моря; наблюдается так называемый закон «обратного барометра» (Ламб, 1947). При обычных условиях понижение атмосферного давления на 0.5 кПа влечет за собой повышение уровня моря на 5 см (IPGP, 2006). Во время циклона Дин в результате понижения атмосферного давления на 0.7 кПа, уровень моря поднялся на 40 см. Ввиду расстояния между «глазом» бури и о. Гваделупа (200 км), описанные процессы были зарегистрированы метеографом несколько часов спустя после прохождения циклона.

Измеренные высоты штормовых нагонов побережья о. Гваделупа показаны на рис. 3.3.15: наибольшие значения зарегистрированы вдоль Карибского побережья, особенно на юге Гранд-Тер и на западе Бас-Тер.

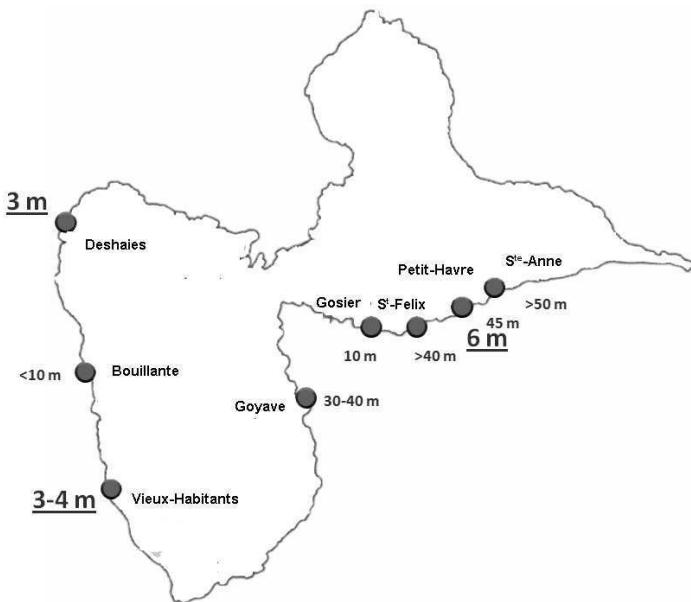


Рис. 3.3.15. Высоты штормовых нагонов вдоль побережья о. Гваделупа во время тропического циклона Дин (высота волны дана крупным шрифтом, длина заплеска на берег – мелким шрифтом)

Результаты, изложенные в этом параграфе, опубликованы в (Н–6).

### 3.4 Моделирование штормовых нагонов, вызванных ураганом «Лили» в 2002 г.

Для моделирования штормовых нагонов выбран циклон Лили, прошедший на Малых Антильских островах 23–25 сентября 2002 года. Траектории тропических циклонов в Атлантическом океане в 2002 году даны на рис. 3.4.1 (UNISYS, 2011). Продвигаясь с разрушительной силой вдоль Каймановых и Наветренных о-вов, тропический циклон Лили максимально приблизился к о. Гваделупа в ночь с 23 на 24 сентября на расстояние в 414 км; при этом скорость ураганных ветров достигала 93 км/ч. На о. Гваделупа и прилежащих к нему островах было немедленно объявлено штормовое предупреждение. Ураган Лили пересек о. Куба, имея II категорию по шкале Саффира-Симпсона, достиг IV категории над Мексиканским заливом, после чего ослабел до I категории, проходя штат Луизиана (США), где вызвал оползень на побережье; масштабные наводнения были зарегистрированы на о. Ямайка. В целом, ураган Лили унес жизни тридцати людей, оставил 400 человек без кровя на о. Барбадос, и погубил половину урожая бананов на о-ве Сент-Люсия. Космический снимок урагана над Мексиканским заливом (отчетливо виден «глаз» бури) и наводнения, вызванные в штате Луизиана (США) показаны на рис. 3.4.2. В табл. 3.4.1 дана подробная информация об урагане Лили за 21–25 сентября 2002 года.

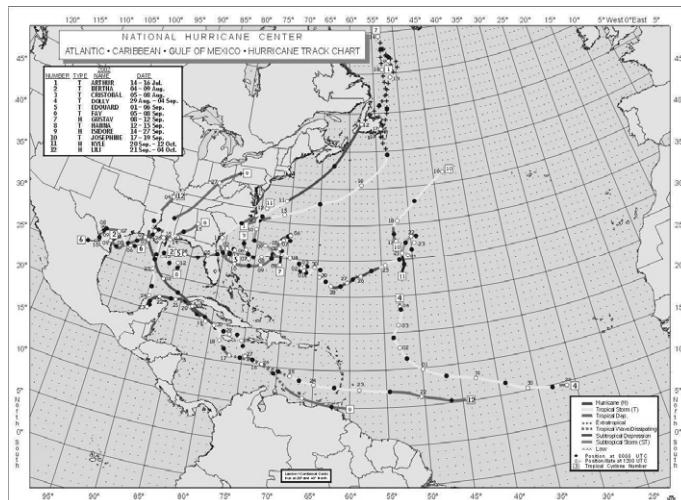


Рис. 3.4.1. Траектории тропических циклонов в Северном Атлантическом океане за 2002 г. (ураган Лили обозначен цифрой 12)



Рис. 3.4.2. Космический снимок урагана Лили (а) и вызванные им наводнения в штате Луизиана (б) (NOAA, 2011)

Таблица 3.4.1

**Ураган Лили: 21–25 сентября 2002 года**

Дата / время (UTC)	Координаты		Давление (кПа)	Скорость ветра (м/с)	Категория
	Широта (°N)	Долгота (°W)			
21.09 18:00	10.2	-44.6	100.9	13	TD
22.09 00:00	10.3	-46.5	100.7	15	TD
22.09 06:00	10.8	-48.5	100.6	15	TD
22.09 12:00	11.2	-50.4	100.6	15	TD
22.09 18:00	11.8	-52.2	100.5	15	TD
22.09 00:00	12.1	-54.6	100.5	18	TS
23.09 06:00	12.2	-56.8	100.5	21	TS
23.09 12:00	12.4	-58.7	100.4	23	TS
23.09 18:00	13.4	-60.4	100.5	26	TS
23.09 00:00	12.7	-62.1	100.6	26	TS
23.09 06:00	12.8	-63.7	100.6	26	TS
23.09 12:00	13	-64.9	100.4	31	TS
23.09 18:00	13.2	-66	100.7	26	TS
23.09 00:00	13.5	-66.9	100.8	18	TS
23.09 06:00	13.7	-67.5	100.8	18	TS
23.09 12:00	14	-68.2	100.8	21	TS
23.09 18:00	14.2	-68.9	100.7	21	TS

Поскольку циклоны вызывают наводнения, их численное моделирование проводится в рамках нелинейной теории мелкой воды (Вольцингер и др., 1989; Еремеев и др., 2000; Нгуен и др., 2005)

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{M^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{MN}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} - fN = - \frac{D}{\rho_a} \frac{\partial P_a}{\partial x} + \frac{\tau_{sx} - \tau_{bx}}{\rho_a}, \quad (3.4.1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{MN}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{N^2}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} + fM = - \frac{D}{\rho_a} \frac{\partial P_a}{\partial y} + \frac{\tau_{sy} - \tau_{by}}{\rho_a}, \quad (3.4.2)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0, \quad (3.4.3)$$

где основные отличия от ранее использованных в главе 2 связано с внешними силами, а именно, градиентом атмосферного давления  $P_a(x, y, t)$  и напряжением ветра  $\tau_s$ . Поверхностное напряжение обычно параметризуется формулой

$$\frac{\tau_s}{\rho} = c_s W |W|, \quad (3.4.4)$$

где  $W$  – скорость ветра,  $c_s$  – постоянный коэффициент пропорциональности. Придонное трение  $\tau_b$  обеспечивает диссиацию энергии волн цунами и обычно аппроксимируется слагаемым типа  $u|u|$ , как и в проблеме цунами.

Как и ранее (параграф 2.3), в качестве граничных условий на берегу используется вертикальная стенка, а на открытых границах – неотражающие граничные условия.

В результате вычисляются колебания уровня воды в любых фиксированных точках, которые можно назвать компьютерными метеограммами волн. Уравнения (3.4.1)–(3.4.3) решаются в конечных разностях. Программа их решения реализована в виде специального вычислительного пакета, разработанного В.Н. Храмушкиным для расчетов штормовых нагонов и цунами в Дальневосточном регионе России (Поплавский и др., 1997). Ранее этот

численный пакет был применен для моделирования волн цунами на Малых Антильских островах (Заибо и др., 2001). Для моделирования штормовых нагонов от урагана Лили мы используем батиметриюETOPO3 с разрешением 3 угловых минуты (Smith et al., 1997).

В качестве исходных параметров будем использовать данные о полях ветра и давления с 23 сентября (12:00) по 25 сентября 2002 года (12:00) (UNISYS, 2011), см. табл. 3.4.1. Начальное положение тропического циклона дано на рис. 3.4.3.

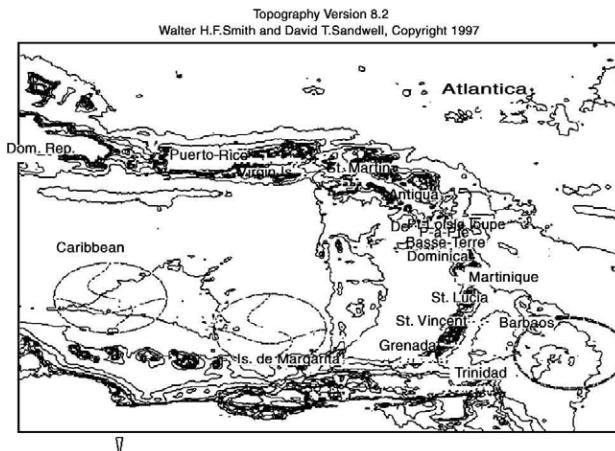


Рис. 3.4.3. Рассчитанное движение тропического циклона Лили: черным показано начальное положение, серым – последующие

Движение тропического циклона Лили показано на рис. 3.4.4 для отдельных моментов времени. Согласно рассчитанным записям изменения уровня моря для двух пунктов о. Гваделупа (Pointe-a-Pitre, Deshaies), высоты волн не превышают 10 см, рис. 2.2.1. Учитывая, что волна усиливается при накате (Куркин, 2005; Пелиновский, 1996; Левин и др., 2005), то высота штормового нагона составит 1–2 метра, что обычно наблюдается на о. Гваделупа.

Результаты, изложенные в этом параграфе, опубликованы в (Н-4; Н-6; Н-8).

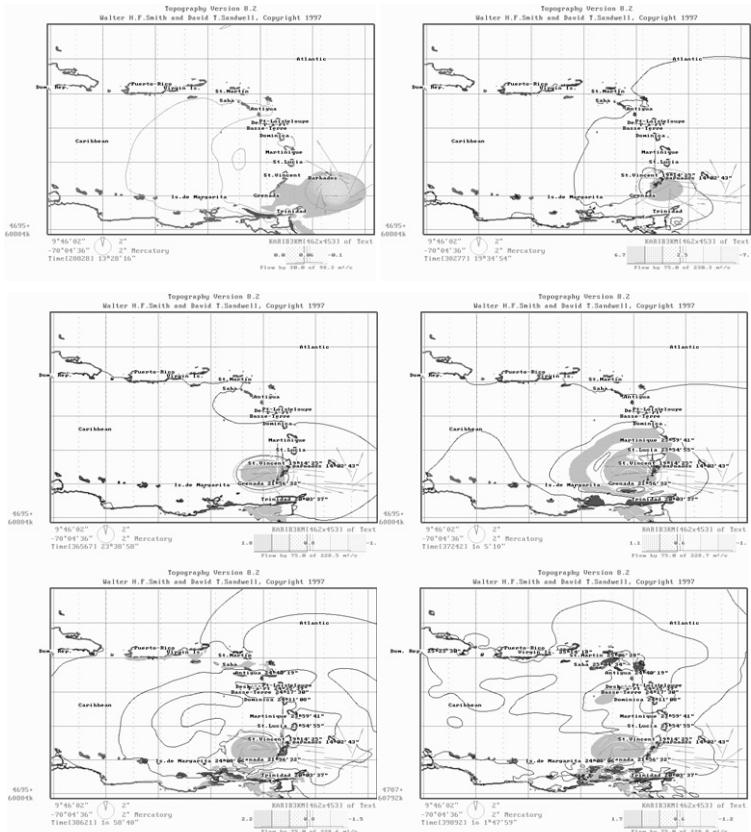


Рис. 3.4.4. Движение циклона и распространение волн

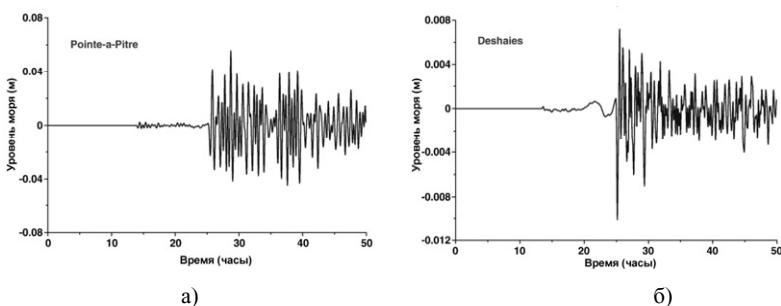


Рис. 3.4.5. Рассчитанные записи изменения уровня моря для о. Гваделупа: Pointe-a-Pitre (а), Deshaies (б)

### **3.5 Основные результаты третьей главы**

В третьей главе выполнено исследование штормовых нагонов, вызванных циклонами на о. Гваделупа. Получены следующие результаты:

1. Рассчитаны характеристики повторяемости циклонов на о. Гваделупа в зависимости от категории, силы ветра и атмосферного давления. В среднем, циклоны на о. Гваделупа повторяются раз примерно в 2 года. Как и ожидалось в теории экстремальной статистики, все частоты повторяемости в зависимости от атмосферных условий могут быть описаны экспоненциальным распределением..
2. Собраны исторические данные о циклонах и штормовых нагонах на о. Гваделупа за 500 лет, и дана оценка частоты повторяемости циклонов в зависимости от силы ветра и атмосферного давления. Проведено обследование разрушений, вызванных прохождением циклона Дин в 2007 году. Собраны данные о заплесках штормовых волн от этого циклона на о. Гваделупа.
3. Выполнено численное моделирование штормовых нагонов, вызванных циклоном Лили в 2002 году, в рамках теории мелкой воды на грубой сетке. Предсказываемые высоты волн на подходе к берегу могут служить основой для расчетов зон затопления побережья и составления карт риска в этом регионе.



## **Основные результаты исследования**

Основные результаты исследования можно сформулировать следующим образом:

1. Найдено новое семейство аналитических решений в модели Саваге-Хутера, описывающей нелинейную динамику гравитационного потока в наклонных каналах. В частности, описана нелинейная деформация тела оползня (аналог Римановой волны в газо- и гидродинамике), и оценено время обрушения переднего склона. Найдены автомодельные решения типа разрушения плотины, параболической шапки и другие, ранее известные только для двухмерного потока на плоскости. Показано, что поперечное сечение наклонного канала существенно влияет на темпы нелинейной деформации гравитационного потока на склоне.
2. Аналитически исследовано движения фронта гравитационного потока в рамках модели Саваге-Хутера при его движении в канале параболического сечения. Исходные нелинейные уравнения решены точно с помощью преобразования годографа (Лежандра). В зависимости от начальной конфигурации фронта потока возможно как обрушение его переднего склона, так и расплывание, а также получен критерий смены режимов в динамике гравитационного потока.
3. Найдены новые аналитические решения, описывающие генерацию линейных длинных волн на воде оползнями переменной массы, двигающимися с переменной скоростью в бассейне переменной глубины. Они получены для специфических условий на донный профиль и характеристики оползня. Подробно исследован случай резонанса, когда волна движется совместно с оползнем. Показано, что амплитуда волн в бассейне переменной глубины в случае резонанса может быть ограниченной, и выяснены условия на форму оползня, влияющие на ограниченность волновой амплитуды.
4. С помощью методов численного моделирования изучена зависимость высоты волн цунами от глубины расположения очага подводного землетрясения (на примере события 29.11.2007 г.). Подтверждены теоретические и эмпирические выводы о экспоненциальном уменьшении высоты волны с увеличением глубины фокуса, и найдены региональные характеристики этой зависимости.
5. Исследовано цунами вулканического происхождения, возникшее при извержении вулкана на о. Монтсеррат в 2003 году. Численное моделирование события в рамках теории мелкой воды позволило выделить зоны наибольшего проявления цунами,

что было подтверждено результатами полевых исследований с участием авторов на о. Гваделупа.

6. Выполнено численное моделирование штормовых нагонов, вызванных циклоном Лили в 2002 году, в рамках теории мелкой воды на грубой сетке. Предсказываемые высоты волн на подходе к берегу могут служить основой для расчетов зон затопления побережья и составления карт риска в этом регионе.
7. Собраны исторические данные о циклонах и штормовых нагонах на о. Гваделупа за 500 лет, и дана оценка частоты повторяемости циклонов в зависимости от силы ветра и атмосферного давления. Проведено обследование разрушений, вызванных прохождением циклона Дин в 2007 году. Собраны данные о заплесках штормовых волн от этого циклона на о. Гваделупа.

## **Список литературы**

1. Абрашкин, А. А. Точные решения в гидродинамике / А. А. Абрашкин, Е. И. Якубович // Нелинейные волны. – М.: Наука, 2005. – С. 9 – 22.
2. Абрашкин, А.А. Пространственные волны на поверхности вязкой жидкости / А. А. Абрашкин // Известия РАН. Механика жидкости и газа, 2008. – № 6. – С. 89 – 96.
3. Арсеньев, А.С. Динамика морских длинных волн / А. С. Арсеньев, Н. К. Шелковников. – М.: МГУ, 1991. – 88 с.
4. Березкин, Е.Н. Курс теоретической механики / Березкин, Е.Н. – 2-е изд. –М.: Изд. МГУ, 1974. – 647 с.
5. Божинский, А. Н., Лосев К.С. Основы лавиноведения / А. Н. Божинский, К. С. Лосев. – Л.: Гидрометеоиздат, 1987. – 280 с.
6. Больщакова А. В. Параметры очага цунами как функция магнитуды и глубины землетрясения / А. В. Больщакова, М. А. Носов // Физические проблемы экологии (экологическая физика): Сборник научных трудов / под ред. В. И. Трухина, Ю. А. Пирогова, К.В. Показеева. – М.: МАКС Пресс, 2011. – № 17. – С. 64–71.
7. Бреховских, Л. М. Введение в механику сплошных сред (в приложении к теории волн) / Л. М. Бреховских, В. В. Гончаров. –М.: Наука, 1982. – 335 с.
8. Виноградова, М. Б. Теория волн / М. Б. Виноградова, О. В. Руденко, А. П. Сухоруков. – М.: Наука, 1990. – 432 с.
9. Вольцингер, Н. Е. Длинноволновая динамика прибрежной зоны / Н. Е. Вольцингер, К. А. Клеванный, Е. Н. Пелиновский // Л.: Гидрометеоиздат, 1989. – 271 с.
10. Гациский, А. Нижегородский летописец / А. Гациский // Нижний Новгород: Нижегородская ярмарка, 2001. – 160 с.
11. Гончаров, В.П. Неустойчивость гравитационных течений на склоне / В. П. Гончаров, В. И. Павлов // ЖЭТФ, 2010. – Т. 138. –Вып. 1(7). – С. 137–149.
12. Гончаров, М. А. Введение в тектонофизику. Учебное пособие / М. А. Гончаров, В. Г. Талицкий, Н. С. Фролова. – М.: Университет, 2005. – 496 с.
13. Григорян, С. С. Математическое моделирование горных обвалов и оползней больших объемов / С.С. Григорян // Инженерная геология, 1983. – № 6. С. 61–71.

14. Диденкулова, И. И. Отражение длинных волн от «безотражательного» донного профиля / И. И. Диденкулова, Н. Заибо, Е. Н. Пелиновский // Известия РАН, Механика жидкости и газа, 2008. – № 4. – Р. 101 – 107.
15. Диденкулова, И.И. Накат нелинейно деформированных волн на берег / И.И. Диденкулова, Н. Заибо, А.А. Куркин, Б.В. Левин, Е.Н. Пелиновский, Т. Соомере // Доклады РАН, 2006. – Т. 410. – № 5. Р. 676–678.
16. Диденкулова, И.И. Нижегородское цунами 1597 года на реке Волга / И. И. Диденкулова, А.И. Зайцев, А. А. Красильщиков, А. А. Куркин, Е. Н. Пелиновский, А. Ш. Ялчинер // Известия Академии инженерных наук им. А.М. Прохорова. Прикладная математика и механика, 2003. – Т. 4. – С. 170–180.
17. Еремеев, В. Н. Моделирование длинных волн в Азовском море, вызываемых прохождением циклонов / В. Н. Еремеев, А. В. Коновалов, Ю. В. Манилюк, Л. В. Черкесов // Океанология, 2000. – Т. 40. – № 5. – С. 658–665.
18. Заибо, Н. Моделирование цунами на Малых Антильских островах / Н. Заибо, Е. Пелиновский, В. Храмушин // Известия Академии инженерных наук им. А. М. Прохорова. Прикладная математика и механика, 2001. –Т. 2. – С. 68 – 84.
19. Заякин, Ю. А. Цунами на Дальнем Востоке России / Заякин, Ю. А. – Петропавловск-Камчатский: Камчат, 1996. – 88 с.
20. Зайцев, А. И. Невельское цунами 2 августа 2007 года: инструментальные данные и численное моделирование / А. И. Зайцев, Д. П. Ковалев, А. А. Куркин, Б. В. Левин, Е. Н. Пелиновский, А. Г. Чернов, А. Ялчинер // Доклады РАН, 2008. –Т. 421. – № 2. – С. 249–252.
21. Зайцев, А. И. Моделирование распространения катастрофического цунами (26 декабря 2004 г.) в Индийском океане / А. И. Зайцев, А. А. Куркин, Б. В. Левин, Е. Н. Пелиновский, А. Ялчинер, Ю. И. Троицкая, С. А. Ермаков // Доклады РАН, 2005. – Т. 402. – № 3. – Р. 388–392.
22. Золотарев, Г. С. Возникновение оползней, селей и лавин. Инженерная защита территорий // Г. С. Золотарев, С. С. Григорян, С. М. Мягков. – М.: Изд-во МГУ, 1987. – 180 с.
23. Ивченко, В.О. Практикум по динамике океана: : учеб.пособие для вузов по спец. «Океанология» / В. О. Ивченко, А. В. Клепиков, В. Ф. Козлов, Л. Н. Кузнецова, М. Масловский, А. В. Некрасов, Е. Н. Пелиновский, Н. Л. Плинк, Г. М. Резник,

- Д. Хейсин / А. В. Некрасов, Е. Н. Пелиновский. – СПб.: Гидрометеоиздат, 1992. – 318 с.
24. Карабут, П. Е. Задача о разрушении плотины в двухслойной мелкой воде (линейное приближение) / П. Е. Карабут, В. В. Остапенко // Прикладная математика и механика, 2008. – Т. 72. – № 6. – С. 958–970
25. Кондратьев, К. Я. Статистика природных катастроф / К. Я. Кондратьев, В. Ф. Крапивин, И. И. Потапов // Проблемы окружающей среды и природных ресурсов: Обзорная информация, 2005. – № 5. – С. 57–76.
26. Куликов, Е. А. Генерация цунами оползнями на тихоокеанском побережье Северной Америки и роль приливов в этом процессе / Е. А. Куликов, А. Б. Рабинович, И. В. Файн, Б. Д. Борнхольд, Р. Е. Томсон // Океанология, 1998. – Т. 38. – № 1. – С. 361–367
27. Куликовский, А. Г. Двумерная задача о движении снежной лавины по склону с плавно меняющимися свойствами / А. Г. Куликовский, М. Э. Эглит // Прикладная математика и механика, 1973. – Т.37. – № 5. – С. 837–848.
28. Курант, Р. Методы математической физики / Р. Курант, Д. Гильберт. – Москва–Ленинград : ГТИЗ. – Т. 1,2. 2000. 523, 620 с.
29. Куркин, А. А. Нелинейная и нестационарная динамика длинных волн в прибрежной зоне / А. А. Куркин. – Н. Новгород: НГТУ, 2005. – 330 с.
30. Куркин, А.А. Опасность волн цунами для побережья бассейна Карибского моря / А. А. Куркин, А. С. Козелков, А. И. Зайцев, Е. Н. Пелиновский, Н. Заибо // Известия Академии инженерных наук им. А.М. Прохорова. Прикладная математика и механика, 2003. – Т.4. – С. 126–149.
31. Ламб, Г. Гидродинамика / Г. Ламб – М. : ОГИЗ, 1947.
32. Ландау, Л. Д. Гидродинамика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – Издание 6-е. – М.: Наука, 2006. – 736 с. – («Теоретическая физика», том VI).
33. Левин, Б. В. Физика цунами / Б. В. Левин, М. А. Носов. – М.: Янус-К, 2005. – 360 с.
34. Марсден, Дж. Э. Математические основы механики жидкости / Дж. Э. Марсден, А. Чорин. – М.–Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2004. – 204 с.
35. Монин, А. С. Теоретические основы геофизической гидродинамики / А. С. Монин. – Л.: Гидрометеоиздат, 1988. – 424 с.

36. Музаев, И. Д. Математическое моделирование некоторых опасных экзогенных и гидравлических процессов / И. Д. Музаев, В. Г. Созанов // Вычислительные технологии, 1996. – Т. 1. – № 3. – С. 66–71.
37. Нгуен, Х. Л. Численная модель для расчета штормовых нагонов и цунами в Южно-Китайском море с использованием системы криволинейных координат / Х. Л. Нгуен, Н. Л. Плинк // Ученые записки, 2005. – № 5. – С. 76–88.
38. Остапенко, В. В. Численное моделирование волновых течений, вызванных сходом берегового оползня / В. В. Остапенко // Прикладная механика и техническая физика, 1999. – Т. 40. – № 4. – С.109–117
39. Островский, Л. А. Введение в теорию модулированных волн / Л. А. Островский, А. И. Потапов . – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 400 с.
40. Пелиновский, Е. Н. Безотражательное распространение волн в сильно неоднородных средах / Е. Н. Пелиновский, Т. Г. Талипова // Фундаментальная и прикладная гидрофизика, 2010. – Т. 3. – № 3. – Р. 4–13.
41. Пелиновский, Е. Н. Распространение волн в сильно неоднородной среде / Е. Н. Пелиновский, И. И. Диценкова // Нелинейные волны' 2008. – Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2009. – С. 191–204.
42. Пелиновский, Е. Н. Нелинейно-дисперсионная теория волн цунами: взгляд после катастрофического цунами в Индийском океане / Е. Н. Пелиновский // Нелинейные волны' 2006. – Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2007. – С. 393–407.
43. Пелиновский, Е. Н. Нелинейные модели генерации цунами движущимися источниками / Е. Н. Пелиновский // Нелинейные волны' 2002. – Нижний Новгород, ИПФ РАН, 2003. – С. 199–210.
44. Пелиновский, Е. Н. Гидродинамика волн цунами / Е. Н. Пелиновский. – Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1996. – 275с.
45. Пелиновский, Е. Н. Распространение длинных волн в проливах / Е. Н. Пелиновский, Е. Н. Трошина // Морские гидрофизические исследования, 1993. – № 1. – Р. 47–52.
46. Пелиновский, Е. Н. Нелинейная динамика волн цунами / Е. Н. Пелиновский. – Горький: ИПФ АН СССР, 1982. – 251 с.
47. Подъяпольский, Г. С. Возбуждение цунами землетрясением / Г. С. Подъяпольский // Методы расчета возникновения и распространения цунами. – М.: Наука, 1978. – С. 30–87.

48. Поплавский, А. А. Оперативный прогноз цунами на морских берегах Дальнего Востока России / А. А. Поплавский, В. Н. Храмушин, К. И. Непоп, Ю. П. Королев. – Владивосток, Южно-Сахалинск: ДВО РАН, 1997. – 272 с.
49. Розенблат, Г. М. Сухое трение в задачах и решениях / Розенблат, Г.М. – М–Ижевск: РХД, 2009 . – 208 с.
50. Руденко, О. В. Нелинейная динамика склоновых потоков / О. В. Руденко, А. Л. Собисевич, Л. Е. Собисевич // Доклады РАН, 2007. – Т. 416. – № 3. – С. 384–387.
51. Руденко, О. Теоретические основы нелинейной акустики / О. Руденко, С. Солуян. – М. : Наука, 1975. – 287 с.
52. САХМЕТЕО, Сахалинская Гидрометеослужба, [<http://sakhmeteo.ru/>], 2011.
53. Соловьёв, С. Л. Каталог цунами на западном побережье Тихого океана / С. Л. Соловьёв, Ч. Н. Го. – М.: Наука, 1974. – 308 с.
54. Сретенский, Л. Н. Теория волновых движений жидкости / Л. Н. Сретенский. – М.: Наука, 1977. – 816 с.
55. Станюкович, К.П. Неустановившиеся движения сплошной среды / К. П. Станюкович. –Изд. 2-е. – М.: Наука, 1971. – 856 с.
56. Стокер, Дж. Волны на воде / Стокер Дж. – М.: ИЛ, 1959. – 617 с.
57. Старжинский, В. М. Теоретическая механика / В. М. Старжинский. – М.: Наука, 1980. – 464 с.
58. Уизем, Дж. Линейные и нелинейные волны / Уизем Дж. – Москва : Мир, 1977. – 638 с.
59. Фролов, К. В. Современная трибология: Итоги и перспективы / К. В. Фролов. – Изд-во ЛКИ, 2008. – 476 с.
60. Эглит, М. Э. Математическое моделирование склоновых потоков / М. Э. Эглит // В сб. "Современные проблемы математики и механики", 2009. – Т. 2. – № 1. – С.132-140.
61. Accary, F. Tsunami catalog and vulnerability of Martinique (Lesser Antilles, France) / F. Accary, J. Roger // Sci. Tsunami Hazards, 2010. – V. 29. – № 3. – P. 148 – 174.
62. Adélaïde-Merlande, J. Les Volcans dans l'histoire des Antilles / J. Adélaïde-Merlande, J.-P. Hervieu. – Paris : Karthala, 1996. – 232 p.

63. Altinok, Y. The tsunami of August 17, 1999 in Izmit Bay, Turkey / Y. Altinok, S. Tinti, B. Alpar, A. C. Yalciner, S. Ersoy, E. Bortolucci, A. Armigliato // Nat. Hazards, 2001. – V. 24. – P. 133–146.
64. Aranson, I. S. Nonlocal rheological properties of granular flows near a jamming limit / I. S. Aranson, L. S. Tsimring, F. Malloggi, E. Clément // Physical Review E, 2008. – V. 78. – P. 1–14.
65. Assier-Rzadkiewicz, S. Numerical modelling of a landslide-generated tsunami: the 1979 Nice event / S. Assier-Rzadkiewicz, P. Heinrich, P. C. Sabatier, B. Savoye, J. F. Bourillet // Pure Appl. Geophys., 2000. – V. 157. P. 1707–1727.
66. Baptista, M. A. Constraints on the source of the 1755 Lisbon tsunami inferred from numerical modeling of historical data on the source of the 1755 Lisbon tsunami / M. A. Baptista, P. M. A. Miranda, J. M. Miranda, L. Mendes-Victor // J. Geodyn., 1998. – V. 25, 159–174.
67. Bellotti, G. Feasibility of Tsunami Early Warning Systems for small volcanic islands / G. Bellotti, M. Di Risio, P. De Girolamo // Nat. Hazard Earth Sys., 2009. – V. 9. – P. 1911–1919.
68. Bouchut, F. Gravity driven shallow water models for arbitrary topography / F. Bouchut, M. Westdickenberg // Commun. Math. Sci., 2004. – V. 2. – P. 359–389.
69. Bouchut, F. A new model of Saint Venant and Savage-Hutter type for gravity driven shallow water flows / F. Bouchut, A. Mangeney-Castelnau, B. Perthame, J.-P. Vilotte // C. R. Acad. Sci., 2003. – Ser. I, V. 336, P. 531–536.
70. Calder, E.S. Mechanisms of lava dome instability and generation of rockfalls and pyroclastic flows at Soufrière Hills Volcano, Montserrat / E. S. Calder, R. Luckett, R. S. J. Sparks, B Voight // The Eruption of Soufrière Hills Volcano, Montserrat, from 1995 to 1999, Geological Society of London Memoir / T. H. Druitt, B. P. Kokelaar. – 2002. – V. 21. –P. 173–190.
71. Carn, S. A. Anatomy of a lava dome collapse: the 20 March 2000 event at Soufrière Hills Volcano, Montserrat / S. A. Carn, R. B. Watts, G. Thompson, G. E. Norton // J. Volcanol. Geoth. Res., 2004. – V. 131. – P. 241–264.
72. Carrier, G. F. Water waves of finite amplitude on a sloping beach / G. F. Carrier, H. P. Greenspan, // J. Fluid Mech., 1958. – V. 4, P. 97–109.

73. Choi, B. Two- and three-dimensional computation of solitary wave run-up on non-plane beach / B. H. Choi, E. Pelinovsky, D. C. Kim, I. Didenkulova, S. B. Woo // Nonlinear Process. Geophys., 2008. – V. 15. – № 3. – P. 489–502.
74. Deplus, C. Submarine evidence for large-scale debris avalanches in the Lesser Antilles arc / C. Deplus, A. Le Friant, G. Boudon, J.C. Komorowski, B. Villemant, C. Harford, J. Ségoufin, J.-L. Cheminée // Earth Planet. Sci. Lett., 2001. – V. 192. – P. 145–157.
75. Didenkulova, I. Long surface wave dynamics along a convex bottom / I. Didenkulova, E. Pelinovsky, T. Soomere // J. Geophys. Res. Oceans, 2009. – V. 114.
76. Dorville, J.-F. Hurricane Omar Waves Impact on the West Coast of the Guadeloupe Island, October 2008 / J.-F. Dorville, N. Zahibo // Open Oceanogr. J., 2010. – V. 4. – P. 83–91.
77. Fernandez-Feria, R. Dam-break flow for arbitrary slopes of the bottom / R. Fernandez-Feria // J. Eng. Math., 2006. – V. 54. – P. 319–331.
78. Geist, E. L. Local tsunamis and earthquake source parameters / E. L. Geist // Adv. Geophys., 1998. – V. 39. – P. 117–209.
79. Grindlay, N. R. High Risk of Tsunami in the Northern Caribbean / N. R. Grindlay, M. Hearne, P. Mann // Eos, 2005. – V. 86. – № 12. – 121–132.
80. Harbitz, C.B. Model simulations of tsunamis generated by the Storegga Slides / C. B. Harbitz // Marine Geology, 1992. – V. 105. – P. 1–21.
81. Harbitz, C. Model Theory and Analytical Solutions for Large Water Waves due to Landslides / C. Harbitz, G. Pedersen // Preprint series, Dept. of Mathematics, University of Oslo, 1992. №. 4.
82. Heinrich, P. Simulation of water waves generated by potential debris avalanche in Montserrat, Lesser Antilles / P. Heinrich, A. Mangeney, S. Guibourg, R. Roche // Geophys. Res. Lett., 1998. – V. 25. – № 18. – P. 36971–3700.
83. Heinrich, P. Numerical simulation of the December 1997 debris avalanche in Montserrat, Lesser Antilles / P. Heinrich, G. Boudon, J. C. Komorowski, R. S. J. Sparks, R. Herd, B. Voight // Geophys. Res. Lett., 2001. – V. 28. – № 13. – P. 2529–2532.
84. Herd, R. A. Catastrophic lava dome failure at Soufrière Hills Volcano, Montserrat, 12–13 July 2003 / R. A. Herd, M. Edmonds, V. A. Bass // J. Volcanol. and Geoth. Res., 2005. – V. 148. – P. 234–252.

85. HTDB/WLD, Historical tsunami database for the World ocean, [<http://tsun.ssc.ru/nh/tsunami.php>], 2011.
86. Hurricanecity, [<http://www.hurricanecity.com/>], 2011
87. IPGP, Étude du risque tsunami en Guadeloupe : Installation de marégraphes permanents pour l'analyse des effets liés à l'activité volcanique // Rapport Final – décembre 2006 / F. Beauducel, S. Bazin, A. Le Friant. – Guadeloupe, 2006. – 21 p.
88. Lander, J. F. Brief History of Tsunamis in the Caribbean Sea / J. F. Lander, L. S. Whiteside, P. A. Lockridge // Sci. Tsunami Hazards, 2002. – V. 20. – № 2. – P. 57–94
89. Fernarndez-Nieto, E. D. A new Savage–Hutter type model for submarine avalanches and generated tsunami / E. D. Fernarndez-Nieto, F. Bouchut, D. Bresch, M. J. Castro Diraz, A. Mangeney // J. Comp. Phys., 2008. – V. 227. P. 7720–7754.
90. Le Friant, A. Numerical simulation of the last flank-collapse event of Montagne Pelee, Martinique, Lesser Antilles / A. Le Friant , P. Heinrich , C. Deplus, G. Boudon // Geophys. Res. Lett., 2003. – V. 30. – № 2. – P. 1034–1037.
91. Le Friant, A. Late Pleistocene tephrochronology of marine sediments adjacent toMontserrat, Lesser Antilles volcanic arc / A. Le Friant, E. J. Lock, M. B. Hart, G. Boudon, R. S. J. Sparks, M. J. Leng, C. W. Smart, J. C. Komorowski, C. Deplus, J. K. Fisher // J Geological Society, London, 2008. – V. 165. – P. 279–289.
92. Liu, P. L.- F. Analytical solutions for forced long waves on a sloping beach / P. L.- F. Liu, P. Lynnett, C. E. Synolakis // J. Fluid Mech., 2003. – V. 478. – P. 101–109.
93. Mangeney, A. Analytical solution for testing debris avalanche numerical models / A. Mangeney, P. Heinrich, R. Roche // Pure Appl. Geophys., 2000. – V. 157. – P. 1081–1096.
94. McSaveney, M. J. The 17 July 1998 tsunami, Papua New Guinea: Evidence and initial interpretation / M. J. McSaveney, J. R. Goff, D. J. Darby, P. Goldsmith, A. Barnett, S. Elliott, M. Nongkas // Mar. Geol., 2000. – V. 170. – P. 81–92.
95. MVO, The Montserrat Volcano Observatory [<http://www.mvo.ms>], 2011.
96. NAMI DANCE, Manual Tsunami Simulation/Visualization Code NAMI DANCE versions 4.9, [<http://namidance.ce.metu.edu.tr/pdf/NAMIDANCE-version-4.9-manual.pdf>], 2010.

97. Neumann, C. J. Tropical cyclones of the North Atlantic Ocean, 1871–1977 / C. J. Neumann, G. W. Cry, E. L. Caso, B. R. Jarvinen // National Climatic Center, Asheville, NC, 1978. – p. 178.
98. NGDC, The National Geophysical Data Center, [<http://www.ngdc.noaa.gov>], 2011.
99. NOAA, The National Oceanic and Atmospheric Administration, [<http://www.noaa.gov>], 2011.
100. Okada, Y. Surface deformation due to shear and tensile faults in a half space / Y. Okada // Bull. Seismol. Soc. Am., 1985. – V. 75. – P. 1135–1154.
101. O'Loughlin, K.F. Caribbean Tsunamis: A 500-Year History from 1498–1998 / K.F. O'Loughlin, J. F. Lander. – Adv. Nat. Technol. Hazards Res., 2003. – 280 p.
102. Pararas-Carayannis, G. Volcanic tsunami generating source mechanisms in the Eastern Caribbean region / G. Pararas-Carayannis // Sci. Tsunami Hazards, 2004. – V. 22. – № 2. – P. 74–114.
103. Pararas-Carayannis, G. Verification study of bathystrophic storm surge model / G. Pararas-Carayannis // Techn. Mem., 1975. – V. 50. – P. 248.
104. Pelinovsky, E. N. Analytical models of tsunami generation by submarine landslides / E. Pelinovsky // Submarine landslides and tsunamis, NATO Science Series: IV. Earth Env. Sci. /A. Yalçiner, E. Pelinovsky, E. Okal, E. Synolakis. – Kluwer, 2003. – P. 111–128.
105. Pelinovsky, E. Simplified Model of Tsunami Generation by Submarine Landslides / E. Pelinovsky. A. Poplavsky // Phys. Chem. Earth, 1996. – V. 21. – № 12. – P. 13–17.
106. Perla, R.I. A two-parameter model of snow avalanche motion / R. I. Perla, T. T. Cheng, D. M. McClung // J. Glaciol., 1980. – V. 26. – P. 197–207.
107. Pirulli, M. Results of back-analysis of the propagation of rock avalanches as a function of the assumed rheology / M. Pirulli, A. Mangeney // Rock Mech. Rock Eng., 2008. – V. 41. – № 1. – P. 59–84.
108. Pudasaini, S. P. Avalanche Dynamics: Dynamics of Rapid Flows of Dense Granular Avalanches / Pudasaini S. P., and Hutter K. – New York: Springer, 2007. – 602 p.
109. Rappaport, E. N. The deadliest Atlantic Tropical Cyclones, 1492–1996 / E. N. Rappaport, J. Fernandez-Partagas // NOAA Technical Memorandum NWS NHC 47, 1997. – [<http://www.nhc.noaa.gov/pastdeadly.shtml>].

110. Ripepe, M. Tracking Pyroclastic Flows at Soufrière Hills Volcano / M. Ripepe, S. De Angelis, G. Lacanna, P. Poggi, C. Williams, E. Marchetti, D. Delle Donne, G. Ulivieri // *Eos*, 2009. – V. 90. – № 27. – P. 229.
111. Roger, J. The 1755 Lisbon tsunami in Guadeloupe Archipelago: source sensitivity and investigation of resonance effects / J. Roger, S. Allgeyer, H. Hébert, M. A. Baptista, A. Loevenbruck, F. Schindelé // *Open Oceanogr. J.*, 2010. – №. 4. – P. 58–70.
112. Sabatier, P. C. Formation of waves by ground motion / P. C. Sabatier // In *Encyclopedia of Fluid Mechanics*, Gulf Publishing Company, Houston, Texas. 1986. – P. 723–759.
113. Saffache, P. Les cyclones en Martinique: quatre siècles cataclysmiques / P. Saffache, J.-V. Marc, O. Cospar. – Martinique : IBIS Rouge Editions, 2002. – 197 p.
114. Saffache, P. Les cyclones en Guadeloupe: quatre siècles cataclysmiques / P. Saffache, J.-V. Marc, V. Huyghes-Belrose // Martinique : IBIS Rouge Editions, 2003. – 276 p.
115. Sammarco, P. Landslide tsunamis propagating along a plane beach / P. Sammarco, E. Renzi // *J. Fluid Mech.*, 2008. – V. 598. – P. 107–119.
116. Savage, S. B. The motion of a finite mass of granular material down a rough incline / S. B. Savage, K. Hutter // *J. Fluid Mech.*, 1989. – V. 199. – P. 177–215.
117. Savage, S. B. Dynamics of avalanches of granular materials from initiation to run-out. Part 1: Analysis / S. B. Savage, K. Hutter // *Acta Mech.*, 1991. – V. 86. – P. 201–223.
118. Sharma, G. S. Storm surges along the East Coast of India / G. S. Sharma, A. S. Murty // *Natural and Made-Man hazards* / M. El-Sabh, T. Murty. – Reidel Publ. Company, 1988. – P. 255–277.
119. Simpson, R.H. The hurricane disaster potential scale / R. H. Simpson // *Weatherwise*, 1974. – V. 27. – № 4. – P. 169–186.
120. Smith, W.H.F. Global sea floor topography from satellite altimetry and ship depth soundings / W. H. F. Smith, D. T. Sandwell // *Science*, 1997. – V. 277. – C. 1956–1962.
121. Synolakis, C. E. The runup of solitary waves / C. E. Synolakis // *J. Fluid Mech.* 1987. – V. 185. – P. 523–545.
122. Synolakis, C. E. The slump origin of the 1998 Papua New Guinea Tsunami / C. E. Synolakis, J. Bardet, J. C. Borrero, H. L. Davies, E. A. Okal, E. A. Silver, S. Sweet, D. R. Tappin // *P. R. Soc. London*, 2002. – V. A458. – P. 763–789.

123. Tinti, S. Tsunami excitation by submarine slides in shallow-water approximation / S. Tinti, E. Bortolucci, C. Chiavettieri // Pure Appl. Geophys., 2001. – V. 158. – P. 759–797.
124. UNISYS, Atlantic Tropical Storm Tracking by Year (1851–2002), Based on data from the Tropical Prediction Center, NOAA, [<http://weather.unisys.com/hurricane/atlantic/>], 2011.
125. USGS, U.S. Geological Survey, [[www.usgs.gov](http://www.usgs.gov)], 2011.
126. Voight, B. The 26 December (Boxing Day) 1997 sector collapse and debris avalanche at Soufrière Hills Volcano / B. Voight, J.-C. Komorowski, G. Norton, A. Belousov, M. Belousova, G. Boudon, P. W. Francis, R. S. J. Sparks, S. R. Young // Geol. Soc. London Mem., 2002. – V. 21. – P. 363–407.
127. Watts, P. Tsunami features of solid block underwater landslides / P. Watts // Journal of the Waterway Port Coastal and Ocean Division-ASCE, 2000. – V. 126. – № 3. – P. 144–152.
128. Yalciner, A. C. Submarine landslides and tsunamis / A. C. Yalciner, E. N. Pelinovsky, E Okal, C. E. Synolakis. – NATO Science Series: IV. Earth and Environmental Sciences, Kluwer, 2003. – V. 21. – 352 p.
129. Yalciner, A. Understanding the possible effects of near and far field tsunamis on Lesser Antilles by numerical modelling / A. Yalciner, N. Zahibo, E. Pelinovsky, I. Insel, D. I. Dilmen, A. Zaytsev, A. Chernov, C. Ozer // Open Oceanogr. J., 2010. – № 4. – P. 50–57.
130. Young, S. R. Overview of the eruption of Soufrière Hills Volcano, Montserrat, July 18 1995 to December 1997 / S. R. Young, R. S. J. Sparks, W. P. Aspinall, L. L. Lynch, A. D. Miller, R. E. A. Robertson, J. B. Shepherd // Geophys. Res. Lett., 1998. – V. 25. – P. 3389–3392.
131. Zahibo, N. Deshaies, Guadeloupe tsunami, 20 May 2006, Montserrat, Lesser Antilles, Soufrière volcano tsunami / N. Zahibo // Tsunami Newsletter, 2006. – V. 38. – № 2, May–June 2006. – P. 4–5. [[www.ioc3.unesco.org/itic/files/2006\\_May-June\\_screen.pdf](http://www.ioc3.unesco.org/itic/files/2006_May-June_screen.pdf)].
132. Zahibo, N. Steepness and spectrum of nonlinear deformed shallow water wave / N. Zahibo, I. Didenkulova, A. Kurkin, E. Pelinovsky // Ocean Eng., 2008a. – V. 35. – № 1. – P. 47–52.
133. Zahibo, N. Tsunami wave run-up on coasts of narrow bays / N. Zahibo, E. Pelinovsky, V. Golinko, N. Osipenko // Int. J. Fluid Mech. Res., 2006. – V. 33. – № 1, P. 106–118.
134. Zahibo, N. The earthquake and tsunami of November 21, 2004 at Les Saintes, Guadeloupe, Lesser Antilles. / N. Zahibo, E. Pelinovsky, E. Okal, A. Yalciner, C. Kharif, T. Talipova, A. Kozelkov // Sci. Tsunami Hazards, 2005. – V. 23. – № 1. – P. 25–39.

135. Zahibo, N. The 1867 Virgin Island Tsunami: observations and modelling / N. Zahibo, E. Pelinovsky, A. Yalciner, A. Kurkin, A. Koselkov, A. Zaitsev // Oceanol. Acta, 2003a. – V. 26. – № 5–6. – P. 609 – 621.
136. Zahibo, N. Estimation of far-field tsunami potential for the Caribbean Coast based on numerical simulation / N. Zahibo, E. Pelinovsky, A. Kurkin, A. Kozelkov // Sci. Tsunami Hazards, 2003b. – V. 21. – № 4. – P. 202 – 222.
137. Zahibo, N. Evaluation of tsunami risk in the Lesser Antilles / N. Zahibo, E. Pelinovsky // Nat. Hazard Earth Sys., 2001. – V. 3. – P. 221–231.







MoreBooks!  
publishing



# yes i want morebooks!

Покупайте Ваши книги быстро и без посредников он-лайн – в одном из самых быстрорастущих книжных он-лайн магазинов! окружающей среде благодаря технологии Печати-на-Заказ.

Покупайте Ваши книги на  
**www.more-books.ru**

---

Buy your books fast and straightforward online - at one of world's fastest growing online book stores! Environmentally sound due to Print-on-Demand technologies.

Buy your books online at  
**www.get-morebooks.com**



VDM Verlagsservicegesellschaft mbH

Heinrich-Böcking-Str. 6-8  
D - 66121 Saarbrücken

Telefon: +49 681 3720 174  
Telefax: +49 681 3720 1749

info@vdm-vsg.de  
www.vdm-vsg.de

