

Е.М.ЛИНЬКОВ

СЕЙСМИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ



ЛЕНИНГРАДСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА
И ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени А. А. ЖДАНОВА

Е. М. ЛИНЬКОВ

СЕЙСМИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ



ЛЕНИНГРАД
ИЗДАТЕЛЬСТВО ЛЕНИНГРАДСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
1987



18920

УДК 550.34

Л и н ь к о в Е.М. Сейсмические явления. - Л.: Изд-во Ле-
нингр. ун-та, 1987. - 248 с.

Предлагаемая монография не имеет аналогов ни в нашей стране, ни за рубежом. В книге на современном уровне рассматриваются многообразные сейсмические явления и методы их наблюдения, анализ которых рассеян по многочисленным специальным работам. Отличительная ее особенность - отражение (в сжатой форме) всех основных вопросов современной сейсмологии и сейсмометрии. Новым является материал по созданию длиннопериодной сейсмометрической аппаратуры и изложение методов ее защиты от атмосферных помех. В отдельных разделах автор заглядывает в будущее сейсмологии и наук о Земле - это дискуссионные вопросы сверхдлиннопериодных и поплавковых колебаний Земли. Книга будет полезна геологам, геофизикам, метрологам, астрофизикам, гравиметристам.
Библиогр. 281 назв. Табл. 5. Ил. 78.

Р е ц е н з и н т ы: чл.-кор. АН СССР Л.Н. Рыкунов (Моск. гос. ун-т им. М.В. Ломоносова); д-р техн. наук В.М. Фремд (Ин-т физики Земли АН СССР)

ИБ № 2388

Евгений Михайлович Линьков

СЕЙСМИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

Редактор Т.В. Мызникова, Обложка художника А.Н. Гришина
Художественный редактор О.Н. Советникова
Технический редактор Е.И. Веселова
Корректоры Е.К. Терентьева, Л.В. Маньковская

Подписано в печать 17.12.86. М-28769 Формат 60 x 84 1/16.
Бумага офсетная. Печать офсетная. Усл. печ. л. 14,41.
Усл. кр.-отт. 14,64. Уч.-изд. л. 13,66. Заказ 314
Тираж 1283 экз. Цена 2 р. 10 к.
Издательство ЛГУ им. Жданова. 199164, Ленинград,
Университетская наб., 7/9

Участок оперативной полиграфии типографии
Издательства ЛГУ имени А.А. Жданова. 199061, Средний пр., 41.

Трудно переоценить роль сейсмических явлений в развитии наук о Земле и в жизни людей. Это — сведения и о внутреннем строении нашей планеты, и о закономерностях изменения ее сейсмической активности, и о сейсмических помехах, препятствующих повышению эффективной чувствительности различной измерительной аппаратуры и проведению ряда физических исследований, и, наконец, прогнозирование в будущем землетрясений и цунами, угрожающих самой жизни на земле.

О сейсмических явлениях и отдельных вопросах, связанных с ними, написаны десятки книг и тысячи статей. В этом море информации не просто разобраться и специалисту, а особенно тем, кто по той или иной причине должен войти в эту область науки. Как отметил д-р физ.-мат. наук Л.Н.Рыкунов, книги Е.Ф.Саваренского и Д.П.Кириоса "Элементы сейсмологии и сейсмометрии" (1955 г.) и К.Е.Буллена "Введение в теоретическую сейсмологию" (1966 г.), отличающиеся среди имеющейся литературы полнотой охвата многочисленных сейсмических явлений и методов их наблюдений, написаны давно и стали библиографической редкостью. Естественно, что в них не могли найти отражения результаты и достижения исследований последнего десятилетия. Вышедший же недавно (в 1983 г.) двухтомник американских сейсмологов К.Аки и П.Ричардса "Количественная сейсмология" в значительной степени посвящен интерпретации сейсмологических данных и предназначен в основном сейсмологам-теоретикам. Автор сознавал, что ставит перед собой трудную задачу — с учетом материала двух последних десятилетий в сжатой и доступной форме изложить теорию сейсмических явлений, показать их связи между собой и с другими геофизическими явлениями. Само это многообразие и ограниченный объем книги, конечно, не позволили проанализировать достаточно

полно многие проблемы, поэтому автор отсылает читателя, который захочет более подробно ознакомиться с предметом, к библиографическому указателю.

Книга начинается со своего рода введения в широкий круг вопросов, связанных с сейсмическими явлениями (гл. I). Здесь следует сказать, что, отводя большое место физическим аспектам образования и распространения объемных и поверхностных волн, автор отсылает читателя к многим полным работам других исследователей при изучении внутреннего строения Земли на основе данных об этих сейсмических волнах. Кроме того, автором вообще не рассматривается сейсмичность Земли во взаимосвязи с идеями гипотезы литосферных плит (новая глобальная тектоника), так как достижения этой теории ему представляются весьма дискуссионными.

Большое внимание автор уделит постоянно существующему сейсмическому шуму метеорологического и промышленного происхождения, считая, что сведения о характеристиках этих помех и методах их наблюдения будут полезны многим исследователям в различных областях науки. Так, например, изучение этого явления в цехах прецизионного производства позволило найти слабошумящие места для установки высокоточной измерительной аппаратуры, что существенно уменьшило погрешности измерений и дало в результате экономический эффект примерно в 500 тыс. руб. в год.

Данные о микросейсмах штормового происхождения могут в первую очередь заинтересовать, конечно, сейсмологов (гл. 2), но эти сведения будут полезны и тем, кто занимается высокоточными измерениями. Следует отметить, что вопрос о механизме образования микросейсм до сих пор не имеет окончательного решения. Поэтому в книге отражены разные точки зрения. Раздел об изгибно-гравитационных волнах служит основой для дальнейшего и более детального рассмотрения естественных колебаний ледяных полей и даже больше — для понимания роли колебательных процессов, определяющих надежность этих полей. Подобные исследования необходимы для обеспечения безопасного проживания и работы ученых самого различного профиля, ведущих уже многие десятилетия научные исследования в просторах Арктики, и в целом при

ледовых проводках по Великому морскому пути. Затем рассматриваются цунами — явление, не менее опасное для людей, чем самые сильные землетрясения.

Результаты исследований длинно- и сверхдлиннопериодных колебаний Земли (гл. 3) (выполненных ленинградскими сейсмологами) — определение структуры низкочастотного спектра и доказательство его устойчивого существования в условиях сравнительно слабой сейсмической активности. Этот материал открывает новые перспективы как в области исследования глубинного строения Земли, так и, возможно, прогноза землетрясений. Природа сверхдлиннопериодных колебаний не установлена. Предположительно они могут быть связаны с собственными колебаниями внутреннего ядра Земли.

Автор считал необходимым привести в этой книге также дискуссионный материал о поплавокных колебаниях Земли, существование которых пока не нашло подтверждения прямыми астрономическими наблюдениями, так как с позиций этой гипотезы объясняются такие глобальные явления, так асинфазные колебания уровня океанов в северном и южном полушариях, изменение сейсмической активности, механизм короткопериодических вариаций скорости вращения Земли и движение ее полюсов. Эти явления давно обнаружены астрономами, но единый механизм их возбуждения до сих пор не был предложен.

Последняя глава посвящена очень непростым вопросам длиннопериодной сейсмометрии. Опыт в этой области пока ограничен, поэтому сведения о длиннопериодных сейсмических каналах и способах защиты приборов от атмосферных помех, разработанных и созданных сотрудниками Ленинградского университета имени А.А.Жданова, будут полезны многим исследователям в области длиннопериодной сейсмологии. Это направление сейсмологических исследований, как отметил Л.Н.Рыкунов, развивается крайне медленно, в то время как перспективы, связанные с длиннопериодной сейсмологией, велики: это и вопросы изучения механизма очага, его энергетических характеристик и т.д.

Подчеркнем еще раз, что охватить различные явления сейсмологии в одной книге одновременно важно и трудно. Поэтому читатель, несомненно, отметит некоторую неравноценность подачи

материала. Но автор, основываясь на глубокой разработке специальных вопросов другими исследователями (и отсылая читателя к ним в соответствующем контексте), ставил перед собой задачу осветить проблему в целом и на современном уровне, именно поэтому и были включены дискуссионные материалы.

В подготовке рукописи большую помощь автору оказали сотрудники кафедры физики Земли Ленинградского университета Е.Г.Орлов, с которым совместно написана гл. I, Л.Н.Петрова и С.Я.Типисев, результаты исследований которых вошли в гл.3 и 4. Автор глубоко признателен им за эту помощь.

Автор также благодарит рецензентов, критические замечания которых способствовали улучшению книги.

Землетрясение — одно из самых древних катастрофических явлений на Земле. Несмотря на это пока никто не знает, где, когда и какой силы произойдет следующее землетрясение. "Землетрясение возможно почти в любом районе земного шара, и если ждать очень долго, оно обязательно произойдет..." [137].

I. Сейсмичность Земли

Землетрясения возникают при внезапном освобождении энергии, которая долгое время накапливается в результате тектонических процессов в относительно локализованных областях земной коры и верхней мантии. При этом происходит разрыв (разлом) сплошности горных пород, иногда на многие десятки километров.

Напомним некоторые определения. Область, где возникает процесс разрушения, называют очагом, гипоцентром или гипоцентральной областью. Проекция очага или его области на земную поверхность называется эпицентром или эпицентральной областью. Если очагом является протяженный сброс вдоль вертикальной плоскости, то эпицентром будет длинная полоса; при наклонной плоскости сброса эпицентральной областью будет представлена широкой полосой. Диаметрально противоположное эпицентру место на земном шаре называют антицентром; расстояние от эпицентра до какой-либо точки на земной поверхности — эпицентральный. Для удаленных землетрясений оно измеряется вдоль дуги большого круга, часто в градусах ($1^\circ = 111,1$ км). Время возникновения землетрясения называют моментом землетрясения или временем в очаге.

Чувствительные сейсмографы ежегодно регистрируют около

миллиона землетрясений; одно из них может быть катастрофическим, а около ста — разрушительной силы.

Большинство землетрясений происходит на глубине до 70 км. Такие землетрясения называются поверхностными. Землетрясения, которые происходят на глубине от 70 до 300 км, называют промежуточными, а глубже 300 км — глубокими. До сих пор не было зарегистрировано ни одного землетрясения глубже 720 км.

Свыше 75% энергии, выделенной при землетрясениях, принадлежит поверхностным и только 3% — глубоким. Различают сильные и слабые землетрясения: слабые землетрясения возникают повсеместно, но их общая энергия незначительна. Некоторые из них связаны с вулканической деятельностью. К сильным относят землетрясения с магнитудой более 5,5. Анализ распределения сильных землетрясений по земному шару показывает, что примерно 75% поверхностных, 90% промежуточных и почти все глубокие землетрясения сосредоточены в Тихоокеанском кольце из островных дуг, глубоководных желобов и горных хребтов. Большая часть сильных землетрясений происходит также в Альпийско-Гималайском поясе. Так, очаги сильных промежуточных землетрясений были зарегистрированы в Румынии и на Гиндукуше.

Особенно много примеров связи поясов поверхностных, промежуточных и глубоких землетрясений непосредственно с тектоникой Тихоокеанской области: поверхностные землетрясения обычно происходят между океаническими прогибами и ближайшей материковой или островной горной цепью, промежуточные возникают под островными горными цепями, очень же глубокие землетрясения значительно удалены от океанических впадин. Арктическо-Атлантический пояс возникновения землетрясений и пояс Индийского океана, как и ответвление Тихоокеанского пояса к острову Пасхи, также совпадают с подводными горными цепями.

Распределение землетрясений по энергии, по географическим зонам, а также их связь со строением этих зон, т.е. вся эта совокупность характеристик, объединяются понятием сейсмичность.

Пояса сейсмической активности делят всю поверхность земного шара на блоки, внутренние части которых можно считать асейсмическими. Тихоокеанский бассейн является одним из таких блоков; остальные, наиболее крупные, имеют континентальный характер.

2. Механизм возникновения землетрясений

Выяснение причин землетрясений и объяснение их механизма — одна из основных задач сейсмологии. Общая картина происходящего представляется следующей.

В очаге происходят разрывы и интенсивные неупругие деформации среды, приводящие к землетрясениям. Деформации в самом очаге носят необратимый характер, а в области, внешней к очагу, являются сплошными, упругими и преимущественно обратимыми. Именно в этой области распространяются сейсмические волны. Очаг может либо выходить на поверхность, как при некоторых сильных землетрясениях, либо находиться под ней, как во всех случаях слабых землетрясений.

Путем непосредственных измерений были получены до сих пор довольно немногочисленные данные о величине подвижек и видимых на поверхности разрывов при катастрофических землетрясениях. Для слабых землетрясений непосредственные измерения невозможны. Наиболее полные измерения разрыва и подвижек на поверхности были проведены для землетрясения 1906 г. в Сан-Франциско. На основании этих измерений Дж.Рейд в 1910 г. выдвинул гипотезу упругой отдачи. Она явилась отправной точкой для разработки различных теорий механизма землетрясений. Основные положения теории Рейда следующие:

1. Разрыв сплошности горных пород, вызывающий землетрясение, наступает в результате накопления упругих деформаций выше предела, который может выдержать горная порода. Деформации возникают при перемещении блоков земной коры друг относительно друга.

2. Относительные перемещения блоков нарастают постепенно.

3. Движение в момент землетрясения является только упругой отдачей: резкого смещения сторон разрыва в положение, в котором отсутствуют упругие деформации.

4. Сейсмические волны возникают на поверхности разрыва — сначала на ограниченном участке, затем площадь поверхности, с которой излучаются волны, растет, но скорость ее роста не превосходит скорости распространения сейсмических волн.

5. Энергия, освобожденная во время землетрясения, перед ним была энергией упругой деформации горных пород.

В результате тектонических движений в очаге возникают касательные напряжения, система которых, в свою очередь, определяет действующие в очаге скалывающие напряжения. Положение этой системы в пространстве зависит от так называемых нодальных поверхностей в поле смещений ($y=0$, $z=0$).

В настоящее время для изучения механизма землетрясений используют записи сейсмических станций, размещенных в разных точках земной поверхности, определяя по ним направление первых движений среды при появлении продольных (P) и поперечных (S) волн. Поле смещений в волнах P на больших расстояниях от источника выражается формулой

$$U_P = -F_{yz} yzr / (\pi \rho \alpha^2 L^2 \sqrt{L^2 - y^2}),$$

где F_{yz} — сила, действующая на площадке радиусом r ; ρ — плотность горных пород; α — скорость P -волн; L — расстояние до пункта наблюдения.

В одной из нодальных плоскостей расположена площадка скольжения. Оси сжимающих и растягивающих напряжений перпендикулярны линии их пересечения и составляют с этими плоскостями углы в 45° . Так что, если на основе наблюдений найдено положение в пространстве двух нодальных плоскостей продольных волн, то этим самым будут установлены положение осей главных напряжений, действующих в очаге, и два возможных положения поверхности разрыва.

Границу разрыва называют дислокацией скольжения. Здесь главную роль играют дефекты кристаллической структуры в процессе разрушения твердых тел. С лавинным нарастанием плотности дислокации связаны не только механические эффекты, но и электрические и магнитные явления, которые могут служить предвестниками землетрясений. Поэтому главный подход к решению проблемы предсказания сильных землетрясений исследователи видят в изучении и выявлении предвестников различной природы.

В настоящее время общепринятыми являются две качественные модели подготовки землетрясений, которые объясняют возникновение предвестниковых явлений. Две из них предложены американскими исследователями — см. работу [100]. В этой модели развитие очага землетрясения объясняется дилатансией, в основе ко-

торой лежит зависимость объемных деформаций от касательных усилий. В водонасыщенной пористой породе, как показали опыты, это явление наблюдается при напряжениях выше предела упругости. Возрастание дилатансии приводит к падению скоростей сейсмических волн и подъему земной поверхности в окрестности эпицентра. Затем в результате диффузии воды в очаговую зону происходит увеличение скоростей волн.

Согласно модели лавинонеустойчивого трещинообразования, развитой в работе [100], явления предвестников могут быть объяснены без предположения о диффузии воды в очаговую зону. Изменения скоростей сейсмических волн можно объяснить развитием ориентированной системы трещин, которые взаимодействуют между собой и по мере роста нагрузок начинают сливаться. Процесс приобретает лавинный характер. На этой стадии материал неустойчив, происходит локализация растущих трещин в узких зонах, вне которых трещины закрываются. Эффективная жесткость среды возрастает, что приводит к увеличению скоростей сейсмических волн. Изучение явления показало, что отношение скоростей продольных и поперечных волн перед землетрясением сначала уменьшается, а затем возрастает, и эта зависимость может являться одним из предвестников землетрясений.

3. Расчеты энергии землетрясений

Оценка энергии землетрясений представляет большое значение для выявления их взаимосвязи и причин возникновения. Такая связь существует: слабые землетрясения могут являться предвестниками сильных. Важно классифицировать землетрясения по величине энергии. Оценка их силы в баллах, требуя обследования на местности, может быть дана далеко не всегда (особенно в малонаселенных районах и на морях). Немаловажно, что балльная оценка делается, как правило, не для эпицентра, а для ближайшего к нему населенного пункта. Энергия же землетрясения может быть рассчитана по данным сейсмических станций для любого зарегистрированного колебания, причем это будет величина, характеризующая не эпи-, а гипоцентральный область землетрясения.

Остановимся на понятии "энергия землетрясения". Причиной землетрясения являются значительные деформации земных слоев. С энергетической точки зрения землетрясение есть "освобождение" энергии деформации и переход ее в другие формы. Освобождающаяся энергия расходуется главным образом на разрушение горных пород в районе очага, часть ее переходит в тепло и лишь небольшая доля этой энергии идет на образование упругих волн, излучаемых очагом. При исследовании взрывов эта доля оказалась равной 1-6% от общей величины энергии; аналогия хотя и грубая, но возможная. Умение определять общую освобождаемую энергию позволило бы судить о потенциальной величине энергии деформаций, вызывающих землетрясение, оценивать по наблюдениям сейсмических станций силу сотрясения в эпицентральной области и т.д. К сожалению, пока мы можем пользоваться только косвенными соображениями. Мы можем непосредственно измерить лишь энергию различных упругих волн, вызываемых землетрясением в толще Земли. В связи с этим термин "энергия землетрясения" можно употреблять как для обозначения общей энергии, освобождающейся в очаге, так и для обозначения суммарной энергии упругих волн, излученных из очага. Мы будем применять этот термин во втором, более узком смысле. Учитывая реальные возможности, в настоящее время можно ставить задачу лишь о классификации землетрясений по величине суммарной энергии упругих волн.

Землетрясения очень различаются по величине энергии: например, энергия наиболее сильного катастрофического землетрясения может быть в 10^{15} раз больше энергии наименьшего, едва регистрируемого сотрясения коры. Это заставляет нас сравнивать энергию разных по силе землетрясений по логарифмической шкале. Обычно достаточно определить значение энергии с точностью до порядка.

Определение энергии по методу Б.Б.Голицына сводится к нахождению полного потока энергии сейсмической волны в окрестности очага по плотности потока энергии в точке наблюдения. Из анализа сейсмограмм удаленных сейсмических станций видно, что главная часть энергии приходится всегда на так называемую главную фазу землетрясения, т.е. на долю сейсмических волн,

распространяющихся вдоль поверхности Земли. Если бы волны не затухали, то общее количество энергии E , прошедшей через площадь сечения в 1 см^2 на расстоянии L , равном эпицентральному, было бы равно $E_1 = E / (2\pi L^2)$. Но так как в реальном случае мы имеем дело с затухающими волнами, то $E_1 = E e^{-K L} / (2\pi L^2)$ (K — коэффициент затухания поверхностной сейсмической волны). Полная энергия, выделившаяся при образовании поверхностной волны, оказывается равной $E = 2\pi L^2 e^{K L} E_1$.

Определим E_1 — энергию в точке наблюдения. Для определения энергии, протекающей через единицу поверхности, нормальной к распространению волны, мысленно вырежем в среде вдоль нормали к фронту волны цилиндр с основанием 1 см^2 и длиной dn . Его масса будет равна ρdn (ρ — плотность породы). При прохождении волны цилиндр отклоняется от положения равновесия. Если скорость движения цилиндра относительно положения равновесия $\dot{X} = -dx/dt$ (X — смещение от положения равновесия), то кинетическая энергия цилиндра $dE_{\text{кин}} = \rho dn \dot{X}^2 / 2$ или $dE_{\text{кин}} = \rho c \dot{X}^2 dt / 2$. Заменяем dn на $c dt$, где c — скорость распространения поверхностной волны. Чтобы получить значение всей кинетической энергии, протекающей через точку наблюдения, достаточно проинтегрировать эту формулу по времени прохождения волны через точку наблюдения: $E_{1\text{кин}} = (\rho c / 2) \int \dot{X}^2 dt$.

Необходимо учесть также потенциальную энергию прошедшей упругой волны. Известно, что средняя потенциальная энергия равна средней кинетической. Следовательно, полную энергию E_1 , прошедшую через точку наблюдения, получим, удвоив значение $E_{1\text{кин}}$:

$$E_1 = \rho c \int \dot{X}^2 dt.$$

Вычисление этого интеграла представляет значительные технические трудности ввиду сложной зависимости X от t . Обычно считают, что проходящую волну можно разбить на ряд последовательных интервалов, в пределах которых колебания почвы синусоидальны. Это равносильно предположению о том, что запись землетрясения можно разбить на n участков продолжительностью Δt_i с постоянными амплитудами и периодами T_i . Для гармонических колебаний $X = A \cos(2\pi t / T)$, следовательно, $\int_0^t \dot{X}^2 dt = 2\pi^2 A^2 t / T^2$, если $t \gg T$. Здесь $A = X_{\text{max}}$ — максимальное смещение почвы; T — период колебаний. Тогда

$$E_1 = 2\pi^2 \rho c \sum_{i=1}^n (A/\tau)^2 (\Delta t_i),$$

$$E = 4\pi^2 \rho c L^2 e^{K_L} \sum_{i=1}^n (A/\tau)^2 (\Delta t_i).$$

Если исходить из физической природы объемных и поверхностных волн, то правильно определять энергию землетрясений как сумму энергий продольной и поперечной волн: $E = E_P + E_S$ или $E_{P,S} = 4\pi L^2 e^{K_L} E_1$. Коэффициент поглощения K для объемных волн в среднем составляет $0,00024 \text{ км}^{-1}$.

Однако выделение участков записи с постоянными амплитудами и периодами для объемных волн обычно оказывается невозможным, и приходится разбивать запись на интервалы с относительно постоянным периодом и подставлять в формулу для E_1 средние значения смещений в выбранных интервалах. Приведенные формулы для определения полной энергии не учитывают искривления сейсмических лучей и являются поэтому приближенными; в частности, при определении энергии по объемным волнам возможна ошибка на три порядка. Более точная формула должна учитывать действительную форму сейсмических лучей. Такая формула имеет следующий вид:

$$E_{P,S} = (4\pi R^2 \sin L \sin \varphi_0 / (d\varphi_n/dL) \cos \varphi_n) e^{K_L} E_1,$$

где φ_0 , φ_n — угол выхода волны соответственно в точке наблюдения и в очаге; R — средний радиус Земли. При использовании этой формулы нужно в каждом отдельном случае определять угол выхода или знать углы выхода в функции расстояния от источника.

При выводе формул для энергии землетрясения было сделано предположение об однородности излучения энергии из очага. Наблюдения, однако, показывают, что это предположение не соответствует действительности, так как очаг всегда характеризуется направленностью излучения. Поэтому для получения истинной величины энергии нужно усреднять значения, полученные по данным сейсмических станций, лежащих в разных азимутах от эпицентра.

Относительный способ определения энергии. Приближенно энергия землетрясения может быть рассчитана по величине скорости колебания грунта относительно положения равновесия при прохождении различных сейсмических волн. Будем вычислять энергию

землетрясения с точностью до порядка. В пределах упомянутой точности логарифм отношения энергии двух землетрясений пропорционален логарифму отношений максимальных скоростей колебаний грунта: $\lg E/E^* \sim \lg v/v^*$, где $v - \dot{X}_{\max}$. Таким образом, если для какого-нибудь землетрясения известны его энергия (E^*) и закон убывания с расстоянием максимальной скорости колебаний почвы (v^*) в разных волнах, то можно оценить энергию любого другого землетрясения, измеряя на известном расстоянии максимальную скорость колебания почвы в соответствующих волнах.

Следовательно, разработка приближенного относительного способа определения энергии землетрясения сводится к следующему: 1) нахождению усредненного по многим землетрясениям закона убывания максимальной скорости колебания грунта (v^*) с эпицентральной расстоянием в различных сейсмических волнах; 2) привязке полученной функции $v^* = f(L)$ к определенному значению E^* ; 3) проверке правильности допущений для волн разного типа.

Шкала землетрясений Рихтера - Гутенберга. В 1935 г. К. Рихтер предложил классификацию землетрясений по значениям максимальной амплитуды записи, сделанной горизонтальным крутильным сейсмографом Вуда - Андерсона (B), которая измерена в миллиметрах. Он обнаружил, что если построить для разных землетрясений графики значений $\lg B$ как функции эпицентрального расстояния, то получатся приблизительно параллельные кривые. Относительная высота этих кривых, по-видимому, зависит от силы землетрясения (при постоянной глубине очага). Так была создана шкала магнитуд.

Обозначим через $\lg B^* = f(L)$ значения кривой, по отношению к которой определяется относительная "высота" графиков $\lg B$, полученных для изучаемых землетрясений. Тогда эта высота, т.е. $M = \lg B - \lg B^*$, и будет условной характеристикой силы (или интенсивности) землетрясения - его магнитудой.

Точность определения M по данным одной станции с применением индивидуальных станционных поправок равна примерно 0,3.

Главнейшим недостатком шкалы магнитуд в этом виде является то, что она привязана к сейсмографам Вуда - Андерсона. Сейсмографы других типов имеют существенно отличные характеристики.

Этот недостаток был в значительной мере преодолен, когда в 1945 г. Б.Гутенберг предложил способ определения интенсивности удаленных землетрясений ($L > 20^\circ$) непосредственно по смещениям почвы. Он обратил внимание на то, что для таких эпицентральных расстояний максимум записи сейсмографа Вуда - Андерсена приходится на поверхностные волны с периодами 18-20 с. В пределах этих периодов частотная характеристика сейсмографа Вуда - Андерсена практически постоянна, и, следовательно, силу землетрясения можно определить по формуле $M = \lg A_{20} - \lg A^* + C + D$, $L > 20^\circ$. Здесь A_{20} - максимальное горизонтальное смещение почвы (в микронах) в поверхностных волнах с периодами 18-20 с; $\lg A^*$ - значение кривой отсчета, т.е. логарифм максимального горизонтального смещения почвы в поверхностных волнах с периодом 18-20 с, взятый как функция эпицентрального расстояния для землетрясения с нулевой интенсивностью; C - эмпирическая поправка, учитывающая грунтовые условия в районе станции и другие особенности регистрации на данной станции сейсмических волн; D - эмпирическая поправка, учитывающая особенности очага: его глубину, неоднородность излучения, строение коры между очагом и станцией и т.д.

Кривая $\lg A^*$ первоначально была получена Б.Гутенбергом из кривой $\lg B^*$ путем параллельного переноса: $\lg A^* = \lg B^* + 2,5$, но затем уточнена на обширном материале.

Б.Гутенберг разработал также способ определения силы землетрясения по объемным волнам P, PP, S . Формула имеет следующий вид: $0,9 M = \lg(A/T) - \lg(A/T)^* + C$. Видно, что в этом случае интенсивность определяется величиной A/T . Для синусоидальных колебаний величина A/T с точностью до множителя 2π является максимумом скорости колебаний грунта: $v = 2\pi A/T$ или $v \sim A/T$.

Таким образом, в случае объемных волн сила землетрясения определяется максимальной скоростью колебаний грунта.

С физической точки зрения формулу для M правильно записать следующим образом: $M = \lg(A/T) - \lg(A/T)^* + C + D$.

Балльная оценка силы землетрясений. Для изучения сейсмичности отдельных территорий очень важно иметь балльную оценку землетрясений по инструментальным данным, особенно при разру-

шительных землетрясениях, когда нет возможности дожидаться обследования эпицентральной зоны. Впервые уравнение, связывающее бальность (I_0) в эпицентре с магнитудой (M), было получено Б. Гутенбергом и К. Рихтером для Калифорнийских землетрясений в виде $I_0 = aM - b$; $a = 1,7$; $b = 2,1$ (a, b — некоторые постоянные для очагов с глубиной ~ 20 км). Зависимость I_0 (в баллах) от глубины очага (h) изучал также Н. В. Шебалин, который получил

$$I_0 = 1,5M - 3,5 \lg h + 3.$$

Следует отметить, что оценка силы землетрясений в баллах имеет существенный недостаток, обусловленный многообразием индивидуальных особенностей конструкций любых сооружений.

4. Объемные волны

Очаг землетрясения возбуждает сейсмические волны. При их распространении в среде возникают силы (или напряжения), которые вызывают деформации и отклонения частиц почвы от положения равновесия. На больших эпицентральных расстояниях колебания почвенных частиц упругие, т.е. по окончании колебательного процесса частицы возвращаются в положение равновесия, а связь между напряжениями и деформациями подчиняется закону Гука.

Один из основных источников наших знаний о внутреннем строении Земли — скоростные характеристики упругих сейсмических волн, которые рассчитываются по записям упругих колебаний, возникающих при землетрясениях и распространяющихся в земной толще.

Уравнения движения упругой среды и волн. Уравнения движения в прямоугольной системе координат имеют вид

$$\rho(\partial^2 U / \partial t^2) = (\lambda + G)(\partial \beta / \partial x) + G \nabla^2 U, \quad (1.1)$$

$$\rho(\partial^2 V / \partial t^2) = (\lambda + G)(\partial \beta / \partial y) + G \nabla^2 V, \quad (1.2)$$

$$\rho(\partial^2 W / \partial t^2) = (\lambda + G)(\partial \beta / \partial z) + G \nabla^2 W, \quad (1.3)$$

где ρ — плотность среды; U, V, W — компоненты смещения частицы; λ, G — постоянные Ламэ (модули упругости); $\beta = \partial U / \partial x + \partial V / \partial y + \partial W / \partial z$ — объемная деформация; ∇^2 — оператор $\partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2 + \partial^2 / \partial z^2$.

Покажем, что уравнения движения (1.1)–(1.3) описывают рас-

пространение волн двух типов. Продифференцируем эти уравнения по координатам и сложим отдельно левые и правые части. Получим $\rho(\partial^2 \beta / \partial t^2) = (\lambda + 2G) \nabla^2 \beta$. Это волновое уравнение показывает, что объемное расширение распространяется в среде со скоростью $[(\lambda + 2G)/\rho]^{1/2}$. С другой стороны, дифференцируя (1.2) по x и (1.3) по y и вычитая из одного результата другой, получим

$$\rho(\partial^2 / \partial t^2)(\partial W / \partial y - \partial V / \partial z) = G \nabla^2 [(\partial W / \partial y) - (\partial V / \partial z)].$$

Но это уравнение можно записать и так: $\rho(\partial^2 W_x / \partial t^2) = G \nabla^2 W_x$. Следовательно, вихревые колебания распространяются со скоростью $(G/\rho)^{1/2}$.

Если объемное расширение β равно нулю, то уравнение (1.1) дает

$$\rho(\partial^2 U / \partial t^2) = G \nabla^2 U.$$

Аналогичные уравнения получаются для V и W . Если U , V и W удовлетворяют условиям $U = \partial \varphi / \partial x$, $V = \partial \varphi / \partial y$, $W = \partial \varphi / \partial z$, где φ — потенциальная функция, то вращения W_x , W_y , W_z будут равны нулю. В этом случае $\beta = \nabla^2 \varphi$ и $\partial \beta / \partial x = \nabla^2 U$. Учитывая эти условия в уравнении (1.1), получим

$$\rho(\partial^2 U / \partial t^2) = (\lambda + 2G) \nabla^2 U.$$

Таким образом, внутри упругого тела волны могут распространяться с двумя скоростями. Волны, связанные с вращением (поперечные волны S), распространяются со скоростью $(G/\rho)^{1/2} = b$, а волны, связанные с объемными деформациями (продольные волны P), распространяются со скоростью $[(\lambda + 2G)/\rho]^{1/2} = a$.

Скорость поперечных волн зависит только от плотности среды ρ и модуля сдвига G , и может показаться, что скорость продольных волн (волн расширения) должна зависеть только от плотности среды и модуля объемного сжатия K . Однако $K = \lambda + 2G/3$, так что скорость продольных волн равна $[(K + 4G/3)/\rho]^{1/2}$ и, следовательно, зависит как от модуля объемного сжатия, так и от модуля сдвига. Физический смысл этого выражения следующий: при распространении продольных волн среда подвергается не просто сжатию (расширению), а комбинации сжатия и сдвига.

Рассмотрим для пояснения сказанного некоторый кубик материала, расположенный на пути плоской продольной волны, распро-

страняющейся в направлении оси x ; площадь его поперечного сечения, перпендикулярного оси x , остается неизменной при прохождении волны, тогда как размер в направлении оси x изменяется. Следовательно, имеет место изменение формы элемента наряду с изменением его объема, и сопротивление среды сдвигу играет роль наравне с сопротивлением сжатию. Отметим еще, что смещения U и W в вертикальной плоскости складываются из суммы движений в продольной (P) и поперечной (S) волнах. Компоненту движения в волне S , принадлежащую вертикальной плоскости xz , называют компонентой поперечной волны SV . Смещение же V , происходящее горизонтально, представляет компоненту поперечной волны, которую называют волной SH .

5. Поверхностные волны

Упругие колебания, распространяясь в безграничном упругом полупространстве, постепенно заполняют все больший объем. Такой процесс называется распространением объемных сейсмических волн — продольных и поперечных. Слоистость Земли вносит осложнения в распространение сейсмических волн. Движение колебаний вдоль границ слоев путем последовательных отражений продольных и поперечных объемных волн образует поверхностные сейсмические волны.

При косом падении на отражающую плоскость продольной волны помимо отраженной, тоже продольной, возникает отраженная (обменная) поперечная волна SV ; при падении на отражающую плоскость поперечной волны S из ее компоненты SV возникает как отраженная волна SV , так и продольная волна P . Падающая волна и отраженные волны P и SV взаимодействуют так, что колеблющиеся частички описывают эллиптическую орбиту в вертикальной плоскости. Так возникает рэлеевская волна (R).

Волны SH при отражениях не образуют продольных волн и сохраняют свой тип. Взаимодействие падающих и отраженных волн SH создает волну Лява (L).

В общем случае рэлеевская волна имеет вертикальную и горизонтальную по линии эпицентр — станция компоненты. Волна Лява состоит только из горизонтальной компоненты, перпендикулярной направлению на эпицентр.

Итак, волны Рэлея и Лява образуются в результате последовательных отражений объемных волн от подошвы и кровли слоя. При этом возникают горизонтальные колебания со стационарным вертикальным распределением амплитуд.

Обычно поверхностная волна может считаться цилиндрической. Здесь и далее мы будем рассматривать плоские волны, что соот-

ветствует значительному удалению от эпицентра.

На поверхности Земли можно наблюдать многократно отраженные от подошвы и кровли слоя волны. При каждом акте попадания к подошве слоя волна частично будет преломляться в нижележащую среду; при увеличении кратности отражения интенсивность отраженной волны будет уменьшаться. При рассмотрении (рис. I, а) кинематики распространения волны SH необходимо обратить внимание на неразрывность движения вдоль границы слоя и проследить за смежными, практически параллельными лучами. За время Δt колебания в одной и той же фазе со скоростью

Рис. I. Преломление волн.

а - кинематика ее распространения; б - распространение при полном внутреннем отражении.

b_1 переместились из точки E в точку F , лежащую на границе. Преломленная волна за то же время Δt прошла путь DF со скоростью b_2 .

При преломлении должно выполняться известное условие, из которого следует непрерывность движения вдоль границы с фазовой скоростью c_x : $b_2/\cos e_2 = b_1/\cos e_1 = c_x$; $c_x > b_2 > b_1$. Фазовая скорость c_x должна быть одной и той же для слоя и нижележащей среды. Если бы это условие не выполнялось, то колебания на границе слоя сверху и снизу не были бы синхронны. Но среды слаты, и условие одинаковости скорости c_x всегда выполняется. При так называемом закритическом угле падения, когда $\cos e_1 > b_1/b_2$

(см. рис. I, δ), обычная преломленная волна не возникает, так как геометрическое условие преломления не выполняется. В этом случае возникает новое явление: волна при отражении от подошвы не изменяет своей амплитуды, но испытывает скачок фазы, а преломленная волна распространяется вдоль границы (или подошвы) слоя. Последнее происходит не со свойственной среде скоростью b_2 , а с фазовой скоростью $c_x < b_2$. Для синусоидальной волны это возможно лишь в том случае, если амплитуда у нее убывает с глубиной по экспоненциальному закону. (Амплитуды на рис. I, δ показаны пунктирными стрелками.)

Таким образом, в слое возникает поток колебаний в горизонтальном направлении со скоростью c_x . В нижележащей среде в силу уменьшения амплитуды колебаний с глубиной основное влияние на волновой процесс оказывает толщина среды, вблизи подошвы слоя соизмеримая с длиной волны. Такой процесс распространения колебаний и называют поверхностной волной.

При длине волны, значительно большей толщины слоя, уменьшение амплитуды колебаний с глубиной мало, и доля энергии колебаний в нижележащей среде будет значительно больше доли энергии в слое. Тогда процесс распространения в основном определяется свойствами нижележащей среды. Если длина волны невелика в сравнении с толщиной слоя, то уменьшение амплитуды колебаний с глубиной будет происходить очень быстро, распространение волны сосредоточивается в слое и в основном определяется его свойствами.

Период колебаний для земной коры в целом больше периода колебаний в ее отдельных слоях. Такие случаи наблюдаются при распространении поверхностных волн в океанической и континентальной коре. В двуслойной коре будут возникать две поверхностные волны. Поверхностной волне в обоих слоях или в земной коре в целом присущи больший период и большая скорость.

В земной коре величины скоростей объемных волн возрастают с глубиной от слоя к слою. Особенно резкое изменение скорости имеет место при переходе от осадочного слоя к кристаллическим породам основания. С этого момента каждому слою или системе слоев будет соответствовать своя поверхностная волна. Ориентировочно можно сказать, что при периодах колебаний до 10 с рас-

пространение поверхностной волны зависит от свойств осадочного комплекса, при периодах 10–35 с его влияние незначительно и характеристики поверхностной волны обусловлены свойствами земной коры, при периодах 35–70 с особенности строения земной коры сказываются незначительно, а при периодах более 75 с влияние земной коры прекращается и характеристики поверхностной волны зависят от оболочки Земли, причем при периодах до 300 с на волну оказывает влияние часть оболочки Земли, а при периоде порядка $6 \cdot 10^2$ с – вся земная оболочка.

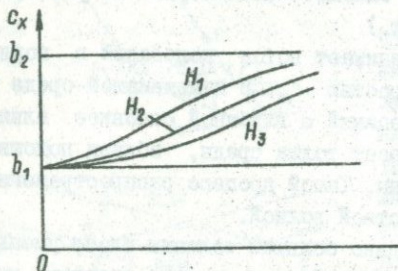


Рис.2. Зависимость фазовой скорости распространения волны Лява от периода длины волны.

оболочке Земли. Если же длина волны значительно меньше толщины слоя, то ее фазовая скорость приближается к минимальному значению – к скорости поперечной волны в слое коры. В общем эту зависимость для волны Лява можно записать так: $b_1 \ll c_x \ll b_2$ при условии, что $0 < \lambda/H < \infty$ (λ – длина волны; H – толщина слоя). Характер зависимости скорости перемещения фазы волны от ее длины (или периода) показан на рис.2. Параметром этой зависимости является толщина слоя (H_1, H_2, H_3 и т.д.), которую при изучении строения Земли обычно и отыскивают. С некоторого малого периода (или длины волны), когда значения c_x вдоль слоя близки к скорости распространения поперечной волны в материале слоя (b_1), фазовая скорость возрастает. Кривая, называемая дисперсионной, асимптотически приближается к максимальному значению скорости в полупространстве (при безгранично большом периоде) – b_2 .

Дисперсия фазовой скорости волны Рэлея графически выра-

жается аналогичными кривыми. В отличие от волн Лява скорость волн Рэлея находится приблизительно в пределах $9/10 (b_1 - b_2)$.

Определить фазовую скорость можно либо по времени перемещения какой-нибудь фазы безграничного пути синусоидальных колебаний (например, определенной вершины) от источника до станции наблюдения, либо по времени перемещения этой фазы от одной станции к другой. Такие определения дадут одинаковые результаты (одну и ту же скорость), если на всем протяжении от источника до обеих станций толщины слоев одинаковы. Если же между сейсмическими станциями мощность слоев иная, нежели на трассе от источника до первой станции, то по данным о распространении колебаний между ними можно будет определить строение только на этом участке. Поэтому метод фазовой скорости получил широкое использование.

Однако расчет фазовой скорости в реальных условиях наталкивается на трудности. Проще воспользоваться так называемой групповой скоростью распространения колебаний. Но при этом, как правило, удается определить слоистое строение в среднем на всей трассе от источника волн до станции; участки с разным строением можно выявить лишь с некоторым приближением.

Вообще говоря, непосредственно из наблюдений удается определять только групповую скорость. Это связано с тем, что при землетрясениях и взрывах возникают нестационарные колебания, которые хотя и можно представить в виде наложения синусоидальных волн, однако наблюдать последние в отдельности или непосредственно регистрировать не удастся. Уяснить образование волновых групп и особенностей фазовой и групповой скоростей можно на основе анализа распространяющихся волн и выделения скрытых в них синусоидальных колебаний — гармонических компонент сложных нестационарных колебаний.

Рассмотрим результат наложения совокупности волн с разными частотами. Пусть колебание в каждой отдельной волне имеет вид $v(k) \exp [i(kx - \omega t)]$, где k — волновое число, $k = 2\pi/\lambda$. Если k не зависит от ω , то скорость распространения любой такой волны будет равна ω/k . Поскольку речь идет о гармоническом колебании, то это будет фазовая скорость. Результат на-

ложения таких простейших волн может представлять собой волну произвольного вида, но скорость распространения фронта волны будет равна фазовой скорости c_x . В условиях дисперсии процесс распространения этой волны осложняется тем, что при ее движении каждая гармоническая компонента идет со своей фазовой скоростью. В результате группы гармонических колебаний могут находиться в одной фазе и увеличивать вследствие этого суммарную амплитуду, но могут оказываться и в противоположных фазах, интерферировать, уничтожая друг друга. Вместе с тем другие группы колебаний, находящиеся сначала в противофазе, а потом незаметные, по мере распространения могут совмещаться по фазе и усиливать друг друга. Эта сложная картина усилений и ослаблений компонент волны все время изменяется по мере распространения. В связи с этим появляется новая характеристика процесса — групповая скорость.

Наибольшая амплитуда смещения и соответственно максимум энергии колебаний будут иметь место в том случае, когда все колебания окажутся с наименьшим сдвигом фаз. Условие минимальности фазового сдвига имеет вид $(d/dk)(kx - \omega t) = 0$. Из него следует, что максимум энергии будет перемещаться с групповой скоростью $u = d\omega/dk$: $u = c + k(dc/dk) = c - \lambda(dc/d\lambda)$. При большом значении $dc/d\lambda$ групповая скорость может стать отрицательной (совмещение одинаковых фаз будет перемещаться в противоположную сторону).

Найдем суммарное колебание, определенное узким пакетом колебаний при отсутствии дисперсии. Если ограничиться небольшим изменением частоты $\omega_0 \pm \Delta\omega$, $\Delta\omega \ll \omega_0$, то искомая сумма получается в виде интеграла

$$f(t, x) = \int_{\omega_0 - \Delta\omega}^{\omega_0 + \Delta\omega} v(\omega) \exp[i\omega(t - x/c)] d\omega.$$

Произведя интегрирование, записываем

$$f(t, x) = 2v(\omega_0) \exp[i\omega_0(t - x/c)] \sin \Delta\omega(t - x/c)(t - x/c)^{-1/2}.$$

Волна, описываемая этим выражением, распространяется со скоростью c , причем первый множитель является несущей косинусоидой частоты ω_0 , а второй — длиннопериодной огибающей.

Если фазовая скорость обладает дисперсией, то в связи с

малостью $\Delta\omega$ можно $k=\omega/c(\omega)$ заменить линейной частью его разложения, а именно $k \approx k(\omega_0) + dk/d\omega|_{\omega=\omega_0}$. Теперь после интегрирования

$$f(t, x) = 2v(\omega_0) \exp[i\omega_0(t - x/c(\omega_0))] \sin \Delta\omega(t - x/u)(t - x/u)^{-1}.$$

Здесь, как и ранее, первый член — несущая косинусоида со средней для пакета частотой ω_0 и соответствующей ей скоростью $c(\omega_0)$, а второй множитель — длиннопериодная огибающая, которая перемещается со скоростью u или с групповой скоростью $d\omega/dk$. Со временем, по мере распространения, пакет волн будет растягиваться и его максимальная амплитуда будет уменьшаться.

Рассмотрение случая, когда волны вызываются коротким толчком или импульсом, причем $dc/d\lambda > 0$, показывает, что при этом вследствие дисперсии образуются группы, по виду похожие на гармоническую волну. Однако передняя часть такой группы имеет больший период, чем колебания в ее конце. Чем дальше от источника, тем сильнее растягивается группа, это затрудняет определение групповой скорости. Только при малом расстоянии между пунктами наблюдения вид группы почти не изменится, и можно определить групповую скорость достаточно точно.

6. Наблюдения длиннопериодных поверхностных волн

Длиннопериодные поверхностные волны ($T > 100$ с) возникают при сильных землетрясениях, обладающих обширными разрывами в гипоцентре. Процесс разрыва сплошности происходит со скоростью, близкой к скорости поперечных волн. Чем длительнее процесс разрыва, тем интенсивнее длиннопериодная часть спектра излучения. Этим объясняется наличие длиннопериодных колебаний в поверхностных волнах сильных землетрясений.

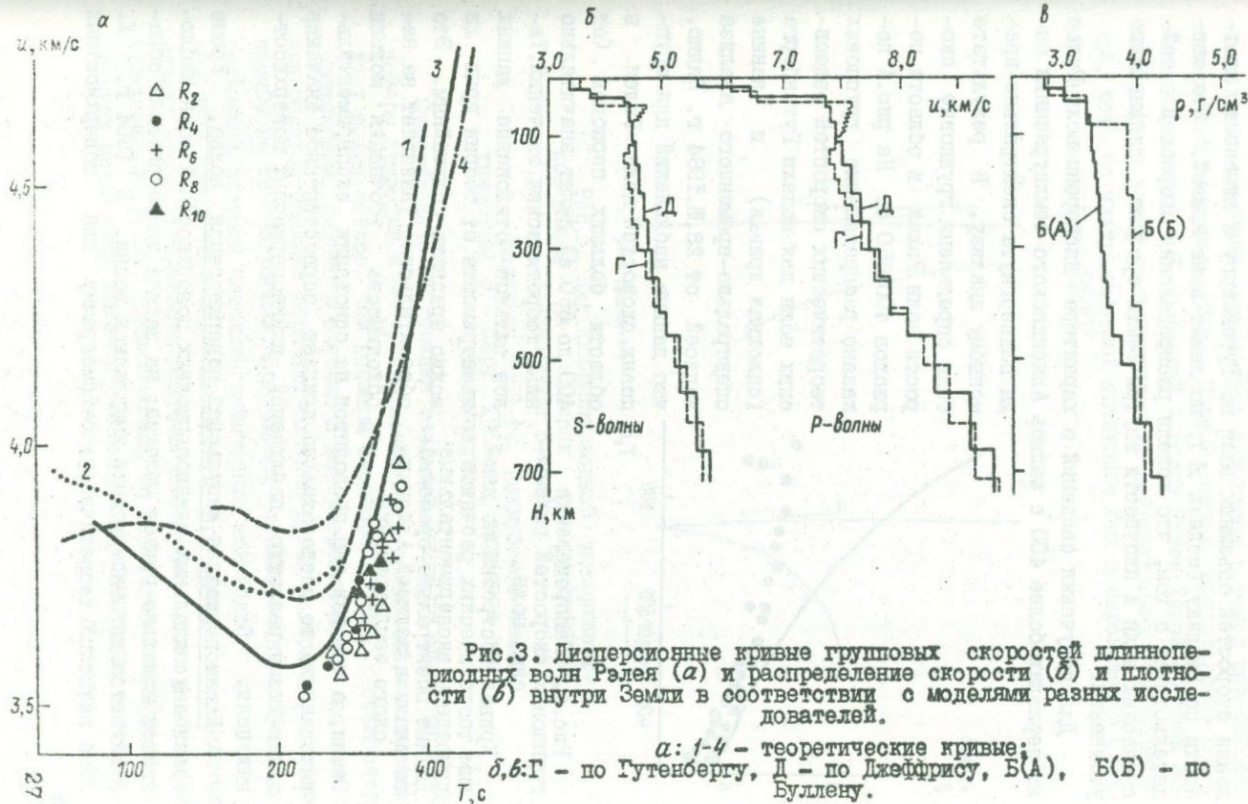
Аляскинское землетрясение. 28 марта 1964 г. на Аляске произошло землетрясение ($\varphi = 60,9^\circ \text{N}$; $\lambda = 147,8^\circ \text{W}$; $z_0 = 0,3^{\text{H}} 36^{\text{m}} 12^{\text{s}}$; $M = 8,6$), вызвавшее длиннопериодные поверхностные волны. После основного толчка в течение двух суток произошло более пятидесяти афтершоков с эпицентрами юго-юго-западнее основного эпицентра, что свидетельствует о большом размере гипоцентральной области.

При анализе записи землетрясения (Ленинград), сделанной на

сейсмографе с магнетронным преобразователем, были выявлены волны Рэлея, многократно обожавшие Землю, выделены группы поверхностных волн от R_1 до R_{10} (через R_1 обозначена волна, пришедшая по кратчайшему пути $L_1 = 59,6^\circ = 6620$ км, R_2 — волна, обожавшая Землю один раз и затем пришедшая с той же стороны, что и R_1 , при этом она прошла путь $40\,000 + L_1$ км; аналогично и для R_3 , R_7 и т.д.). Волны с четными индексами обожали земной шар по дуге большого круга, но в противоположном волнам с нечетными индексами направлении. Распространение волн происходило через полюсы Земли.

При сравнении амплитуд волн разных групп было замечено, что все волны с четными индексами, т.е. пришедшие с юга, интенсивнее, чем волны, пришедшие с севера (с нечетными индексами). Аналогичная зависимость выявлена при анализе записей этого землетрясения сейсмическими станциями "Пулково" и "Москва". Такое различие в интенсивности свидетельствует об асимметричном излучении энергии очагом землетрясения, что связано с ориентацией образования разрыва. Из-за малой интенсивности поверхностных волн, входящих в состав групп с нечетными индексами, дисперсия их групповой скорости не рассматривалась. Расчет же групповой скорости поверхностных волн с четными индексами позволил нанести на график экспериментальные данные, которые были сопоставлены с рядом теоретических кривых, вычисленных в предположении различного распределения скоростей объемных волн в оболочке и плотности вещества с учетом сферичности и изменения силы тяжести Земли (рис.3). На рис.3, а номера кривых соответствуют вариантам закономерностей распределения внутри Земли скорости и плотности, предложенным несколькими исследователями: 1 — Г.Джеффрисом (для μ) и К.Булленом, модель А (для ρ); 2 — Б.Гутенбергом (для μ) и К.Булленом, модель Б (для ρ); 3 — Б.Гутенбергом (для μ) и К.Булленом, модель А (для ρ); 4 — Г.Джеффрисом (для μ) и К.Булленом, модель Б (для ρ). Как видим, основное различие моделей Джеффриса и Гутенберга состоит в том, что в последней имеется слой пониженной скорости на глубине примерно в 150 км.

Экспериментальные данные ближе всего располагаются к теоретической кривой 3, которая вычислена с учетом распре-



ления скоростей объемных волн по Гутенбергу и изменению плотности по Буллену (модель А), но лежат ниже кривой. Это свидетельствует о том, что модели распределения скоростей сейсмических волн и плотности внутри Земли требуют дальнейшего уточнения.

Для получения сведений о характере дисперсии волн Рэлея на периодах более 400 с запись Аляскинского землетрясения бы-

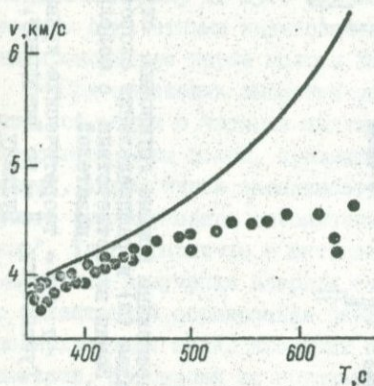


Рис.4. Распределение групповых скоростей рэлеевских волн.

Кривая построена по данным теоретических расчетов, приведены экспериментальные данные спектрально-временного анализа записей Аляскинского землетрясения.

Земли, а так как оно проводится на основании экспериментальных данных, то следовательно придает первостепенное значение дальнейшему развитию наблюдений длиннопериодных поверхностных волн.

Длиннопериодная импульсная поверхностная волна. Кроме квазисинусоидальных длиннопериодных поверхностных волн наблюдается довольно редкое явление: на записи землетрясения обнаруживается длиннопериодная импульсная волна. В 1904 г. Х. Лэмб вычислил теоретическую сейсмограмму для поверхностных

ла подвергнута спектрально-временному анализу. В результате были определены групповые скорости волн Рэлея в области периодов 400-650 с. На рис.4 показано распределение групповых теоретических скоростей рэлеевских волн для модели Гутенберга (сплошная кривая) и данные спектрально-временного анализа записей от 28.III.1964 г. Видно, что данные наблюдений для групповых скоростей волн Рэлея в области больших периодов (от 400 до 650 с) лежат значительно ниже теоретических значений. Такое сильное отклонение данных эксперимента от теории вряд ли можно признать случайным. Это обстоятельство указывает на необходимость уточнения модели

радиальных смещений, вызываемых импульсом в точке поверхности однородной полусферы [243]. Первый толчок представляет собой P -волны, второй — S и третий — волны Рэлея. Такой образец записи долгое время не наблюдался на сейсмограммах землетрясений, хотя на ультразвуковой установке был воспроизведен С.Кауфманом в 1951 г. [241].

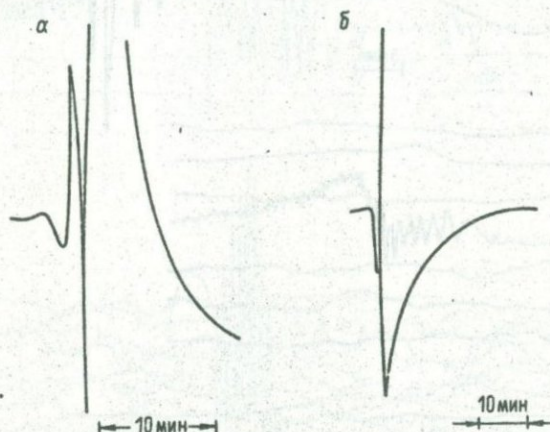
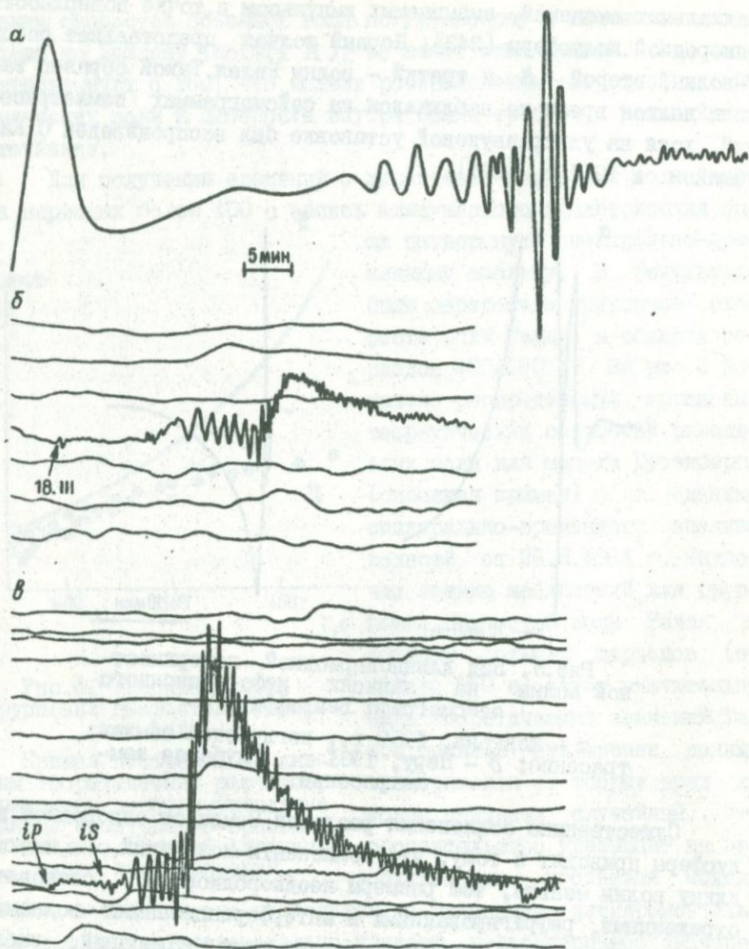


Рис.5. Вид длиннопериодной поверхностной волны на записях деформационного сейсмографа Беньоффа.

α — Монтана, 1959 г., неглубокое землетрясение; δ — Перу, 1961 г., глубокое землетрясение.

Существенные отклонения реальной Земли от однородной полусферы приводят к тому, что компоненты колебаний, имеющие длину волны меньше, чем размеры неоднородностей, становятся отраженными, рефрагированными и интерференционными волнами и при распространении образуют сложные пути колебаний, наблюдаемые на сейсмограммах. При слабых землетрясениях продолжительность разрыва невелика и источник колебаний содержит в основном высокочастотные компоненты. При сильных же землетрясениях продолжительность разрыва достаточна для возбуждения сейсмических волн с длиной волны, большей, чем неоднородности по пути между источником и сейсмографом. Это лучше соответст-



вует условиям Х.Ламба, и, следовательно, можно ожидать волны, близкие к вычисленным им.

Итак, при сильных землетрясениях возбуждаются два типа колебаний: один тип колебаний включает в себя короткопериодические сейсмические волны, отражающие слоистость и неоднородность Земли; второй тип колебаний состоит из длиннопериодических

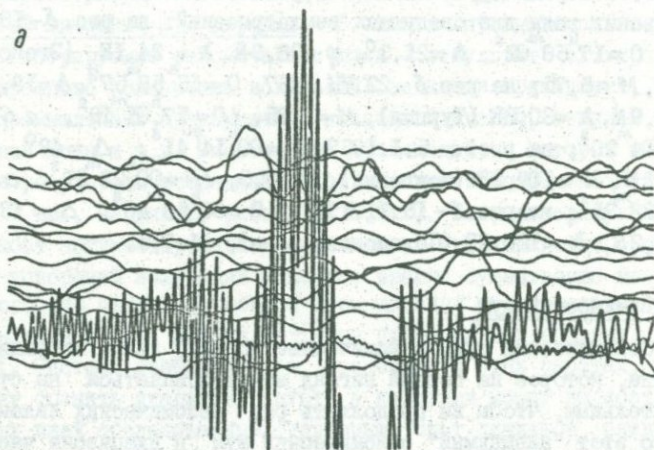
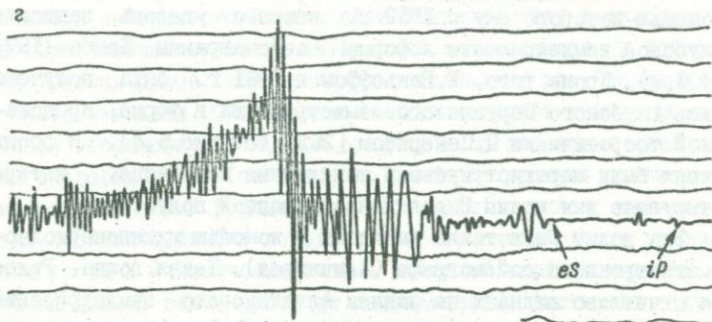


Рис.6. Вид длиннопериодной поверхностной волны на записях разных магнетронных сейсмографов.

компонент, для которых Земля ведет себя как однородная полусфера.

Для регистрации таких компонент (длиннопериодные колебания, соответствующие волне Рэлея на сейсмограмме Лэмба) сейсмограф, как указывал Х.Беньофф, должен быть чувствителен к периодам 1–20 мин и более (увеличение не менее единицы), и его частотная характеристика должна обеспечивать существенное затухание сейсмических волн с периодами меньше 0,2 мин. Таими параметрами обладал деформационный сейсмограф Х.Беньоффа,

с помощью которого ему в 1959 г. впервые удалось записать неглубокое землетрясение в форме сейсмограммы Ламба [197] (рис.5,а). Кроме того, Х.Бенйоффом в 1961 г. была получена запись глубокого Перуанского землетрясения в форме, предсказанной теоретически Ц.Пекерисом [262] (см.рис.5,б). В обоих случаях были зарегистрированы импульсные колебания, интерпретируемые как волны Рэлея для однородной полусферы.

Эти волны были также записаны с помощью длиннопериодного магнетронного сейсмографа (Ленинград). Такая волна Рэлея была отчетливо видна и на записи Аляскинского землетрясения (рис.6,а) и ряда других. Так, на рис.6,б-д приведены записи импульсных волн для следующих землетрясений: на рис.б-18.Ш. 1967, $0=17^{\text{h}}58^{\text{m}}02^{\text{s}}$, $\Delta=21,3^{\circ}$, $\varphi=38,9\text{N}$, $\lambda=24,1\text{E}$ (Эгейское море), $M=6,75$; на рис.б-22.УШ. 1967, $0=16^{\text{h}}58^{\text{m}}57^{\text{s}}$, $\Delta=18,9^{\circ}$, $\varphi=40,9\text{N}$, $\lambda=30,8\text{E}$ (Турция), $M=7,25$, $iP=17^{\text{h}}01^{\text{m}}16^{\text{s}}$, $iS=17^{\text{h}}04^{\text{m}}30^{\text{s}}$; на рис.г-5.І. 1967, $0=00^{\text{h}}14^{\text{m}}41^{\text{s}}$, $\Delta=42^{\circ}$, $\varphi=48,2\text{N}$, $\lambda=102,9\text{E}$ (Монголия), $M=7,5$, $iP=00^{\text{h}}22^{\text{m}}31^{\text{s}}$, $eS=00^{\text{h}}28^{\text{m}}31^{\text{s}}$; на рис.д-15.УІ. 1966, $0=00^{\text{h}}59^{\text{m}}40^{\text{s}}$, $\Delta=130^{\circ}$, $\varphi=10,2\text{S}$, $\lambda=160,9\text{E}$ (Соломоновы о-ва), $M=7,5$.

7. Сейсмический шум

Сейсмический шум, сейсмические помехи (или вибрации) — явление, которое на первый взгляд может показаться не столь значительным, чтобы им продолжить ряд сейсмических явлений. Однако этот "невидимый" сейсмический шум в диапазоне частот от 1 до 20 Гц доставляет немало хлопот исследователям в самых разнообразных областях науки и техники, не говоря уже о сейсмологах [39,84,148,150]. Эти постоянно существующие колебания земной поверхности, особенно интенсивные в крупных промышленных городах, нередко приводят к необходимости для проведения высокоточных измерений создавать весьма сложные виброзащитные устройства [232] или использовать ночное время. Поэтому рассмотрим сейсмический шум подробнее, так как сведения о нем могут быть полезны многим специалистам.

Характер колебаний почвы при сейсмических помехах весьма сложен. Однако в первом приближении его можно считать суперпозицией синусоидальных колебаний. Многообразие возможных

источников сейсмического шума обуславливает эту сложность и влечет разнообразие его характеристик. В вечернее и ночное время уровень шумов, как правило, в несколько раз (по порядку) ниже, чем днем. Существенное значение имеет и метеорологическая обстановка. Так, при сравнительно небольшом увеличении скорости ветра (от штиля до слабого) уровень шумов увеличивается на целый порядок для небольших поселков или отдельно стоящих зданий в городской черте; слабый дождь увеличивает уровень сейсмического шума почти на порядок, сильный — почти на два. В зависимости от заселенности местности уровень характеризующей ее сейсмичности также различен.

Сейсмический шум городов. В больших промышленных городах регистрируемые сейсмические шумы — результат суммирования огромного количества колебаний: движения транспорта, работы промышленных предприятий, колебаний зданий, текущей и падающей воды и т.д. Имеется ряд публикаций, в которых излагаются результаты исследований сейсмической зашумленности городов — см., например, работы [111, 112]. Так, авторы указанных работ аргументированно доказывают, что амплитуды смещений и ускорений колебаний в ночное время существенно меньше дневного, что связано с работой промышленных предприятий и движением транспорта. Для иллюстрации приведем составленную ими табл. 1. Система коэффициентов, введенная в этих работах, позволяет оценить диапазон частот, с которыми может колебаться тот или иной обследованный фундамент. Этот диапазон следует учитывать при проектировании промышленных зданий или при размещении в них эталонных установок.

Сейсмический шум поселков, удаленных от промышленных центров, существенно меньше. В качестве примера приведем результаты измерений кинематических параметров сейсмических помех, определенных в одном из поселков по видимым периодам на сейсмограммах для ночного и дневного времени, когда в суммарный фон помех вносили свой вклад местные источники как внутри здания, так и вне его (табл. 2). (Аппаратура и методика обработки записей были теми же, что использовались для получения результатов, приведенных в предыдущем разделе.) Из таблицы видно, что основной вклад в величину смещений вносят

**Т а б л и ц а 1. Обобщенные результаты
визуальной обработки (записи сейсмических помех)**

Номер корпуса	Частота, Гц	Смещение, мкм	Номер корпуса	Частота, Гц	Смещение, мкм
1	Дневное время		5	Дневное время	
	2,2-6,7	0,3-1,4		3,0-10,0	0,4-4,9
	1,5-5,0	0,7-2,7		1,4-10,0	0,5-4,0
	1,4-4,2	0,5-3,8		1,4-11,0	0,5-2,1
	Ночное время			Ночное время	
	1,6-4,5	0,1-0,7		1,8-10,0	0,4-3,4; 6,0
	1,5-2,3	0,5-1,4		1,4-10,0	0,4-3,2
	1,3-3,3	0,3-1,5		1,4-10,0	0,6-1,4
2	Дневное время		10	Дневное время	
	1,7-10,0	0,2-1,7		1,8-10,0	0,2-1,3
	1,3-10,0	0,2-2,2		1,4- 2,8	0,8-3,8
	1,4- 8,3	0,2-2,4		1,4- 7,8	0,2-2,0
	Ночное время			Ночное время	
	1,4-5,0	0,2-0,6		1,5-10,0	0,3-1,5
	1,4-1,8	0,7-1,4		1,4- 8,3	0,2-2,5
	1,3-3,6	0,2-0,9		1,3- 5,0	0,3-0,9

штормовые микросеймы с периодами 3-5 с. Вклад короткопериодных составляющих существенно меньше и не достигает даже днем уровня, характерного для ночного города.

Донный сейсмический шум. В 1963-1964 г. специалисты Московского университета им. М.В.Ломоносова осуществили ряд замеров сейсмических шумов в двух районах Черного моря для разных глубин погружения аппаратуры и при различной метеорологической обстановке на поверхности [142]. В качестве датчиков сейсмических сигналов ими использовался применяемый в работах по глубинному сейсмическому зондированию вертикальный сейсмоприемник ИС-3 с собственной частотой $f_0 = 3$ Гц и чувствительностью при f_0 около 3 мВ/мкм. Сейсмические сигналы записыва-

**Т а б л и ц а 2. Зависимость амплитуд смещений
и ускорений от частоты для разных компонент**

Время записи	Период, с	Частота, Гц	Смещение, 2А, мкм	Ускорение 2а, мкм/с ²	Величина 2а/г · 10 ⁸
5 ³⁰	4,0	0,25	0,33±0,03	0,8±0,1	8
	3,0	0,33	0,30±0,02	1,3±0,2	13
	0,40	2,50	0,04±0,01	10±2	100
	0,24	4,16	0,05±0,01	31±5	310
	4,4	0,23	0,70±0,03	1,4±0,2	14
	3,2	0,31	0,42±0,03	1,6±0,2	16
	0,34	2,94	0,02±0,01	7±1	70
	3,6	0,28	0,24±0,02	0,7±0,1	7
	2,5	0,40	0,15±0,01	1,0±0,1	10
	0,44	2,27	0,04±0,01	9±2	90
	0,16	6,25	0,02±0,01	34±6	340
10 ³⁰ (время наибольшей интенсивности движения различных видов транспорта в поселке)	3,0	0,33	0,40±0,05	1,5±0,2	15
	0,40	2,50	0,26±0,03	65±5	650
	0,25	4,00	0,13±0,02	81±9	810
	3,5	0,29	0,38±0,04	1,2±0,2	12
	0,5	2,00	0,12±0,02	18±2	180
	0,3	3,33	0,08±0,01	33±4	330
	0,2	5,00	0,02±0,01	15±2	150
	0,45	2,22	0,10±0,02	18±2	180
	0,25	4,00	0,05±0,01	29±4	290
	0,20	5,00	0,02±0,01	15±2	150

лись на стандартную магнитную ленту. Был применен принцип транспонирования частот: запись при малой скорости протяжки и воспроизведение при большой скорости, что позволило применить при анализе достаточно богатый набор существующих радиотехнических средств, предназначенных для работы в диапазоне радиочастот (коэффициент транспонирования частот был выбран равным 80, так что исследуемый диапазон частот 2-15 Гц преобразовался в диапазон 0,16-1,20 кГц).

Характерной чертой спектральных кривых сейсмического шума на дне моря оказался его резкий рост при уменьшении частоты. Можно также сказать, что для глубин свыше 1000–2000 м влияние погодных условий на поверхности моря не слишком существенно, по крайней мере для волнений в 3–4 балла. На рис.7 кривой 7 представлен типичный спектр шумов Черного моря на глубине 2180 м.

Данные зарубежных исследователей по Атлантическому океану показывают, что уровень шумов и характер его изменения с частотой практически такие же, как у сравнительно неглубокого Черного моря.

Шумы Тихого океана обладают большим разбросом по амплитуде при той же зависимости от частоты, амплитуды, на частоте $f = 1$ Гц колеблются от точки к точке в пределах 10^{-3} – 10^{-1} мкм.

Шумы Северного Ледовитого океана при наличии ледяного покрова значительно меньше шума открытых акваторий и не превышают $(1+2) \cdot 10^{-3}$ мкм на частоте 1 Гц и также резко уменьшаются с ростом частоты.*

Сравнивая спектральные кривые донного шума Черного моря со средним шумом для континента (кривая 8), можно сделать вывод о том, что донный шум в диапазоне частот 2–15 Гц на глубинах свыше 1000 м в любое время незначительно превышает средний шумовой уровень на континенте при отсутствии или исключении влияния местных источников. Поскольку, как уже указывалось, отсутствие местных шумовых источников – событие редкое, можно говорить об известных преимуществах регистрации сейсмических явлений на дне морей и океанов, где уровень шума сравнительно мал и стабилен. На рис.7 показан уровень сейсмических помех для поселковой местности для дневного (кривая 5) и ночного (кривая 6) времени. Кривая 4 – результат усреднения данных большого числа сейсмостанций, размещенных в городах СССР [142], при благоприятных условиях регистрации: специально выбранного времени, спокойной метеообстановке и т.д.

Кривая 8 представляет собой осредненный спектр континентальных сейсмических шумов, полученных по данным многих ис-

* Малость амплитуд связана с тем, что наличие ледяного покрова предохраняет водную поверхность от волнения.

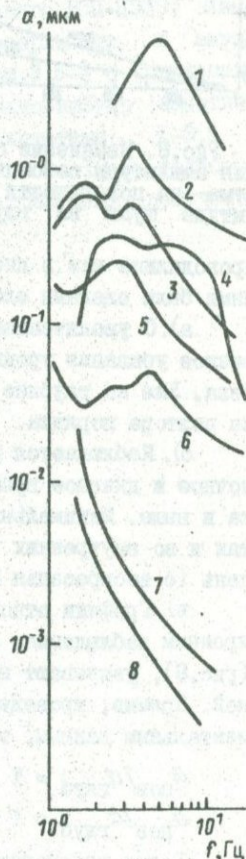
следователей — зарубежных и отечественных при тщательном отборе материала. Первое, что бросается в глаза при рассмотрении этих спектров, это то, что уровень шумов здесь сравнительно низок: 10^{-3} мкм на частотах, близких к 5 Гц, что на два-три порядка меньше, чем у шумов, связанных с местными источниками. Уменьшение уровня шумов с ростом частоты хорошо аппроксимируется зависимостью $A \approx f^{-3/2}$ (A — амплитуда шумов, f — частота).

Приходится констатировать, что такие благоприятные шумовые условия реализуются лишь при специальном подборе места и времени наблюдений и практически встречаются редко. А для характеристики условий, чаще всего встречающихся на поверхности континента, следует, по видимому, пользоваться спектрами, которые приведены в верхней части рис. 7.

Сейсмический шум в скважинах и шахтах. Для работы с высокочувствительной аппаратурой часто необходимо исключить вредное влияние сейсмических шумов или по крайней мере уменьшить его. По аналогии с уровнем донных сейсмопомех можно предположить уменьшение уровня сейсмических помех и при заглублении в земную толщу, т.е. в скважинах и шахтах. Подобные исследования проводились неоднократно. Как пример приведем результаты, полученные при измерении сейсмического шума в скважи-

Рис. 7. Спектральные кривые сейсмических шумов для различных пунктов наблюдений.

1 — на Алтайском моторном заводе; 2, 3 — в Ленинграде, соответственно днем и ночью; 4 — средний шум по данным сейсмических станций СССР; 5, 6 — в сельской местности, соответственно днем и ночью; 7 — донный шум в Черном море; 8 — средний шум на континенте.



не "Эпицентральная", которая расположена в центре Ташкента (на территории строившейся тогда центральной сейсмической станции) и предназначена специально для геофизических измерений [176].

В качестве сейсмоприемников применялись специальные вертикальные скважинные, разработанные в Институте Физики Земли АН СССР. Столообразная частотная характеристика была сформирована в диапазоне частот от 2 до 10 Гц. Как наземный сейсмоприемник при наблюдениях использовался прибор СМ-2 ($T_0 = 1$ с). Наблюдения во внутренних точках скважины проводились с интервалом 100 м на больших глубинах и 50 м в интервале глубин от 550 м до дневной поверхности. Измерения

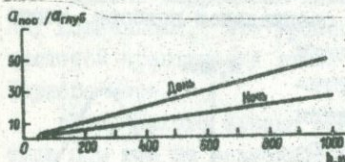


Рис.8. Изменение отношения амплитуды сейсмического шума на поверхности к амплитуде шума на глубине.

проводились как в дневное, так и в ночное время. Исследователями были сделаны следующие выводы:

а). С увеличением глубины фон помех уменьшается. Наиболее резкое убывание уровня помех наблюдается в верхней части разреза. Уже на глубине 350-400 м уровень шумов убывает примерно на полтора порядка.

б). Наблюдается устойчивое отличие уровня фона помех в ночное и дневное время: разница по амплитуде достигает порядка и выше. Минимальный фон помех как на дневной поверхности, так и во внутренних точках среды наблюдался ночью в выходной день (с воскресенья на понедельник).

в). Графики отношения амплитуд фона, построенные по синхронным наблюдениям скважинного и наземного сейсмоприемников (рис.8), указывают на линейное изменение отношения с глубиной. Прямые, проведенные по усредненным за все серии экспериментальным данным, отвечают следующим зависимостям:

$$a_{\text{пов}}/a_{\text{глуб}} = 1 + 0,04h \text{ (м)} - \text{ для дневного времени,}$$

$$a_{\text{пов}}/a_{\text{глуб}} = 1 + 0,025h \text{ (м)} - \text{ для ночного времени.}$$

Более высокочастотные компоненты колебаний быстрее зату-

хают с глубиной. Так, для аналогичных измерений, проведенных в Алма-Ате, преобладающая частота шума на поверхности равна 3-3,5 Гц, а на глубине 950 м - уже 1,4-1,7 Гц.

Исследования сейсмического шума в шахтах приводят к аналогичным закономерностям. Так, например, в Ленинградской области обследовалась шахта, в горизонтальном штреке которой соби-
рались. разместить высокочувствительную метрологическую аппаратуру. Глубина шахты около 50 м. Измерения проводились сейсмометрическим каналом, состоящим из шести сейсμοприемников типа С-5=С, двух усилителей УПН-Ш-М и 6-канального ВСП-НЗ38. Измерения проводились синхронно на дневной поверхности и внутри шахты. Для компонент колебаний с периодами 3,5-5 с (циклонические микросейсмы) не было обнаружено сколько-нибудь заметного убывания с глубиной. Сейсмический шум с частотами 1-3,5 Гц ослабевал на 10-20%; шум с частотами от 3,5 до 10 Гц ослабевал в 1,5-2,5 раза, что хорошо согласуется с графиками, полученными для окважин.

МИКРОСЕЙСМЫ,
ИЗГИБНО-ГРАВИТАЦИОННЫЕ
И СЕЙСМИЧЕСКИЕ МОРСКИЕ ВОЛНЫ

Вряд ли найдется сейсмолог, которого бы в той или иной степени не коснулась проблема микросейсм. Проблема возникла в начале века, когда появились достаточно чувствительные сейсмографы и была установлена связь между постоянно существующими колебаниями земной поверхности с периодами 4–10 с и штормами в океанах. Как видим, проблема не нова, однако ряд вопросов, возникших при ее решении, на которые до сих пор не получено окончательного ответа, делают ее актуальной и в наше время.

Наиболее важные вопросы этой проблемы касаются местоположения областей возбуждения микросейсм и их волнового состава. Обсуждению именно этих вопросов посвящены книги известных советских сейсмологов Л.Н.Рыкунова и Ф.И.Монахова [142,96]. Они охватывают достаточно полно практически все аспекты проблемы микросейсм, и к ним мы отсылаем читателя-специалиста, однако обилие материала делает их труднодоступными для непосвященного читателя.

1. Механизм генерации микросейсм

Мысль о возбуждении микросейсмических колебаний поверхности Земли в результате ударов морских волн о крутые берега высказал еще в 1903 г. Е.Вихерт. При этом должны возбуждаться микросейсм с периодами, равными периодам морских волн. Но сопоставление этих характеристик показало, что микросейсм имеют период в среднем в два раза меньший. С другой стороны, не везде же есть крутые берега, а микросейсм наблюдаются повсеместно. Поэтому признание получила теория Донге – Хитгинса [246],

объясняющая возбуждение микросейсм образованием стоячих волн на поверхности морей и океанов.

Как образуются стоячие морские волны? Если над водным бассейном проходит циклон, то происходит следующее: ветры дуют в направлении центра циклона, где низкое атмосферное давление, и, следовательно, морские волны бегут от периферии циклонической области к ее центру. В результате происходит сложение волн, бегущих от противоположных сторон циклона, и возникают стоячие морские волны. Нужно отметить, что такой механизм годится и для береговой черты. При отражении морских волн от крутых берегов также могут образовываться стоячие морские волны.

Рассмотрим общий случай — давление жидкости на площадку в плоскости $z = \text{const}$. Связи между движением массы жидкости (m) и вертикальной силой стоячей волны могут быть рассмотрены следующим образом. Пусть волны бегут в направлении оси x , а эффект (давление) от их движения распространяется по оси z , направленной в глубь океана. Прямоугольные координаты x и z отнесены к некоторой частице жидкости в лагранжевом пространстве так, что они есть функции времени (t) и координат, фиксированных при $t = 0$. Уравнение движения частицы жидкости в вертикальном направлении будет представлять собой

$$\partial p / \partial z - g \rho = - \rho \partial^2 z / \partial t^2, \quad (2.1)$$

где p — давление; ρ — плотность воды; g — ускорение свободного падения. Уравнение неразрывности может быть выражено в форме

$$\rho dx dz = \rho_0 dx_0 dz_0,$$

где ρ_0 — плотность воды при $t = 0$. Теперь имеем

$$\begin{aligned} \int_m (\rho \partial^2 z / \partial t^2) dx dz &= \int_m \rho_0 (\partial^2 z / \partial t^2) dx_0 dz_0 = \\ &= (\partial^2 / \partial t^2) \int_m \rho_0 z dx_0 dz_0 = (\partial^2 / \partial t^2) \int_m \rho z dx dz. \end{aligned}$$

Поэтому, интегрируя (2.1) по m , получим

$$\int_m (\partial p / \partial z) dx dz - \int_m g \rho dx dz = - (\partial^2 / \partial t^2) \int_m \rho z dx dz. \quad (2.2)$$

Предположим, что волновое движение несжимаемой жидкости массой m , начавшееся в момент $t = 0$, происходит между сво-

свободной поверхностью $z = \xi$, горизонтальной плоскостью $z = z'$ и двумя вертикальными плоскостями $x = x_1$ и $x = x_2$. Если через p' обозначим давление в плоскости $z = z'$, а через $p_{\text{св}}$ — давление на свободной поверхности, то для первого члена уравнения (2.2) будем иметь

$$\int_m (\partial p / \partial z) dx dz = \int_{x_1}^{x_2} (p' - p_{\text{св}}) dx = (p'_{\text{min}} - p_{\text{св}})(x_2 - x_1),$$

где p'_{min} — минимальное значение давления в направлении оси x . Считая ρ постоянной величиной, получим

$$\int_m g \rho dx dz = g \rho \int_{x_1}^{x_2} (z' - \xi) dx = g \rho z'(x_2 - x_1) - g \rho \int_{x_1}^{x_2} \xi dx.$$

Для члена, стоящего в правой части уравнения (2.2), будем иметь

$$(\partial^2 / \partial t^2) \int_m \rho z dx dz = \rho \int_{x_1}^{x_2} \partial^2 / \partial t^2 (\xi^2 / 2) dx.$$

Положим, что волновое движение есть периодическое движение волны с длиной λ в направлении оси x . Если плоскость $x_1 = 0$, а размер плоскости $x_2 = \lambda$, то для уравнения движения (2.1) получим

$$(p_{\text{min}} - p_{\text{св}}) / \rho - g z = (1/\lambda) \partial^2 / \partial t^2 \int_0^\lambda (\xi^2 / 2) dx.$$

Рассмотрим две волны, бегущие навстречу друг другу. Уравнение, описывающее это движение, будет иметь вид

$$\xi = a_1 \cos(kx - \omega t) + a_2 \cos(kx + \omega t),$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число; ω — круговая частота. Когда $z = h$, то давление столба жидкости на дно будет равно

$$\begin{aligned} (p_h - p_{\text{св}}) / \rho - gh &= (1/\lambda) \partial^2 / \partial t^2 \int_0^\lambda \left[(1/2) [a_1 \cos(kx - \omega t) + a_2 \cos(kx + \omega t)]^2 \right] dx = \\ &= (1/4) \partial^2 / \partial t^2 (a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos 2\omega t) = -2a_1 a_2 \omega^2 \cos 2\omega t. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Из выражения (2.3) видно, что в случае бегущей волны, когда a_1 или $a_2 = 0$, переменное давление отсутствует. В случае стоячей волны частота изменения давления на дно равна удвоенной частоте морских волн. Когда $a_1 = a_2$, имеем $(p_h - p_{\text{св}}) / \rho - gh = -2a^2 \omega^2 \cos 2\omega t$. Отсюда следует, что в случае стоячих волн давление на дно изменяется пропорционально квадрату амплитуды стоячей волны.

В выводе выражения (2.3) не учитывается физическая картина передачи энергии морских волн дну океана. Поэтому выведем его другим способом [169].

Рассмотрим синусоидальную стоячую волну, в которой вертикальное смещение поверхности воды η задано в виде $\eta = a \cos kx \cos \omega t$. На рис. 9 показан профиль волны в моменты $t = 2\pi k/\omega$; $2\pi(n+1/4)/\omega$; $2\pi(n+1/2)/\omega$ (n — целое число).

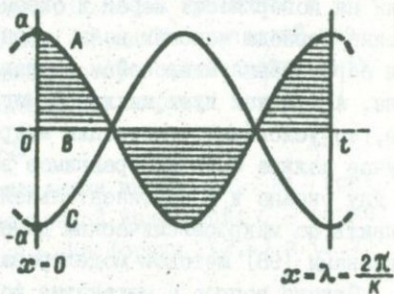


Рис. 9. Вид стоячей волны на поверхности океана.

Потенциальная энергия воды, находящейся между плоскостями $x = 0$ и $x = 2\pi/k$, отнесенная к длине волны, колеблется между значениями, соответствующими невозмущенному уровню B и крайним положениям A и C . Разность потенциальной энергии V между крайними положениями A, C и B равна работе, затрачиваемой на подъем воды из заштрихованной части рисунка, лежащей ниже уровня B , в заштрихованную часть, расположенную выше. Если на некотором участке dx уровень воды стоит на высоте η , то средняя высота подъема воды равна $\eta/2$ и масса поднятой воды равна $\rho \eta dx$. Тогда

$$V = \int_0^{\lambda=2\pi/k} (\eta/2) g \rho h dx = (1/2) g \rho \int_0^{\lambda} \eta^2 dx = \\ = (1/4) \rho g \lambda a^2 \cos^2 \omega t = \rho g \lambda a^2 (1 + \cos 2\omega t) / 8. \quad (2.4)$$

Потенциальная энергия V изменяется с частотой 2ω . Ее максимальные значения, по два за период волны, соответствуют положениям A и C на рис. 9. Изменения потенциальной энергии сопровождаются изменениями давления. Рассмотрим, как и ранее, участок, соответствующий длине волны. На таком участке действует вертикальная сила $F = \int (\partial^2 z / \partial t^2) dm = (1/g) \partial^2 V / \partial t^2$, здесь z — вертикальная координата элемента жидкости, а dm — его масса. Дифференцирование выражения (2.4) позволяет вычислить F как $F = -(1/2) \rho \lambda a^2 \omega^2 \cos 2\omega t$. С учетом F рассчитывается колебательная часть давления: $p = -(1/2) \rho a^2 \omega^2 \cos 2\omega t$, т.е. давление, осред-

ненное по всей площади, где образовались стоячие волны, и проявляющееся как переменная нагрузка, действующая на дно океана.

Итак, возвращаясь к вопросу о месте образования микросейсм в соответствии с теорией Лонге - Хиггинса, приходим к следующим выводам: микросейсм образуются от стоячих морских волн на поверхности морей и океанов и имеют периоды, равные половине периода морских волн. Наиболее благоприятные условия для образования микросейсм создаются в центральной области циклона. А так как пути циклонов могут проходить и вдали от берегов, то условием регистрации микросейсм на континенте в этом случае должно быть их сравнимое затухание при распространении по дну океана и в континентальной земной коре. Последнее можно выявить по микросейсмическим данным, изучая связь микросейсм с циклонами [98] методом моделирования [60].

Однако вопрос о механизме возбуждения микросейсм все еще остается открытым. Исследования Ф.И.Монахова, проведенные на Дальнем Востоке, указывают на возможность образования микросейсм от бегущих морских волн вследствие берегового эффекта при ударах волн на мелководье о дно.

2. Затухание микросейсм на дне океана

Сопоставление микросейсм с циклонами часто делалось путем построения графиков изменения во времени амплитуд микросейсм и давления в центре циклона. Но такой подход - слишком приближенный, так как интенсивность циклона зависит не только от величины барического минимума, но и от среднего барического градиента, а также от площади циклона [98]. Выведем формулу, которая учитывает эти элементы.

Обозначим через S площадь водной поверхности, охваченную циклоном, а через $E_w(x, y)$ - энергию ветра в точке (x, y) в пределах данной площади. Под площадью циклона будем понимать площадь, покрытую системой замкнутых изобар. Энергия ветра над всей площадью S будет равна

$$E_S = \iint_S E_w(x, y) dx dy \quad \text{или} \quad E_S = C_1 \iint_S v^2(x, y) dx dy, \quad (2.5)$$

где $v(x, y)$ - скорость ветра в точке (x, y) ; C_1 - константа. Вид функции $v(x, y)$ в каждом конкретном случае определить невоз-

можно. Поэтому введем в расчет среднее значение скорости ветра, которое выражается через средний барический градиент $\bar{G}$ следующим образом:

$$\bar{v} = \alpha \bar{G} / \lambda_0. \quad (2.6)$$

Здесь α — удельный объем воздуха; λ_0 — параметр Кориолиса. Оба эти параметра изменяются незначительно по сравнению с $\bar{G}$, поэтому будем считать их постоянными. Средний барический градиент можно выразить через величины, которые легко могут быть измерены непосредственно на синоптических картах:

$$\bar{G} = \Delta p L / S \quad (2.7)$$

(Δp — разность давлений между соседними изобарами, на всех синоптических картах является постоянной величиной; L — общая длина изобар в пределах площади S). Из формул (2.6) и (2.7) имеем

$$\bar{v} = (\alpha / \lambda_0) \Delta p L / S = C_2 L / S.$$

Так как C_2 принято считать константой, то, пользуясь соотношением (2.5), получим

$$E_s = C_1 C_2 \iint (L/S)^2 dx dy = C_1 C_2 (L/S)^2 S$$

$$\text{или } E_s = \bar{C} L^2 / S.$$

Таким образом, количественной характеристикой интенсивности циклона может быть отношение L^2/S .

Областью, наиболее благоприятной для генерации микро-сейсм, регистрируемых сейсмостанциями европейской части СССР и прилегающих районов, является северная часть Атлантического океана. Эффективность циклонов в отношении генерации микро-сейсм оценивается (в отн. ед.) коэффициентом $K = (A/T)^2 / (L^2/S)$, где A — амплитуда; T — период микро-сейсм. Величина $(A/T)^2$ пропорциональна энергии микро-сейсм. Приведем значения K для разных районов циклонической деятельности:

Побережье Скандинавии	5,0
Побережье Европы	1,4
Норвежское и Гренландское моря	0,8
Южное побережье Гренландии и Исландии	0,2
Северная Атлантика	0,0

Из приведенных данных видно, что микросейсмы североатлантического происхождения возбуждаются главным образом у берегов Скандинавии. Штормовые микросейсмы практически не наблюдаются во время действия циклонов в открытой части Северной Атлантики.

Уменьшение K с ростом глубины океана и удаленности циклона от континента обычно связывается с особенностями рельефа дна океана и боковой рефракцией. Однако физическая картина аномального затухания микросейсм по некоторым трассам остается неясной.

При исследовании микросейсм от североатлантических источников было замечено, что микросейсмическая активность значительно возрастает при приближении циклонов к побережью Скандинавии и особенно к ее северо-западным берегам. Чтобы оценить, какую роль играют при этом рельеф дна океана и изменение его глубины, явление было изучено методом моделирования. С учетом данных о рельефе дна и глубины океана в районе северо-западной прибрежной зоны Норвегии, периода и скорости микросейсм, удаленности источника была изготовлена модель и выбраны источники упругих волн, удовлетворяющие необходимым требованиям подобия [60]. Параметры модели были следующими: $\rho = 0,81$ г/см; скорость распространения продольных волн $v_p = 1,96$ км/с; скорость поперечных волн $v_s = 0,88$ км/с; период рэлеевской волны равнялся $5,1 \cdot 10^{-5}$ с, что при скорости этих волн $0,78 \cdot 10^5$ см/с дает $\lambda = 4$ см.

На этой модели (рис. 10, а) было изучено влияние шельфовой зоны и полного профиля дна океана на затухание рэлеевских волн. Результаты измерений приведены на рис. 10, б, в, где изображена зависимость относительной амплитуды от расстояния для шельфовой зоны и для полного профиля рельефа дна океана. Ход кривой 1 на рис. 10, б, в показывает, что неоднородности на пути распространения микросейсм в виде берегового уступа и материкового склона практически не влияют на затухание рэлеевских волн. Но характер затухания амплитуды микросейсм существенно изменяется при наличии слоя воды, даже значительно меньшего, чем длина волны, — см. ход кривой 2.

Это сравнение объясняет, почему северо-западная прибреж-

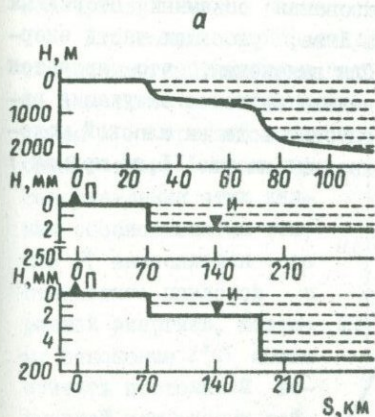
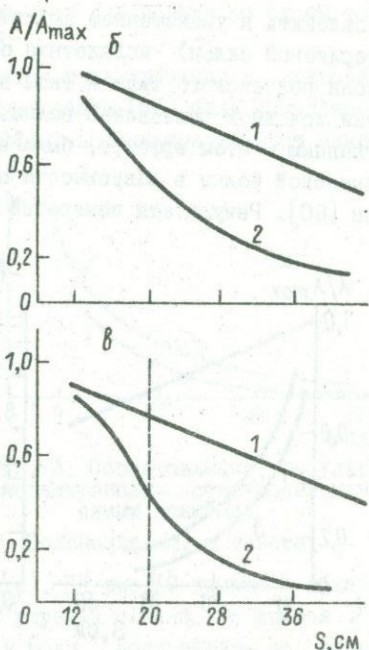


Рис. 10. Профиль рельефа дна океана в натуре (а) и зависимость отношения амплитуд от расстояния для шельфовой зоны (б) и для полного профиля (в).

1 — для берегового уступа и материкового склона; 2 — для слоя воды.



ная зона Норвегии является местом образования наиболее интенсивных микросейсмических бурь, регистрируемых в Европе: трасса обычного перемещения циклонов у северо-западного побережья Скандинавии подходит почти к самому берегу; при приближении циклона к берегу амплитуда микросейсм резко возрастает, что проявляется в виде микросейсмических бурь; в юго-западном направлении трасса следования циклонов отделена от побережья значительной по протяженности шельфовой зоной, и поэтому циклоны, действующие в этом районе, вызывают сравнительно слабые микросейсм; скачок амплитуды ралеевской волны наблюдается при переходе через материковый склон (см. на рис. 10, в кривую 2), что также хорошо согласуется с микросейсмическими данными.

Из сопоставления кривых 2 на рис. 10, б, в можно сделать вывод о том, что на затухание ралеевской волны существенное влияние оказывает толщина слоя воды. Однако этот эффект можно

объяснить и уменьшением амплитуды волны Рэлея на уступе (материковый склон) вследствие образования объемных вторичных волн рэлеевского типа и типа волн Лява, уносящих часть энергии исходной рэлеевской волны. Для выяснения, что является главным в этом эффекте, было проведено изучение затухания рэлеевской волны в зависимости от глубины воды на плоской модели [60]. Результаты измерений показаны на рис. II, а: прямая 1

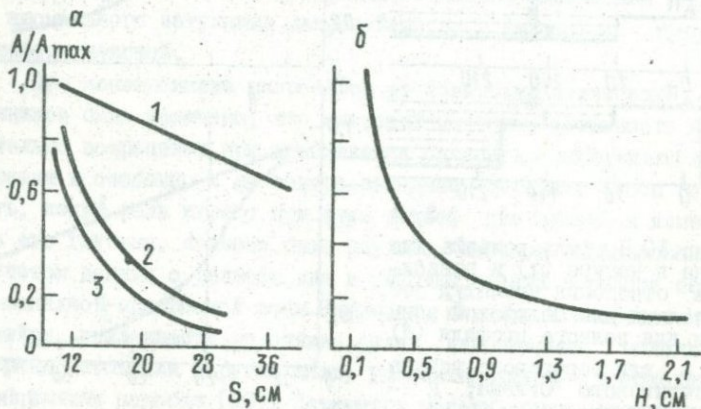


Рис. II. Затухание рэлеевской волны с расстоянием (α) в отсутствие слоя (1) и в слое 0,4 (2) и 0,8 см (3), а также влияние толщины слоя при постоянном расстоянии между источником и приемником (δ).

характеризует затухание рэлеевской волны в отсутствие слоя воды; кривые 2 и 3 дают зависимость относительной амплитуды рэлеевской волны от расстояния при толщине слоя 0,4 и 0,8 см соответственно; рис. II, б показывает влияние толщины слоя воды на амплитуду рэлеевской волны при постоянном расстоянии между источником упругих волн и приемником, равным 20 см.

Результаты этого эксперимента указывают на то, что наблюдаемый по микросейсмическим данным эффект резкого возрастания микросейсмической активности при приближении источника к побережью Скандинавии вполне объясняется более сильным затуханием рэлеевской волны (помимо уменьшения амплитуды, определяемого расхождением и поглощением) при наличии слоя воды. Для сухой модели амплитуда рэлеевской волны изменяется про-

порционально $1/S^{1/2}$, в то время как для модели со слоем воды она приблизительно равна $1/S^2$.

Для сопоставления результатов моделирования с микросейсмическими наблюдениями авторами работы [60] была использована зависимость коэффициента эффективности возбуждения микросейсм K от средней глубины океана. Законность сопоставления этих данных обосновывается тем, что K вычисляется по статистике циклонов с разной энергией, поэтому отношение L^2/S можно считать постоянной величиной для разных районов Атлантического океана, а следовательно, $K \approx A^2$ (период микросейсм изменяется незначительно).

На рис. 12 кривая 1 показывает зависимость K от средней глубины океана, а кривая 2 — зависимость A^2 от толщины слоя воды, построенную по данным рис. 11, б. В последнем случае толщина слоя воды приведена к соответствующим глубинам океана. Как видим, кривые 1 и 2 имеют одинаковый ход, что подтверждает сделанный ранее вывод.

Таким образом, существенное возрастание интенсивности микросейсм при прохождении циклонов вблизи Скандинавии может быть объяснено аномально большим затуханием микросейсм на дне океана. В рамках такого объяснения становится понятной сравнительно большая мощность скандинавских источников, которую иногда связывают с ударами волн о крутые берега. Правда, при этом должны образовываться в основном волны Лява, а анализ волновой структуры микросейсм показывает, что в них преобладают волны Рэлея. Однако береговой эффект не отвергается. На основании анализа многочисленных микросейсмических данных Ф.И. Монахов пришел к выводу, что микросейсм должны образовываться на мелководье и при разрушении морских волн [96]. Количественной теории для такого механизма образования микросейсм по-

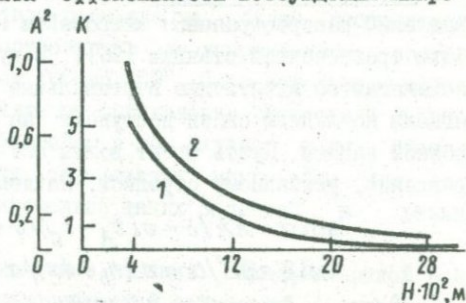


Рис. 12. Сопоставление результатов моделирования с микросейсмическими данными.

Пояснения см. в тексте.

ка не существует, а для ее создания требуются новые надежные экспериментальные данные о микросейсмах.

3. Способы наблюдения микросейсм

Трехточечная станция. Измерения фазовой скорости и направлений распространения микросейсм можно произвести с помощью трехточечной станции [96]. В пунктах A, B, C (рис.13) располагаются идентичные вертикальные сейсмометры, от которых сигналы по линиям связи поступают на гальванометры для синхронной записи. Пусть фронт волны mn распространяется по направлению, указанному стрелкой. Найдем

$$\sin \alpha = AA'/b = v(t_A - t_C)/b = v\delta t_{AC}/b, \quad (2.8)$$

$$\sin \beta = BB'/a = v(t_B - t_C)/a = v\delta t_{BC}/a, \quad (2.9)$$

здесь δt_{AC} и δt_{BC} — разности моментов прохождения одной и той же фазы колебаний через пункты C, A и C, B соответственно.

Равенство (2.9) можно записать в следующем виде:

$$\sin \alpha \cos \epsilon + \cos \alpha \sin \epsilon = v\delta t_{BC}/a. \quad (2.10)$$

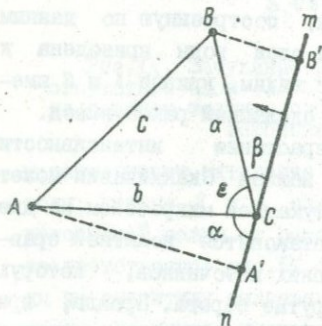


Рис.13. Схема трехточечной станции.

Стороны треугольника и углы измеряются на местности, а разности моментов δt_{AC} и δt_{BC} определяются из сейсмограмм. Из формул (2.8) и (2.10) можно определить фазовую скорость и направление прихода микросейсм к пункту наблюдения.

Метод наблюдений с помощью трехточечных станций имеет свои недостатки. Расстояния между сейсмографами для однозначного отождествления фаз должны быть менее половины длины волны. А

при малой разности хода возникают трудности в выборе участков записи, которые не были бы осложнены интерференцией микросейсм, распространяющихся по разным направлениям. Влияние интерференции имеет существенное значение при определении как скорости,

так и направлений распространения микросейсм. Направление распространения интерференционной волны, определяемое по сдвигу фаз в пунктах A, B, C , будет совпадать с биссектрисой угла, образованного фронтами интерферируемых волн. Фазовая скорость интерферируемой волны всегда больше фазовой скорости составляющих волн, причем заметное расхождение будет наблюдаться тогда, когда волны распространяются по направлениям, составляющим между собой угол от 100° до 180° . Следовательно, эффект интерференции может повлиять на определение скорости и направлений распространения микросейсм в том случае, если станции расположены вблизи области образования микросейсм или если одновременно существует несколько таких областей в разных местах.

Таким образом, трехточечные станции обладают низкой разрешающей способностью и недостаточной точностью определения как фазовых скоростей, так и направлений распространения микросейсм. Лучшие результаты достигаются по наблюдениям многоточечных станций, так как в этом случае протяженность профилей, по которым прослеживаются фазы, может быть практически неограниченной. Такие наблюдения впервые были проведены в СССР [97].

Азимутальная установка. С помощью такой установки были получены важные данные об основных параметрах микросейсм [96, 98]. В основу азимутальной установки положен принцип азимутально-фазовой корреляции, предложенный в 1952 г. Г.А.Гамбурцевым [29] и затем развитый Е.И.Гальпериним [27]. Азимутальная установка состоит из восьми вертикальных сейсмографов, оси максимальной чувствительности которых расположены по образующим конуса в азимутах через 45° и наклонены к горизонту под углом 45° .

Если построить график, откладывая по горизонтальной оси моменты максимальных смещений по каналам, а по вертикальной — азимуты осей сейсмографов, то полученная кривая будет представлять собой ось синфазности конкретной волны.

Рассмотрим волны Рэлея. Уравнение их оси синфазности имеет следующий вид [28]:

$$\operatorname{tg} \beta = (B_0/A_0) \operatorname{ctg} \psi \cos \omega_0. \quad (2.11)$$

Здесь β — фаза максимального смещения в волне на записи данного канала; A_0 и B_0 — большая и малая оси эллипса, по которому происходят колебания частиц; ψ — угол наклона осей сейсмографа к горизонту; ω — азимут осей сейсмографов, отсчитываемый от линии пересечения плоскости колебаний с горизонтом. За нулевое значение фазы принимается фаза, соответствующая положению частиц в верхней крайней точке на орбите.

Амплитуды колебаний на записях волн Рэлея связаны с азимутами сейсмографов следующим соотношением:

$$C = [A_0^2 \sin^2 \psi + B_0^2 \cos^2 \omega \cos^2 \psi]^{1/2} \quad (2.12)$$

Таким образом, волны Рэлея на записи азимутальной установки легко выделяются по форме оси синфазности, определяемой уравнением (2.11), и по распределению амплитуд по каналам в соответствии с уравнением (2.12).

Векторная и поляризационная установки. Кроме трехточечных станций и азимутальных установок большое применение для определения

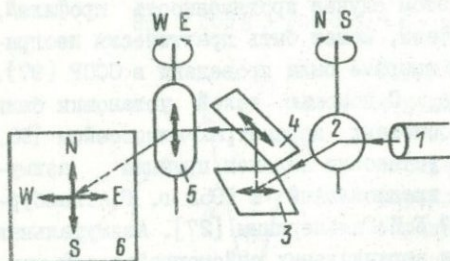


Рис.14. Схема векторной установки.

направления распространения микросейсм и изучения их волнового состава получили установки, позволяющие записывать траекторию движения частиц почвы в горизонтальной плоскости. Если в микросейсммах присутствуют в основном волны Рэлея, то траектории движения представляют собой эллипсы, большие оси которых вытянуты в направлении распространения микросейсм.

Схема векторной установки с гальванометрической регистрацией, предложенная Б.Гутенбергом и Х.Бензоффом показана на рис.14. Принцип действия ее состоит в следующем: два идентичных горизонтальных сейсмографа, ориентированных по N — S и E — W, подключены к гальванометрам 2 и 5. Луч света от осветителя 1 падает на зеркало гальванометра 2, отражается от него и попадает на неподвижные зеркала 3 и 4, установленные под определенным углом друг к другу. С помощью этих зеркал ко-

лебания луча света, воспроизводящие колебания зеркала гальванометра 2, преобразуются из горизонтальных в вертикальные. После неподвижных зеркал луч света падает на зеркало гальванометра 5, отражается от него и входит в камеру с фотопленкой 6. Камера снабжена системой, которая позволяет быстро перематывать пленку на один кадр через заданный промежуток времени. Таким образом на пленке записываются траектории движения частиц почвы в горизонтальной плоскости.

В СССР такая установка была впервые применена Ф.И. Монаховым для исследований характера микросейсмических колебаний в горизонтальной плоскости [98]. Этот метод исследования получил дальнейшее развитие в работах автора, осуществившего электронно-лучевую регистрацию штормовых микросейсм с помощью поляризационных установок [79,80], чему способствовало применение в сейсмометрах магнетронных преобразователей, обладающих большим выходным сопротивлением и высокой чувствительностью по напряжению. Для регистрации микросейсм использовались сейсмометры системы Д.П. Кирноса ($T = 5,5$ с, $D = 0,4 + 0,5$), снабженные магнетронными преобразователями. Магнетронные сейсмометры использовались в сочетании с электронно-лучевыми поляризационными установками для наблюдения орбитальных движений при микросейсмах.

Принцип действия поляризационных установок следующий: микросейсмические колебания, снимаемые с двух горизонтальных сейсмографов, ориентированных под углом 90° друг к другу, подаются на входы двух идентичных усилителей. Усиленные колебания попадают на отклоняющие пластины электронно-лучевой трубки, на экране которой и регистрируются колебания частиц в горизонтальной плоскости. Для получения сведений о движении частиц в пространстве авторами работ [71,80] использовалась двухлучевая трубка, один луч которой отклоняется под воздействием сигнала с вертикального сейсмометра. Типичные записи орбитального движения при микросейсмах, полученные с помощью поляризационной установки, показаны на рис. 15, α, δ .

При определении азимутов принимаются во внимание только сравнительно длинные пути микросейсмических колебаний, имеющие более трех периодов и правильную синусоидальную форму. Из

анализа исключаются векторные диаграммы неправильной формы, отличные от эллипсов, и векторные диаграммы, близкие к окружности. Регистрация микросейсм производится непрерывно в течение 18 ч на одну фотоленту. Как правило, этот срок оказывается достаточным для того, чтобы проследить за развитием микро-

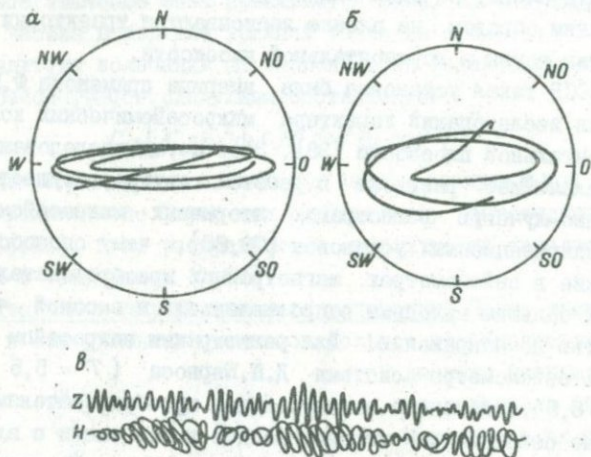


Рис. 15. Записи орбитального движения частиц при микросейсмах, полученные на поляризационной установке с помощью киноаппарата (α, δ) при непрерывной регистрации (δ).

сейсмической бури во времени. Образец записи микросейсм при непрерывной регистрации представлен на рис. 15, δ , где имеется запись двух компонент смещения: вертикальной Z и полного вектора смещения в горизонтальной плоскости H . Благодаря медленной развертке сохраняется вид траектории движения в поле той или иной волны.

Так как горизонтальные сейсмографы ориентируются по сторонам света и в соответствии с этим градуируется экран осциллографа, то можно определить направление поляризации в горизонтальной плоскости и величину смещения. Ошибка, вносимая при этом движением фотоленты, будет зависеть от скорости развертки (v) периода колебаний (T) и их амплитуды (a) на записи:

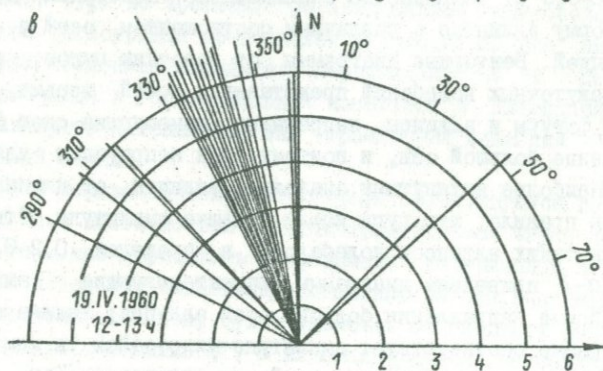
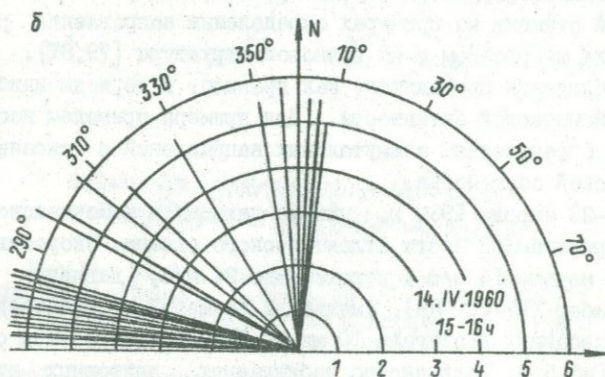
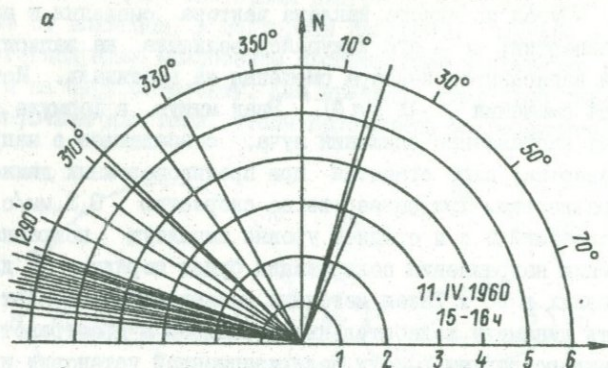
$$\operatorname{ctg} \theta = \operatorname{ctg} \alpha \pm vT/(4a). \quad (2.13)$$

Здесь θ — угол истинного наклона вектора смещения к направлению развертки; α — его кажущаяся величина на записи; a — проекция записанного вектора смещения на вертикаль. Истинная амплитуда смещения $A = a (\sin \theta)^{-1}$. Знак минус в формуле (2.13) учитывает направление движения луча, совпадающее с направлением развертки; плюс ставится при противоположных движениях луча и развертки. При развертке со скоростью 0,3 мм/с, периоде колебаний 5 с и среднем уровне амплитуд поправка в определении направления поляризации будет порядка 5° для углов, близких к 90° . Такая методика наблюдений позволяет исследовать динамику колебательных процессов в пространстве.

Проиллюстрируем работу поляризационной установки и трехточечной станции на примерах определения направления распространения микросейсм и их волновой структуры [79, 81].

Наблюдения проводятся, как правило, в периоды наибольшей микросейсмической активности. Для примера приведем несколько случаев определения азимутальных направлений с описанием синоптической обстановки.

11–23 апреля 1960 г. циклон находился в Норвежском море или в прилегающей части Атлантического океана. Скорость ветра была не меньше 14 м/с с порывами до 24 м/с, давление падало до 970 мбар ($97 \cdot 10^5$ Па). Амплитуда смещений в микросейсмических колебаниях достигала 10 мкм. Периоды микросейсм составляли 5,0–5,5 с. Большинство наблюдаемых векторных диаграмм имело форму эллипсов с различным соотношением осей и разной ориентацией. Векторные диаграммы от коротких цугов, а также от промежуточных колебаний представляли собой весьма неправильные фигуры и эллипсы, непрерывно изменявшие свою форму и направление большой оси, и поэтому были непригодны для обработки. Наиболее вытянутыми оказались эллипсы от длинных цугов. Как правило, эти цуги имели большие амплитуды. Отношение осей для таких эллипсов колебалось в пределах 0,2–0,08. На рис. 16, а–в приведены диаграммы, характеризующие амплитуды микросейсм и направления больших осей эллипса; длина отрезка на диаграмме соответствует амплитуде микросейсм (в мкм), а его направление — направлению большой оси эллипса. Как видим, большинство отрезков находится в сравнительно узком секторе



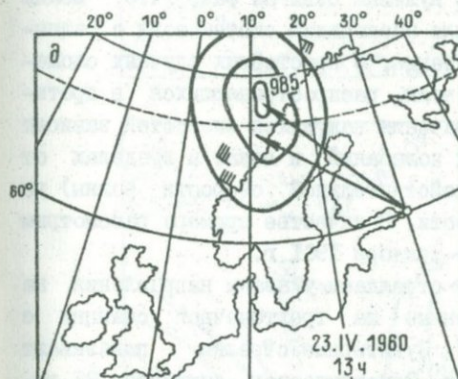
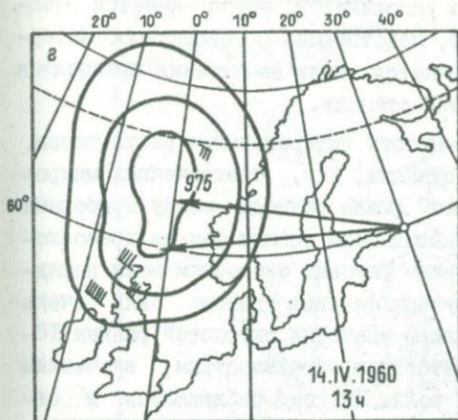


Рис.16. Диаграмма амплитуд микро-
сейсм и направления больших осей
эллипсов (а-б) и положение циклона
в 13 ч 14 (а) и 23 (б) апреля
1960 г.

с углом раствора 15–20°. Направления этих отрезков соответствуют направлению на циклон, точнее – на его холодный фронт. На всех диаграммах можно отметить направления, составляющие 90° с направлением на циклон. Их можно объяснить наличием в микросейсмических колебаниях поперечной компоненты.

Данные о направлениях на источник микро-
сейсм, полученные на поляризационной уста-
новке, наносятся на си-
ноптические карты. На
рис.16, а, б приведены та-
кие карты, характери-
зующие положение цикло-
на в 13 ч 14 и 23 апре-
ля 1960 г. Сектор пре-
имущественных направле-
ний по данным поляриза-
ционной установки огра-
ничен стрелками. Как ви-
дим, в обоих случаях на-
правления стрелок ука-
зывают на тыл циклона,
в область холодного
фронта.

Поляризационная картина усложняется, когда имеется несколько источников микросейсм, действующих одновременно. Интерпретация в этом случае облегчается, если наблюдения проводятся одновременно и на трехточечной станции.

Отметим некоторые особенности интерпретации результатов, получаемых на трехточечной станции. Так, трехточечная микросейсмическая станция "Пулково" имела разносы между приборами около 550 м. Максимальные наблюдаемые сдвиги фаз не превосходили 0,5 с, что соответствовало фазовым скоростям волн порядка 0,1 км/с. В некоторых случаях фазовые сдвиги были очень малы, и при расчетах получались значения скоростей, равные 10-13 км/с. Это никак не соответствует общеизвестным значениям скоростей для поверхностных волн. Иногда наблюдались и отдельные "пути" микросейсм с нулевым сдвигом фаз, что можно объяснить наложением двух или нескольких систем волн с разными направлениями распространения. В простейших случаях сложения двух монохроматических волн, распространяющихся в противоположных направлениях, значения кажущихся скоростей зависят от фаз и амплитуд слагаемых колебаний и лежат в пределах от их минимального значения (действительной скорости волны) до скорости, равной бесконечности. В качестве примера рассмотрим ситуацию, сложившуюся 25-26 декабря 1961 г.

На рис. 17, а сплошными стрелками указаны направления на источник микросейсм, полученные на трехточечной станции с азимутами 340, 350, 10, 24°. Пунктирные стрелки показывают направления осей поляризации. Синоптическая ситуация 26 декабря усложнилась: к берегам Европы подошел глубокий циклон, ранее находившийся в центре Атлантического океана. По данным трехточечной станции направления распространения волн оказались в секторе от 204 до 24°, преобладали направления с азимутами 24, 320, 260, 204° (сплошные стрелки). В этот же день наблюдался наибольший разброс кажущихся скоростей: от 0,94 км/с до бесконечности.

Силы, действующие в источниках микросейсм, имеют, по-видимому, неупорядоченный импульсный характер. Так как действия отдельных источников микросейсм несинхронны, то в точке наблюдения не всегда происходит наложение волн с разными направлениями распространения, а в какое-то время преобладает одно из

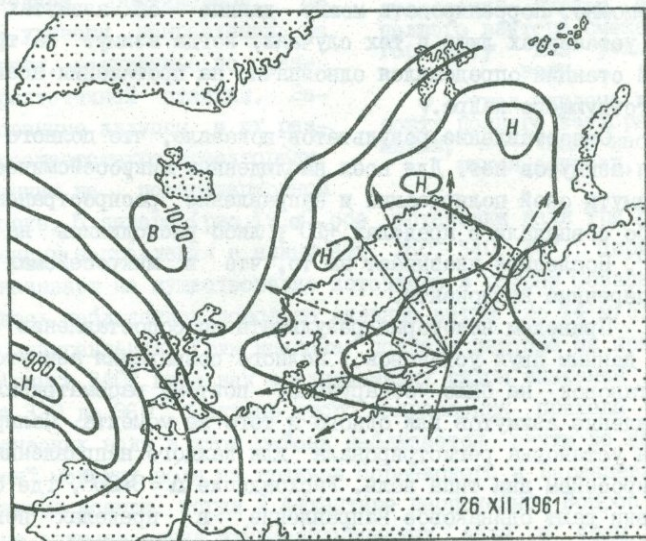
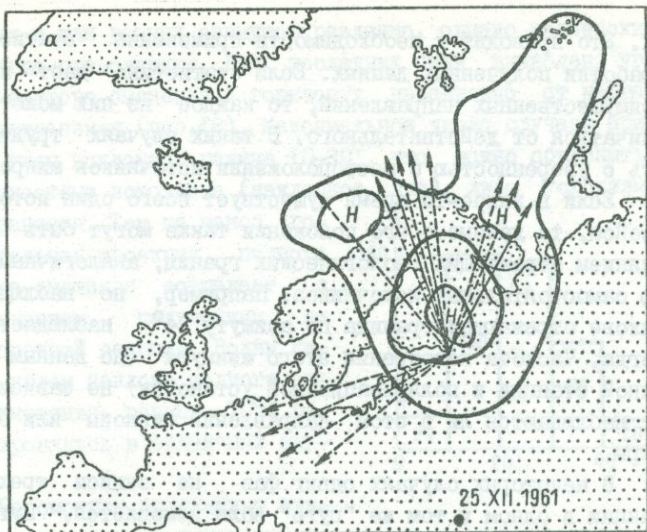


Рис.17. Синоптическая обстановка 25-го (а) и 26-го (б) декабря 1961 г.

них. Это приводит к необходимости применения статистической обработки полученных данных. Если статистика дает несколько преимущественных направлений, то каждое из них может сильно отличаться от действительного. В таких случаях трудно говорить с уверенностью о местоположении источников микросейсм.

Если в какое-то время существует всего один источник микросейсм, то данные о его положении также могут быть искажены влиянием отражающих геологических границ, аналогичным действию самостоятельных источников. Например, по наблюдениям в Пулкове отражающая граница по азимуту 24° наблюдается почти всегда. Частота повторения этого азимута (по данным трехточечной станции и поляризационной установки) не зависит от того, наблюдаются ли в этом направлении циклонны или береговые ветры.

В некоторых случаях сдвиг фаз на записи трехточечной станции в одном и том же "цуге" волн изменяется. Цуг как бы расфазирован. Однозначно определить азимут в этом случае невозможно. Коррелировать можно данные об азимутах на обеих установках лишь в тех случаях, когда азимут на трехточечной станции определялся однозначно на протяжении всего соответствующего кадра.

Сопоставление результатов показало, что полного совпадения азимутов нет. Для всех наблюдаемых микросейсмических бурь азимуты осей поляризации и направление распространения волн либо совпадали в пределах $\pm 10^{\circ}$, либо расходились на угол $40-90^{\circ}$. Последнее указывает на то, что в микросейсмах имеются поперечные компоненты.

Приведем некоторые результаты по сопоставлению азимутов по данным двух установок. Полного совпадения азимутов обеих установок не было обнаружено, поэтому рассматривалось расхождение азимутов для одного и того же момента. Поляризационная установка регистрировала для каждого направления прихода микросейсм два типа волн. Расхождение $\Delta = 0+20^{\circ}$, где обе установки дают одинаковое направление в пределах погрешности ($\pm 10^{\circ}$), соответствует рэлеевским волнам; $\Delta = 40^{\circ}$ больше отражает присутствие в микросейсмах колебаний типа волн Лява. Их процентное соотношение по числу наблюдавшихся случаев в раз-

ные дни и для разных азимутов различно, однако рэлеевские волны всегда преобладают. Для последних были вычислены углы наклона вектора смещения к горизонту независимо от направления распространения (рис.18). Максимальное число случаев приходится на углы наклона, равные $10-30^\circ$, что можно объяснить либо особенностями источника (наклонное дно), либо условиями распространения. Тем не менее горизонтальная проекция полного вектора смещения совпадает с направлением, полученным на трехточечной станции. Волны Рэлея с углом наклона полного вектора смещения, равным $\sim 70^\circ$, регистрировались в единичных случаях.

Рассмотрим полученные азимутальные данные в связи с синоптической обстановкой. На рис.19 указаны направления на источники, полученные по данным трехточечной станции. Заштрихованные эллипсы и их размеры соответствуют траекториям, полученным на поляризационной установке. 5 января (рис.19,а) обе установки дали три преимущественных направления с азимутами 260° , 340° , 240° . Первый из них указывает на существование источника в районе Северного моря. Здесь наблюдались довольно сильные ветры (до 14 м/с) берегового направления. Углы наклона полного вектора не превышают 30° . Азимут 340° взят как среднее между рядом значений азимутов от 320° до 360° . Наличие этого направления прихода микросейсмических волн в этом районе наблюдается почти во все дни. "Толчея" морских волн на границе Норвежского и Баренцева морей отмечается всегда, когда в Атлантике неспокойно. Вопрос о механизме возникновения микросейсмических волн в этом районе спорен. Однако необходимо отметить, что зарегистрированы рэлеевские волны, полный вектор которых располагается близко к

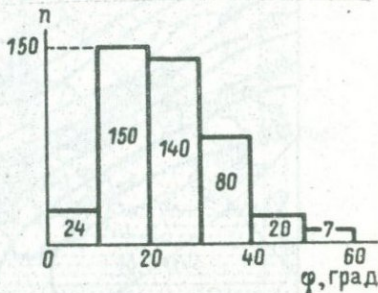
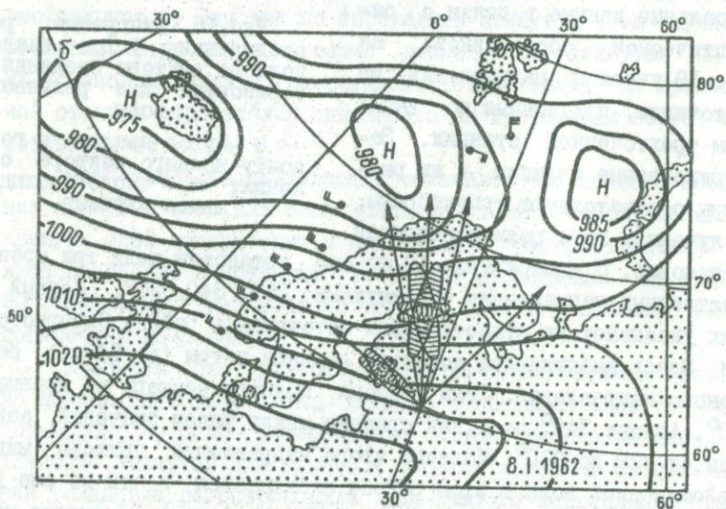
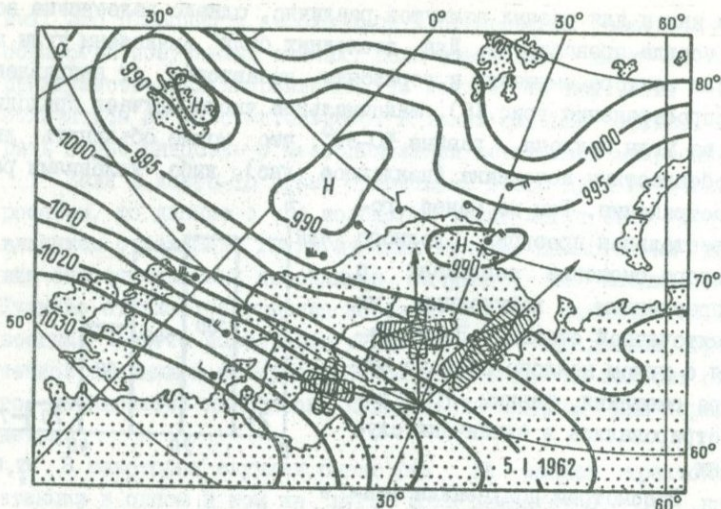


Рис.18. Диаграмма распределения углов наклона полного вектора смещения к горизонту для рэлеевских волн.

ϕ — угол наклона к горизонту полного вектора смещения; n — число наблюдавшихся случаев.



горизонту, что подтверждает выводы работы [167] о возникновении таких волн Рэлея в полупространстве с уступом (шельфом) при прохождении отдельного поднятия воды над районом с резким изменением глубины водного бассейна.

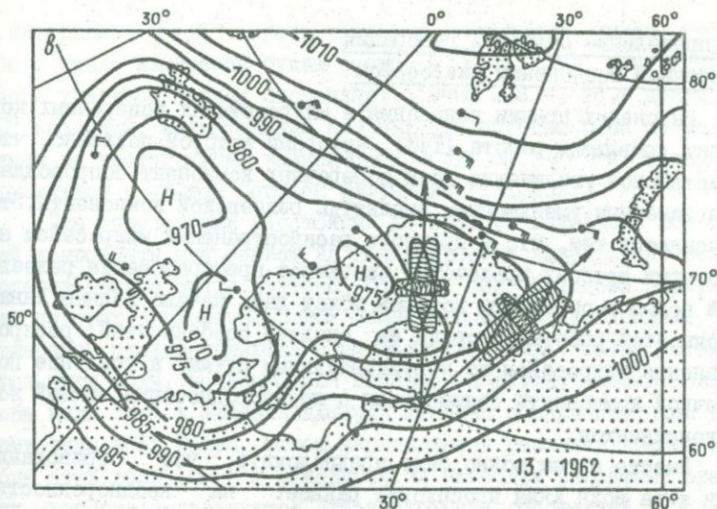


Рис.19. Схема направлений на источники микросейсм по данным трехточечной и поляризационной установок в разные дни января 1962 г.

Азимут 24° присутствует также во все дни наблюдения. Он встречается одинаково часто как при наличии циклона или береговых ветров в этом направлении, так и в их отсутствие.

8 января (рис.19,а) направления с азимутом $320-350^\circ$ преобладали по данным обеих установок. Некоторые из них (320°) можно интерпретировать в связи с ветром берегового направления. Азимуты 290 и 24° встречаются реже, несмотря на сильные береговые ветры на юго-западе Скандинавии и у о-ва Новая Земля.

13 января (рис.19,б) наблюдался заполняющийся циклон в Северном море и у берегов Исландии. Отмечалось отсутствие сильных ветров и больших градиентов давления у юго-западных берегов Скандинавского п-ова. Отсутствуют и микросейсмические волны данного направления. По азимуту 340° имеются, по-видимому, ветровые волнения на границе Норвежского и Баренцева морей. Отмечен и азимут 24° .

Периоды всех зарегистрированных волн составляли 4,8-5,5 с.

4. Определение областей генерации поперечной компоненты микросейсм

Выяснению причин появления в микросейсмах поперечных компонент посвящена работа [143], авторами которой показано, что существенное увеличение доли поперечных компонент сопровождается заметным уменьшением амплитуды рэлеевской компоненты. Это объясняется тем, что в процессе распространения микросейсм на некоторых трассах происходит частичное преобразование рэлеевской волны в объемную, которая может дать начало волнам Лява. Выводы этой работы основаны на анализе особенностей распространения микросейсм по континентальным путям, а усиление поперечной компоненты связывается с неоднородностями земной коры континентов.

Вместе с тем можно было предположить, что образование волн типа волн Лява происходит раньше: на неоднородностях рельефа дна океана. Для подтверждения этого необходимо иметь возможность определять области генерации поперечной компоненты микросейсм. Анализ материалов наблюдения микросейсм с помощью поляризационных установок показал, что такая возможность может быть реализована на основании изучения закономерностей поляризации микросейсм во времени [60].

Процедура определения места генерации поперечной компоненты состоит из определений азимута на источник микросейсм и расстояния от пункта наблюдения до области генерации.

Колебания почвы при микросейсмах в горизонтальной плоскости регистрируются на движущуюся фотоленту в виде полярграмм. В основе определения азимута на циклон лежит тот факт, что смещение частиц почвы в рэлеевской компоненте микросейсм происходит в плоскости, проходящей через источник и точку наблюдений. Горизонтальная составляющая рэлеевской компоненты микросейсм (R_H) обнаруживается на полярграмме по сравнительно большим, чем у лявовской компоненты, амплитудам. Оценка соотношений волновых составляющих L/R_H дала величину, равную 0,35. Для определения азимутальных направлений измеряются углы (φ_i) между направлением на север и большими осями эллипсов поляризации; выбираются поляризации, близкие к линейным; затем определяется число случаев попадания значений углов φ_i

в интервале $\varphi = \pm 5^\circ$. Пусть попало n_i значений углов, тогда общее число измерений будет равно $N = \sum_i n_i$. Так как длительность участков записи составляет обычно 2-3 ч, то N достигает 10^3 значений. Азимутальные направления определяются по максимумам на гистограммах зависимости n_i/N от φ_i и затем исправляются с учетом боковой рефракции [131, 108].

Для определения расстояния до области генерации поперечной компоненты микросейсм на полярограммах выделяются волны, поляризованные почти линейно, большие оси эллипсов поляризации которых перпендикулярны азимутальным направлениям. Эти колебания отождествляются с волнами типа Лява. Затем отбираются пути волн, начинающиеся линейно поляризованными волнами типа волн Лява и заканчивающиеся линейно поляризованными волнами типа волн Рэлея. Затем определяются разности времен прихода этих волн (Δt) и находятся их наиболее вероятные значения, которые используются для вычисления расстояний (R) до области генерации лявовской компоненты микросейсм по формуле $R = \Delta t v_R v_L (v_L - v_R)^{-1}$, где v_R, v_L - скорости волн Рэлея и Лява соответственно.

Значения скорости для континентальных трасс $v_R = 3,0$ и $v_L = 3,5$ км/с взяты из работы [148]. Разность времени прихода волн (Δt) определяется по 15-20 значениям.

Рассмотрим несколько примеров определения азимутов на источник микросейсм и расстояний до области, где происходит формирование волн Лява. На рис. 20, а, б, в, г, ж приведена синоптическая обстановка с указанием азимутов на источники микросейсм и вероятных областей формирования поперечной компоненты микросейсм (заштрихованные зоны), а на рис. 20, д, з, е, ж показаны гистограммы, характеризующие зависимость n_i/N от φ_i , по которым проводилось определение азимута на источник микросейсм.

В 12 ч 9 октября 1968 г. (рис. 20, а) над Атлантическим океаном действовал один интенсивный циклон с давлением в центре, равным 975 мбар ($975 \cdot 10^5$ Па). По гистограмме были определены два азимута: $A_z = 30^\circ$, указывающий на север Ботнического залива, над которым прошел холодный фронт неглубокого циклона № 1 ($H_{min} = 1005$ мбар), и $A_z = 80^\circ$, указывающий на

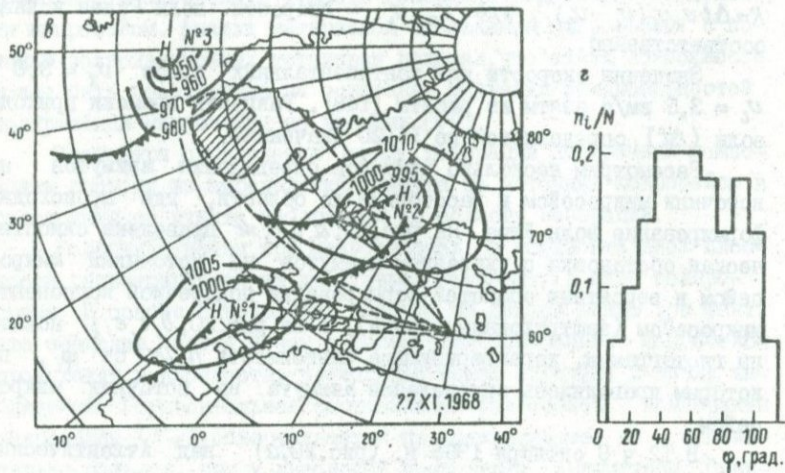
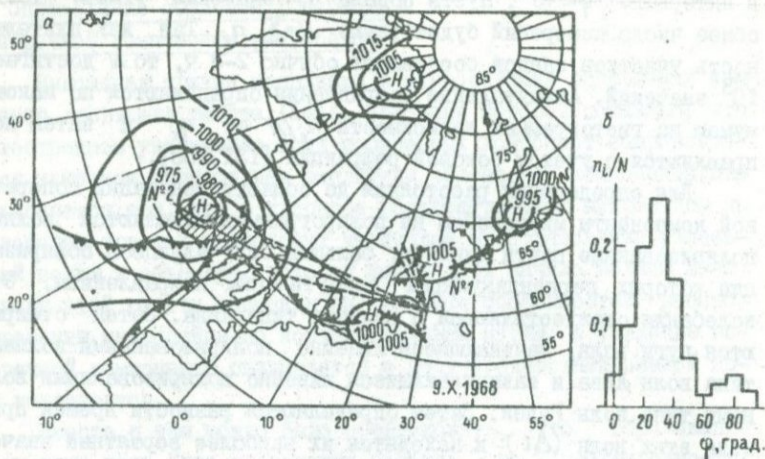
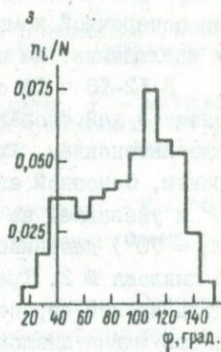
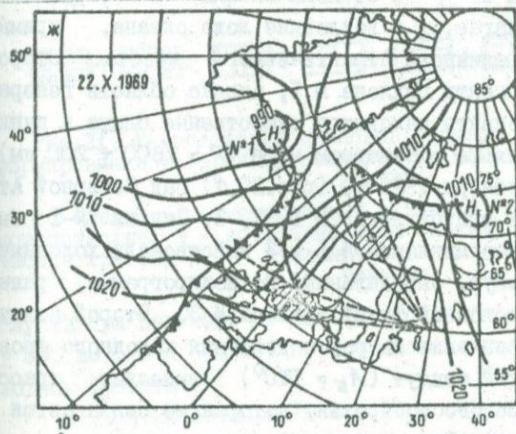
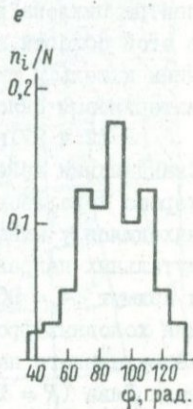
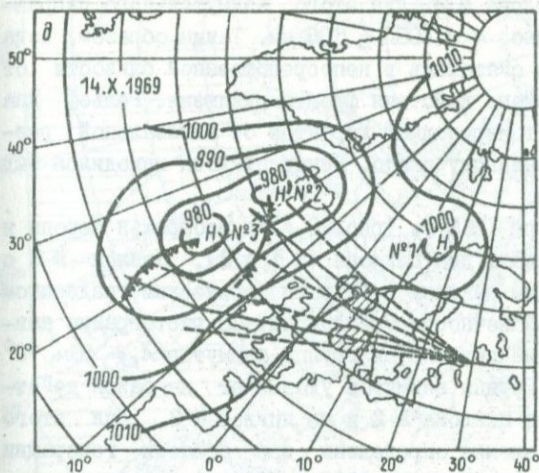


Рис.20. Определение азимутов на источник микросейсм и колебаний (а, б, в, г, ж) и гистограммы



областей генерации поперечной компоненты микросейсмических направлений на источник микросейсм (δ, z, e, β).

центр глубокого циклона № 2. Для этого азимутального направления было определено $R = 3000 \pm 500$ км. Таким образом, зона генерации волн Лява оказалась в непосредственной близости от центра циклона в районе действия фронта окклюзии. Рельеф дна в этой области имеет переходный характер от абиссальной равнины к шельфу и окраинному плато. Центр циклона находился над материковым склоном.

В 12 ч 27 ноября 1968 г. (рис. 20, б) у побережья Европы и Скандинавии действовали два циклона (№ 1 и 2). Циклон № 3 о хорошо локализованным центром и большим барическим градиентом находился у южной оконечности Гренландии. По гистограмме азимутальных направлений выделяется группа азимутов $A_z = 40 + 70^\circ$ и азимут $A_z = 90^\circ$. Группа азимутов указывает на район действия холодных фронтов циклона № 2 и на циклон № 3. Для этого азимутального направления определены две области генерации волн Лява ($R = 1700 \pm 300$ и $R = 3600 \pm 500$ км). Одна область близка к центру циклона № 2 и находится в районе небольшого перепада глубины при переходе от ложа океана к окраинному плато. Другая располагается в котловине ложа океана, примыкающей к поднятию Срединного Атлантического хребта. Второй азимут указывает на центр циклона № 1, однако область генерации поперечной компоненты находится существенно ближе к пункту наблюдения: на шельфе в Северном море ($R = 1600 \pm 200$ км).

В 12–18 ч 14 октября 1969 г. (рис. 20, в) над Северной Атлантикой действовали три циклона: № 1, 2, 3. Циклон № 1 был мало интенсивен. Южнее циклонов № 1 и 3 действовали холодные фронты. Основной азимут, определенный по полярограмме, равен 90° и указывает на холодный фронт циклона № 3. Второй азимут ($A_z = 70^\circ$) дает направление на район действия холодного фронта циклона № 2. Третий азимут ($A_z = 110^\circ$) выделяет трассу вдоль кромки европейского побережья, которая не связывается с действующими циклонами. Результаты обработки полярограмм не дали азимутального направления на циклон № 1, который характеризуется незначительной глубиной давления, небольшой площадью и малым барическим градиентом. Для северо-западных азимутальных направлений ($A_z = 90^\circ$ и $A_z = 70^\circ$) области генерации волн Лява оказались в районах материкового склона и перепада

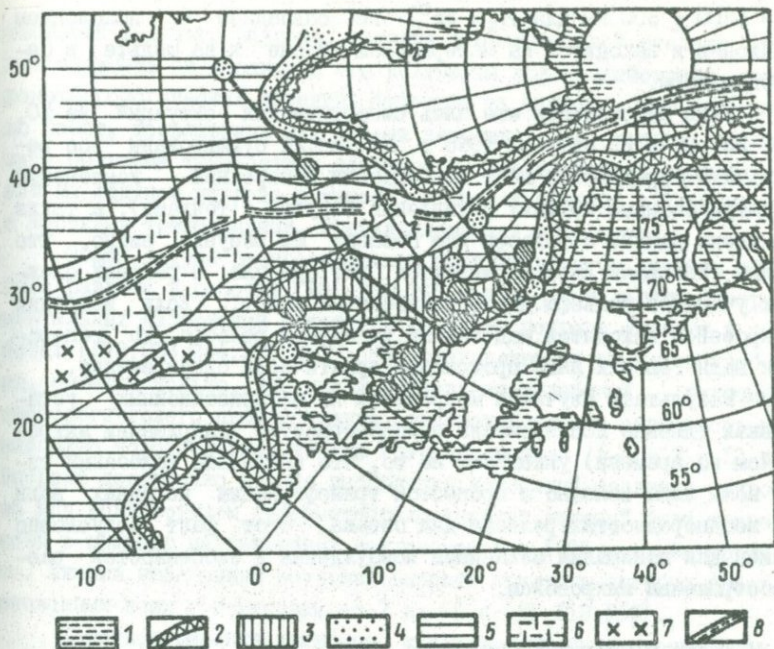


Рис.21. Расположение циклонов (кружки с точками) и областей формирования поперечной компоненты микросейсм (штрихованные кружки).

1 - шельф; 2 - материковый склон; 3 - плато; 4 - материковое подножие; 5 - котловина ложа океана; 6 - срединные океанические хребты; 7 - вулканические массивы; 8 - крупнейшие разломы.

глубин при переходе от шельфа к береговому уступу ($R = 1400 \pm 300$ км). Эти области не совпадают с положением циклона и холодных фронтов.

В 00 ч 22 октября 1969 г. (рис.20, ж) южнее Гренландии действовал циклон № 1. Второй, более заполненный циклон находился у северных берегов Скандинавии. Циклон сопровождался холодными фронтами, двигающимися вместе с центрами депрессий. Оба азимутальных направления ($A_z = 110^\circ$, $A_z = 45^\circ$) проходят через области действия холодных фронтов в тылах циклонов № 1 и 2. Район генерации волн Лява ($R = 1700 \pm 300$ км для $A_z = 110^\circ$ и

$R = 1300 \pm 300$ км для $A_z = 45^\circ$) не совпадает с положением циклонов и находится на материковом склоне и на шельфе в Северном море.

Были рассмотрены еще пять синоптических ситуаций за 10, 21, 23, 25 и 29 октября 1968 г. На рис. 21 суммированы все результаты определения мест возбуждения поперечной компоненты (заштрихованные кружки) и циклонов (кружки с точками), а также нанесены данные о рельефе дна океана. Из рисунка видно, что волны типа волн Лява формируются, как правило, в районах сложных участков рельефа дна с колебаниями высот. Если источник микросейсм находится над такими участками рельефа, то генерация волн Рэлея и Лява происходит практически одновременно.

Результаты изучения микросейсм на поляризационных установках (именно исследования закономерностей поляризации микросейсм во времени) указывают на то, что появление колебаний типа волн Лява связано с процессом трансформации исходных волн на неоднородностях рельефа дна океана. Этот факт безусловно важен для понимания механизма возбуждения и особенностей распространения микросейсм.

5. Изгибно-гравитационные волны

Проблема исследования колебаний плавающих ледяных полей и, в частности, изгибно-гравитационных волн тесно связана с проблемой микросейсмических движений Земли общностью источников. Однако имеется и существенное различие, заключающееся в том, что микросейсмны отражают передачу энергии морских волн дну океана, в то время как колебания ледяного покрова непосредственно связаны с состоянием поверхности моря при метеорологических возмущениях. Очевидно, что комплексные исследования этих явлений совершенно необходимы для понимания их природы и взаимосвязи.

Вместе с тем в проблеме колебаний ледяных полей есть и другие не менее важные аспекты. Прежде всего необходимо отметить ее большое народнохозяйственное значение для решения ряда задач, связанных с эффективным и безопасным использованием ледяного покрова (в качестве строительной площадки, переправы, взлетной полосы и т.д.), когда необходимо знать прочностные

свойства ледяного покрова, которые в значительной степени могут зависеть от характера его колебаний под воздействием гидрометеорологических явлений. Несмотря на важность проблемы число работ, посвященных ей, весьма невелико. Это можно объяснить большими трудностями постановки геофизических исследований на ледяном покрове в суровых условиях Арктики и Антарктики и жесткими требованиями, предъявляемыми к аппаратуре.

Общая теория распространения упругих волн в ледяном слое была развита в работах [182, 260, 265 и т.д.]. Результаты инструментальных наблюдений колебаний ледяного покрова описаны в работах [172, 233, 244, 245, 251]. Не останавливаясь на них подробно, отметим только, что при исследовании колебаний гидрометеорологического происхождения основное внимание обращалось на наиболее короткопериодические ветровые волны ($T = 7 \div 12$ с). Впервые достаточно полные наблюдения колебаний ледяного покрова под воздействием гидрометеорологических явлений были проведены с помощью магнетронных наклонмеров в 1965 г. в Антарктике. Анализ наблюдений позволил выявить три типа изгибно-гравитационных волн с периодами от 7 до 60 с [73, 159, 161].

Короткопериодные изгибные и длиннопериодные гравитационные волны разветвляются в точке с критическими значениями скоростей и частот. Выше критической частоты основную роль играет изгибная жесткость льда, ниже движение определяется гравитационной волной в море. В окрестности критической частоты волны испытывают влияние как действия силы тяжести, так и упругих сил, возникающих при изгибе пластины (отсюда и название). В работе [233] приводятся критические периоды ($T_{кр}$) изгибно-гравитационных волн: $T_{кр} = 12 \div 16$ с, но если рассчитывать $T_{кр}$ по формуле [182] $T_{кр} = (D/H) [2\pi/(\gamma h g)]^{1/2}$, где $D = Eh^3 [12(1 - \mu^2)]$ — жесткость; E — модуль Юнга; μ — коэффициент Пуассона; γ — удельный вес льда; h — толщина льда; H — глубина моря, то при $E = 5 \cdot 10^5$ т/м², $\mu = 0,35$, $\gamma = 0,9$ т/м³, $h = 2$ м и $H = 100$ м имеем $T_{кр} = 9$ с. При росте периода волны на ее распространении все меньше сказывается упругость льда, и на низких частотах волна носит гравитационный характер.

Мы рассмотрим длиннопериодные колебания, волновое движение в которых представляет собой совместное колебание ледяного

покрова и водных масс. (Поэтому название для длинных волн в ледяном покрове оставим прежним: изгибно-гравитационные.)

Для регистрации изгибно-гравитационных волн используется обычно наклономерная станция, которая состоит из четырех магнетронных наклономеров, расположенных в вершинах прямоугольного треугольника со сторонами 100 и 200 м. При вершине прямого угла находятся два накломера, ориентированные взаимно перпендикулярно (NS и EW). Накломеры обычно устанавливаются непосредственно на ледяном покрове.

Для наблюдений колебаний льда используется также ледовый волнограф, представляющий собой прибор, работающий по принципу мареографа поплавкового типа. Роль поплавка здесь выполняет оам прибор, устанавливаемый на ледяном покрове и перемещающийся вместе с ним в вертикальном направлении при изменении уровня. Вертикальные перемещения ледяного покрова преобразовываются в электрическую величину, записываемую на ленту перописца. Прибор регистрирует не только приливно-отливные явления, но и колебания с периодом в несколько секунд.

Как известно, изгибно-гравитационные волны затухают с глубиной быстрее, чем гравитационные на чистой воде [244]. Следовательно, плавающий лед делает волну более "поверхностной", осредоточивая большую часть ее энергии в сравнительно тонком слое. Поэтому вычисление скорости можно произвести по формуле для глубокой воды

$$c = gT/(2\pi), \quad (2.14)$$

где c — скорость изгибно-гравитационной волны; g — ускорение свободного падения; T — период волны. Автором была произведена экспериментальная проверка справедливости применения этой формулы для соотношения $\lambda/H = 1 + 5$ (H — глубина моря). Для этой цели были исследованы записи изгибно-гравитационных волн, возбуждаемых порывами ветра. Типичные записи показаны на рис. 22. Запись на рисунке отличается тем, что фронты изгибно-гравитационных волн направлены перпендикулярно осям максимальной чувствительности накломеров. Скорость изгибно-гравитационных волн, вычисленная для первого случая по формуле $c = L/\Delta t$ (L — расстояние между вторым и третьим накломерами, равное 100 м; Δt — разность фаз, равная 5,5 с), оказалась равной 18,2 м/с.

(Скорость, вычисленная по формуле (2.14) при $T = 12$ с, равна 18,6 м/с.)

В общем случае скорость распространения изгибно-гравитационных волн может быть вычислена по формуле $c = L \sin \alpha / \Delta t$, где $\alpha = \arctg (A_2/A_1)$ — угол подхода фронта волны; A_2, A_1 — амплитуды волн, записанных взаимно перпендикулярными наклономерами.

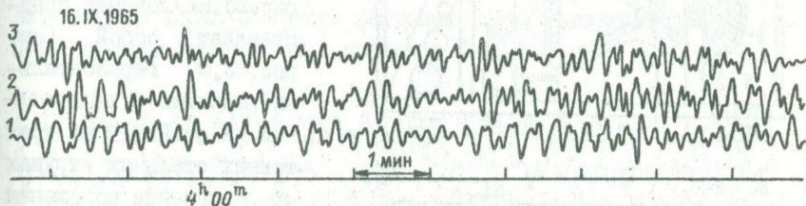


Рис. 22. Записи изгибно-гравитационных волн.

Кривые 1-3 сняты наклономерами, установленными по разным азимутам.

Отметим, что все изложенные соображения относятся к двумерным волнам. Случай трехмерной волны, когда профиль ее значительно изменяется в направлении, перпендикулярном вектору скорости, нами не рассматривается.

Выведем теперь формулу для вертикальных перемещений ледяной пластины при изгибно-гравитационных волнах. Для этого воспользуемся уравнением волны

$$A = a \sin \omega(t - x/c). \quad (2.15)$$

Максимальный наклон ледового покрова ($\varphi_{\max}$) при изгибно-гравитационных волнах определим из (2.15):

$$\varphi_{\max} = \partial A / \partial x = a\omega/c = 2\pi a / (cT).$$

Тогда можно рассчитать двойную амплитуду вертикальных колебаний:

$$2a = (cT/\pi) \varphi_{\max}. \quad (2.16)$$

Максимальный наклон определяется также из выражения $\varphi_{\max} = \varphi_0 n$, где φ_0 — чувствительность накломера; n — двойная амплитуда наклона (мм) на записи. Заменяя в формуле (2.16) скорость волны c по формуле (2.14), получим

$$2a = [gT^2 / (2\pi^2)] \varphi_0 n.$$

Таким образом, наклономерный метод может с успехом применяться для изучения изгибно-гравитационных волн путем регистрации их на плавающем ледяном поле [4,5].

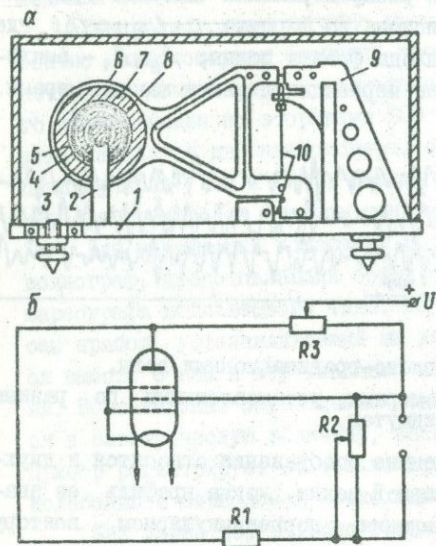


Рис.23. Кинематическая (а) и электрическая (б) схемы магнетронного накломера.

Пояснения см. в тексте. Основанием прибора 1. На этой же стойке для обеспечения необходимого затухания колебания маятника и контроля за чувствительностью прибора укреплен катушка 3, расположенная в зазоре между магнитом и цилиндрическим магнитопроводом 5. Собственный период колебаний маятника равен 1,2 с.

Электрическая схема прибора показана на рис.23, б. Лампа типа 1Х29Б используется в качестве магнетрона. Сигнал снимается с потенциометра и поступает на гальванометр. Сопротивления R1 и R2 используются для регулировки чувствительности накломера. Установка нулевого значения на выходе схемы производится с помощью потенциометра.

Устройство накломера показано на рис.23. Накломер представляет собой (см. рис.23, а) горизонтальный маятник 6, подвешенный на стойке 9 на трех тонких стальных струнах 10. Изменение положения равновесия маятника регистрируется с помощью магнетронного преобразователя. Магнетронный преобразователь состоит из кольцевого магнита 7, укрепленного на маятнике, и электронной лампы 8. Лампа помещена в патроне 4 на стойке 2, жестко связанной с основанием прибора 1.

6. Происхождение изгибно-гравитационных волн

Ветровое происхождение. Типичная запись колебаний ледяного покрова при воздействии на него ветра представлена на рис.24. Для ветровых колебаний характерна некоторая хаотичность записи, но все же можно проследить одинаковые фазы между каналами и тем самым определить скорость ветровых изгибно-гравитационных волн. Скорость ветровых волн достигает 15–25 м/с. Периоды волн колеблются в пределах 7–16 с.

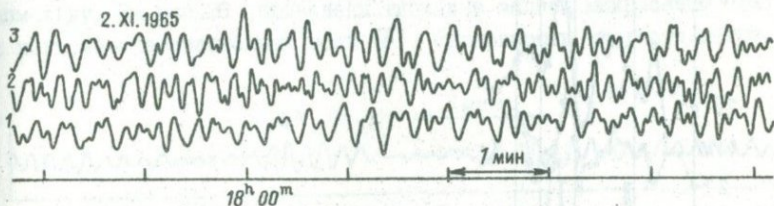


Рис.24. Запись ветровых изгибно-гравитационных волн.
Кривые 1–3 сняты разными наклономерами.

Для установления связи изгибно-гравитационных волн с другими явлениями был проведен анализ результатов обработки сейсмограмм сейсмической станции "Мирный" и волнограмм. По сейсмограммам определялись амплитуды и периоды микросейсмических колебаний. Аналогичные параметры изгибно-гравитационных волн определялись по волнограмме. Кроме того, был проведен спектральный анализ тех и других записей. Спектры вычислялись с помощью преобразования Фурье на ЭЕМ.

Сопоставление микросейсмических данных с ветровыми изгибно-гравитационными волнами показало полное отсутствие связи между ними (рис.25). Из рисунка видно, что сильнейший ветер и связанное с ним усиление изгибно-гравитационных волн не вызвали заметного роста амплитуд микросейсм. Вместе с тем были отмечены случаи, когда увеличение скорости ветра сопровождалось микросейсмической бурей (рис.25, б). При этом спектральный анализ записей изгибно-гравитационных волн выявил кроме волн ветрового происхождения с периодами 10–12 с волны с периодами 19–25 с (рис.25, а).

3-4.VIII.1965

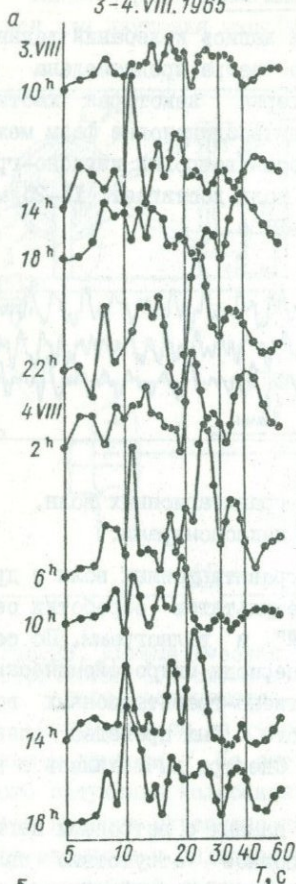
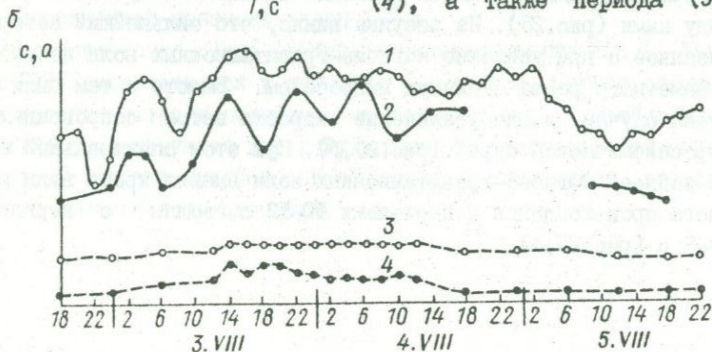


Рис.25. Спектры изгибно-гравитационных волн (а) и соответствующие изменения (б) скорости ветра (1), амплитуд изгибно-гравитационных волн (2) и микросейсм (4), а также периода (3).



Дальнейшие исследования позволили установить природу этих волн и их связь с микросейсмической активностью.

Циклоническое происхождение. Для выяснения природы изгибно-гравитационных волн с периодами 20–25 с была предпринята совместная обработка записей микросейсм и изгибно-гравитационных волн. Микросейсм регистрировались типовым вертикальным сейсмографом (СВК), установленным на коренных породах прибрежной части Антарктиды. Изгибно-гравитационные волны записывались с помощью наклономерной станции, расположенной на припайном льду. На рис.26 приведены типичные записи микросейсм (α) и изгибно-гравитационных волн (δ). Зависимости скорости ветра,

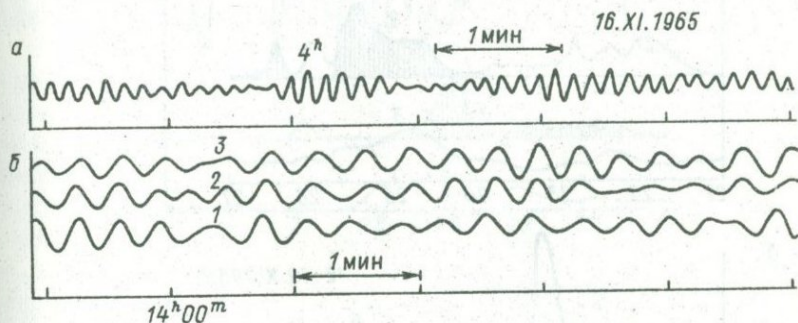


Рис.26. Записи микросейсм (α) и изгибно-гравитационных волн циклонического происхождения (δ).

Кривые 1–3 сняты разными приборами.

амплитуд изгибно-гравитационных волн и микросейсм показаны на рис.27. Штриховкой отмечены изгибно-гравитационные волны с периодами 20–25 с. Основной особенностью кривых является то, что микросейсмические бури хорошо коррелируются с изгибно-гравитационными. При этом необходимо отметить, что возрастание интенсивности микросейсм и изгибно-гравитационных волн происходило, как правило, в периоды относительного ослабления ветра в районе наблюдений. Поэтому можно утверждать, что источники бурь расположены вне зоны наблюдений.

Рассмотрим подробнее связь между микросейсмическими и изгибно-гравитационными бурями. На рис.27, α приведены данные об

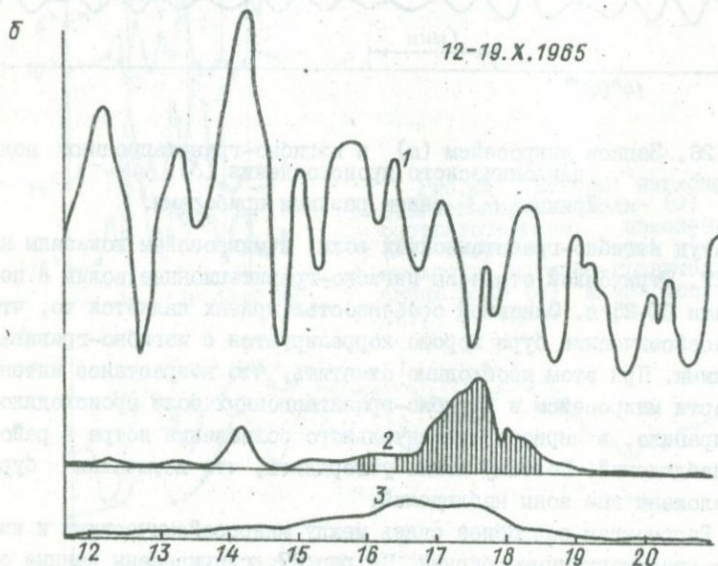
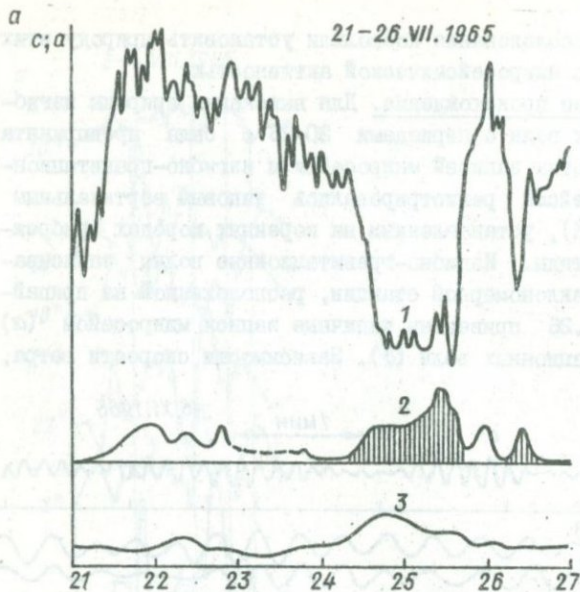
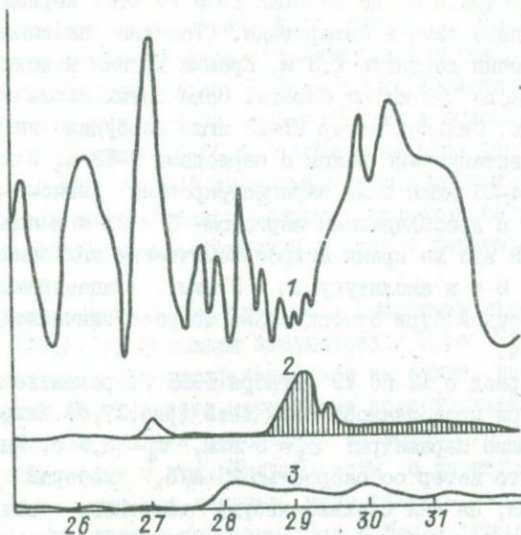


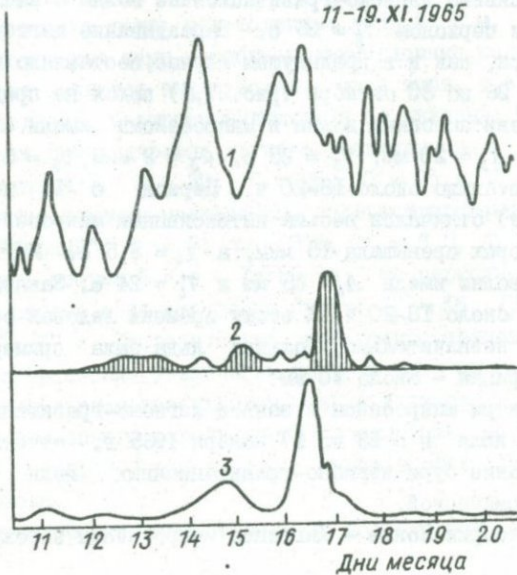
Рис.27. Распределение скорости ветра (1), амплитуд изгибно-месецев

26-30. X. 1965



2

11-19. XI. 1965



равитационных волн (2) и микросейсм (3) для разных
 965 г.

амплитудах микросейсм, изгибно-гравитационных волн и скорости местного ветра с 21 по 26 июля 1965 г. Этот период соответствует середине зимы в Антарктиде. Толщина плавающего льда к этому времени достигла 1,3 м. Кромка припая находилась на расстоянии около 50 км от берега. Зона битых льдов простиралась до 1000 км. Сильный ветер 21-23 июля возбудил интенсивные изгибно-гравитационные волны с периодами 9-13 с. В относительное затишье 24-25 июля были зарегистрированы изгибно-гравитационные волны с преобладающим периодом $T_1 = 22$ с и амплитудой $A_1 = 19$ мм. В это же время микросейсмические колебания имели период $\tau_1 = 8$ с и амплитуду $a_1 = 3$ мкм. Запаздывание изгибно-гравитационной бури относительно микросейсмической составляло около 20 ч.

В период с 12 по 19 октября 1965 г. развитие микросейсмической бури продолжалось семь дней (рис. 27, б). Микросейсмические колебания имели следующие параметры: $a_2 = 3$ мкм, $\tau_2 = 8,5$ с. Интересно отметить, что ветер со скоростью 25 м/с, который наблюдался 13 октября, не дал сколько-нибудь заметного усиления микросейсмических колебаний. Во время затишья 16-17 октября записаны интенсивные изгибно-гравитационные волны с амплитудой $A_2 = 30$ мм и периодом $T_2 = 25$ с. Запаздывание изгибно-гравитационной бури, как и в предыдущем случае, составляло примерно 20 ч. Период с 26 по 30 октября (рис. 27, в) похож на предыдущий. Изгибно-гравитационные волны и микросейсмические колебания имели следующие параметры: $A_3 = 20$ мм; $T_3 = 25$ с, $a_3 = 2$ мкм, $\tau_3 = 8$ с. Запаздывание составило около 18-20 ч. Период с 11 по 19 ноября (рис. 27, г) отличался весьма интенсивными микросейсмическими колебаниями, амплитуда которых превышала 13 мкм, а $\tau_4 = 8,5$ с. Изгибно-гравитационные волны имели $A_4 = 45$ мм и $T_4 = 24$ с. Запаздывание составляло около 18-20 ч. К этому времени ледовая обстановка изменилась незначительно. Толщина льда была примерно 1,8 м, а ширина припая - около 40 км.

Спектры микросейсм и записи изгибно-гравитационных волн с 22 по 26 июля и с 13 по 17 ноября 1965 г. отчетливо показали запаздывание бури изгибно-гравитационных волн относительно микросейсмической.

По теории Лонге - Хиггинса микросейсмические колебания зарождаются в об-

ласти циклона, проходящего над поверхностью океана. Внутри области интенсивной барометрической депрессии волны на поверхности океана движутся навстречу друг другу и образуют стоячие волны. Период изменения силы, действующей на дно, в два раза меньше периода стоячих волн. К настоящему времени уже многими исследователями установлено, что усиление и ослабление микросейсм, имеющих периоды 4–10 с, обусловливается усилением или ослаблением циклонической деятельности над морями и океанами. Зыбь же, выходящая из области шторма, является бегущей волной; при ее дальнейшем распространении вдали от берега микросейсм не образуются.

Распространение зыби через пояс плавающих льдов изучалось Г.Робином [266], проводившим наблюдения в море Уэллена с помощью волнографа. Волнограф находился на судне, которое двигалось к берегу из открытого моря через полосу плавающего льда. Волны с периодом около 4 с исчезают из волнового спектра, как только судно входит в лед. Энергия волн с периодом около 8 с уменьшается, но все еще заметна, пока размеры льдин не превосходят 40 м. Для волн с периодом 16 с и более заметной потери энергии в битых льдах не происходит; эти волны наблюдаются в многокилометровых полях при толщинах льда до 2 м.

Рассмотренные нами изгибно-гравитационные колебания ледяного покрова являются также волнами типа зыби, т.е. длиннопериодными волнами, распространяющимися от циклона. Максимальные периоды этих циклонических изгибно-гравитационных волн в нашем случае составляли: $T_1 = 22$, $T_2 = 25$, $T_3 = 25$ и $T_4 = 24$ с. Соответствующие периоды микросейсм, зарегистрированные сейсмостанцией "Мирный": $\tau_1 = 8$, $\tau_2 = 8,5$, $\tau_3 = 8,0$, $\tau_4 = 8,5$ с. Если применить теорию Лонге – Хиггинса, то периоды морских волн в области шторма соответственно будут: $T_1^0 = 16$, $T_2^0 = 17$, $T_3^0 = 16$ и $T_4^0 = 17$ с. Следовательно, при распространении этих волн до станции произошло увеличение периода волн на 6–9 с.

При импульсном возбуждении волн (например, волн, возникающих от брошенного в воду камня) увеличение периода можно объяснить дисперсией волн, т.е. зависимостью скорости волн от их периода.

Возмущение поверхности моря η для больших $gt^2/(4x)$ (t –

время, x - расстояние, g - ускорение свободного падения) рассчитывается по следующему выражению:

$$\eta = t \left[g / (8\pi x^3) \right]^{1/2} (\cos [gt^2/(4x)] + \sin [gt^2/(4x)]). \quad (2.17)$$

Если взять несколько следующих одна за другой волн, то они могут быть приближенно представлены синусоидой. Тогда из (2.17) следует, что η приближенно воспроизводится при изменении $gt^2/(4x)$ на 2π : $\Delta [gt^2/(4x)] = 2\pi$. Если будет меняться только время, то для периода колебаний $T = \Delta t$ получим

$$T = 4\pi x / (gt). \quad (2.18)$$

Если меняется только x , то для $\lambda = \Delta x$ находим

$$\lambda = 8\pi x^2 / (gt^2). \quad (2.19)$$

Из формул (2.18) и (2.19) имеем для скорости волн

$$\Delta x / \Delta t = [g\lambda / (2\pi)]^{1/2}.$$

Рассмотрим несколько подробнее очень характерные наблюдения за 11-19 ноября. Если за начало возникновения обеих бурь в источнике принять время появления микросейсмической бури 15.XI, то тогда изгибно-гравитационные волны были зарегистрированы через 18-20 ч после их зарождения (см. рис.27,2). Таким образом, путь, пройденный волной, может быть определен по формуле (2.18). Максимальный период изгибно-гравитационных волн 16.XI был равен 24 с. Тогда расстояние x до источника на 12^h 15.XI составит 1300-1500 км. На рис.28 показана синоптическая карта движения циклона на период с 14 по 16 ноября 1965 г. Циклон зародился в Марионской ветви и смещался в район о-ва Кергелен. Затем он углубился до 955 мбар и сместился на восток, пока не заполнился в районе Земли Уилкса. Карта построена по данным редкой сети метеорологических станций, но после приведенных ранее вычислений и определения расстояния до шторма положение циклона на 12^h 15.XI.1965 г. может быть исправлено. Предполагаемое местоположение циклона на 12^h - на расстоянии около 1400 км от Мирного (обозначено пунктирной линией). Проследить траекторию движения циклона по волнограмме, т.е. определить изменение азимута распространения волн, не удалось. Основной причиной этого является интерференционный эффект изгибно-гравитационных волн.

Таким образом, наблюдения микросейсм и изгибно-гравитационных волн позволяют регистрировать случаи штормов в океане и определять расстояния до источника зарождения микросейсм. Эти исследования дают основание для совместной интерпретации сейсмограмм и волнограмм в целях прогноза погоды.

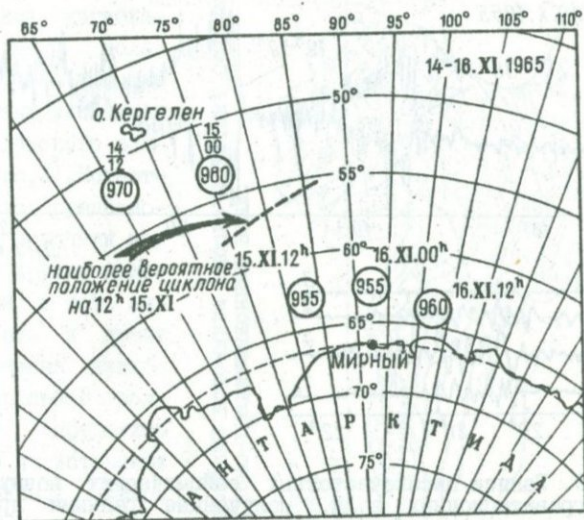


Рис.28. Синоптическая карта движения циклона.

Ледовое происхождение. В Антарктиде на сейсмограммах довольно часто появляются характерные высокочастотные записи сейсмических колебаний. Амплитуда колебаний составляет иногда несколько десятков микрон, а периоды — 0,5–1,0 с. Так как сейсмостанция находится в районе мощного ледяного окружения, то естественно было предположить, что эти колебания связаны с подвижками льда. Однако до настоящего времени не удавалось установить конкретный механизм возбуждения этих колебаний. Этому препятствовало прежде всего отсутствие данных об эпицентрах возмущений. Определение же эпицентров по записям не представлялось возможным из-за нечеткости первых вступлений и трудностей при выделении поперечной волны. Вместе с тем можно было предполагать, что вопрос о природе высокочастотных колебаний

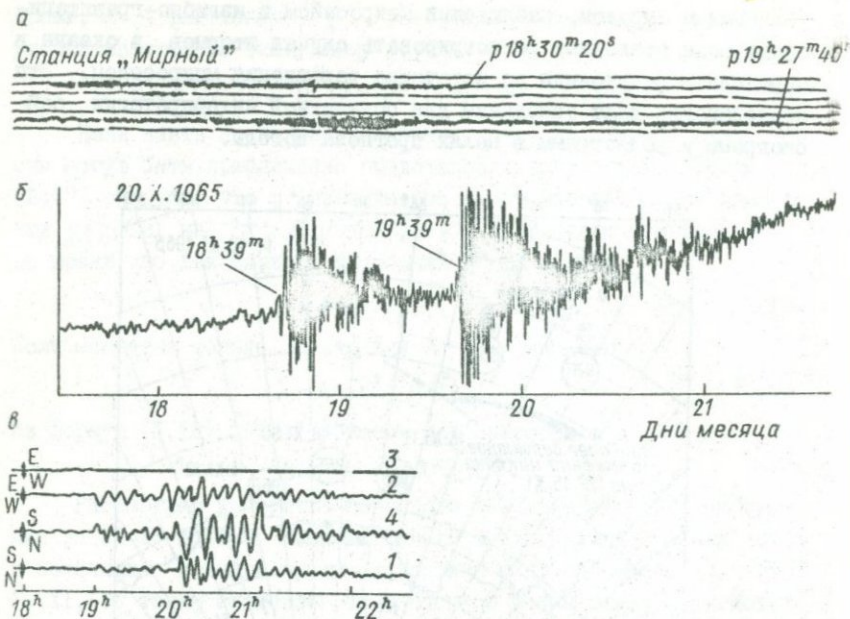


Рис.29. Записи высокочастотных сейсмических возмущений и изгибно-гравитационных волн, полученные разными приборами.

α — на сейсмографе СВКМ; δ — на волнографе; β — на наклономере (1-4 — разные установки).

непосредственно связан с динамикой ледников, и поэтому его решение может дать дополнительные сведения о характере движения и разрушения ледников в Антарктике.

Отчасти этот вопрос был разрешен в 1965 г. путем наблюдения высокочастотных возмущений на сейсмической станции и одновременного наблюдения изгибно-гравитационных волн и ледяного покрова моря Дэйвиса с помощью многоканальной наклономерной установки и ледового волнографа. При совместном анализе сейсмограмм и волнограмм ледяного покрова было установлено, что высокочастотным колебаниям на сейсмограммах каждый раз сопутствуют мощные изгибно-гравитационные волны с амплитудой в несколько десятков миллиметров и периодами до 60 с. Эти волны запаздывали по сравнению с сейсмическими волнами на несколько минут.

менем прохождения сейсмической волны от источника до сейсмографа можно пренебречь, так как скорость сейсмических волн много больше скорости гравитационных. Максимальное расстояние до источника колебаний достигло 48 км. В некоторых случаях были определены преимущественные направления на источник, в то время как на сейсмограммах этого не удалось сделать из-за трудности выделения поперечной волны.

Результаты этих определений, произведенных по направлению полного вектора смещения при изгибно-гравитационных волнах в горизонтальной плоскости, представлены на рис.30. На рисунке также показаны вероятные места обрыва ледников в море: точки 1-3 соответствуют $19^{\circ}27'$ и $18^{\circ}30'$ 20.X и $4^{\circ}43'$ 31.VIII.1965 г.

7. Сейсмические морские волны

Термин "цунами" применяется для обозначения гравитационных волн на поверхности океана, возникающих при некоторых сильных землетрясениях и (значительно реже) вулканических извержениях и сползаниях, происходящих на дне океана. Эти волны распространяются с очень большой скоростью и обладают огромной кинетической энергией. Попадая в мелководную прибрежную зону, они деформируются: вырастает их высота и крутизна переднего фронта гребня. Волна принимает вид пенящейся водной стены, которая со страшной силой обрушивается на побережье.

Цунами способны производить большие разрушения и являются наиболее тяжелым стихийным бедствием на побережьях океана. Они почти всегда наблюдаются в бассейне Тихого океана [185]. Это объясняется локализацией в районах тихоокеанского побережья подавляющего большинства катастрофических землетрясений. Наиболее значительные цунами возникают при сильных землетрясениях, происходящих в Японской, Курильской, Алеутской, Филиппинской и других океанических впадинах. От цунами больше всего страдают Японские и Гавайские о-ва. Так, например, во время цунами 15 июля 1896 г. семь гигантских волн обрушились на северо-восточное побережье о-ва Хонсю и южное побережье о-ва Хоккайдо, охватив более 300 км прибрежной черты. В некоторых пунктах побережья высота волны достигала 30 м.

На восточном побережье Камчатки, севере Курильских о-вов, а также на Алеутских, Филиппинских, Зондских, Соломоновых о-вах и у берегов Чили, Перу и Эквадора разрушительные цунами наблюдаются редко. И все же для тихоокеанского побережья СССР, как и для многих других прибрежных районов Мирового океана, цунами представляет грозную опасность. Наиболее опустошительным за 250-летнюю письменную историю Камчатки и Курильских о-вов было цунами, возникшее при сильнейшем землетрясении 4 ноября 1952 г. Особенно пострадал г.Северо-Курильск на о-ве Парамушир. Землетрясение, вызвавшее цунами 5 ноября 1952 г., началось ночью сильными подземными толчками, продолжавшимися несколько минут. Затем наступило затишье. Море было спокойно. Через 45 мин после начала землетрясения со стороны океана послышался гул, подобный канонаде, и уже через несколько секунд на город обрушилась огромная волна, двигавшаяся с большой скоростью и имевшая наибольшую высоту в центральной части города, где она катилась по долине речки [154]. Через несколько минут волна отхлынула в море, унося с собой все разрушенное. Ототупление первой волны было столь интенсивным, что дно пролива обнажилось на протяжении нескольких сотен метров. Снова наступило затишье. Через 15-20 мин на город обрушилась вторая, еще большая волна, достигавшая 10-метровой высоты. Она практически смыла все на своем пути, оставляя от строений в лучшем случае бетонные фундаменты. Отразившись от окружающих сопков, волна стала скатываться в низину, где ранее находился центр города. Здесь образовался огромный водоворот, в котором с большой скоростью вращались всевозможные обломки строений и мелкие суда. Через несколько минут после этой, наиболее сильной, волны на опустошенное побережье нахлынула сравнительно слабая третья волна, оставившая после себя на берегу много обломков. Город перестал существовать.

8. Условия и механизм образования цунами

В самом общем случае механизм образования цунами представляется следующим образом [185]. Известно, что в результате некоторых сильных землетрясений на поверхности Земли образуются обросы и сдвиги. Если сброс возникает на дне океана, то

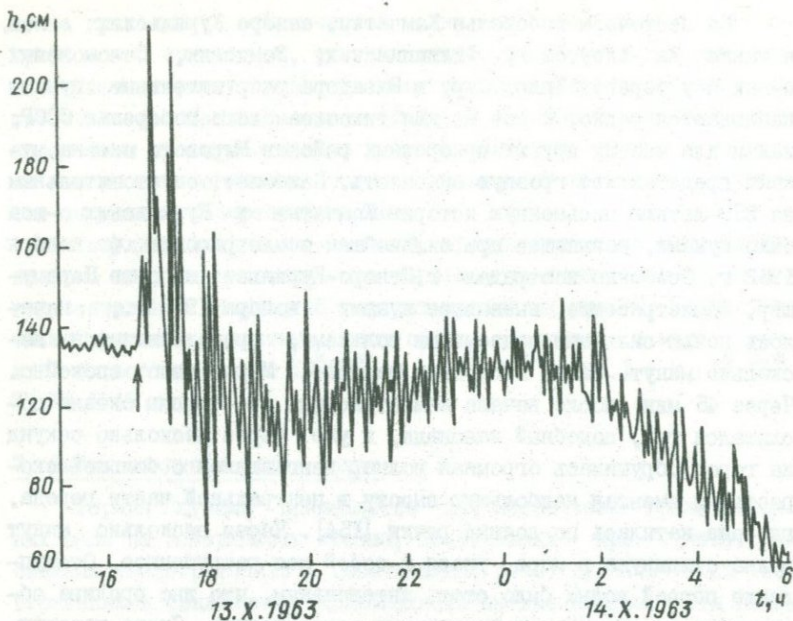


Рис.31. Запись поплавковым мареографом Урупского цунами 13 октября 1963 г., вызванного сильным землетрясением.

Мареограф находился в Южно-Курильске, время сахалинское, декретное. Стрелкой показано вступление цунами [3].

объем водного бассейна (глубина) над ним увеличивается, а по соседству — уменьшается. Эти изменения редко бывают одинаковыми. Сброс образуется со скоростью, близкой к скорости звука. В воде возникают волны сжатия и разрежения, которые, достигая поверхности океана, приводят к образованию сейсмических морских волн. Цунами возникают в виде серии из нескольких волн с периодами от 10 до 30 мин. Наибольшей обычно бывает вторая волна. Типичная запись цунами показана на рис.31.

Чтобы понять, как распространяется цунами, нужно знать, как зависит скорость распространения волн на воде от глубины бассейна [169]. Зависимость скорости цунами от глубины бассейна та же, что и для волн на мелководье, т.е. для волн, длина которых велика по сравнению с глубиной. Формулу, связывающую скорость волны с глубиной, можно получить, если при-

нять, что при волновом движении потенциальная и кинетическая энергии равны между собой. Потенциальная энергия, приходящаяся на единицу длины волны, в зоне "шириной" δ , измеряемой вдоль гребня, записывается в виде $V = \rho g \lambda a^2 b / 4$ (здесь рассматривается бегущая волна постоянной формы, поэтому $\cos \omega t$ заменен единицей).

Так как длина волны намного больше глубины водного слоя, то вертикальные движения воды будут малы по сравнению с горизонтальными. Поэтому кинетическая энергия выражается только через горизонтальную скорость частиц воды. За время, равное половине периода цунами (τ), горизонтальное движение переносит впадину на место гребня, а гребень — на место соседней впадины. За время $\tau/2$ объем воды, переносимый через площадь вертикального сечения, перпендикулярного направлению распространения волны, равен $a \lambda b / \pi$. Площадь поперечного сечения для глубины h равна $h \delta$; поэтому для среднего значения скорости частиц воды за полупериод получаем $v = 2a \lambda / (\pi h \tau)$. Скорость изменяется по синусоидальному закону, так что ее амплитуда составляет $v_0 = \pi \bar{v} / 2 = a \lambda / (h \tau)$. Отсюда для среднего квадрата скорости имеем $\bar{v}^2 = v_0^2 / 2 = [a \lambda / (h \tau)]^2 / 2$. Масса воды по всей длине волны составит $m = \rho \lambda h \delta$. Ее кинетическая энергия равна $m \bar{v}^2 / 2 = \rho \lambda^3 \delta a^2 / (4 h \tau^2)$. Приравнявая кинетическую и потенциальную энергии, получаем следующую скорость распространения волны: $c = \lambda / \tau = (g h)^{1/2}$.

Следовательно, скорость распространения цунами при средней глубине океана 4 км равна 700 км/ч, а длина волны составляет 100–300 км. В открытом океане такие волны незаметны и не причиняют ущерба судам.

Знание условий и механизма образования цунами необходимо для установления первых же ее признаков, оценки опасности, географического распространения явления и т.д. [128].

Условия, наиболее характерные для возникновения цунами, существуют в Тихом океане, берега и прибрежные части которого представляют собой грандиозную геосинклиналь с ярко выраженной сейсмической активностью. Средняя глубина Тихого океана составляет несколько менее 4000 м. По интенсивности вулканической деятельности эта зона названа огненным кольцом, здесь вы-

деляется 30% сейсмической энергии. Осью зоны являются океанические впадины, имеющие глубины 6000–11 000 м с небольшими повышением до 5000 м. Линия впадин тянется на 11 000 км от Алеутских о-вов до о-ва Новая Гвинея и затем уходит в Тихий океан до желобов Тонга (10 882) и Кермадека (10 047 м). Однако площадь всех впадин едва превышает 1–1,2% всей площади Мирового океана. Эти зоны опусканий нередко находятся в непосредственном соседстве с молодыми и высокими горами. В противоположность геосинклинальной зоне и даже платформам материков платформа дна Тихого океана отличается сугубой устойчивостью. Она существует с незапамятных в геологическом смысле времен в "до-геосинклинальном" состоянии. Внешняя (удаленная от материков) область геосинклинали значительно моложе: поднятия находятся еще в стадии подводных хребтов или мелких островных цепей, а тектоника и морфология краевых впадин свидетельствуют о недавних или современных опусканиях. В периферийной части геосинклинали наблюдается наибольшая интенсивность различных разрушительных явлений (землетрясений, цунами, вулканизма).

Характерны следующие закономерности в строении Тихоокеанской геосинклинали и в распределении тектонических и геофизических процессов в ней. В оредней части континентального склона впадин наблюдается максимум сейсмичности при поверхностном положении очагов землетрясений, имеются вулканы, действующие или потухшие в зависимости от возраста данной территории. Островам свойственна также умеренная сейсмичность при промежуточном положении очагов. Дальше, по направлению к материку и на самом материке наблюдаются лишь глубокофокусные землетрясения (с глубинами очагов до 600–700 км). Очаги поверхностных, промежуточных и глубоких землетрясений образуют глубинные зоны, идущие от глубоководных впадин под материки и отделяющие геосинклинали (и материки) от океанических масс. Изучение всей совокупности данных позволяет сделать вывод, что развитие поверхностных и (частично) промежуточных по глубине разломов в глубинных фокальных зонах оказывает интенсивное влияние на процессы формирования поверхностного рельефа и возникновение вулканических и прочих явлений в рассматриваемых районах. Учет этого обстоятельства помогает уяснить масштабы и механизм

этих поверхностных явлений, в частности механизм образования цунами.

Положение цунамигенных зон тесно связано с распределением сильных землетрясений с поверхностными очагами. Центры цунами закономерно локализуются в средних (по положению относительно оси впадины и берега) частях материкового склона между изобатами 3000 и 6000 м. Частота возникновения цунами относительно умеренная; большая часть известных цунами образовалась в океане против берегов Камчатки, которая находится в стадии энергичного развития и где глубина и поперечное сечение впадины минимальны. Вторым, менее опасным, районом образования цунами является материковый склон против южной части Курильских о-вов, начиная с о-ва Уруп. Глубина и ширина впадины в этом районе больше, чем на севере. Наконец, на водных просторах океана против средней части Курильских о-вов, где впадина достигает максимального развития, случаи образования цунами неизвестны. В районе средней части Курильских о-вов внешняя Курильская гряда прерывается вследствие опускания, и океан вторгается в юго-восточную, глубокую часть Охотского моря.

Применительно к Курило-Камчатской дуге процесс возникновения землетрясения сводится к тому, что участки Земли толщиной, возможно, в сотни километров к западу от Курильской впадины испытывают геологически медленные поднятия, а к востоку — опускания [147]. В пограничной зоне первые испытывают нарастающее сжатие, а вторые — растяжение. Этот процесс заканчивается эпизодическими разрывами сплошности, простирающимися на десятки, даже сотни километров. Так возникают землетрясения. Иногда разрывы не локализуются в глубине Земли, а достигают ее поверхности — образуются сбросы, их амплитуда может достигать десятков метров. Такие явления регистрируются в зоне Курильской впадины, где очаги землетрясений неглубоки.

Совсем иные условия имеются в Японии. Она представляет собой исключительный узел разнородных тектонических элементов с противоречивыми тенденциями развития. Древние и молодые разломы делят ее на отдельные участки с весьма различной подвижностью. Сильные поверхностные землетрясения происходят как в окружающих морях, так и во многих местах внутри страны, а весь

ма частные цунами вызываются резкими подвижками берегов и продольными разломами по оклоку глубоководных впадин.

9. Теория цунами

Теоретически цунами рассматриваются обычно как потенциальные движения тяжелой, несжимаемой жидкости, вызванные либо кратковременным импульсом, либо возникновением начального возвышения на дне бассейна или на свободной поверхности жидкости [99].

Для получения приближенных выводов задачу упрощают и обычно линеаризируют, принимая, что амплитуда волны много меньше ее длины и глубины бассейна либо что глубина много меньше длины волны. Линейная теория волн с малой амплитудой была впервые развита в 1845 г. Р. Эри. Им были приняты оба допущения: $a \ll h$ и $a/\lambda \ll (h/\lambda)^2$.

Скорость движения цунами. Рассмотрим уравнения движения в вертикальной плоскости xz (расположим начало координат на уровне невозмущенной свободной поверхности океана):

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = - (1/\rho) \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -g - (1/\rho) \frac{\partial p}{\partial z}. \quad (2.21)$$

Уравнение неразрывности записывается как $\partial u / \partial x + \partial w / \partial z = 0$, а условие отсутствия завихренности — как $\partial u / \partial z - \partial w / \partial x = 0$ (здесь u и w — компоненты скорости движения жидкости в направлении x и z соответственно). Уравнение Бернулли для этих условий будет иметь вид

$$-\partial \varphi / \partial t + (u^2 + w^2)/2 + p/\rho + gz = 0 \quad (2.22)$$

(φ — потенциальная функция скоростей движения частиц). Ввиду малости амплитуды волны вторым членом в уравнении (2.22) можно пренебречь по сравнению с гидростатическим давлением, а в уравнениях (2.20) и (2.21) — членами $u \partial u / \partial x$, $w \partial u / \partial z$, $w \partial w / \partial z$ и $u \partial w / \partial x$. На свободной поверхности при $z = 0$ граничные условия записываются как $w = \partial \eta / \partial t$, $p = p_0$, а на дне при $z = -h$ — как $w = 0$, здесь η — амплитуда волны; p_0 — атмосферное давление.

Для гармонической бегущей волны решение имеет вид

$$\eta(x, t) = a \cos(kx - \omega t)$$

(k - волновое число; ω - круговая частота). Тогда для u , w и p будем иметь следующие выражения:

$$\begin{aligned} u &= \alpha \omega \cos(kx - \omega t) \operatorname{ch}[k(z+h)] / \operatorname{sh}(kh), \\ w &= \alpha \omega \sin(kx - \omega t) \operatorname{sh}[k(z+h)] / \operatorname{sh}(kh), \\ p - p_0 &= \rho g z + \rho g \alpha \cos(kx - \omega t) \operatorname{ch}[k(z+h)] / \operatorname{ch}(kh). \end{aligned} \quad (2.23)$$

Здесь $\omega^2 = gk \operatorname{th}(kh)$. Поскольку фазовая скорость $v = \omega/k$, то

$$v = [\operatorname{th}(kh) g / k]^{1/2}, \quad (2.24)$$

т.е. цунами обладают дисперсией.

Для глубоководной части бассейна (короткие волны) имеем $h/\lambda > 1/2$ и тогда $\operatorname{th}(kh) \approx 1$, так что из (2.23) получаем

$$v = (g/k)^{1/2} = [g \lambda / (2\pi)]^{1/2}. \quad (2.25)$$

Выражения для скоростей частиц и давления в этом случае в соответствии с уравнениями (2.22) могут быть записаны как

$$\begin{aligned} u &= \alpha \omega \exp(kz) \cos(kx - \omega t), \\ w &= \alpha \omega \exp(kz) \sin(kx - \omega t), \\ p - p_0 &= \rho g z + \rho g \alpha \exp(kz). \end{aligned} \quad (2.26)$$

Орбиты движения частиц при этом круговые, с радиусом α и круговой частотой ω . Радиус орбит убывает с глубиной. Волновое возмущение, описываемое уравнениями (2.23), также убывает с глубиной. Из этих уравнений видно, что фазовая скорость цунами в глубоководной части океана зависит от длины волны, т.е. имеет место частотная дисперсия.

Для длинных волн на мелководье имеем $h/\lambda < 1/20$, и поэтому $\operatorname{th}(kh) \approx kh$, так что фазовая скорость согласно уравнению (2.24) равна $v = (gh)^{1/2}$ и не зависит от длины волны. Выражения (2.23) дают

$$\begin{aligned} u &= (\alpha v / h) \cos(kx - \omega t), \\ w &= \alpha v k(z+h) \sin(kx - \omega t) / h, \\ p - p_0 &= \rho g z + \rho g \alpha \cos(kx - \omega t). \end{aligned} \quad (2.27)$$

Из этих уравнений видим, что на мелководье переменная часть давления волны и компонента скорости u не зависят от глубины, а компонента w , наоборот, зависит от z . Поэтому орбиты частиц представляют не окружности, а эллипсы с большой горизонтальной осью, причем длина большой оси ($2\alpha/(kh)$) одинакова на

всех глубинах; длина же малой оси эллипса уменьшается с глубиной как $2a(z+h)/h$. Вблизи дна эллипсовидное движение частиц воды вырождается в прямолинейное.

Амплитуда горизонтального перемещения частиц воды в цунами в десятки и сотни раз больше их вертикального смещения. Иначе говоря, цунами — это распространяющиеся с волновой скоростью мощные горизонтальные знакопеременные течения, охватывающие всю толщу воды, от поверхности до дна.

Энергия цунами. Рассмотрим случай, когда землетрясение вызывает вертикальное движение дна океана [99]. При этом часть работы идет на увеличение потенциальной энергии воды, а другая — на зарождение цунами. Работа против сил гидростатического давления равна $E_1 = \rho g \sum_s b h d S$ (b — вертикальное смещение небольшого участка дна). Работа, идущая на увеличение потенциальной энергии воды, описывается выражением $E_2 = \rho g \sum_s b (h - b/2) d S$. Следовательно, энергия, преобразующаяся в энергию цунами, будет равна $E = E_1 - E_2 = (\rho g / 2) \sum_s b^2 d S$. Можно положить $\sum_s b^2 d S = b_{\text{см}}^2 A$, где $b_{\text{см}}$ — среднее вертикальное смещение; A — площадь, охваченная смещением в очаге цунами. Обычно считают, что площадь, охваченная в очаге смещением, примерно равна площади зоны афтершоковой активности. Из этих выражений находим $E = \rho g b_{\text{см}}^2 A / 2$. Оценка энергии цунами, возникших на Камчатке в 1952 г., дает $E = 14 \cdot 10^{22}$ эрг ($14 \cdot 10^{15}$ Дж).

Исследования соотношения сейсмической энергии с энергией цунами показали, что последняя составляет в среднем около десятой части сейсмической энергии.

Наравне с оценкой энергии цунами используется и менее строгая оценка их интенсивности по проявлению разрушительной силы на побережье. Это связано с тем, что часто нет информации о наблюдаемом цунами с побережья, ближайшего к очагу их возникновения, а цунами зарегистрированы удаленными мареографами. Один из таких способов был предложен С.Л. Соловьевым [162]. Оценка интенсивности (i) цунами производится по формуле $i = -\log_2 2^{1/2} \bar{h}$, где $\bar{h}$ — средняя высота цунами. Связь между энергией и интенсивностью цунами выражается следующей зависимостью: $\lg E = 20,5 + 0,78 i_0$ (i_0 — интенсивность цунами вблизи очага).

Рассмотрим факторы, влияющие на высоту цунами, а следовательно, и на разрушительную силу волн.

При приближении волны к берегу, где глубина уменьшается, ее высота будет увеличиваться. Это увеличение можно оценить по формуле $\eta_2/\eta_1 = (b_1/b_2)^{1/2} (h_1/h_2)^{1/4}$, где η_1 и η_2 — высота волн; h_1 и h_2 — глубины океана, а для случая проникновения волн цунами в бухту b_1 и b_2 — поперечные размеры бухты. Из формулы видно, что если в океане глубиной 4 км высота волны составляет 5 м, то 10-метровой высоты она достигнет при уменьшении глубины до 1/4 км. Если волна входит в сужающуюся к основанию бухту, то, как видно из формулы, высота ее увеличивается. Если цунами попадает в речное русло, то волна бежит вверх по течению наподобие бора.

10. Прогноз цунами

В настоящее время прогноз цунами, по существу, сводится к решению вопроса о том, будет или не будет уже зарегистрированное землетрясение сопровождаться цунами [164]. В примитивной форме такой метод издавна использовался коренными жителями Камчатки, Курильских и Командорских о-вов, а затем поселившимися здесь казаками. Ощувив сильное землетрясение, жители немедленно выставляли на побережье наблюдательные посты, по сигналу которых в случае необходимости уходили на сопки. Аналогично обстояло и обстоит дело в Японии, где почти во всех прибрежных поселениях имеются специфические памятники цунами. Так, в г.Офунате на северо-востоке о-ва Хонсю стоит стелла, на которой кроме количества жертв и уничтоженных зданий во время крупных цунами 1896, 1933 и 1960 гг. высечены следующие призывы: "Помни о землетрясении; ощутив землетрясение, помни о цунами; увидев цунами, беги в горы".

Специальные службы предупреждения о цунами действуют в настоящее время в СССР, США, Японии.

Сейсмический метод прогноза цунами основан на том, что скорость распространения (c) упругих волн значительно больше скорости (v) цунами, возникающих при землетрясениях [149]. Интервал (τ) между моментами появления сейсмической и водной волны на расстоянии (L) от эпицентра землетрясения можно определить по формуле $\tau = L(c-v)/(cv)$. Для больших расстояний можно принять, что в среднем $c = 10$ км/с, а $v = 0,2$ км/с (при средней глубине океана около 4 км). Таким образом, $\tau \approx 5 \Delta$.

Например, на Гавайских о-вах из Алеутской сейсмоактивной зоны цунами появляется позже сейсмической волны на пять часов. На различии скоростей распространения сейсмических волн и цунами основано оповещение населения.

В Японии и в Курило-Камчатской зоне СССР условия для оповещения хуже. Так, расстояние от японского побережья до эпицентров землетрясений, вызывающих цунами, равно приблизительно 100 км. При этом среднюю глубину океана можно принять равной 1 км, а скорость распространения сейсмической волны — 5,5 км/с. Следовательно, искомый интервал времени составляет всего около 1/4 ч (15 мин!).

Для оповещения необходимо знать и положение эпицентра: произошло ли землетрясение в океане или на суше. Не всякое землетрясение, происшедшее в океане, вызывает цунами. Цунами возникают в результате выхода на поверхность океана волны давления. Следовательно, именно наличие интенсивной волны давления служит необходимым признаком возникновения цунами. Скорость распространения гидроакустических волн около 1500 м/с, и поэтому они так же, как и сейсмические волны, могут служить предвестниками появления цунами.

Сильные смещения дна океана через гидросферу передаются в атмосферу, вызывая в ней гравитационно-акустические волны, которые распространяются примерно в два раза быстрее цунами, и поэтому тоже могут служить предвестниками последних [163].

По мнению С.Л.Соловьева, основным способом краткосрочного прогноза цунами должна стать дистанционная регистрация их в открытом океане, до прихода к побережью. Почти все крупные населенные пункты тихоокеанского побережья нашей страны прикрыты шельфом большой протяженности, который цунами преодолевают за 10–40 мин. Поэтому приборы, установленные на краю шельфа, будут регистрировать цунами тоже заранее, как и в случае программирования по сейсмическим данным.

Во многих случаях цунами начинается не с агрессивной волны, а с понижения уровня океана. Поэтому большую роль для прогноза цунами могут сыграть мареографические наблюдения в разных пунктах побережья.

В этой главе мы уделим внимание колебаниям с периодами 10 мин и выше. Следует отметить, что в диапазоне периодов 10-57 мин расположен спектр собственных колебаний Земли, которые в настоящее время довольно хорошо изучены теоретически, а экспериментально — в основном до периодов ~35 мин. Наблюдения низких мод собственных колебаний Земли, особенно их расщепления, довольно редки. Это печальное обстоятельство тормозит исследование глубинных областей нашей планеты. Именно там такие колебания имеют максимальные амплитуды смещения и несут необходимую информацию о диссипативных свойствах нижней мантии, ядра и структурных особенностях глубинных частей Земли.

1. Собственные колебания Земли

Теоретические исследования. Теория собственных колебаний однородного, упругого, негравитирующего шара была разработана еще в XIX в. С.Д.Пуассоном, Х.Лэмбом [170,242] и другими. Несмотря на то, что Землю даже в первом приближении нельзя считать однородным шаром, ряд следствий из этой теории, связанных с классификацией колебаний, может быть использован и при рассмотрении колебаний для модели неоднородного шара. В связи с этим остановимся кратко на решении для этой простой модели.

Классический анализ Х.Лэмба [170,242] основывался на представлении решения через скалярный и векторный потенциалы, выражаемые через сферические функции. Решение уравнений движения при отсутствии внешних сил

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \text{grad } \Delta + \mu \nabla^2 \mathbf{U}$$

и при равенстве нулю напряжений (τ) на свободной поверхности

и смещений (U) в центре шара приводит к следующему уравнению [170]:

$$\sum_n (\rho_n \mathbf{r} \times \text{grad } \chi_n + a_n \text{grad } \omega_n + b_n r^{2n+3} \text{grad } \frac{\omega_n}{r^{2n+1}} + c_n \text{grad } \varphi_n + d_n r^{2n+3} \text{grad } \frac{\varphi_n}{r^{2n+1}}) \Big|_{r=a} = 0. \quad (3.1)$$

В этих уравнениях приняты следующие обозначения: ρ — плотность; μ, λ — упругие постоянные; U — смещение элемента объема; Δ — дилатация; $\chi_n, \omega_n, \varphi_n$ — объемные сферические функции; коэффициенты ρ_n, a_n, b_n, c_n и d_n выражаются через функцию $\psi_n(x)$, которую, в свою очередь, можно представить через функции Бесселя $I_{n+1/2}$; n — целое положительное число:

$$\psi_n(x) = \left(\frac{1}{x} \frac{d}{dx} \right)^n \frac{\sin x}{x} = (-1)^n \sqrt{\frac{\pi}{2}} x^{-n-1/2} I_{n+1/2}(x).$$

Выражения для коэффициентов:

$$\begin{aligned} \rho_n &= (n-1) \psi_n(ka) + ka \psi'_n(ka), \\ a_n &= (2n+1)^{-1} h^{-2} [k^2 a^2 \psi_n(ha) + 2(n-1) \psi_{n-1}(ha)], \\ b_n &= -(2n+1)^{-1} [k^2 h^{-2} \psi_n(ha) + 2(n+2) h^{-1} a^{-1} \psi'_n(ha)], \\ c_n &= k^2 a^2 \psi_n(ka) + 2(n-1) \psi_{n-1}(ka), \\ d_n &= k^2 n^2 (n+1)^{-1} [\psi_n(ka) + 2(n+2) k^{-1} a^{-1} \psi'_n(ka)]. \end{aligned}$$

Здесь штрих обозначает дифференцирование; $h^2 = \rho(\lambda + 2\mu)^{-1} p^2$; $k^2 = -(\rho/\mu) p^2$; p — круговая частота, так что $2\pi/p$ — период колебания. Образовав дивергенцию и умножая скалярно на $\mathbf{r}$, получим из уравнения (3.1) для каждого целого положительного n уравнения

$$b_n \omega_n + d_n \varphi_n = 0, \quad (3.2)$$

$$a_n \omega_n + c_n \varphi_n = 0, \quad (3.3)$$

а само уравнение (3.1) дает

$$\rho_n \mathbf{r} \times \text{grad } \chi_n = 0. \quad (3.4)$$

В работе [242] было показано, что колебания, описываемые уравнениями (3.2)–(3.4), можно рассматривать как колебания первого класса, для которых $\omega_n = \varphi_n = 0$, а уравнение частот есть $(n-1) \psi_n(ka) + ka \psi'_n(ka) = 0$, и как колебания второго класса, для

которых $\chi_n = 0$, а уравнение частот определяется из совместности уравнений (3.2) и (3.3): $a_n d_n - b_n c_n = 0$.

Для колебаний первого класса дилатация равна нулю, следовательно, колебания зависят только от модуля сдвига и происходят в плоскости, перпендикулярной радиусу шара. (Эти колебания получили названия крутильных.) Во втором классе смещение имеет составляющие как по радиусу, так и по азимутальным направлениям — это класс сфероидальных колебаний.

Решение более сложной задачи о колебаниях однородного шара с учетом начальных напряжений, гравитации и сжимаемости было проведено А.Лявом [242]. Действие гравитации приводит к появлению внутреннего напряжения. Кроме того, при возбуждении колебаний в шаре возникают дополнительные напряжения вследствие деформаций, связанных с отклонением колеблющихся частиц от положения равновесия. При этом за начальное напряжение в рассматриваемой точке принимается то, которым обладала сместившаяся в эту точку частица при своем недеформированном состоянии. Граничные условия дополняются по сравнению с предыдущей задачей требованием равенства внутреннего и внешнего гравитационных потенциалов и их градиентов на деформированной поверхности Земли. Было показано, что колебания шара, по размерам и массе равного Земле, с модулем сдвига, взятым для стали, и коэффициентом Пуассона, равным 0,25, описываемые сферической функцией с $n=2$, имеют период, почти точно равный 60 млн.

В общем случае решение дифференциальных уравнений, описывающих собственные колебания Земли в сферических координатах (r, θ, λ) , записывается в виде [20]

$${}_l R_n^m(r) P_n^m(\cos \theta) \cos m\lambda \exp(i\omega t). \quad (3.5)$$

При этом функция ${}_l R_n^m(r)$ зависит только от r ; $P_n^m(\cos \theta)$ — присоединенные полиномы Лежандра; $\omega = 2\pi/T$ — собственная частота; T — собственный период; t — время. Таким образом, частота собственных колебаний в общем случае определяется порядком сферической функции (n), ее степенью (m) и числом l , которое связано с нулями функции $R(r)$. При фиксированных m и n число $l = 0, 1, 2, \dots$ определяет основное колебание и последовательность обертонов, которые являются корнями уравнения частот.

Для однородного шара частота ω определяется только порядком сферической функции. Крутильные колебания принято обозначать через T_n^m , а сфероидальные — через S_n^m . Для сферически-симметричной невращающейся модели Земли периоды собственных колебаний не зависят от m , тогда этот значок в обозначениях опускается.

Компоненты вектора смещений u, v, w для крутильных колебаний выражаются как [6, 10]

$$\begin{aligned} u &= 0, \\ v &= \frac{W(r)}{\sin \theta} \frac{\partial S_n^m(\theta, \lambda)}{\partial \lambda} e^{i\omega t}, \\ w &= -W(r) \frac{\partial S_n^m(\theta, \lambda)}{\partial \theta} e^{i\omega t}, \end{aligned} \quad (3.6)$$

где $S_n^m(\theta, \lambda) = P_n^m(\cos \theta) \cos m\lambda$. Здесь компонента смещения v направлена по меридиану, а w — по широтному кругу.

Компоненты смещения при сфероидальных колебаниях определяются другими функциями радиуса: $U(r)$ и $V(r)$. Так, функция $U(r)$ определяет радиальную компоненту смещения, а $V(r)$ — смещение в плоскости, перпендикулярной радиусу:

$$\begin{aligned} u &= U(r) S_n^m(\theta, \lambda) e^{i\omega t}, \\ v &= V(r) \frac{\partial S_n^m(\theta, \lambda)}{\partial \theta} e^{i\omega t}, \\ w &= \frac{V(r)}{\sin \theta} \frac{\partial S_n^m(\theta, \lambda)}{\partial \lambda} e^{i\omega t}. \end{aligned} \quad (3.7)$$

Поскольку дилатация при таких колебаниях отлична от нуля, то в систему уравнений (3.7) включается уравнение, описывающее колебание гравитационного потенциала Земли:

$$\psi = P(r) S_n^m(\theta, \lambda) \exp(i\omega t). \quad (3.8)$$

Функцию $P(r)$ можно выразить через $U(r)$ и $V(r)$ [6]. Это говорит о том, что сфероидальные колебания являются связанными колебаниями упругого и гравитационного полей земных недр.

При решении задачи о собственных колебаниях неоднородной Земли решения в виде (3.5) приводят к существенным упрощениям

в математическом отношении. В частности, крутильные колебания, описываемые системой (3.6), могут быть охарактеризованы всего одной функцией $W(r)$ и частотой ω . Крутильные и сфероидальные колебания, представленные в виде (3.6)–(3.8), можно исследовать раздельно.

Решение задачи проводится при следующих граничных условиях: 1) регулярность в начале координат, 2) равенство нулю напряжений на деформированной поверхности, 3) равенство на деформированной поверхности Земли значений внутреннего и внешнего гравитационных потенциалов и их соответствующих градиентов. Кроме того, появляются дополнительные условия в промежуточных точках, в которых имеются разрывы непрерывности внутри Земли (например, граница ядра и т.д.). Эти граничные условия записываются как [6]

$$\partial\psi_1/\partial r - \partial\psi_2/\partial r - 4\pi G (\rho_{01} - \rho_{02})U,$$

где ψ – возмущение гравитационного потенциала; G – гравитационная постоянная; ρ – невозмущенное поле плотности Земли, а индексы 1 и 2 относятся к значениям по обе стороны границы раздела. На внутренних поверхностях разрыва должны быть непрерывны компоненты напряжения, возмущение гравитационного потенциала и радиальная компонента смещений.

Задача о колебаниях неоднородной модели Земли может быть решена различными методами [7, 30, 54, 121, 170]. В работе [54] построено точное решение для смещений в радиально-неоднородном шаре с использованием теории спектральных операторов, открывающей возможности для изучения влияния среды и источника излучения на волновые поля. Поля от источника и смещения представлены в разложении по векторным функциям, которые, в свою очередь, связаны с присоединенными полиномами Лежандра $P_n^m(\cos\theta)$. Такое разложение также позволяет исследовать сфероидальные и крутильные колебания шара раздельно. В работах [7, 121, 170] используются вариационный метод и метод численного интегрирования. Практическим преимуществом вариационного метода является то, что производные упругих постоянных λ и μ не входят в подынтегральное выражение для функционала, но (как показано в работах [7, 121]), используя метод численного интегрирования,

можно избежать дифференцирования эмпирически определяемых величин ρ, μ, λ путем введения новых зависимых переменных. В результате получается система из шести дифференциальных уравнений первого порядка, не включающая этих величин.

Неоднородный шар можно моделировать также набором однородных сферических слоев, тогда решение выписывается в явном виде, но нужно учитывать условия на границах слоев, — это матричный метод Томсона — Хаскелла, примененный в работе [30] для определения периодов крутильных колебаний. Суть метода состоит в сшивании точных решений на границах слоев, причем упругие параметры считаются постоянными в каждом слое.

Зависимость собственных колебаний Земли от порядка сферической функции n приводит к интегрально-дифференциальным свойствам собственных колебаний, которые проявляются следующим образом. Для малых номеров n собственные колебания охватывают весь земной шар. Период колебаний при этом будет в большей степени определяться "средними" упругими параметрами Земли (интегральные свойства). С ростом n колебания "вытесняются" к внешним областям планеты и их периоды оказываются более чувствительными к изменениям (скачкам) упругих параметров. Кроме того, при фиксированном n для обертонов с более высоким номером увеличивается глубина проникновения в недра Земли [43].

Таким образом, разные тона и обертоны колебаний позволяют исследовать отдельные области Земли, например верхнюю и нижнюю мантию, ядро, т.е. дифференциальные свойства.

Учитывая дифференциальные свойства собственных колебаний, в работе [8] предлагаются три метода, позволяющие решать задачу о собственных колебаниях для разных диапазонов периодов. Поскольку распространение волн с периодами 600 с и более определяется свойствами собственных колебаний Земли, соответствующих сферическим функциям порядка $2 < n < 10$, то анализ этих тонов требует решения системы шести дифференциальных уравнений как для мантии, так и для ядра. Это полный метод расчета нормальных колебаний, который нужно использовать практически уже для периодов $T > 400$ с.

Для колебаний с $400 > T > 300$ с ($17 < n < 25$) достаточно проинтегрировать уравнения от подошвы мантии до поверх-

ности, так как амплитуды этих колебаний пренебрежимо малы в ядре. Это усеченный метод расчета нормальных колебаний.

Для колебаний $300 > T > 50$ с ($25 < n < 200$) анализ упрощается благодаря использованию условия уплощения Земли, без пренебрежения при этом сферичностью. Было обнаружено, что влияние гравитационных сил в этой области периодов мало.

Для $T < 50$ с применима модель плоской Земли без учета гравитации.

Таким образом, для колебаний с малым номером n необходимы учет гравитационных сил и использование полного метода нормальных колебаний.

Решения задачи о собственных колебаниях Земли, получаемые разными методами, соответствуют реальным условиям лишь в первом приближении. Это объясняется тем, что при решении уравнений движения параметры ρ , λ и μ задаются в соответствии с выбранной моделью строения Земли, которая не является абсолютно точной. Кроме того, нужно вводить поправки, учитывающие влияние таких факторов, как вращение Земли вокруг оси, эллиптичность, отклонение параметров от сферической симметрии и затухание колебаний.

Влияние вращения Земли приводит к расщеплению частот собственных колебаний, появляется зависимость от азимутального числа m . Частота ω_n^m при заданных n и l расщепляется на $(2n+1)$ синглетных линий, в которых $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm n$. Параметр расщепления в первом приближении зависит от угловой частоты вращения Земли Ω и равен $\Delta\omega/\Omega$ ($\Delta\omega$ — разность частот расщепленных собственных колебаний) [20].

В работах [209, 211–213] исследовалось влияние возмущающих факторов на расщепление мультиплетов. Был дан подробный вывод формул второго порядка для учета влияния вращения [211]. Это влияние зависит от вклада центробежного потенциала, возникающего при вращении, и от вклада члена, обусловленного изменением кориолисовой силы. Влияние вращения во втором приближении дает $(n+1)$ -ю различную добавку к мультиплету первого приближения. Мультиплет становится несимметричным, центральная частота сдвигается. Влияние только эллиптичности сводится к появлению в мультиплете $(n+1)$ -й линии, исходная частота так-

же сдвигается. Для низких номеров колебаний влияние эллиптичности того же порядка, что и вращения во втором приближении. Так как влияние эллиптичности растет с ростом n , то его важно учитывать в модах высоких порядков, а влияние вращения важнее для низких мод.

Были вычислены таблицы коэффициентов расщепления частот, вызванного вращением (с точностью до малых второго порядка) [211] и эллиптичностью (с точностью до малых первого порядка) для модели IO66A [225]. Этими таблицами можно пользоваться в том случае, если вращение и эллиптичность являются основными возмущениями, а радиальная структура известна.

Вычислены также спектры мультиплетов ${}_i S_n$ и ${}_i T_n$ для невращающейся, но эллипсоидальной Земли [209]. Мультиплет из $(n+1)$ -й линии для низких частот вырождается в одну линию для высоких частот, которая может быть расширена из-за затухания колебаний. Положение максимума определяется углом наклона между линией большого круга, соединяющей источник колебаний и станцию, и осью эллипсоидальной симметрии.

Затухание сейсмических колебаний, расширяющее спектральные линии, является одним из важнейших геофизических параметров среды, поскольку несет информацию о диссипативных свойствах земных недр. Это, в свою очередь, позволяет судить о составе, температуре и других геофизических параметрах глубинных областей Земли [4-6].

Диссипативная функция Q^{-1} определяется долей упругой энергии, рассеиваемой за один цикл колебаний: $Q^{-1} = (2\pi)^{-1} \Delta E / E$. Для периодических движений в недрах Земли эта величина мала (порядка 10^{-2} – 10^{-4} [109, 193, 257, 268], поэтому для колебаний в неупругой среде можно использовать решение, получаемое для упругой среды, с заменой вещественных упругих модулей комплексными. Кроме того, факт, что диссипация при всестороннем сжатии значительно меньше, чем при сдвигах (высокое Q для радиальных мод), говорит о том, что можно считать модуль сжатия вещественным. Наличие же комплексной части в модуле сдвига приведет к комплексным частотам собственных колебаний, минимальная часть которых определяет их затухание [3, 4, 193].

Диссипация в недрах Земли, определяемая в основном сдви-

говыми процессами, показывает, что модуль сдвига оказывается разным для объемных волн, периоды которых примерно равны 1 с, собственных колебаний с периодами 1-54 мин и для приливов с периодами 1-100 суток. В связи с этим в работе [3] было введено понятие динамического модуля сдвига $\mu_g(\omega)$, рассчитанный поправки за динамический модуль сдвига для собственных колебаний Земли [4] и показано, что учет частотной зависимости обесценивает многие построения детальных моделей Земли.

Значения диссипации в земных недрах по данным разных авторов существенно различны [194, 235]. Для лучшего согласования данных, полученных по наблюдениям объемных волн и собственных колебаний в работе [229], предлагается вводить поправку на затухание для каждой моды собственного колебания по формуле $\Delta T_i/T_i = -(\pi Q_i)^{-1} \ln \omega_R/\omega_i$, где T_i - период; ΔT_i - поправка на затухание; ω_i - круговая частота; Q^{-1} - функция диссипации для i -й нормальной моды; ω_R - базисная круговая частота, за которую выбрана характерная частота объемных волн с периодом, равным 1 с. Зависимость функции диссипации от частоты с учетом дифференциальных свойств собственных колебаний Земли позволяет использовать эту функцию для описания неупругих свойств Земли. Одним из наиболее распространенных методов, позволяющих решать подобные геофизические задачи, является метод возмущений [5, 6, 193]. В основу метода положены интегральные формулы, которые связывают усредненные за период кинетические и потенциальные энергии определенного колебания и являются выражением закона сохранения энергии. Эти формулы выражают частоту колебания ω_n через функции $W_n(r)$, $U_n(r)$, $V_n(r)$. Если для некоторого начального распределения упругих параметров $\mu(r)$, $\rho(r)$, $\lambda(r)$ известны параметры ω_n , $V(r)$, $U(r)$, $W(r)$, то их малые вариации приведут к малой вариации частоты $\delta\omega_n$.

Частным случаем использования этого метода является расчет функции диссипации Q^{-1} для слоистой Земли. Наличие затухания колебаний приводит к тому, что корни волнового уравнения становятся комплексными. Мнимая добавка к собственной частоте $\delta\omega$ определит затухание процесса. Она пропорциональна Q^{-1} . Поэтому все зависимости для $\delta\omega$ от упругих параметров справедливы и для Q^{-1} как функции глубины.

Для задач инверсии максимизируют функцию Q^{-1} (или ω) по параметрам, т.е. вычисляют таблицы соответствующих частных производных $\partial\omega$ и ∂Q по $\partial\lambda, \partial\mu, \partial\rho$. В работе [193] приведены зависимости $\delta\omega$ от указанных параметров для крутильных колебаний и волн Лява.

Применение рассматриваемого метода к задаче затухания радиальных и сфероидальных колебаний модели вязкоупругой Земли дано в работах [5,6]. Затухания сдвиговых и объемных деформаций определяются в этих работах независимыми функциями ползучести, входящими в выражения для комплексных модулей сдвига и сжатия. Авторами работ исследовано влияние упругих параметров оболочки на периоды крутильных колебаний, их обертонов, построены пробные распределения диссипативной функции $Q(l)$ в оболочке Земли [42].

Теория возмущений может быть использована также для расчета собственных частот при сферической асимметрии параметров. Выбирая в качестве начальной некоторую модель с параметрами $\omega_0, \mu_0(r), \rho_0(r), \lambda_0(r)$, задаваясь зависимостью смещения от глубины (или для отклонения от сферической симметрии), можно уточнить модель и получить лучшее согласие с наблюдениями путем введения малых приращений к параметрам. Появляется возможность учесть горизонтальные неоднородности, которые также являются возмущающим фактором, онимающим вырождение собственных частот мультиплета. Следует отметить, что горизонтальные неоднородности проявляются до глубин более 400 км и, следовательно, наиболее существенны для относительно высоких мод собственных колебаний Земли, т.е. для диапазона периодов, изучаемых обычно с позиции теории поверхностных волн.

Теория сфероидальных колебаний для сферически-несимметричных моделей была развита в работе [43]. Собственные колебания модели вращающейся, гравитирующей и неоднородной Земли рассмотрены также авторами работы [248].

Итак, существует теоретический аппарат, позволяющий рассчитывать периоды и затухание для моделей Земли, учитывающий не только гравитацию, вращение, эллиптичность, но и более тонкие эффекты, такие, как сферическая несимметрия или горизонтальные неоднородности. Поэтому, чтобы строить (уточнять) мо-

дели Земли, необходимо получать максимально точные значения периодов и затуханий собственных колебаний Земли.

Наблюдения собственных колебаний Земли и методы обработки экспериментального материала. Теоретические расчеты периодов собственных колебаний Земли [7,121] долгое время не находили наблюдаемого подтверждения. Это объясняется большими трудностями по созданию длиннопериодной аппаратуры, обладающей высокой чувствительностью на низких периодах, соответствующих собственным колебаниям Земли. Во-первых, необходим длиннопериодный маятник (и длиннопериодный гальванометр при классическом способе регистрации). Во-вторых, необходимо снизить влияние различных шумов (аппаратурных, внешнего воздействия), которые не позволяют подчас эффективно реализовать высокую чувствительность и обеспечить требуемую величину отношения сигнал/шум. Выбор преобразователя также играет большую роль, определяя закон спада частотной характеристики на длинных периодах [56, 69]. Кроме того, амплитуды собственных колебаний зависят от энергетической характеристики источника, поэтому сильные землетрясения могут возбуждать собственные колебания с большой амплитудой, а возможность их регистрации определяется частотной характеристикой сейсмометрического канала.

Первое определение собственных колебаний Земли было сделано Х.Беньоффом, который по записям Камчатского землетрясения отождествил период 57 мин с основным сфероидальным колебанием Земли ${}_0S_2$. Позднее Ф.Пресс сообщил о вышних сфероидальных тонах колебаний ($n > 6$) от этого землетрясения [15]. Регистрация проводилась сейсмографом Пресса - Юнга ($T_0 = 15$ с, $T_g = 90$ с), а землетрясение характеризовалось магнитудой $M = 8,25$. Подобные сильные сейсмические события происходят довольно редко. Следующим таким землетрясением явилось Чилийское 1960 г. К этому времени уже работали стрейн-сейсмометры Х.Беньоффа в Нью-Джерси, Перу и Калифорнии, маятниковые приборы Пресса - Юнга ($T_0 = 30$ с, $T_g = 90$ с) и Х.Гилмана ($T_0 = 60$ с, $T_g = 480$ с, $\tau = 50$ с) в Нью-Йорке и Калифорнии [15,110], а также гравиметр Лакоста - Ромберга в Калифорнии [103], используемый в сейсмическом диапазоне колебаний. Кроме перечисленных, к наиболее длиннопериодным сейсмометрическим каналам, по записям

которых также были выделены собственные колебания тонов, относятся сеймонаклонометры, описанные в работах [21, 24, 203, 205], магнетронный сейсмограф [67, 68] и акселерометры сети IDA [206].

Следует отметить, что стрейн-сейсмографы и гравиметры имеют преобразователи по смещению, которыми снабжены также наклонометры и магнетронный сейсмограф. В дальнейшем такими преобразователями были оснащены и маятниковые приборы Международной сети (WWSSN).

Использование преобразователей по смещению (фотоэлектрических, емкостных) позволяет формировать частотные характеристики регулирующих каналов с достаточным увеличением в длинноволновом диапазоне (с периодами ~ 1 ч) при сравнительно небольших собственных периодах маятника. При этом вопросы помехозащищенности аппаратуры выступают на первый план, так как помехи подчас не позволяют реализовать полностью высокую чувствительность приборов. Это — основные моменты, влияющие на качество сейсмологического материала и объясняющие, почему сравнительно редко наблюдают низкие моды ${}_0S_2$ и ${}_0S_3$ и почему в ряде случаев их выделяют недостаточно надежно [218].

Первым землетрясением, которое дало большой наблюдаемый материал по собственным колебаниям Земли, стало Чилийское, произошедшее в мае 1960 г. Были сделаны записи разными приборами, работавшими на удаленных друг от друга пунктах наблюдений. Благодаря этому стало возможным разделение по записям крутильных и сфероидальных колебаний, так как гравиметры не регистрируют крутильных колебаний, поскольку последние не вызывают изменения объема, а значит, и гравитационного потенциала Земли [170]. Определенные по наблюдавшимся данным периоды собственных колебаний Земли оказались в хорошем согласии с теоретическими значениями периодов для нескольких моделей Земли, причем наилучшее согласие было получено для модели Гутенберга, включающей слой пониженных скоростей сейсмических волн в мантии [120].

При обработке записей для выделения частот собственных колебаний использовался метод Р.Блэкмана и Дж.Тьюки [199], позволяющий оценивать спектральную мощность стационарных процессов путем расчета преобразований Фурье от сглаженных значений

временных рядов с последующим определением квадрата модуля спектра [15,200,205,202]. Этот метод аналогичен расчету авто-спектров, т.е. построению преобразования Фурье автоковариационной функции процесса, который использовался в ряде работ [21,67,205 и т.д.].

Для получения большего разрешения по частоте в области пиков спектральной плотности применялся анализ Фурье с мелким шагом по частоте. Этими методами авторами работ [15,103,110,191,200,237] впервые был получен практически полный набор основных тонов собственных колебаний, до $n = 50$.

Использование наклономеров для выделения собственных колебаний Земли показало их эффективность. Так, было получено около 20 периодов собственных колебаний: от ${}_0S_{16}$ (6,78 мин) до ${}_0S_4$ (25,8 мин) [205], с учетом прилива был рассчитан спектр мощности для крутильных колебаний с $2 \leq n \leq 24$ [202].

По коротким записям (20–30 ч) Чилийского (22.V.1960 г.) и Аляскинского (28.III.1964 г.) землетрясений были выделены [21] основные тона собственных колебаний Земли и некоторые обертоны для сфероидальных и крутильных колебаний с $2 \leq n \leq 17$, периоды которых находятся в хорошем согласии (в пределах 2%) с результатами обработки, полученными авторами работы [218], путем обработки большого зарегистрированного материала по Аляскинскому землетрясению.

С повышением эффективной чувствительности аппаратуры оказалось возможным выделять собственные колебания Земли, возбужденные более слабыми землетрясениями, с магнитудами $M = 6,0 \div + 7,4$ [24,52,152,223]. Как правило, при этом выделяются моды собственных колебаний Земли, периоды которых не превосходят 20–30 мин. Авторами работ [144,145] выделены моды собственных колебаний Земли по записям высокочастотных сейсмических шумов. Собственные колебания Земли получены после детектирования высокой частоты и представляют собой модулирующее колебание в процессе микросейсмической эмиссии, которая возникает при пониженной прочности неоднородной среды под влиянием дополнительных напряжений, вызываемых длиннопериодными сейсмическими эффектами.

По мере накопления материала о собственных колебаниях

Земли выяснилось, что простое сопоставление периодов, соответствующих пикам в спектре Фурье, с теоретическими значениями, вычисленными для той или иной модели, является недостаточным критерием идентификации тонов и обертонов колебаний, поскольку в высокочастотной области спектра колебаний Земли разница в периодах близких мод очень мала. Для надежной идентификации нужно использовать дополнительные критерии. Так, Л.Олсолом, Дж. Брином и Дж.Дерром было предложено сопоставлять теоретические амплитудные спектры, рассчитанные для данной станции и источника, с экспериментальным спектром собственных колебаний [192]. Для идентификации высоких мод сравнивались фазовые скорости, определенные по обертонам, с фазовыми скоростями объемных волн: *PKP*, *SKP*, *PS* и т.д. [204]. Указанные работы положили начало исследованиям по повышению точности в определении частот и идентификации мод собственных колебаний Земли.

Одним из способов, позволяющих получить уточненные значения частот, является построение спектров, использующих наблюдения собственных колебаний от различных землетрясений на разных станциях. Первый такой спектр был построен для крутильных колебаний, наблюдаемых на шести станциях [256]. Полный спектр по всему частотному диапазону получил впервые Дж.Дерр [214], который систематизировал все зарегистрированные к 1968 г. данные. Им было рассмотрено 1500 измерений, до 23 независимых наблюдений одной моды. Все наблюдения оценивались по остроте или полуширине спектрального пика, длине анализируемой записи и типу записывающей аппаратуры. Выведены средние значения периодов и стандартные отклонения от основных тонов сфероидальных колебаний с номерами $0 < n < 97$ и крутильных с номерами $2 < n < 49$, а также для многих обертонов. Идентификация проводилась по частоте и значениям фазовых скоростей. Однако число обертонов, выделенных уверенно, было еще невелико.

Более полный спектр обертонов Аляскинского землетрясения 28 марта 1964 г. был получен в работе [218] по записям, сделанным сетью WWSSN стандартизованных сейсмических станций. Использованы записи 84 приборов. Кроме основных мод получены сфероидальные и крутильные обертоны. При идентификации тонов собственных колебаний использован большой набор критериев: по-

ляризация компонент; различие в поглощении; сопоставление групповой скорости, полученной по данным о собственных колебаниях и по поверхностным волнам. Как оказалось, информация о поляризации смещений, а также о поглощении очень помогает в идентификации высоких мод. В общей сложности в этих работах идентифицировано 86 новых сфероидальных обертонов с порядковыми номерами $3 < n < 25$.

Но хотя приборы мировой сети станций работали в наиболее длиннопериодном варианте ($T_0 = 30$ с, $T_9 = 100$ с), все же не могли наблюдаться моды, период которых превышает 35 мин (${}_0S_2$ и ${}_0T_2$). Кроме того, мода ${}_0S_3$ была выделена наиболее уверенно только по 14 записям, и ее средний период был смещен настолько, что не соответствовал средним периодам ${}_0S_4$ и ${}_0S_5$ [218]. Это произошло из-за недостаточной разрешающей способности, а смещение вызвано, по-видимому, интерференцией синглетов этого мультиплета.

Среди методов, предложенных для идентификации высоких тонов и обертонов собственных колебаний, следует отметить метод уравнивания фаз [252]. Он позволяет оценить частоту любой заранее заданной гармоники, если известен механизм очага. По характеристикам очага вычисляется теоретическая фаза заданной гармоники для каждой станции, которая оказывается равной нулю или π , если длина волны много больше размеров очага. На тех станциях, где теоретическая фаза равна π , к наблюдаемому фазовому спектру прибавляют π и все регистрируемые спектры векторно складывают. В суммарном спектре исследуемая гармоника будет усилена, а все другие из-за случайного распределения фаз ослаблены. Выделенная таким образом частота соответствует вырожденной частоте некоторой идеальной возмущенной сферически-симметричной модели Земли.

Этим методом по записям 83 станций сети WWSSN Колумбийского землетрясения 1970 г. удалось выделить около 160 обертонов сфероидальных и крутильных колебаний в области периодов 150–700 с, стандартные отклонения при измерении периодов оказались меньше 0,1% [252].

Ранее было отмечено, что неупругость реальной Земли проявляется в затухании колебаний. Исследования неупругих свойств

Земли путем расчета диссипативной функции Q^{-1} предпринимались уже в первых исследованиях и основывались либо на измерении ширины спектрального пика на половине максимальной мощности [15], либо на измерении затухания спектральной амплитуды в последовательных временных интервалах [103]. Однако определения касались лишь тонов ${}_0S_{12}$ и ${}_0S_9$ [103] и ${}_0S_{14}$ - ${}_0S_{18}$ [15], для первых $Q \approx 280$; 366 соответственно, для последних $Q = 180$.

Была выявлена и причина наблюдавшихся иногда вариаций во времени амплитуд длиннопериодных спектральных пиков в последовательных интервалах [109]: вращение бегущих волн, составляющих рассматриваемую стоячую волну, относительно Земли, вследствие этого появляется модуляция, период которой совместно со степенью (m) рассматриваемой волны определит период T/m , с последним изменяется амплитуда смещений в данной точке. На основе этого механизма были рассмотрены условия выбора длины записи и интервалов между записями для измерения Q по декременту амплитуды. Даны соответствующие критерии для измерения Q и определено Q для ${}_0S_2$, оказавшееся равным 370.

В связи с ростом объема информации по собственным колебаниям Земли и развитием надежных методов вычисления периодов существенно выросло число определений функции диссипации для различных мод собственных колебаний [194, 223, 224, 257, 268, 269] и стали уточняться модели распределения $Q^{-1}(r)$ [41, 216, 229, 235]. Следует отметить, что число определений функции диссипации для мод, захватывающих кору и верхнюю мантию, превосходит объем определений ее для низших мод. Кроме того, оценки функции диссипации, полученные разными исследователями, все еще сильно расходятся. Такое положение можно объяснить рядом факторов. Во-первых, число наблюдений, выполненных аппаратурой с эффективным диапазоном регистрации до 600 с, больше, чем для более длиннопериодных мод ${}_0S_3$ и ${}_0S_2$. Во-вторых, на точность расчета величины затухания влияют длина записи и величина зарегистрированных амплитуд. Если учитывать закон изменения амплитуды смещения для некоторой моды в форме $A(t) = A_1 \exp(-\alpha t)$ (A_1 - амплитуда в момент t_0 ; α - коэффициент затухания), то для реализаций с длиной $L \gg T$ (период колебания) справедливо следующее соотношение [36]: $Q = \pi/(\alpha T)$. Используя закон изменения амплитуды

туды затухающего колебания во времени, можно установить связь между коэффициентом затухания α и длиной записи L , по которой он оценивается. Несложные рассуждения приводят к следующей формуле: $\alpha = \ln(A_2/A_1)/L$, где A_2/A_1 — отношение амплитуд колебаний, определяемое затуханием α . Выберем в качестве оценочного параметра Q для моды ${}_0S_2$ значение $Q = 400$, тогда $\alpha = 0,000145 \text{ мин}^{-1}$. Чтобы начальная амплитуда A_1 уменьшилась в три раза, необходимо, как следует из полученной формулы, иметь запись за 126 ч. Таким образом, надежность оценки зависит от длины реализации: чем больше длина L (или время записи), тем точнее оценка затухания. При этом существенную роль играют амплитуды зарегистрированных колебаний, которые зависят от источника и от чувствительности аппаратуры. У большинства исследователей из-за низкой чувствительности регистрирующего канала длина реализации недостаточна для определения Q низких мод.

В-третьих, влияние вращения, эллиптичности, сферической асимметрии параметров, вызывающих расщепление спектральных пиков, приводит к искажению результатов в условиях недостаточной разрешающей способности приборов. Поэтому для мультиплетов, например, возможно надежное определение затухания только в случае разделения линий, иначе полученные оценки выявят лишь нижнюю границу для затухания. Это не касается радиальных мод, не испытывающих расщепления. Радиальные моды, запасавшие энергию деформации главным образом при сжатии, имеют большие значения Q ($Q \approx 10\,000$ для ${}_0S_2$), т.е. слабо затухают во времени [194]. Метод статистической оценки параметра Q для модели горизонтально неоднородной Земли при измерениях, выполненных на одной и на многих станциях, был предложен Н.Слипом, С.Стейном, Р.Геллером [270]. С.Стейном, Дж.Нунном проводился анализ [276] расщепления мод ${}_0S_2 - {}_0S_5$ волн от землетрясения 1977 г. в Индонезии с $M = 7,75$, зарегистрированного сетью IDA [206]. С помощью преобразования Гильберта и путем сравнения с теоретическими сейсмограммами было получено значение Q^{-1} для этих мультиплетов: для ${}_0S_2$ $Q^{-1} = 0,0015$, для ${}_0S_3$ $Q^{-1} = 0,002$, для ${}_0S_4$ $Q^{-1} = 0,0025$ и для ${}_0S_5$ $Q^{-1} = 0,004$. Длина реализаций составляла 100–130 ч. Авторы работы [276] отмечают, что попытки рассчитать Q^{-1} для отдельных синглетов ${}_0S_2$ оказались безуспеш-

ными. Это еще раз подтверждает необходимость такого высокого разрешения в спектральном анализе, которое обеспечило бы разделение линий мультиплета.

Таким образом, в результате накопления наблюдаемого материала о собственных колебаниях Земли и благодаря успехам в его интерпретации появилось новое мощное средство для изучения и уточнения внутреннего строения Земли, ее диссипативных свойств, а также наименее изученных областей Земли — нижней мантии и ядра.

2. Данные о собственных колебаниях Земли, полученные после сильных землетрясений

Рассмотрим результаты анализа записей собственных колебаний Земли, относящиеся в основном к длиннопериодным колебаниям ($T > 35$ мин), а также сведения о внутреннем строении Земли, извлеченные из этих результатов.

Расщепление мультиплетов. Ранее нами было отмечено влияние вращения, эллиптичности и других возмущающих факторов на собственные частоты колебаний, которое приводит к расщеплению последних на отдельные линии.

Впервые расщепление линий ${}_0S_2$ и ${}_0S_3$ экспериментально обнаружено авторами работ [15, 249, 254], а ${}_0S_3$ и ${}_0S_0$ — авторами работы [103] по результатам спектрального анализа записей Чилийского землетрясения. На основе теории возмущений было вычислено влияние медленного вращения на частоту колебаний и проведено сопоставление результатов расчета с наблюдаемыми данными [119]. По рассчитанным амплитудам смещений u, v, w мультиплетов в спектре Земли (модель Б. К. Буллена — см. рис. 3, δ, ϵ) было показано, что для источника в Чили и двух станций, наблюдавших расщепления, соотношение интенсивности линий в мультиплетах таково, что выявленные дуплеты соответствуют линиям с наибольшей амплитудой. Другие синглеты не были выделены из-за малого значения отношения сигнал/шум для них. Теми же авторами было отмечено несовпадение наблюдений с теоретическими расчетами для моделей К. Буллена и Б. Гутенберга, которое исчезает при $n > 5$. Следовательно, поправки в этих моделях должны затрагивать глубины более 4500 км.

Относительные амплитуды отдельных линий в мультиплете зависят от характера источника, его географического положения, расположения регистрирующей станции и от природы наблюдаемой величины (смещение, деформация или возмущение гравитационного потенциала). Позднейшие оценки расщепления собственных колебаний Земли по землетрясению в Чили, предпринятые для выявления расщепления в высоких модах, были основаны на сравнении записанных сейсмограмм с теоретическими, построенными для различных источников [238]. Наилучшим оказалось совпадение для источника, определенного Х.Конамори [239, 275]. В модель источника введено медленное асейсмическое скольжение с постоянной времени $\tau = 300 \pm 600$ с, начинающее работать за 15 мин до главного толчка. В работе [275] при таких условиях установлено хорошее совпадение теоретических и экспериментальных спектров, отсутствие в амплитудном спектре исследуемых записей мод ${}_0S_{12}$ и ${}_0S_{21}$ объясняется интерференционным процессом, сформированным вследствие конечности основного разрыва и медленного асейсмического скольжения. В работе [238] отмечено исключительное согласие наблюдений для мод ${}_0S_2$ и ${}_0S_3$ с теоретической сейсмограммой для источника, включающего асейсмическое скольжение; прослежено явление расщепления для ${}_0T_3, {}_0T_4, {}_0S_4$ и ${}_0S_5$.

Впервые полное расщепление для мод ${}_0S_2$ и ${}_0S_3$ описано в работе [206] по данным шести станций IDA, записавших землетрясение в Индонезии с $M = 7,75$. Длины использованных записей составляли ~ 155 ч. Применялся метод группирования данных с предварительным исключением приливных волн и афтеншоков. Получены значения частот для пяти синглетов соответствующих мод, вычислено $\bar{\omega}$ из наблюдений и выполнен расчет ω_d — значения вырожденной собственной частоты в отсутствие вращения и эллиптичности, для чего использованы таблицы параметров возмущения с учетом эффекта кориолисовой силы первого и второго порядков, эллиптичности, влияния нерадиальной части потенциала вращения. Точность в расчете частоты ω_d составила $9,8 \cdot 10^{-8}$ и $5 \cdot 10^{-7}$ с $^{-1}$ для мод ${}_0S_2$ и ${}_0S_3$ соответственно. Определена величина Q для мод ${}_0S_0$ и ${}_1S_0$, которая оказалась равной 4100 ± 26 и $2360 \pm 15\%$ соответственно.

Возмущающим фактором, тоже снимающим вырождение собствен-

ных частот мультиплета, является влияние горизонтальных неоднородностей, наиболее существенное для мод высоких порядков. Это влияние на основные тона крутильных и сфероидальных колебаний для $4 < n < 50$ было исследовано Ф. Деленом путем анализа расщепленных мультиплетов Аляскинского землетрясения [210]. Отклонения собственных частот, обусловленные структурными контрастами между континентами и океанами, меняются от 0,01 до 0,1% для ${}_0T_2$, в то время как эллиптичность вызывает отклонения на 0,2% [277]. Оказалось, что совместное влияние горизонтальной неоднородности и эллиптичности Земли на нарушения собственных частот не является суммой отдельных эффектов. Нарушение собственной частоты есть нелинейная функция нарушений начальной модели [277].

Увеличение объема наблюдений собственных колебаний более высокого порядка поведет к дальнейшему уточнению моделей Земли, при этом наблюдение низких мод позволит исследовать ее малоизученные глубинные области.

Ядерные колебания. Этот термин возник в результате теоретических исследований колебаний Земли в области периодов, превышающих период основного тона сфероидальных колебаний ${}_0S_2$. Отличительной особенностью этих колебаний является большая амплитуда смещений, сосредоточенных в пределах ядра Земли, и относительно малая — на поверхности. Исследования этого эффекта активизировались после наблюдения в 1952 г. колебаний с периодом 100 мин от Камчатского землетрясения [7].

При определении периодов основного тона и обертонов второго порядка (${}_0S_2$) для модели К. Буллена были выявлены ядерные колебания с периодом 100,9 мин и ядерные колебания для $n = 3, 4$ с периодами 85,5 и 76,5 мин соответственно. Модели Б. Гутенберга, как оказалось, также присущи ядерные колебания, но большего периода. Исследование зависимости периодов ядерных колебаний от модуля сдвига внутреннего ядра [118] выявило, что с ростом μ периоды уменьшаются, амплитуда колебаний возрастает, захватывая мантию, и колебание принимает характер регулярного. Были найдены "основное колебание ядра" и "колебания внутреннего ядра" (классификация отражает распределение максимальных амплитуд). Расчет амплитуд смещений этих форм колебаний, вы-

полненный для поверхностных источников волн типа P и SV , показал, что на поверхности Земли их амплитуды в 100 раз меньше амплитуд регулярных колебаний. Авторы работы [118] пришли к выводу, что ядерные колебания невозможно наблюдать с помощью существующей аппаратуры.

Однако в литературе имеются сведения об отдельных наблюдениях длиннопериодных колебаний в этой области спектра. По спектрам записей гравиметров, сейсмографов и деформографов (стрейн-сейсмографов), полученных после Чилийского землетрясения, отмечены отдельные пики в низкочастотной части. Были записаны колебания с периодами 65,5; 77; 109,8 и 131,5 мин. В работе [110] приводятся их относительные амплитуды. Л.Б.Слихтер отнес к ядерному 86-минутное колебание [103,271]. В длиннопериодной части спектров, полученных по записям двух станций [15], можно выделить колебания 75, 85, 98 и 125 мин. (Авторами эти колебания в работе не интерпретируются.) По записям сейсмонаклономеров были выделены колебания с периодами 85 [202], 70 и 64 мин [21]. По записям магнетронного сейсмографа отмечался ряд неотожествленных колебаний с периодами 126,6; 120,6; 105,7; 87,6; 84,7; 70,7; 63,6 и 60,6 мин [68].

Следует заметить, что длина исследованных временных рядов в перечисленных работах существенно различна. Это сказывается на разрешающей способности спектров и затрудняет прямое сопоставление результатов.

Колебания с такими большими периодами уже не относятся к обычным упругим колебаниям, они обусловлены гравитационными силами. Свободные гравитационные колебания ядра впервые были рассмотрены Л.Б.Слихтером [271]. И.Вонном и Дж.Куо сделано предположение о том, что колебания внутреннего ядра могут вызываться внешними факторами (например, сильными землетрясениями) [278]. Приведена энергетическая оценка и рассчитаны соответствующие амплитуды смещения ядра и возмущения гравитационного потенциала, вызываемые этими смещениями. Возмущения оказываются малыми: не превышают 0,1 мкгал.

Гравитационные колебания ядра (ундертони) имеют периоды, значительно превосходящие период тона ${}_0S_2$, и характеризуются очень слабым затуханием (порядка тысячи лет). Их существование

особенно интересно в связи с проблемой механизма земного динамо [36]. Так, в работе [1] был определен период собственного колебания внутреннего ядра при малых отклонениях от положения равновесия, т.е. барицентра Земля — Луна, которые могут иметь место при возмущениях внешнего гравитационного потенциала. Сила связи внутреннего ядра с мантией аналогична возвращающей силе упругой пружины, коэффициент жесткости которой пропорционален постоянной тяготения, массе Земли и разности плотностей внутреннего и внешнего ядра. Без учета вязкости период свободных колебаний ядра $T \approx 3 \text{ ч } 18 \text{ мин}$ (плотности выбраны по модели К.Буллена).

Таким образом, ядро Земли обладает, по-видимому, сложной динамикой, на которую помимо вращения планеты влияют также собственная гравитация и физические параметры строения ядра. Д.Е.Смаيلي получено дифференциальное уравнение второго порядка в частных производных относительно скалярной переменной, описывающей динамику ядра при низких частотах [272].

Рассмотрение данных о колебаниях Земли в области частот основного тона ${}_0S_2$ и ниже приводит к выводу об отсутствии широких целенаправленных экспериментальных исследований в этом диапазоне. Отдельные наблюдения длиннопериодных колебаний редки, статистически незначимы и не дают представления о структуре низкочастотного спектра Земли.

Связь собственных колебаний с внутренним строением Земли. Первое же сравнение регистрируемых данных с теоретическими расчетами [120] позволило выделить из конкурирующих моделей Земли модели Б.Гутенберга и К.Буллена как наиболее предпочтительные. Наилучшее согласие теоретических и зарегистрированных периодов собственных колебаний высоких мод (в пределах 1%) наблюдалось для модели Гутенберга и подтверждало существование слоя с пониженными скоростями в мантии на глубинах $\sim 150\text{--}200 \text{ км}$. Этот вывод подтвердился при вычислении энергии для 17 мод собственных колебаний по данным Чилийского землетрясения [249]. В частности, было получено распределение значений энергии для разных периодов колебаний: энергия для ${}_0T_2$ и низших мод оказалась равной 10^{18} эрг/цикл, для мод с периодами $< 9 \text{ мин}$ — порядка $10^{21}\text{--}10^{22}$ эрг/цикл, а для мод с периодами $< 1 \text{ мин}$ полу-

чены равные значения энергии для крутильных и сфероидальных колебаний — порядка 10^{24} эрг/цикл.

По расчетам добротности как функции глубины, исследованной по крутильным колебаниям в работе [193], обнаружена граница на глубине 400 км: здесь наблюдалось возрастание Q , которое соответствует наличию неоднородностей фазовых изменений (это верхняя граница переходной зоны C в мантии).

По наблюдениям за обертонами было сделано заключение о твердом состоянии внутреннего ядра Земли. В работе [218] на спектрах II сейсмограмм наблюдалась мода $_{10}S_2$ — мода твердого внутреннего ядра, которая не могла бы существовать в условиях жидкого ядра. Было также выявлено девять обертонов с высокой концентрацией потенциальной энергии во внутреннем ядре, причем часть обертонов чувствительна к модулю сдвига, а часть — к модулю сжатия [218]. Таким образом, появляется возможность исследовать упругие параметры внутреннего ядра. Правда, пока нет еще достаточного количества надежных наблюдений. Г. Мастерсом и Ф. Гильбертом по наблюдениям сфероидальных сдвигов мод обсуждается структура внутреннего ядра [250]. Отмечается расщепление для моды $_{10}S_2$, возможность наблюдения которой объясняется высокими значениями Q для сдвиговых колебаний и пропорциональностью амплитуды этой моды на резонансной частоте значениям Q . Значение этой моды оказалось равным 3500. Поскольку существенная доля энергии этой моды сосредоточена во внутреннем ядре, то, следовательно, его добротность по крайней мере не меньше этой величины. Но такое высокое значение Q противоречит определенному по $PKJKP$ -волнам: $Q = 40$. Разрешение этого противоречия представляет собой важную геофизическую задачу.

Наблюдения основных тонов и обертонов собственных колебаний Земли наряду с данными по объемным и поверхностным волнам позволяют уточнять модели внутреннего строения Земли.

Впервые наиболее полно данные о собственных колебаниях Земли при решении обратной задачи использованы Дж. Дерром [214, 215]. Его способ построения унифицированных мод состоит из двух этапов: сначала строится модель по данным распределения скоростей P - и S -волн и плотности среды с дальнейшим расчетом частот ее собственных колебаний; затем вычисляются частные

производные от периодов собственных колебаний по скоростям P - и S -волн и плотности среды. По данным статистического спектра вводятся поправки на скорости и плотность, затем рассчитывается новая модель. Процедура итераций останавливается по достижении стабильной (в пределах ошибок наблюдений) модели. Так была получена модель ДИ-II. Как оказалось в дальнейшем, поправки на эллиптичность и вращение, полученные в работе [212], лежат за пределами среднеквадратичных отклонений наблюдаемых данных.

Улучшенные модели UDT 124A' и UDT 124B' [218], построенные благодаря выделению в записях Аляскинского землетрясения большого числа обертонов, показали, что внутреннее ядро Земли должно быть твердым и характеризоваться коэффициентом Пуассона, примерно равным 0,44. Более того, сравнение их с моделями 508M [218] и NBI [207] показало, что с введением в последние условия твердого ядра можно получить хорошее согласие между всеми этими моделями.

Известно, что обратные задачи не имеют единственного решения; кроме того, используемые при их решении данные всегда содержат ошибки и представляют собой ограниченный набор. В ряде работ Г.Бейкуса и Ф.Гильберта разработан общий подход к обратным задачам геофизики. В частности, исследован вопрос о количестве "глобальных данных по Земле" (GED), необходимых для определения ее внутреннего строения. Ими было показано, как определяется наименьший интервал значений параметров, который можно разрешить при данном наборе наблюдаемых величин для фиксированной глубины. Обзор их совместных работ выполнен Г.Бейкусом [195], к нему мы и отошлем заинтересованного читателя.

Для решения обратной задачи необходимо выбрать из элементов GED набор "необходимых данных" (SED), поскольку часть элементов GED не несет новой информации [226]. Например, среди определенных в работах [218] собственных периодов содержится 200 элементов GED, в них более половины соответствуют обертонам, но только 36 элементов представляют собой "необходимые данные". После идентификации еще 400 обертонов число элементов SED возросло лишь до 46. Это показывает, какое большое значение имеет в настоящее время качество получаемых данных, а не их количество.

Взросший интерес к обратным задачам привел к увеличению числа моделей Земли (см. работы [201, 208, 227, 259]). Следует отметить широко используемую модель I066 (А и В) [225], построенную на основании I063 данных по собственным колебаниям основных тонов и обертонов, с учетом массы, моментов инерции и радиуса Земли (I066 элементов CED). А.Дзивонский и Д.Андерсон предложили новую модель, составленную в соответствии с требованиями Комитета стандартной модели Земли, учитывающую кроме новейших данных о размерах, упругих параметрах Земли также уточненные по спутниковым данным значения момента инерции, массы и радиуса планеты [217, 267].

Факт близости между собой данных о периодах собственных колебаний, рассчитанных для различных моделей Земли, говорит о том, что глобальные распределения механических параметров Земли известны к настоящему времени достаточно хорошо и что теперь необходимо изучение небольших отклонений, т.е. исследование близких моделей.

3. Длиннопериодные колебания в отсутствие сильных землетрясений

Анализ регистрируемого материала показывает, что среди наблюдений собственных колебаний Земли сравнительно редки наблюдения низких мод, например таких, как ${}_0S_2$. С одной стороны, это связано с тем, что сильные землетрясения, способные возбудить такие сильные низкочастотные колебания, сравнительно редки, с другой — чувствительность стандартной аппаратуры недостаточна для их уверенной регистрации.

В настоящее время работает ряд длиннопериодных сейсмических каналов, способных регистрировать с хорошим увеличением низкочастотные колебания с периодами порядка часа. Нам представляется интересным сопоставить между собой данные этих приборов, полученные в условиях сравнительно слабой сейсмической активности. Такое сопоставление можно провести путем построения условного спектра максимальных амплитуд, характеризующего уровень длиннопериодных колебаний (рис.32).

На рисунке условный спектр I , выраженный в эквивалентных смещениях почвы, построен по результатам двухлетних наблюдений

длиннопериодных колебаний с помощью помехозащищенного сейсмографа с фотоэлектрическим преобразователем [76], а условный спектр 2 характеризует колебания, регистрируемые сейсмографом с термостатированной пружиной [50]. Амплитуды наблюдаемых колебаний хорошо согласуются между собой и могут быть описаны

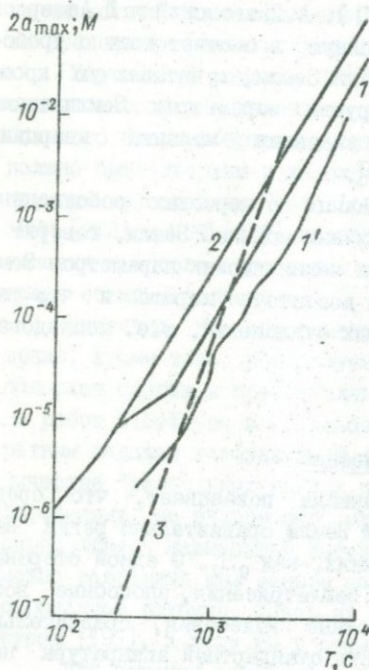


Рис.32. Условные (1-3) и реальный (1') спектры вертикальных смещений почвы.

1, 1' — по данным помехозащищенного сейсмографа с фотоэлектрическим преобразователем; 2 — по данным сейсмографа с термостатированной пружиной [50]; 3 — по данным герметизированного сейсмометра, установленного в шахте на глубине 130 м (США, Аризона) [273].

зависимостью $2x \sim T^{2.5}$. Наблюдения колебаний сейсмографом с фотоэлектрическим преобразователем 1' сопоставляются с данными американских исследователей, использующих герметизированный сейсмометр, установленный на глубине 130 м (спектр 3) [273]. При построении спектра 3 для колебаний с периодами 128-2560 с исследователи выбирали записи в периоды низкой сейсмической активности продолжительностью 5,5 ч [75]. Спектр 1 построен для колебаний с периодами до 7000 с и показывает хорошее соответствие колебаний с периодами от 300 до 1000 с. Следовательно, при хорошей защите сейсмометра исследование вертикальных движений Земли с периодами свыше 300 с можно проводить на ее поверхности, что существенно облегчает производство наблюдений.

Рассмотрим длиннопериодные колебания, впервые зарегистрированные в июне 1973 г. сейсмографом с магнетронным преобразователем [67]. Колебания имели квазисинусоидальный характер, их видимые периоды изменялись

от нескольких минут до двух и более часов, а максимальные амплитуды более чем в 10 раз превышали уровень спокойного фона. С 9 июня по 2 июля 1973 г. на записях магнетронного сейсмографа было выделено 11 возбужденных участков различной продолжительности и интенсивности, разделенных между собой спокойным фоном. На рис.33 сопоставлен характер изменения относительных амплитуд длиннопериодных колебаний (a) с изменением сейсмического процесса (M) во времени; рисунок построен по данным Бю-

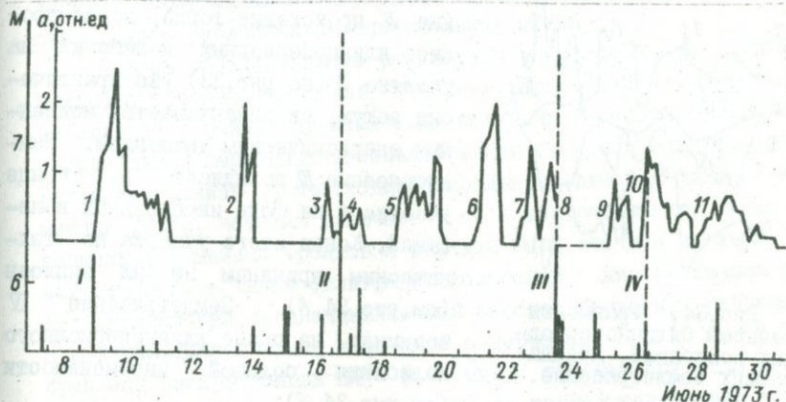


Рис.33. Интенсивность длиннопериодных колебаний и изменение сейсмической активности в июне 1973 г.

Арабскими цифрами пронумерованы участки записи, римскими — землетрясения.

летения Международного сейсмологического центра (сплошные линии) и Сейсмологического бюллетеня СССР (пунктирные прямые). Из рисунка видно, что максимальные землетрясения происходили либо на фоне уже начавшегося процесса длиннопериодных колебаний (участки 1, 8, 10 и землетрясения I, III, IV соответственно), либо после его затухания (участок 3, землетрясение II). Кроме того, привлекает внимание тот факт, что колебательный процесс наиболее сильного землетрясения II, который можно отнести за счет реакции Земли на это землетрясение, имеет существенно меньшую интенсивность, чем колебания (1-3), предвещающие землетрясения II. Следует отметить также, что интенсивность коле-

бательных процессов (4-6), следующих за землетрясением II, возрастала в течение пяти суток, в то время как она должна была бы убывать, если бы эти возбужденные участки были результатом сильного землетрясения. На рис.34 показаны фрагменты записей длиннопериодных колебаний, предва-
ривших землетрясение, моменты последних обозначены стрелками. Перед землетрясением I (по рис.33) спокойный фон записи нарушается вступле-

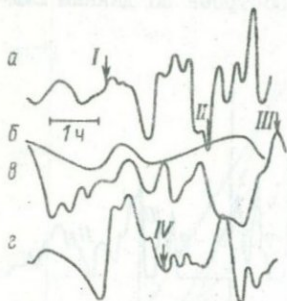


Рис.34. Фрагменты записей длиннопериодных колебаний, предва-
ривших землетрясение.

а - запись до и после землетрясения I (по рис.33) с $M = 6,2$; б - землетрясение II, $M = 7,8$; в - землетрясение III, $M = 7,6$; г - землетрясение IV, $M = 7,0$.

смографа в июне 1973 г., который отличался повышенной сейсмической активностью, нельзя объяснить реакцией Земли на максимальные землетрясения, кроме участков 4 и 10 (см.рис.33).

Теперь необходимо доказать, что зарегистрированные длиннопериодные колебания не случайны, а представляют собой реально существующее сейсмическое явление. С одной стороны, естественно ожидать, что такие же колебания будут регистрироваться и другими длиннопериодными каналами. Вопрос только в том, с каким увеличением они могут быть записаны. С другой стороны, визуальный анализ записей показывает, что спектральный состав ко-

лебаний длиннопериодного колебания с видимым периодом ~ 1 ч. Землетрясение II происходит тогда, когда процесс длиннопериодных колебаний на участке 3 (по рис.33) уже практически затух, и заканчивается медленным аperiodическим движением. Землетрясение III возникает в конце участка 8 на фоне интенсивных колебаний. Конец этого участка по техническим причинам не был записан (см.рис.34, в). Землетрясение IV возникло на спаде длиннопериодного колебания большой интенсивности (см.рис.34, г).

Таким образом, на основании анализа рис.33 и 34 можно утверждать, что повышение интенсивности длиннопериодных колебаний, отмеченных по записям магнетронного сей-

лебаний довольно широк и охватывает периоды от 10 мин до 1,5-2 ч. К этому диапазону периодов относятся моды собственных колебаний от ${}_0S_2$ до ${}_1S_7$, которые до настоящего времени наблюдались только после сильных землетрясений. Этот факт имеет существенное значение. Сходство спектрального состава колебаний до землетрясения и после него будет указывать на возможность возбуждения Земли еще какими-то источниками, помимо уже известных землетрясений. И, наконец, еще одним доказательством реальности изучаемого сейсмического явления может служить выделение в спектрах длиннопериодных колебаний тонких эффектов, связанных с расщеплением спектральных пиков.

Первые обнадеживающие результаты в исследовании спектрального состава колебаний, поиске и сопоставлении синхронных наблюдений в разных пунктах были получены в работах [68,123]. Записи длиннопериодных колебаний Земли были подвергнуты спектральному анализу с необходимой предварительной обработкой временных рядов, которая включала в себя дискретизацию, удаление возможных линейных трендов и вертикальных скачков нулевой линии отсчета, а также фильтрацию колебаний. Дискретизация вносит ограничения на значения самой высокой частоты, разрешимой в спектре. Для анализа колебаний с периодами $T \gg 10$ мин был выбран шаг дискретизации $\Delta t = 1,25$ мин, так как при этом исследуемый диапазон свободен от наложения частот вследствие того, что они значительно меньше частоты Найквиста. Для удаления возможных трендов был использован цифровой фильтр первых разностей, который не сдвигает спектральные пики: $y_i = x_{i+1} - x_i$ (x_i - значения оцифрованного временного ряда, $i = 1, 2, \dots, N$) [37]. Для уменьшения влияния гармоник, не входящих в исследуемый диапазон, использовались высокочастотная фильтрация при исследовании статистического спектра с периодами $T < 50$ мин и полосовая фильтрация для исследования спектра длиннопериодных колебаний Земли с периодами $50 < T < 120$ мин. Частотные характеристики фильтров формировались на основе треугольного фильтра Бартлетта, имеющего весовую функцию [37]

$$h(k) = \begin{cases} 1 - |k|/L, & |k| \leq L, \\ 0 & |k| > L, \end{cases} \quad (3.9)$$

где l — интервал сглаживания. Таким образом, частотные характеристики низко- и высокочастотного фильтров описываются соответственно выражениями

$$H_1(\omega, l) = i \left[\frac{\sin(\omega l \Delta t / 2)}{\omega l \Delta t / 2} \right]^2,$$

$$H_2(\omega, l) = 1 - (1/l) H_1(\omega, l).$$

Из рис.35, а следует, что увеличение для колебаний с периодом 60 мин равно 0,6, а для колебаний с периодом 74 мин — 0,5, т.е. такие составляющие будут ослаблены в два раза.

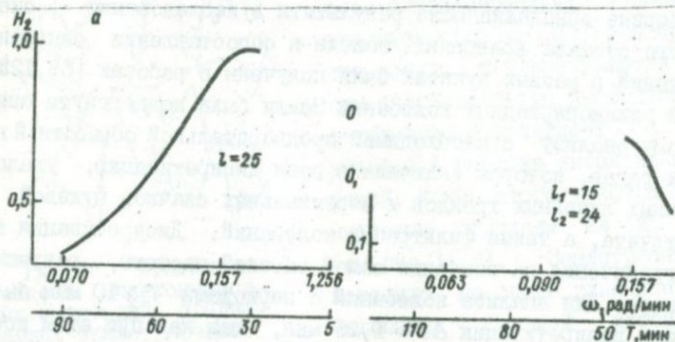


Рис.35. Вид частотной характеристики высокочастотного (а) и полосового (б) фильтров.

Полосовой фильтр имел частотную характеристику, описываемую выражением $H_3(\omega, l_1, l_2) = (1/l_1) H_1(\omega, l_1) H_2(\omega, l_2)$, вид которой показан на рис.35, б.

Определение спектральной плотности сейсмических колебаний выполнялось для автокорреляционных функций, рассчитанных по формуле

$$r_{xx}(k) = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})(x_{i+k} - \bar{x})}{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2},$$

где k — параметр задержки; x_i — значение временного ряда с шагом дискретизации Δt ; $\bar{x}$ — среднее значение ряда.

Оценки сглаженной спектральной плотности в силу четности автокорреляционной функции были рассчитаны по формуле

$$R_{xx}(\omega) = 2 \left[1 + 2 \sum_{k=1}^{l-1} r_{xx}(k) h(k) \cos \omega k \Delta t \right]$$

при $0 < \omega \leq \pi/\Delta t$ (l — точка отсечения корреляционного окна Бартлетта (3.9), $l = N/2$). На рис.36, a, b приведены автоспектры колебаний, зарегистрированных сейсмографом с магнетронным преобразователем в период с 18 ч 45 м 25.VI по 8 ч 15 м 26.VI.1973 г. (т.е. за 13 ч) в отсутствие сильных землетрясений (см. участки 8 и 9 рис.33). Вертикальными отрезками сверху отмечено положение на частотной оси сферических колебаний Земли [214], которым, по-видимому, могут соответствовать спектральные пики. Из рисунка видно, что часть спектральных пиков довольно хорошо совпадает с модами собственных колебаний; для некоторых пиков это совпадение несколько хуже, но для большинства лежит в пределах разрешающей способности, показанной справа горизонтальным отрезком. Характер спектра на рис.36, a, b не обнаруживает каких-либо особенностей, кроме изменения ширины спектральных пиков, обусловленного длиной записи. По этим рисункам можно выделить колебания, которые имеют явно нешумовую природу, но в то же время не могут быть определены как собственные по экспериментальным и теоретическим данным работ [7, 15, 103, 110, 121]. Это относится к составляющим колебаний с периодами около 42, 33 и 29 мин. Определение природы этих колебаний — задача дальнейших исследований.

Сравнительный анализ синхронных записей был выполнен с привлечением записей сейсмографа Пресса — Кинга, установленно-го в Обнинске (рис.36, z). Анализ частотных характеристик приборов, проводивших регистрацию сейсмических колебаний в июне 1973 г., показал, что сейсмограф системы Пресса — Кинга мог записать длиннопериодные колебания с амплитудой от долей до 2–3 мм для колебаний с периодами 30 и 50 мин. Визуально это должно было проявиться в сползании траас сейсмограммы, в отклонениях их от нулевой линии. При анализе наибольшие отклонения были выявлены на записи, полученной с 12 ч 00 м 16.VI по 2 ч 00 м 17.VI.1973 г., которая соответствует участку 3 перед сильным землетрясением 17.IV.1973 г. с $M = 7,8$ — см.рис.33.

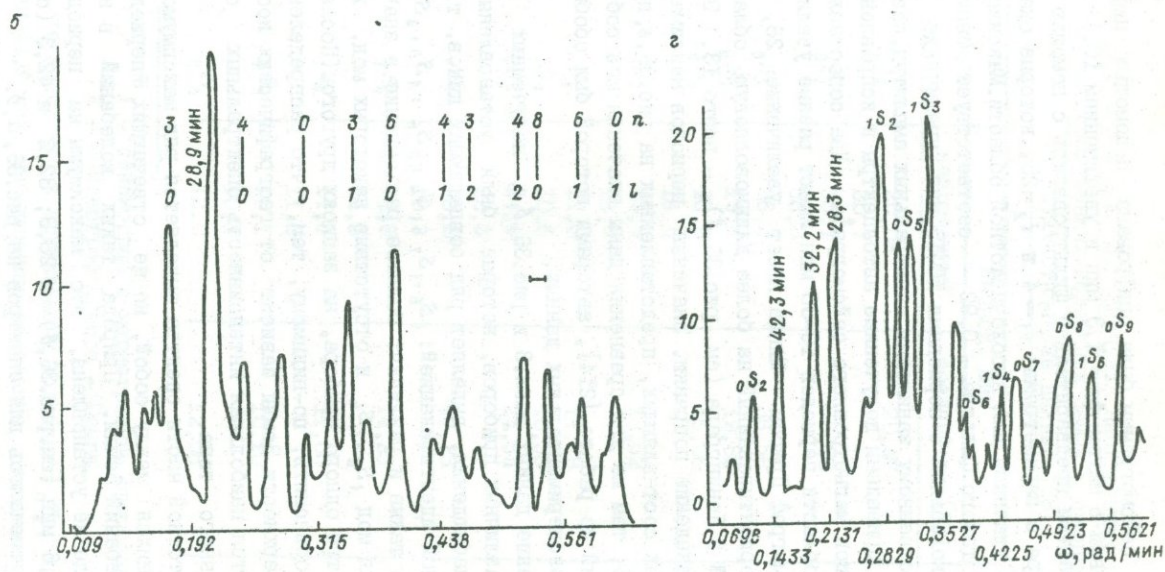
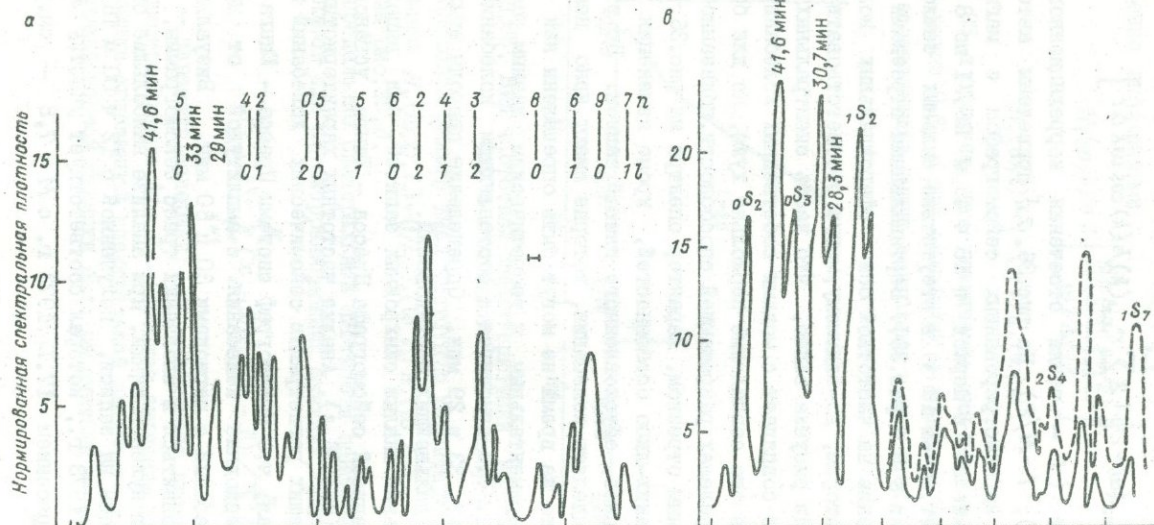


Рис.36. Автоспектры колебаний, рассчитанные по записи δ рис.33 (а) и по записи δ (б), а также колебаний, зарегистрированных в Ленинграде сейсмографом с магнетронным преобразователем (б) и сейсмографом Пресса - Кинга в Обнинске (з).

n - номер тона; l - число узловых поверхностей.

(Компонента Z сейсмограммы была оцифрована с помощью цифровальной установки с шагом $\Delta t = 1,3$ мин и увеличением 10.) Сопоставляемые записи предварительно фильтровались с помощью полосового фильтра с параметрами $L_1 = 4$ и $L_2 = 25$, которые оказались не совсем удачными для высокочастотной области. Максимальное увеличение такого фильтра — 0,92 — соответствует периоду 25 мин, а для колебаний с периодами 10–15 мин увеличение 0,5 привело к существенному занижению спектральных амплитуд, поэтому на рис.36,2 приведены полученные автоспектры и исправленный спектр для записи магнетронного сейсмографа. Два сопоставляемых прибора в области периодов 10–30 мин имеют разные увеличения; так, сейсмограф Пресса — Минга имеет увеличение 28, а магнетронный, ориентированный на более длинноволновую область и установленный в Ленинграде (см. рис.36,6), — всего 13. Этим и обусловлено введение поправки. Значения периодов максимальных спектральных составляющих, представленных на рис.36,2, приведены в табл.3, там же для сравнения даны значения мод собственных колебаний по работе [214], авторами которой был обобщен большой объем экспериментальных данных.

Сопоставление данных табл.3 и рис.36,6,2, полученных по записям двух различных приборов, которые были установлены в разных точках наблюдения, выделяет ряд совпадающих пиков, т.е. пиков с возможной идентификацией: ${}_1S_6, {}_1S_7, {}_1S_4, {}_0S_6, {}_1S_3, {}_0S_0, {}_0S_2$. Выявляются также и различия: большое расхождение в значениях периода для мод ${}_1S_2, {}_1S_4$ и отсутствие некоторых мод, выделенных в спектре одного прибора, на записях другого. (Последний факт можно объяснить, по-видимому, тем, что распределение смещений по поверхности Земли зависит от географических координат.) Отмечается наибольшая интенсивность спектральных составляющих основного тона.

В низкочастотной части спектра выделяется ряд максимумов, хорошо согласующихся между собой, но не отвечающих периодам собственных колебаний Земли. Природа таких колебаний в настоящее время еще не установлена, это максимумы на периодах 28,3; 30,7 и 41,6 мин (см.рис.36,6) и 28,3; 32,2 и 42,3 (см. рис.36,2), что отмечалось для спектров на рис.36,а,б.

Относительно колебаний с периодом ~ 42 мин можно сказать следующее. Поскольку сравниваются записи вертикальных маятни-

Т а б л и ц а 3. Значения наблюдаемых периодов
собственных колебаний Земли и средние
статистические данные [78]

Мода	Период, мин		Прибор
	наблюдаемый	средний по [78]	
${}_0S_0$	20,08	20,46	1*
	20,7		2**
${}_0S_2$	55,1	53,88	1
	56,3		2
${}_0S_3$	36,3	35,56	1
${}_0S_5$	19,6	19,82	2
${}_0S_6$	15,8	16,06	1
	16,0		2
${}_0S_7$	13,5	13,52	1
	13,7		2
${}_0S_8$	11,9	11,79	2
${}_0S_9$	10,5	10,56	2
${}_1S_2$	24,5	24,54	1
	22,3		2
${}_1S_3$	18,0	17,73	1
	18,3		2
${}_1S_4$	14,9	14,25	1
	14,3		2
${}_1S_6$	11,3	11,00	1
	11,2		2
${}_1S_7$	10,1	10,10	1
	10,1		2
${}_2S_4$	12,0	12,08	1

* 1 — сейсмограф с магнетронным преобразователем.

** 2 — сейсмограф Пресса — Кинга.

ков, то ясно, что к крутильному колебанию ${}_0T_2$, период которого равен 44,1 мин, наблюдаемое колебание отношения не имеет, так как вертикальные маятники не регистрируют крутильных колеба-

ний. Колебание с таким периодом было зарегистрировано после Чилийского землетрясения [15]. В работе [118] было показано, что в реальном земном шаре может существовать колебание ${}_0S_1$, имеющее период 41,66 мин для модели К.Буллена [20] и 41,43 мин для модели ДИ-11 [214]. Следовательно, можно предположить, что было выделено сфероидальное колебание первого порядка.

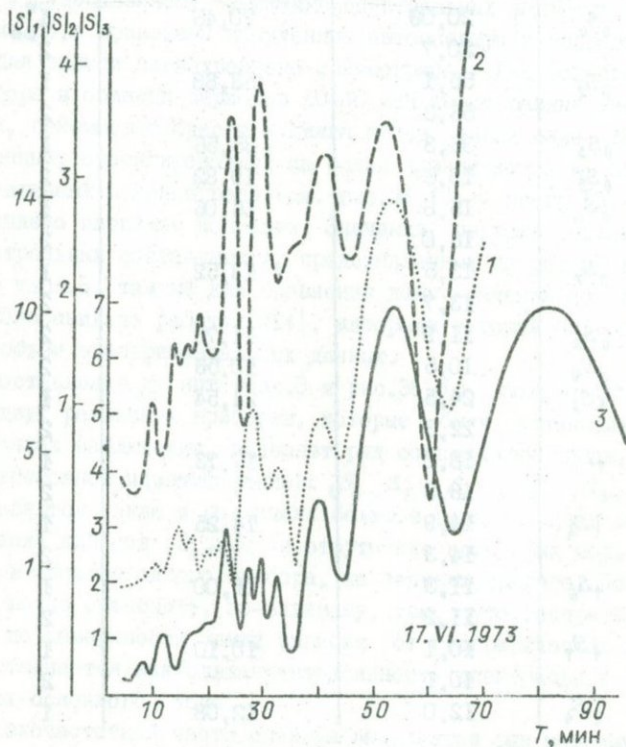


Рис.37. Спектры последовательных 3-часовых записей до землетрясения (1,2) и после него (3).

В высокочастотной части спектра можно предположить интерференцию линий ${}_0S_0$ и ${}_0S_5$, которая привела к асимметрии и смещению спектральной моды ${}_0S_0$ на рис.36,б. Тем не менее общее совпадение экстремумов в спектрах записей двух различных при-

боров, установленных в разных пунктах наблюдения, составляет 70% и позволяет предположить, что зарегистрирован один и тот же сейсмический процесс.

Многолетние наблюдения длиннопериодных колебаний показывают, что для них характерны эпизодические повышения уровня колебаний. В некоторых случаях увеличение уровня колебаний связано с сильным землетрясением, но наблюдались и случаи возрастания интенсивности колебаний, не связанные с этим явлением. Поэтому важен анализ спектрального состава колебаний до сильного землетрясения и после него. На рис.37 приведены спектры, рассчитанные для последовательных участков сейсмограммы продолжительностью 3 ч в обсуждаемом диапазоне собственных колебаний Земли. По величине спектральных амплитуд записей 1,2, предвещающих землетрясение 17.VI.1973 г. с $M=7,8$ ($\varphi=44,1^\circ N$; $\lambda=145,5^\circ E$; $O=3$ ч 55 мин 2 с), произошедшее западнее о-ва Кунашир, можно, в частности, отметить постепенное уменьшение среднего уровня зарегистрированных колебаний, который почти в два раза возрос после землетрясения (кривая 3). Спектральные составляющие с периодами 54 мин (${}_0S_2$), 40, 30 и 24 мин (${}_1S_2$) прослеживаются в спектрах до и после землетрясения.

Выделение в спектрах длиннопериодных колебаний составляющей, близкой к основному сфероидальному колебанию второго порядка, т.е. ${}_0S_2$, является весьма важным фактом, поскольку эта мода даже после землетрясений наблюдается сравнительно редко. Выделение такого колебания в записях, полученных в условиях слабой сейсмической активности, открывает особые перспективы для ее дальнейшего наблюдения и исследования. Колебание ${}_0S_2$ имеет средний период 53,8 мин и должно расщепляться вследствие вращения Земли на пять спектральных линий. Исследование этого мультиплета по относительно коротким записям продолжительностью 30–90 ч стало возможным благодаря вычислительному алгоритму, основанному на методе максимального правдоподобия [24].

В основе метода лежит представление реального процесса в виде суперпозиции отдельных экспоненциально затухающих гармоник и некоторого случайного нестационарного шума $\varepsilon(t)$:

$$f(t) = \sum_{k=1}^K (A_k \cos \omega_k t + B_k \sin \omega_k t) \exp(-\alpha_k t) + \varepsilon(t).$$

Нахождение параметров оцениваемых K гармоник ($A_k, B_k, \omega_k, \alpha_k$) осуществляется поочередно в результате максимизации следующей функции правдоподобия:

$$L = -(N/2) \ln \sigma_0^2 + \beta \sum_{i=1}^N t_i - [1/(2\sigma_0^2)] \sum_{i=1}^N [f(t_i) - \sum_{k=1}^K (A_k \cos \omega_k t + B_k \sin \omega_k t) \exp(-\alpha_k t)]^2 \exp(2\beta t_i) - (N/2) \ln 2\pi.$$

Условие максимума L по искомым параметрам сводится к решению системы дифференциальных уравнений вида $\partial L / \partial m_j = 0$ ($m_j, j = 1, 2, \dots, K$ — неизвестные параметры). Возможность последова-

Т а б л и ц а 4. Экспериментальное расщепление мультиплета ${}_0S_2$

m	$\bar{T}$, мин	T , мин
- 2	55,55	55,73
- 1	54,68	55,00
0	53,85	53,94
+ 1	53,08	53,23
+ 2	52,33	52,28

тельного вычитания определенных таким способом гармоник повышает разрешающую способность анализа и позволяет проводить исследование в случае интерференции близких гармоник.

Исследование расщепления ${}_0S_2$, выполнен-

ное по восьми записям разной продолжительности, показало, что при хорошем отношении сигнал/шум возможно определение всех пяти линий мультиплета по записям продолжительностью 60 ч. Средние значения частот синглетных линий m , полученные по записям, не связанным с сильными землетрясениями, сравниваются в табл. 4 с первым экспериментальным расщеплением мультиплета ${}_0S_2$ [206], определенным по записям землетрясения в Индонезии (Суматра, 1977 г., $M = 7,75$). Использованы сейсмограммы шести станций сети IDA продолжительностью 155 ч. Как видно из таблицы, получено очень хорошее согласие результатов.

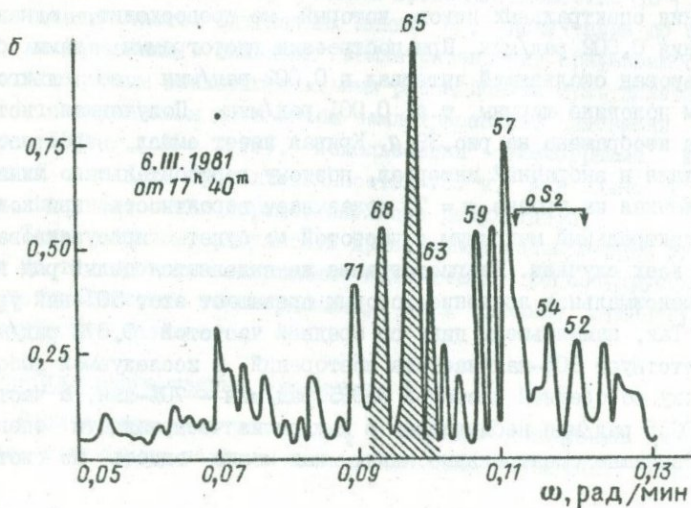
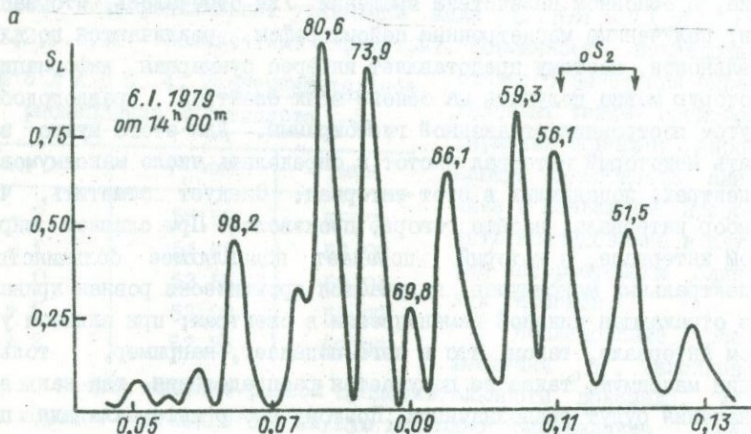
Таким образом, результаты проведенных исследований указывают на то, что длиннопериодные колебания, регистрируемые в отсутствие сильных землетрясений, есть реально существующее сейсмическое явление.

4. Сверхдлиннопериодные колебания

Расщепление мультиплета ${}_0S_2$ и хорошее совпадение результатов, полученных разными исследователями, позволяют перейти

к изучению спектра колебаний в диапазоне периодов 60–120 мин. Спектры правдоподобия, рассчитанные с помощью алгоритма [24], иллюстрирует рис.38. Как можно заключить из сопоставления спектров, при увеличении длительности записи от 65 (рис.38, δ) до 90 ч (рис.38, ϵ) спектры не претерпевают существенных изменений. В области мультимилета, μS_2 с увеличением длины реализации проявляются три-четыре максимума, отражающие его расщепление, в основном вследствие вращения. Уже отмечалось, что записи, полученные магнетронным сейсмографом, различаются по длительности, поэтому представляет интерес суммарная информация, которую можно получить на основе всех спектров правдоподобия путем построения сглаженной гистограммы. Для этого нужно задать некоторый интервал частот и определить число максимумов в спектрах, попадающих в этот интервал. Следует отметить, что выбор интервала, вообще говоря, произволен. При слишком широком интервале, в который попадает подавляющее большинство спектральных максимумов, получается практически ровная кривая, не отражающая никакой изменчивости в спектрах; при слишком узком интервале, таком, что в него попадает, например, только один максимум, также не получается распределения, так как все значения будут равнозначными. Поэтому выбор интервала для построения гистограммы обычно основывается на максимальном расхождении спектральных пиков, который не превосходит, однако, значения 0,002 рад/мин. При построении гистограммы нами был использован скользящий интервал в 0,002 рад/мин со сдвигом, равным половине ширины, т.е. 0,001 рад/мин. Полученная гистограмма изображена на рис.39, a . Кривая имеет смысл вероятности попадания в выбранный интервал, поэтому горизонтальная линия, проведенная на уровне $\pi = 7$, показывает вероятность, при которой спектральный максимум с частотой ω будет присутствовать в 50% всех случаев. На гистограмме же выделяется целый ряд пиков, максимальное значение которых превышает этот 50%-ный уровень. Так, наименьшему пику со средней частотой 0,072 рад/мин соответствует 60%-ная частота повторений в исследуемой выборке, пику со средней частотой 0,095 рад/мин – 70%-ная, а частота 0,0655 рад/мин наблюдалась в каждом из четырнадцати спектров. Значимые спектральные пики, как можно видеть из гисто-

граммы, локализованы на частотной оси, каждому пику соответствует некоторая ограниченная частотная область (выделена штриховкой). Эта локализация спектральных пиков отражает наличие определенного частотного распределения и подтверждает тем самым неслучайный характер наблюдаемых колебаний. В скобках по оси абсцисс для сравнения даны значения периодов, наблюдавшихся ранее [15,68,103,110].



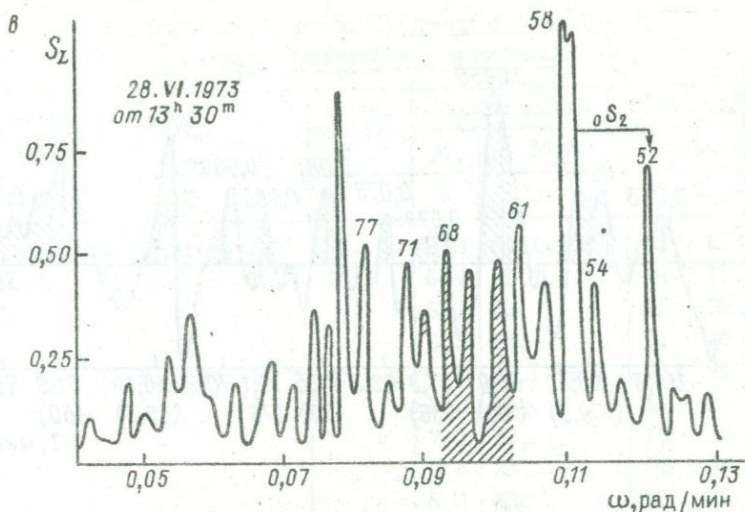


Рис.38. Спектры правдоподобия записей продолжительностью 30 (а), 65 (б) и 90 (в) часов.

Цифры над кривыми — значения периодов в минутах.

Эффект резкого повышения фона сверхдлиннопериодных колебаний, подобный отмеченному в июне 1973 г., наблюдался в дальнейшем и в записях помехозащищенного сейсмографа в фотоэлектрическом преобразователе в 1980–1982 гг. В табл.5 приведены общие сведения об использованном материале. Следует отметить, что и здесь записи различаются по интенсивности. Наивысшая интенсивность колебаний зарегистрирована с декабря 1980 по февраль 1981 г., а также в январе 1982 г.

По спектрам правдоподобия всех записей построена smoothed гистограмма (см.рис.39, б, кривая 1), подтверждающая неслучайный характер сверхдлиннопериодных колебаний [153]. Кривая 2 на рис.39, б соответствует распределению частот в спектрах правдоподобия только слабых, отмеченных звездочкой в табл.5, колебаний. Сравнение кривых 1 и 2 показывает, что спектральный состав как сильных, так и слабых колебаний практически одинаков.

В табл.5 приведены сведения о землетрясениях с магнитудой $M \geq 6,0$, которые произошли в период, соответствующий использо-

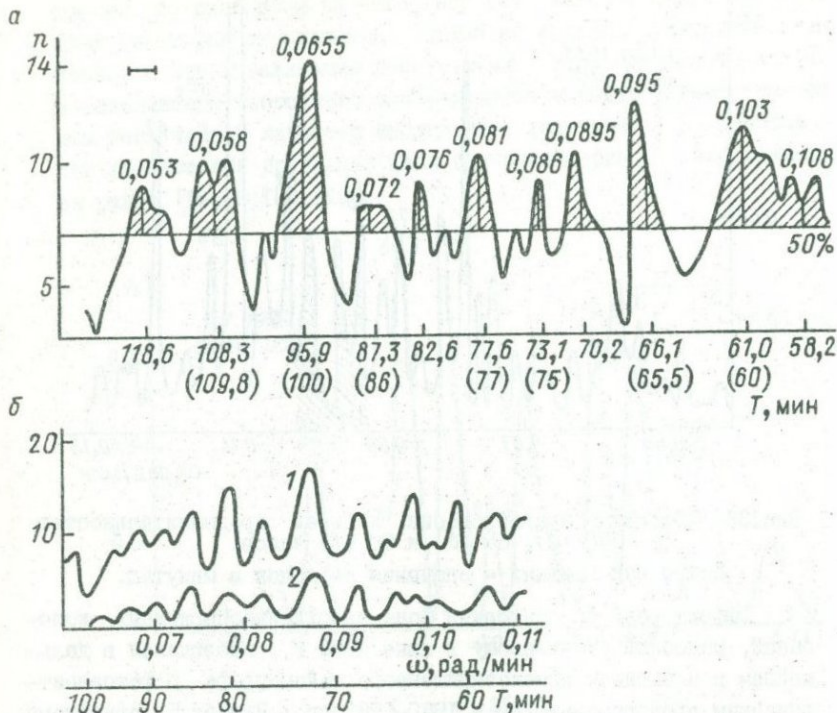


Рис.39. Сглаженные гистограммы распределения частот сверхдлиннопериодных колебаний за 1973, 1979 (а) и 1980-1982 гг. (б, 1) и гистограмма (б, 2), построенная по записям со слабой интенсивностью колебаний.

Цифры над пиками рис. а - средние значения частот выделенных областей, — - величина сглаживающего интервала, использованного при построении рис.а.

ваным записям. Сравнение времени возникновения землетрясения с временем начала возбужденного участка записи показывает, что только для шести записей (2,3,6,15,17,18) можно предположить источником возбуждения землетрясение с $M \gg 7,0$, в остальных случаях, если такие землетрясения и происходят, то значительно позже, на фоне установившихся интенсивных колебаний. Следует отметить, что в период слабой сейсмической активности (землетрясения с $M \leq 7,0$) наблюдаются колебания как с повышенной, так и с пониженной интенсивностью (ср. с рис.33).

Т а б л и ц а 5. Сведения о длинно-
и сверхдлиннопериодных колебаниях

Номер участка	Начало	Длина записи, ч	Землетрясения в этот период		
			M	Дата	Начало
1	2	3	4	5	6
1	05.XI.1980; 14 ⁰⁰	70	6,0	04.XI.1980	10 ч 45 мин
2	12. 12 ⁰⁰	70	6,9	11.	18 15
			6,6	12.	21 07
			6,3	14.	03 47
3	23.I.1981; 16 ⁰⁰	45	6,8	19.I.1981	15 11
			6,2	22.	16 25
			7,2	22.	19 34
			7,8	23.	04 58
			6,6	23.	10 22
			7,1	23.	21 13
			6,8	23.	21 54
4	29. 14 ⁰⁰	70	6,2	29.	04 51
			7,2	30.	08 52
			6,0	01.II.	13 17
5	21.II 12 ⁰⁰	50	6,1	22.	21 45
			7,2	23.	08 02
6	06.III 18 ⁰⁰	70	6,1	05.III	06 59
			7,0	06.	19 42
			6,2	07.	11 34
7	08.V 12 ⁰⁰	70	6,1	06.V	00 18
			7,5	08.	23 34
8	22. 10 ⁰⁰	68	6,0	20.	13 51
			6,4	22.	02 55
9	18.VI 10 ⁰⁰	70	7,0	11.VI	07 24
10*	11.IX 07 ⁰⁰	50	6,1	08.IX	19 26
			6,9	12.	07 15
11*	13. 09 ⁰⁰	70	6,5	14.	12 44
12*	02.X 16 ⁰⁰	70	6,2	01.X	14 04
			6,1	03.	21 01
13	23.XI 09 ⁰⁰	72	6,9	24.XI	05 33

1	2	3	4	5	6
14	06.I.1982; 19 ⁰⁰	70	6,5 6,3 6,0 6,0	03.I.1982 04. 04. 07.	14 ч 09 мин 06 05 22 20 08 03
15	11. 09 ⁰⁰	96	7,1 6,1 6,1 6,0	11. 11. 12. 13.	06 10 06 49 06 48 00 06
16	15. 09 ⁰⁰	96	6,5 6,2	14. 15.	14 35 13 48
17	19. 09 ⁰⁰	120	7,2 6,5 6,3	18. 20. 20.	19 27 04 25 07 09
18	25. 09 ⁰⁰	144	7,0 7,2 7,0	23. 24. 25.	17 37 06 08 06 29
19	31. 09 ⁰⁰	72			
20*	03.II 09 ⁰⁰	72	6,1	03.II	20 42
21*	06. 09 ⁰⁰	72			
22*	10. 09 ⁰⁰	96	6,2	10.	20 37

Факт существования длиннопериодных колебаний в условиях пониженной сейсмической активности был подтвержден позднее по наблюдениям колебаний Земли, зарегистрированным лазерным деформографом [40].

Спектральный состав колебаний в сверхдлиннопериодном диапазоне до сильного землетрясения и после него обнаруживает полное соответствие. На рис.40 спектры колебаний построены для участков продолжительностью 50 ч и показывают возросший уровень колебаний после сильного землетрясения (25.V.1981 г., Окландские о-ва, $M = 7,4$) и идентичность спектрального состава.

Широкий диапазон частот под спектральными пиками гистограмм распределения частот дает основание предполагать здесь более тонкую структуру спектра, т.е. наличие не одной, а не-

скольких спектральных составляющих в исследуемом процессе. Детальный анализ, проведенный для спектрального пика с периодом 66 мин (см. рис. 38, а), подтвердил это предположение. Как оказалось, асимметричный пик представляет собой сумму трех гармоник. Их частоты равны 0,093; 0,097 и 0,099 рад/мин. Следует отметить, что с увеличением длины записи эти три линии были разрешены в начальных спектрах правдоподобия. На рис. 38, б и в пики, соответствующие выделенным линиям, заттрихованы.

Для исследования тонкой структуры спектра были использованы записи, не связанные с сильными землетрясениями. Анализ колебаний в сверхдлиннопериодном диапазоне проводился по записям с наибольшей длительностью колебаний — 90 (1973 г.) и 65 ч (1981 г.)

и по двум записям с максимальными амплитудами колебаний продолжительностью 30 ч (1973, 1979 гг.). Уточнение структуры низкочастотной части спектра было проведено в диапазоне периодов 58–105 мин, который определялся только соответствующей фильтрацией. Исследование более низких частот по данным визуального анализа записей возможно при задании других параметров фильтров. Результаты спектрального анализа сверхдлиннопериодных колебаний, дополненные сведениями о мультиплексе $0S_2$ для тех же записей, показаны на рис. 41. Значения амплитуд гармонических составляющих нормированы на дисперсии остаточных рядов (шумовая часть), что позволяет сопоставить их относительные амплитуды во времени. Рисунок дает наглядное представление о группировании колебаний, выделенных по каждой записи, и о распределении этих групп на частотной оси. Учитывая тот факт, что записи получены в существенно разное время двумя

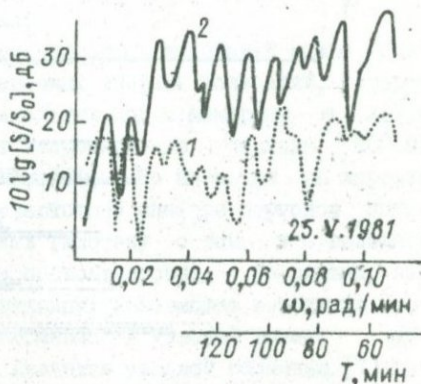


Рис. 40. Спектральный состав сверхдлиннопериодных колебаний до землетрясения (1) и после него (2).

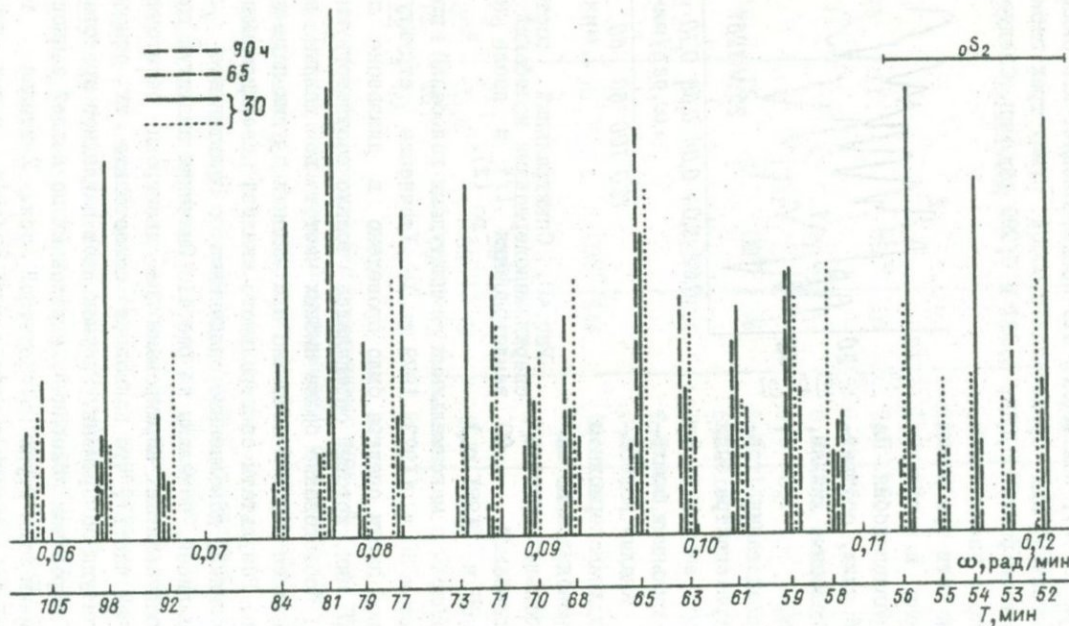


Рис. 41. Тонкая структура спектра сверхдлиннопериодных колебаний Земли и расщепление мультиплета $0S_2$.

Пояснения см. в тексте.

разными приборами, можно сделать вывод об обнаружении устойчивого спектра длиннопериодных колебаний, не связанных с сильными землетрясениями, и выявлении его структуры.

Анализ колебаний, впервые проведенный в такой низкочастотной области спектра, позволил определить его структуру. Однако вопрос о природе и источниках, возбуждающих наблюдаемые колебания, сложен и не однозначен.

Исследованный спектр низкочастотных колебаний можно было бы отнести к области так называемых ядерных колебаний, которые впервые рассчитаны для сфероидальных мод с номерами $n = 2; 3; 4$ Х.Пекерисом, Х.Ярошем и имеют теоретические периоды 100,9; 85,5 и 76,5 мин соответственно [121]. Но несмотря на хорошее согласие определенных в низкочастотном спектре периодов колебаний с теоретическими, принять гипотезу о том, что выделены ядерные колебания, мешают два обстоятельства. Во-первых, это противоречит динамическому принципу: невозможно возбудить собственные колебания силой, приложенной в узловой точке: для ядерных колебаний вся мантия является узловой областью [7]. Во-вторых, смещения для ядерных колебаний локализованы в ядре, а на поверхности имеют небольшую амплитуду, т.е. практически не должны регистрироваться [118], что не согласуется с нашими наблюдениями. В указанных работах, как и в других современных моделях, Земля рассматривается как упругое тело с жесткими границами. Если же усложнить модель Земли, например учитывать фазовые переходы на границах, то (как предполагается в работе [33]) можно получить объяснение обнаруженных авторами работ [15, 103, 110] периодов собственных колебаний Земли, значительно больших, чем основной сфероидальный тон второго порядка.

Затруднения, возникающие при рассмотрении вопроса о природе длиннопериодных колебаний, имеют место и при определении их источников. Известно, что сильные землетрясения с магнитудами $M > 7$ возбуждают собственные колебания Земли. Есть данные, подтверждающие возбуждение собственных колебаний Земли более слабыми землетрясениями [24, 223]. Однако, по нашему мнению, далеко не каждое землетрясение с магнитудой $M = 7$, а особенно более слабое, способно возбудить длиннопериодные колебания. Для их возбуждения необходим особый механизм очага: вре-

менная функция источника должна отличаться существенно большей длительностью, чем при обычных землетрясениях. Примеры таких источников имеются, в частности, в работах [238, 239]. В общем случае необходимо так называемое асейсмическое скольжение, предваряющее основной толчок. Такой процесс (крип) может и не сопровождаться землетрясением, подобное явление известно под названием "тихих" (или "замедленных") землетрясений [240, 247, 280].

5. Поплавковые колебания Земли

Под поплавковыми колебаниями Земли будем понимать ее перемещения на орбите в направлении оси вращения. На возможность существования поплавковых колебаний Земли указывают результаты исследований дрейфа нуля сейсмометров и гравиметров, а также результаты сопоставления океанических приливов северного и южного полушарий [61, 63, 64].

Планетарный характер явления. Как известно, дрейф нуля длиннопериодных сейсмометров создает большие трудности при их эксплуатации и ухудшает качество сейсмологического материала. Во-первых, при отклонении маятника от положения равновесия изменяется период собственных колебаний, а следовательно, частотная характеристика прибора, которую невозможно контролировать в процессе наблюдений. Во-вторых, по ряду причин движения маятника происходят неравномерно, вследствие чего запись сейсмических волн искажается клевками. В-третьих, при сравнительно больших амплитудах дрейфа маятник теряет устойчивость и заваливается. Так как дрейф нуля, как правило, представляет собой сравнительно медленные перемещения маятника около положения равновесия, то очевидно, что наибольшие помехи возникают при работе с сейсмометрами, снабженными преобразователями по смещению. Так, например, еще в 1962 г. в процессе эксплуатации длиннопериодного магнетронного сейсмографа были обнаружены нерегулярные колебания с периодами от нескольких часов до суток и больше с амплитудой на записи 10–15 мм [56]. Колебания проявлялись на сейсмограмме в виде сползания трасс и представляли собой результат дифференцирования сравнительно медленных отклонений маятника от положения равновесия. Эти сигналы наруша-

ли стабильность работ сейсмографа и ограничивали возможности регистрации длиннопериодных сейсмических волн. Поэтому для выяснения причин оползания нуля длиннопериодного сейсмографа на кафедре физики Земли Ленинградского университета были поставлены наблюдения за дрейфом нуля маятника СВКД.

Сигнал с магнетронного преобразователя подавался на катодный повторитель, а затем на электронный самописец типа ЭШ-09М, который был снабжен автоматическим устройством смещения пера от края диаграммной ленты к середине. Устройство обеспечивало регистрацию колебаний в динамическом диапазоне 80 дБ. Нормальное увеличение прибора равнялось 12 000. Сейсмометр имел схему термокомпенсации маятника, состоявшую из катушки электродинамического преобразователя и моста постоянного тока, в двух противоположных плечах которого были включены терморезисторы типа ММТ-1. Коэффициент термокомпенсации равнялся 50.

В конце 1969 г. аналогичный прибор был установлен на сейсмической станции "Пулково". Кроме того, проводилась запись дрейфа нуля сейсмометра типа СВК. При этом сейсмометры СВК и СВКД были ориентированы относительно друг друга таким образом, что на всевозможные наклоны почвы они реагировали бы в противофазе. Колебания температуры в помещениях не превышали $\pm 1^\circ\text{C}$, что практически не влияло на дрейф нуля, так как при увеличении, равном $12 \cdot 10^3$, это соответствовало амплитуде колебаний на записи ± 3 см.

На рис. 42, а приведены записи дрейфа нуля маятника, установленного в разных городах (кривые 1 и 2). По осям ординат рисунка отложена величина смещения центра качаний маятника $x_{\text{см}}$ от положения равновесия; положительные значения $x_{\text{см}}$ соответствуют опусканию маятника. Видимые периоды дрейфа нуля сейсмометра (см. рис. 42, а, б) изменяются в диапазоне от нескольких суток до месяца и более. Самые высокочастотные колебания имеют видимый период $\sim 2-3$ суток (см. рис. 42, б). В результате анализа записей дрейфа нуля не было обнаружено суточной волны.

В соответствии с этими записями были построены спектры колебаний (см. рис. 42, в). На нем кривая 1 представляет собой спектр дрейфа нуля маятника за период с 1.VII.1965 по

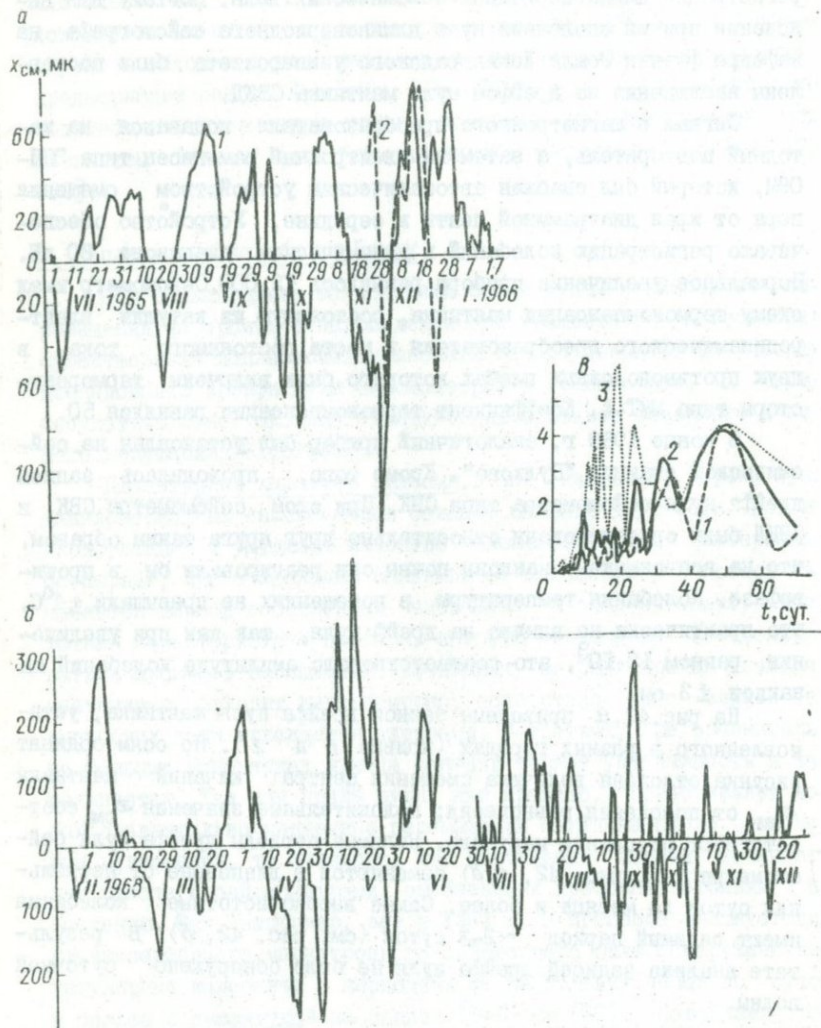


Рис.42. Записи дрейфа нуля сейсмометров и их спектры.
Пояснения см. в тексте.

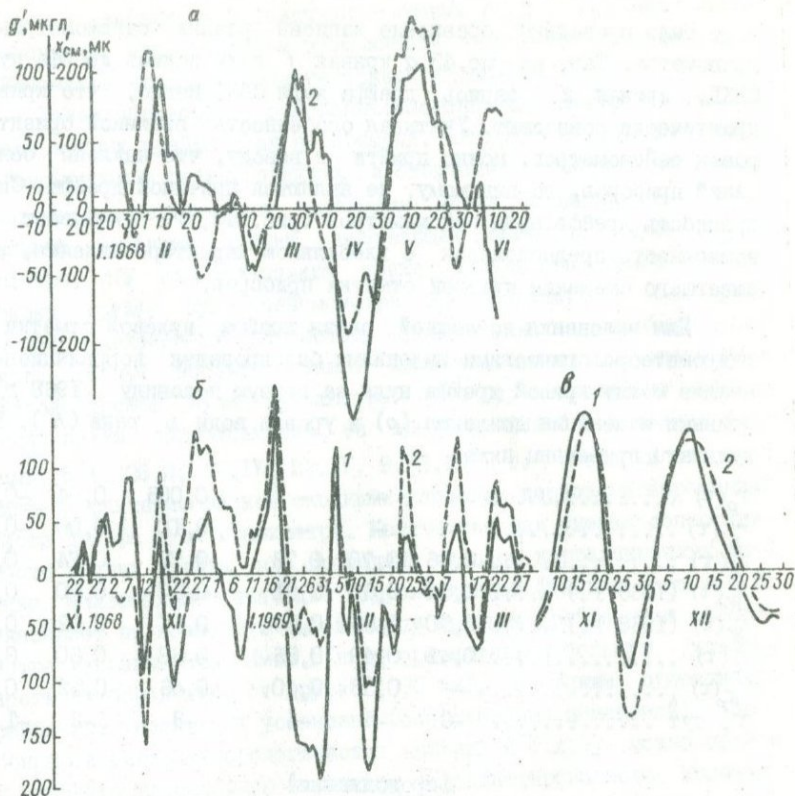


Рис.43. Записи дрейфа нуля разных сейсмометров и гравиметра.
 а - сейсмометр (1), гравиметр (2); б - СВКД (1) и СВК (2) для 1968 г. и I.Ш.1969 г., в - СВКД (1) и (2) для XI-XII 1969 г.

20.I.1966 г.; кривые 2,3 - спектры за первую и вторую половины 1968 г. соответственно. Обращает внимание устойчивость спектрального состава колебаний во времени. Так, например, спектры 1 и 2 практически совпадают, а все три спектра имеют максимумы на 14-15, 24-25, 48-50-е сутки, что, по-видимому, говорит о стационарности явления (в спектральном смысле), вызвавшего дрейф нуля сейсмометров.

Было проведено сравнение записей разных сейсмометров и гравиметра. Так, на рис. 43, а кривая 1 есть запись дрейфа нуля СВКД, кривая 2 — запись дрейфа нуля СВК. Видно, что кривые практически совпадают. Учитывая особенность взаимной ориентировки сейсмометров, можно прийти к выводу, что наклоны оснований приборов, по-видимому, не являются причиной дрейфа. Синхронность дрейфа нуля сейсмометров (рис. 43, б) указывает на возможность предположения о глобальном характере явления, вызывающего смещение нулевой отметки приборов.

Для выяснения возможной связи дрейфа нулевой отметки с гидрометеорологическими явлениями был проведен корреляционный анализ между кривой дрейфа нуля за первую половину 1968 г. и кривыми изменения давления (p) и уровня воды в реке (h'). Результаты приведены ниже:

$r_p(\tau)$	-	-	-	0,005	0,04	-0,02
$r_{h'}(\tau)$	-	-	-	0,10	0,00	-0,07
$r_r(\tau)$	0,66	0,70	0,72	0,73	0,74	0,75
$r_w(\tau)$ (1965 г.)	0,54	0,60	0,61	0,57	0,50	0,39
$r_w(\tau)$ (1968 г.)	0,50	0,55	0,59	0,61	0,62	0,60
$r_L(\tau)$	0,42	0,49	0,55	0,58	0,60	0,59
$r_{K_p}(\tau)$	-	0,33	0,40	0,46	0,52	0,57
τ , сут	-6	-5	-4	-3	-2	-1

(продолжение)

$r_p(\tau)$	-0,06	-0,01	0,08	0,14	0,15	0,13	0,10
$r_{h'}(\tau)$	0,06	-0,02	0,06	0,17	0,20	0,17	0,13
$r_r(\tau)$	0,72	0,68	0,65	-	-	-	-
$r_w(\tau)$ (1965 г.)	0,27	0,17	0,08	-	-	-	-
$r_w(\tau)$ (1968 г.)	0,56	0,51	0,46	-	-	-	-
$r_L(\tau)$	0,56	0,52	0,46	-	-	-	-
$r_{K_p}(\tau)$	0,61	0,62	0,62	0,50	0,56	0,51	-
τ , сут	0	+1	+2	+3	+4	+5	+6

Видно, что максимальные значения корреляционных функций $r_p(\tau)$ и $r_{h'}(\tau)$, характеризующих связь дрейфа нуля с давлением и уровнем воды в реке, малы. Однако если им придать значение,

то они указывают на запаздывание кривых p и h' , равное четырем суткам, что исключает возможность объяснения дрейфа нуля сейсмометра гидрометеорологическими явлениями.

Таким образом, на основании постоянства спектрального состава кривых дрейфа нуля во времени, синхронности дрейфа нуля сейсмометров в разных пунктах и отсутствия связи с местными гидрометеорологическими условиями можно предположить глобальный характер причин, вызывающих смещение нуля-пункта прибора. На это указывают также результаты сопоставления кривых дрейфа нуля сейсмометра и гравиметра (см. рис. 43, б), сглаженных по методу усреднения за пробный период, равный восьми суткам. Непериодическая составляющая кривой дрейфа нуля гравиметра была предварительно исключена путем аппроксимации ее ломаной линией с нулевыми точками: 5.I, 26.II, 12.IV, 22.IV, 9.VII.1968 г. Отрезки нулевой линии характеризовались сходными видимыми периодами переменной части дрейфа нуля гравиметра. Количественная оценка сопоставимости кривых дрейфа была проведена методом корреляционного анализа. Максимальное значение корреляционной функции $r_r(\tau) = 0,75$ указывает на возможную связь между кривыми дрейфа нуля сейсмометра и гравиметра. Имея в виду сравнительно большую удаленность приборов друг от друга (4000 км), а также существенно различные условия их установки (оборудование помещений, особенности гидрометеорологических явлений и т.д.), можно прийти к выводу о планетарном характере зарегистрированного явления. Вместе с тем значительные амплитуды дрейфа не находят пока объяснения, если не предположить существования перемещений Земли. Тогда кривую дрейфа нуля можно толковать как запись ускорений при возмущениях орбиты Земли. Так как на записи дрейфа нуля не было обнаружено суточных волн с заметной амплитудой, то можно предполагать, что перемещения происходят в направлениях, близких к направлению оси вращения Земли, т.е. Земля колеблется, как поплавок.

6. Связь поплавокных колебаний с солнечной активностью

Если допустить существование поплавокных колебаний Земли, то можно ожидать определенной связи этого явления с солнечной

активностью как о источнике энергии и о магнитной активности, отражающей геоэффективность солнечной активности. На возможность такой связи указывает спектральный состав кривых дрейфа нуля сейсмометров. Действительно, в спектрах на рис.43 достаточно хорошо выделяются периоды, равные 25 и 32 суткам, которые совпадают с периодами обращения Солнца на экваторе и на полюсах.

При изучении связи поплавокных колебаний Земли с солнечной активностью были использованы числа Вольфа, так как они учитывают роль групп по сравнению с количеством отдельных пятен, и числа L , характеризующие роль пятен, расположенных ближе к центру солнечного диска. Числа L находились по формуле $L = \sum_{i=1}^{i=g} f_i (r_i/R)^2$. Здесь r_i/R - расстояние группы пятен от центра видимого солнечного диска, выраженное в долях радиуса Солнца; g - число групп; f - число пятен в группе. В качестве характеристики магнитной активности был использован K_p -индекс. На рис.44 показаны записи поплавокных колебаний (кривые 1) и изменения солнечной (α, δ) и магнитной (δ) активностей (кривые 2). Видно, что кривые имеют сходство. Необходимо отметить также, что ход индекса L лучше сопоставляется с высокочастотными компонентами поплавокных колебаний Земли.

Количественная оценка сопоставимости кривых была проведена методом корреляционного анализа. Ранее уже были приведены значения корреляционных функций, характеризующих связь кривых дрейфа нуля с индексами солнечной и магнитной активности. Как видно из этих данных, максимальные коэффициенты корреляции равны 0,6-0,62, что, по-видимому, говорит о существовании связи между явлениями. При этом ход солнечной активности опережает ход кривой дрейфа на двое суток в 1968 г. и на 4-5 суток в 1965 г., а ход магнитной активности практически синхронен с дрейфом нуля сейсмометра.

Как известно, в годы минимума солнечной активности, в котором относится и 1965 г., преобладает сравнительно медленное рекуррентное излучение из так называемых M -областей. Время пробега частиц этого излучения от Солнца до Земли составляет 4-6 суток, что совпадает с запаздыванием кривой дрейфа относительно хода солнечной активности. В годы максимума солнечной

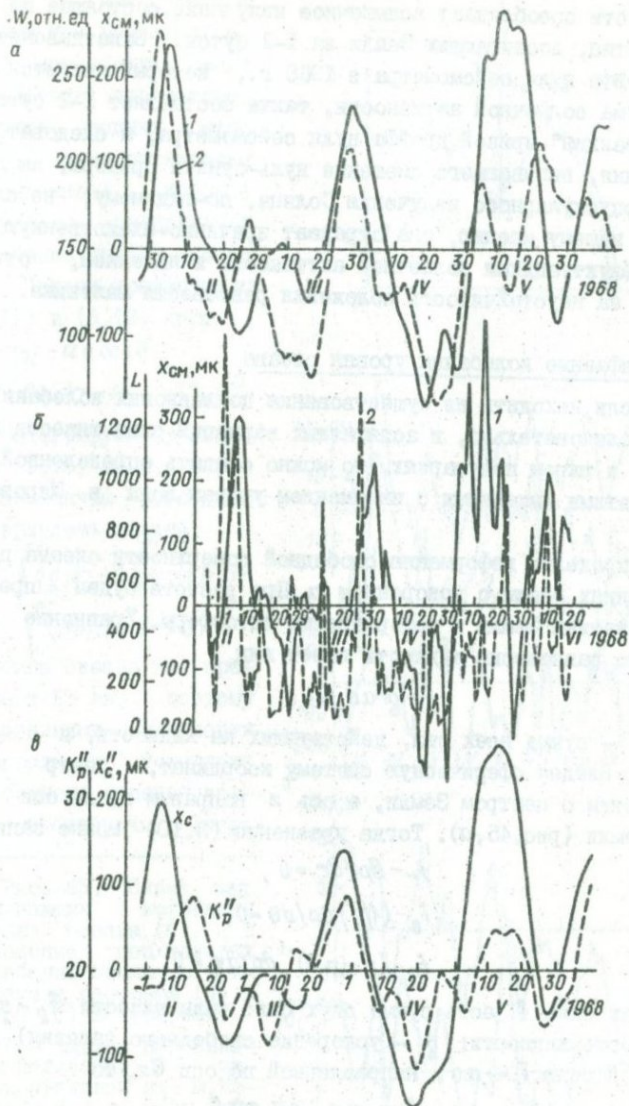


Рис.44. Сопоставление записи поплавковых колебаний Земли (кривые 1) с ходом солнечной (а,б) и магнитной (б) активностей (кривые 2).

активности преобладает вспышечное излучение, состоящее из быстрых частиц, достигающих Земли за 1–2 суток. Запаздывание кривой дрейфа нуля сейсмометра в 1968 г., который является годом максимума солнечной активности, также составляет 1–2 суток. Такая "реакция" кривой дрейфа нуля сейсмометра, а следовательно, и явления, вызывающего смещение нуля-пункта прибора, на характер корпускулярного излучения Солнца, по-видимому, не случайна. По нашему мнению, она отражает причинно-следственную связь между флуктуациями солнечной активности и явлением, ответственным за неустойчивость положения равновесия маятника.

7. Асинфазные колебания уровня океана

Если исходить из существования поплавокных колебаний Земли, а следовательно, и асинфазных вариаций силы тяжести в северном и южном полушариях, то можно ожидать определенной связи между этими явлениями с изменением уровня воды в Мировом океане.

Определим деформацию свободной поверхности океана при перемещениях Земли с ускорением a . При расчете будем пренебрегать сжатием Земли и деформациями литосферы. Уравнение статического равновесия жидкости имеет вид

$$f - \text{grad } p = 0, \quad (3.10)$$

где f — сумма всех сил, действующих на жидкость, а p — давление. Введем сферическую систему координат, центр которой совместим с центром Земли, а ось z направим вдоль оси вращения Земли (рис. 45, а). Тогда уравнение (3.10) можно записать в виде

$$\begin{aligned} f_r - \partial p / \partial r &= 0, \\ f_\theta - (1/r) \partial p / \partial \theta &= 0, \\ f_\varphi - (r \sin \theta)^{-1} \partial p / \partial \varphi &= 0. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Так как сила f есть сумма двух сил: силы тяжести $f_g = \rho g$ (ρ — плотность жидкости; g — ускорение свободного падения) и инерционной силы $f_i = -a\rho$, направленной по оси Oz , то

$$\begin{aligned} f_r &= -\rho g - \rho a \cos \theta, \\ f_\theta &= \rho g \sin \theta, \\ f_\varphi &= 0. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Здесь мы пренебрегаем изменением гравитационного потенциала Земли вследствие перераспределения водных масс (т.е. самопритяжением водных масс), которое несколько увеличивает изменение уровня океана.

Первые уравнения из (3.11) и (3.12) дают

$$\begin{aligned} -\rho g - \alpha \rho \cos \theta - \\ - \partial p / \partial r = 0. \end{aligned} \quad (3.13)$$

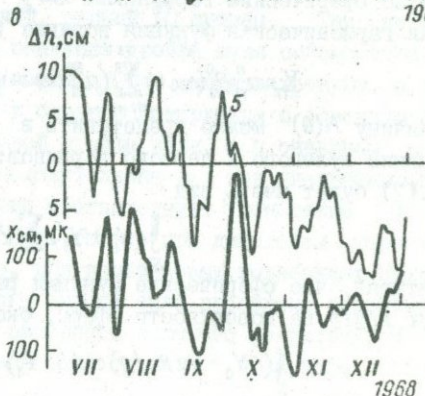
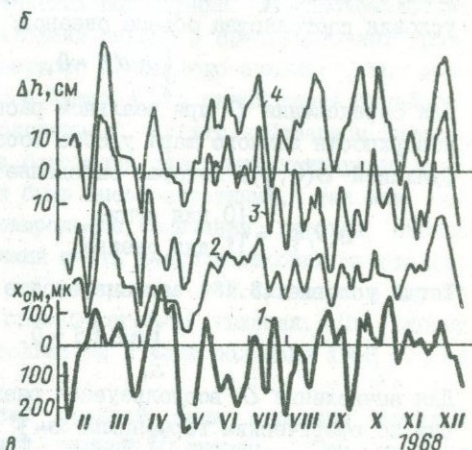
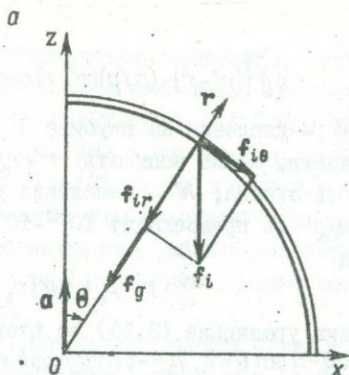
Проинтегрируем уравнение (3.13) по r , через r' обозначим свободную поверхность океана:

$$\begin{aligned} - \int_{r'}^r \rho g dr - \alpha \int_{r'}^r \rho \cos \theta dr - \\ - \int_{r'}^r (\partial p / \partial r) dr = 0. \end{aligned}$$

Глубина океана не превышает 13 км, поэтому изменениями плотности (ρ) воды и ускорения свободного падения можно пренебречь. Тогда

Рис. 45. Схема сил, вызывающих колебания уровня океана (а), и сравнение поплавок-овых колебаний Земли с приливами в северном (б) и южном (в) полушариях.

1 - запись поплавок-овых колебаний; 2 - запись приливов на м. Мелания; 3 - на о-ве Хейса; 4 - на о-ве Правик; 5 - на ст. "Молодежная".



$$\rho g [(r'-r) - (a/g)(r'-r) \cos \theta] = p - p_0. \quad (3.14)$$

Здесь p — давление на глубине r ; p_0 — давление на свободной поверхности. Можно записать: $r' = r_0 + h$ (r_0 — невозмущенная поверхность океана; h — изменение уровня океана). Так как отношение a/g не превосходит 10^{-6} – 10^{-7} , то уравнение (3.14) примет вид

$$p = p_0 + \rho g (r_0 + h - r). \quad (3.15)$$

Подставив уравнение (3.15) во второе уравнение (3.11), получим $(g/r) \partial h / \partial \theta - a \sin \theta = 0$, $h = -(ar/g) \cos \theta + C$. В качестве r можно взять радиус Земли R_E . Постоянная интегрирования C находится из условия постоянства объема океанов:

$$\int_S h dS = 0. \quad (3.16)$$

Для определения C при реальном распределении континентов по поверхности земного шара удобно воспользоваться океанической функцией $\sigma(\theta, \varphi)$, которая определяется следующим образом [5]:

$$\sigma(\theta, \varphi) = \begin{cases} 0 & \text{для суши;} \\ 1 & \text{для океана.} \end{cases}$$

Тогда условие (3.16) записывается в виде

$$\int_{S_E} h \sigma dS = 0. \quad (3.17)$$

Для вычисления C воспользуемся разложением океанической функции по сферическим гармоникам $\sigma = \sum_{n=0}^{\infty} Y_n(\theta, \varphi)$, где Y_n — сферическая гармоническая функция порядка n :

$$Y_n = a_n^0 P_n^0(\cos \theta) \sum_{m=1}^n (a_n^m \cos m\varphi + b_n^m \sin m\varphi) P_n^m(\cos \theta).$$

Величину $h(\theta)$ можно представить в виде суммы сферических функций нулевого и первого порядков: $h = Y_0' + Y_1'$, тогда условие (3.17) будет иметь вид

$$\int_{S_E} (Y_0' + Y_1') \sum Y_n dS = 0.$$

Учитывая, что сферические функции разных порядков ортогональны друг другу на поверхности сферы, окончательно получаем

$$\int_{S_E} (cY_0 - (aR_E/g) \cos \theta \cdot Y_1) dS = 0. \quad (3.18)$$

Коэффициенты разложения по сферическим гармоникам, определенные путем численного интегрирования, приведены в работе [86]: $Y_0 = 0,714$, $Y_1 = -0,213 \cos \theta + (0,187 \cos \varphi - 0,095 \sin \varphi) \sin \theta$. Подставляя Y_0 и Y_1 в уравнение (3.18) и интегрируя, находим $C = -0,1a R_E/g$ и $h = -(a R_E/g)(0,1 + \cos \theta)$. Из последнего выражения видно, что максимальные амплитуды колебаний уровня должны быть в высоких широтах, а минимальные — вблизи экватора. Кроме того, подъему уровня воды в одном полушарии должно соответствовать его понижение в другом.

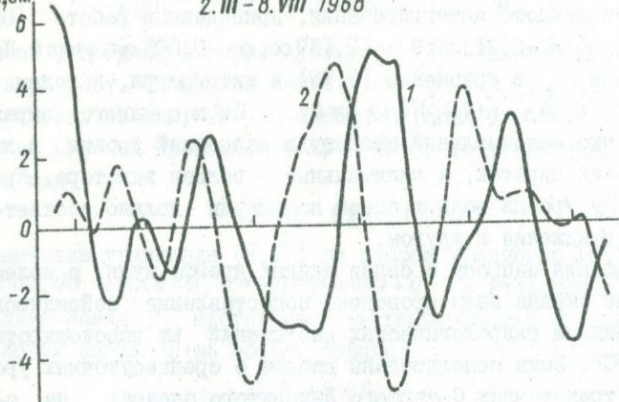
Для решения вопроса о связи кривых дрейфа нуля с колебаниями уровня океана было проведено сопоставление сейсмических данных с данными гидрологических наблюдений на высокоширотных станциях СССР. Были использованы данные о среднесуточных уровнях воды в трех точках Северного Ледовитого океана: на о-ве Хейса, о-ве Правды, на мысе Желания и, в одной точке Индийского океана — на станции "Молодежная". Пункты в Северном Ледовитом океане были выбраны на основании следующих критериев: станции наблюдения должны были быть высокоширотными, так как согласно последней формуле наибольшие изменения уровня океана при перемещениях Земли должны иметь место в высоких широтах, и, по возможности, удалены от материков, так как в этом случае будут меньше сказываться стонно-нагонные явления. По южному полушарию имелись данные только за вторую половину 1968 г. со станции "Молодежная".

Среднесуточные значения уровней были оглажены методом усреднения за пробный период, равный 10 суткам. Так же были оглажены и среднесуточные значения дрейфа нуля сейсмометра. Результаты приведены на рис. 45, б, в. Они свидетельствуют о том, что изменение уровня воды у берегов Антарктиды в основном происходит в фазе с ходом кривой дрейфа нуля, а в северном полушарии — в противофазе (с положительным x_c , или увеличению силы тяжести в северном полушарии соответствует уменьшение уровня воды в океане), что может быть только при дипольном характере вариации силы тяжести, т.е. при поплавокных колебаниях Земли.

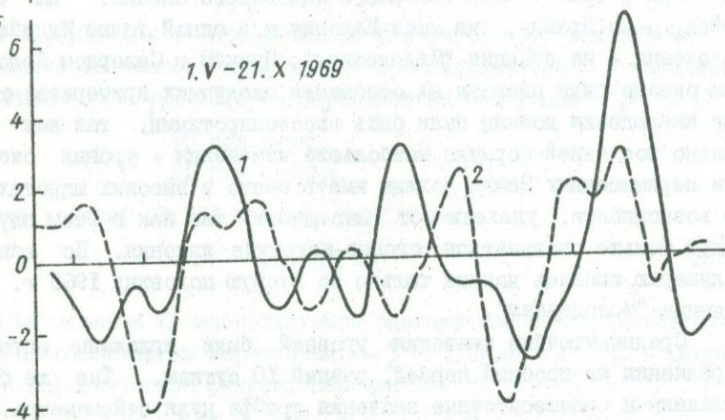
Для подтверждения этого вывода было проведено сопоставление океанических приливов северного и южного полушарий. В работе [3] использовались данные 21 станции полярного севера

α A, CM

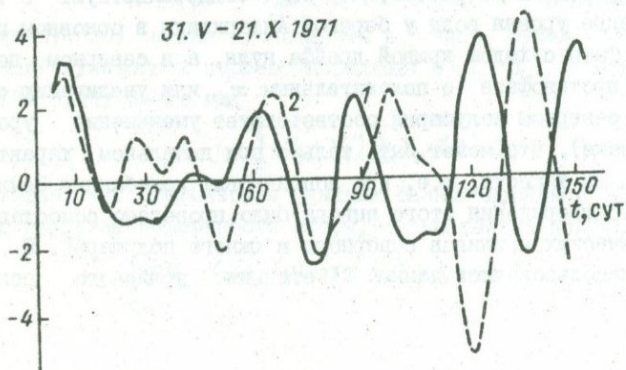
2.III - 8.VIII 1968

 δ

1.V - 21.X 1969

 δ

31.V - 21.X 1971



СССР и 3 станций Антарктиды за различные годы (1968-1971). Использовались массивы чисел, представляющие собой среднесуточные значения уровня воды в сантиметрах. Среднесуточные значения амплитуд приливов фильтровались полосовым фильтром Барлетта с полосой пропускания от 10 до 30 суток, поскольку именно в этом диапазоне лежат периоды колебаний, которые регистрировались сейсмической аппаратурой. Для уменьшения погрешности, обусловленной спецификой географического расположения станции наблюдения и метеоусловиями, амплитуды приливов по северному полушарию усреднялись по всем станциям. На рис.46 показана зависимость амплитуд приливов от времени на станциях "Беллингаузен" (рис.46, а, б) и "Молодежная" (рис.46, в).

При сопоставлении фильтрованных значений амплитуд приливов, записанных на северных и южной станциях, обнаруживаются интервалы длительностью от одного до нескольких месяцев, когда колебания уровня океана в северном полушарии находятся в противофазе с колебаниями уровня в южном полушарии. Такое явление не может быть объяснено стонно-нагонными эффектами, не объясняется оно и атмосферными возмущениями, так как первые зависят в основном от местных условий, а вторые малы (составляют не более 10% наблюдаемой амплитуды прилива).

Следует отметить также, что наблюдаемые амплитуды океанического прилива значительно (иногда в два-четыре раза) превосходят амплитуды теоретического лунно-солнечного прилива [85]. Максимальная амплитуда приливов, рассматриваемых в этой работе, составляет 0,07 м, что соответствует возмущению силы тяжести около $2 \cdot 10^{-7} \text{ м/с}^2$.

Итак, наличие асинфазных океанических приливов в северном и южном полушариях не может быть объяснено лунно-солнечным притяжением и может служить доводом за существование асинфазных вариаций силы тяжести, связанных с поплачковыми колебаниями Земли.

Рис.46. Сопоставление океанических приливов южного (2) и северного (1) полушарий, записанных в разные годы.

8. Связь сейсмической активности с поплачковыми колебаниями

Если допустить существование перемещений Земли на орбите, то следует прийти к выводу о связи этого явления с сейсмической активностью. Физический смысл этой связи очевиден: с моментов, близких к моментам экстремальных значений ускорений (при поплачковых колебаниях), в теле Земли возникают дополнительные напряжения, которые могут оказаться причиной (спусковым механизмом) проявления сейсмической активности. Такая связь действительно существует и была обнаружена при сопоставлении сейсмической активности Земли с кривыми дрейфа нуля сейсмометра за период с 24.I.1968 по 31.III.1969 г. и гравиметра за период с 7.VIII.1967 по 11.VII.1968 г. В качестве характеристики сейсмической активности Земли использовались число (N) и энергия (E) землетрясений с магнитудой $M \geq 6,3$, при которых выделялось в указанные сроки около 99% всей сейсмической энергии. В качестве параметров кривых дрейфа нуля использовались отношения $\Delta t_3/\Delta t_2 = (t_{0.3} - t_0)/(t_{3.3} - t_{0.3})$ ($t_{0.3}$, $t_{3.3}$ - время соответственно опережающего момента возникновения землетрясения и запаздывающего экстремума; t_0 - время в очаге, т.е. все это - величины, характеризующие близость момента землетрясения к опережающему его экстремуму кривой дрейфа нуля). Кроме того, рассчитывалась суммарная амплитуда кривой дрейфа нуля: $A_\Sigma = \sum_{i=1}^N A_i/A_{i\max}/N$ ($A_{i\max}$ - максимальная амплитуда кривой дрейфа нуля за промежуток времени, состоящие из пяти суток до землетрясения, нулевого дня, когда оно произошло, и пяти суток после землетрясения; A_i - амплитуда за каждый из этих дней, т.е. все величины, представляющие собой средние статистические относительные значения амплитуд кривой дрейфа нуля, а также их производные $\Delta A_\Sigma/\Delta t$ для выделения временной причинно-следственной связи между t_0 и экстремумами кривых дрейфа нуля). Гистограммы, характеризующие распределение относительного числа землетрясений N'/N (число землетрясений за $\Delta t_3/\Delta t_2 = 0,1$) и относительных их энергий E'/E (E' - энергия землетрясений, выделявшаяся за $\Delta t_3/\Delta t_2 = 0,1$) в зависимости от $\Delta t_3/\Delta t_2$, показаны на рис. 47. При использовании сейсмометрических данных было учтено 62 землетрясения (рис. 47, а), при использовании гравиметрических данных учитывалось 48 землетрясений. На рис. 47,

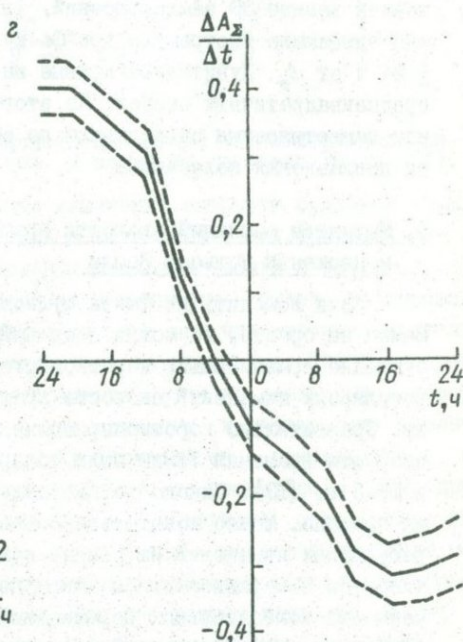
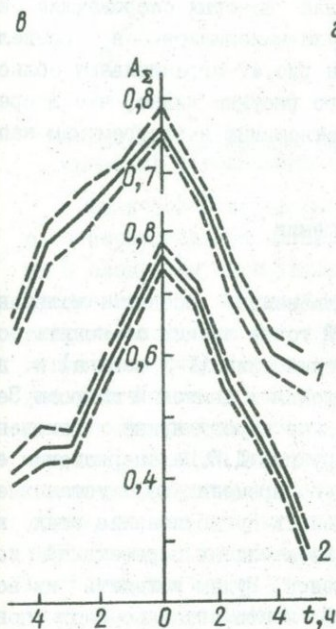
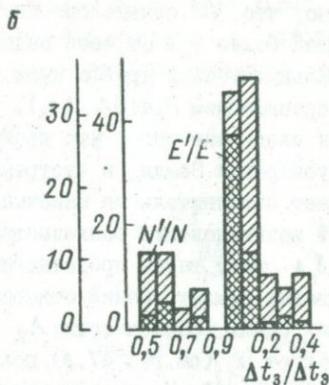
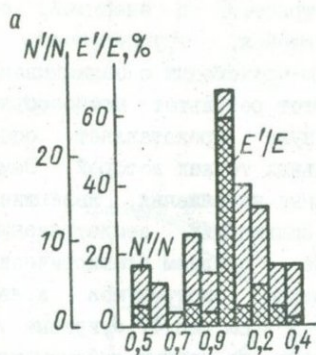


Рис. 47. Гистограммы распределения относительного числа землетрясений и энергий ($a, б$) и зависимость относительных амплитуд кривой дрейфа нуля от времени, отсчитываемого от нулевого дня ($в, г$) по сейсмометрическим (a) и гравиметрическим ($б$) данным.

$в$: 1 — для сейсмометра, 2 — для гравиметра.

6,а видно, что 70% сильнейших землетрясений с энергией, составляющей более 90% от всей выделившейся, группируются в экстремальных точках дрейфа нуля или происходят с запаздыванием, не превышающим $0,4(\Delta t_3/\Delta t_2)$. Этот результат можно объяснить как следствие того, что дрейф нуля представляет собой кривую ускорения Земли, в экстремальных точках которой Земля испытывает дополнительные максимальные напряжения, являющиеся причиной возникновения большинства сильнейших землетрясений. Рис.47,б,а дает также представление о среднем статистическом запаздывании землетрясений относительно экстремумов кривой ускорения Земли. Зависимости A_z от t (см.рис.47,б, кривые 1) и $\Delta A_z/\Delta t$ от t (см.рис.47,а) получены по данным сейсмометрических наблюдений. Для построения кривых рис.47,а были использованы данные 39 землетрясений, для которых опережающие или запаздывающие экстремумы дрейфа нуля находились в пределах ± 24 ч от t_0 . Пунктирные кривые на рис.47 ограничивают область среднеквадратичных ошибок. Из этого рисунка видно, что в среднем землетрясения запаздывают по отношению к экстремумам записи поплавокых колебаний.

9. Механизм вариаций скорости вращения и движения полюсов Земли

Если исходить из факта существования осевых колебаний Земли на орбите, то можно с единой точки зрения объяснить возбуждение сравнительно короткопериодических (1-3 месяца) и нерегулярных изменений скорости вращения и движений полюсов Земли. Сравнительно короткопериодические нерегулярные изменения скорости вращения Земли были обнаружены Д.Ю.Белоцерковским еще в 1933 г. [13]. Однако до настоящего времени не установлена их природа. Можно попытаться объяснить существование этих нерегулярных изменений на основе колебательных перемещений континентов в меридиональном направлении. Будем исходить из возможности колебательных перемещений континентов по слою пониженных скоростей, который обнаружен под материками на глубине 100-200 км. Открытие этого ослабленного слоя в мантии Земли (астеносферного канала), по мнению многих исследователей, делает идею о движении континентов более правдоподобной, чем это

казалось раньше [35]. На возможность колебательных перемещений материковых блоков по долготе указывается в работе [116] на основании корреляции между изменениями разностей долгот служб времени.

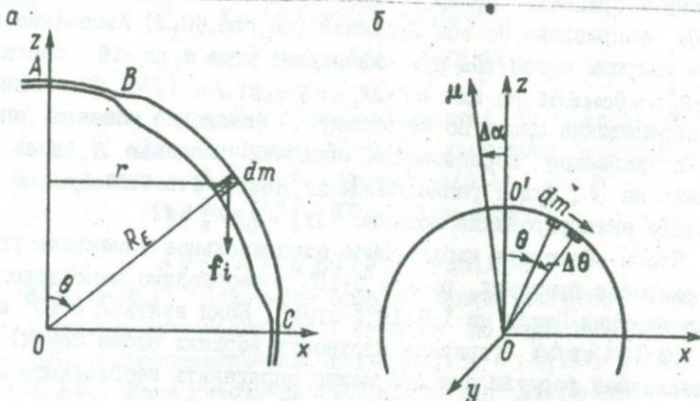


Рис. 48. Схемы для расчета амплитуды колебательных перемещений континентов (а) и смещения полюсов Земли (б).

Физический смысл связи изменений скорости вращения Земли с ее перемещениями на орбите в направлении оси вращения состоит в следующем: при ускоренном движении Земли в северном направлении (Oz на рис. 48, а) на континенты будет действовать инерциальная сила f_i , направленная к полю, что вызовет их скольжение по астеносферному каналу вдоль меридиана. При этом среднее расстояние (r) от оси вращения Земли до континентов северного полушария увеличится, что приведет к увеличению момента инерции. Если бы материки были расположены симметрично на обоих полушариях, то эти два эффекта компенсировали бы друг друга, но так как площадь материков северного полушария в два раза больше площади южного, то в целом при таком движении момент инерции Земли увеличивается, а следовательно, скорость вращения должна уменьшаться. При ускоренном движении Земли в южном направлении должно происходить увеличение скорости ее вращения.

Оценим величину смещения континентов, необходимую для объяснения наблюдаемых короткопериодических вариаций скорости

вращения Земли. При расчете будем предполагать, что изменение момента инерции происходит только под влиянием перемещения масс, лежащих выше астеносферного канала. Введем сферическую систему координат, центр которой совмещен с центром Земли, а ось Oz направлена по оси вращения (см. рис. 48, а). Изменение момента инерции массы dm при изменении угла θ на $\Delta\theta$ составит $dI = 2R_E^2 \sin\theta \cos\theta \Delta\theta dm$ или $dI = 2R_E \sin\theta \cos\theta l dm$ ($l = R_E d\theta$ — линейное перемещение массы по меридиану). Изменение момента инерции, создаваемое перемещением материка площадью S вдоль меридиана на l , будет равно $\Delta I = \iint_S 2R_E^3 h \rho l \sin^2\theta \cos\theta d\theta d\varphi$. В результате интегрирования получим $\Delta I = 1,8 R_E^3 h \rho l$.

Чтобы объяснить наблюдаемое относительное изменение угловой скорости вращения, равное $2 \cdot 10^{-9}$, необходимо изменение момента инерции Земли на $1,6 \cdot 10^{29}$ кг/м². Если взять $h = 10^5$ м, а $\rho = 3,3 \cdot 10^3$ кг/м³ (средняя плотность верхних слоев Земли), то из последней формулы для ΔI можно определить необходимое значение $l = \Delta I / (1,8 R_E^3 h \rho) = 1,05$ м.

Таким образом, короткопериодические изменения скорости вращения Земли могут быть объяснены колебательными перемещениями континентов в меридиональном направлении с амплитудой 1 м.

Проверку правильности этой оценки амплитуды колебательных перемещений континентов можно провести путем использования ее для расчета амплитуды короткопериодических движений полюсов Земли и сравнения полученных результатов с наблюдаемыми астрономическими методами.

Так как материи расположены несимметрично по долготе, то смещения континентов должны вызвать короткопериодические движения полюсов Земли. Легко показать, что смещение элемента массы dm вдоль меридиана на угол $\Delta\theta$ (см. рис. 48, б) приведет к смещению полюса на угол $\Delta\alpha = -R_E^2 dm \cos 2\theta \Delta\theta / (C - A)$, где A — главный момент инерции относительно экваториальной оси, а C — момент инерции относительно оси вращения. Если за нулевую точку принять среднее положение полюса и ось x направить по гринвичскому меридиану, а ось y — к западу от него, то компоненты смещения полюса будут составлять

$$dx = R_E^2 dm \cos 2\theta \cos \lambda \Delta\theta / (C - A),$$

$$dy = R_E^2 dm \cos 2\theta \sin \lambda \Delta\theta / (C-A)$$

(λ — долгота). С учетом широтного эффекта вариации силы тяжести при перемещениях Земли на орбите в направлении оси вращения

$$dx = K \cos 2\theta \sin^2 \theta \cos \lambda d\theta d\lambda,$$

$$dy = -K \cos 2\theta \sin^2 \theta \sin \lambda d\theta d\lambda$$

($\Delta\theta/\sin \theta = \Delta\theta_0$ — средний сдвиг континента; $K = R_E^4 h \rho \Delta\theta_0 / (C-A) \approx 1,90 \Delta\theta_0$). Для интегральных оценок компонент смещения полюса воспользуемся океанической функцией $\sigma(\theta, \lambda)$. Тогда

$$\Delta x = K \iint \sigma^* \cos 2\theta \sin^2 \theta \cos \lambda d\theta d\lambda,$$

$$\Delta y = -K \iint \sigma^* \cos 2\theta \sin^2 \theta \sin \lambda d\theta d\lambda,$$

где $\sigma^* = 1 - \sigma(\theta, \lambda)$. Подставив сюда численные значения коэффициентов разложения океанической функции по сферическим гармоникам [86] и проинтегрировав, получим $\Delta x = -1,16 \Delta\theta_0$ и $\Delta y = 0,22 \Delta\theta_0$. Если учесть не географические очертания материков и морей, а контуры, ограничивающие глубоководные области океанов (соответствующее разложение $\sigma(\theta, \lambda)$ есть в работе [86]), то для компонент смещения полюса получим $\Delta x = -1,10 \Delta\theta_0$ и $\Delta y = 0,62 \Delta\theta_0$ или $|\Delta x| = 0,36''$ и $|\Delta y| = 0,02''$ при смещении континентов на 1 м. Рассчитанные таким образом значения компонент смещения полюсов согласуются с экспериментальными данными [90].

Как известно, уровень наших знаний о природе геофизических явлений, их взаимосвязях, закономерностях развития во времени и пространстве всегда в значительной степени определялся и будет определяться в дальнейшем успехами инструментальных методов их наблюдения. Качество и полнота информации о геофизических явлениях, предопределяющие развитие теории и повышение эффективной точности математических решений задач геофизики, в большой мере зависят от состояния инструментальных методов исследования, и это требует постоянного совершенствования существующих и создания новых методов.

В последние годы ощутимы успехи при изучении строения и свойств глубинных оболочек Земли, механизма очага землетрясений и его энергетических характеристик. Эти успехи связаны с развитием длиннопериодной сейсмометрии, которая особенно эффективна при исследовании крупных неоднородностей Земли, так как неоднородности земной коры слабо влияют на распространение сейсмических волн с периодами около 100 с.

Длиннопериодная сейсмометрия может дать важные сведения и при изучении интегральных характеристик очагов землетрясений. Определения сейсмического момента, магнитуды, направления излучения из очага и других его интегральных характеристик становятся более надежными, когда длины сейсмических волн значительно больше размеров их источника. Поэтому одной из важных задач длиннопериодной сейсмологии является наблюдение длиннопериодных поверхностных волн и собственных колебаний Земли. Так как наиболее низкий тон сфероидальных колебаний имеет период около часа, то для проведения такого рода наблюдений нужны длиннопериодные сейсмографы. Создание их — одна из наиболее

сложных задач современной сейсмометрии, для решения которой проводится большой комплекс исследований, связанных с разработкой помехоустойчивых длиннопериодных маятников и методов преобразования механических движений в электрические сигналы, обеспечивающих оптимальный уровень увеличения приборов в длинноволновом диапазоне.

В начале 60-х годов наметилось два пути решения рассматриваемой задачи. Один из них — создание широкополосных и длиннопериодных сейсмографов на основе магнитоэлектрического метода преобразования энергии при гальванометрической регистрации. Это, в свою очередь, требует разработки широкополосных сейсмографов общего типа (что важно для получения более полной информации о землетрясениях при сохранении массовости наблюдений); разработки длиннопериодных сейсмографов, аналогичных по частотным характеристикам длиннопериодным сейсмографам системы Пресса — Кинга; наконец, разработки длиннопериодных сейсмометрических каналов с применением гальванометрических и операционных усилителей.

Основная трудность на этом пути состоит в том, что сигнал на выходе магнитоэлектрического преобразователя пропорционален скорости движения маятника, и, следовательно, увеличение сейсмографов для регистрации длиннопериодных сейсмографических волн уменьшается пропорционально кубу их периода, а период собственных колебаний маятника не может быть сделан слишком большим из-за потери им устойчивости.

Другой путь состоит в использовании параметрических преобразователей механических перемещений маятника в электрический ток. С их помощью проще получить необходимое увеличение приборов в длинноволновом диапазоне, чем с помощью усиления сигнала от магнитоэлектрического преобразователя сейсмометра.

Следует знать, что фотоэлектрические и емкостные преобразователи уже многие годы с успехом применяются в наклономерх и гравиметрах. Все большее применение находят они и для регистрации длиннопериодных сейсмических волн. Так, параметрические преобразователи емкостного типа широко используются в сейсмической аппаратуре США; имеется положительный опыт использования емкостных, индуктивных и магнетронных преобразователей также и в отечественных сейсмографах.

Параметрические методы преобразования сейсмического сигнала принципиально позволяют решать проблему увеличения информации о землетрясениях и других источниках сейсмических волн на основе существенного продления частотных характеристик сейсмографов в длинноволновую область. Перспективы развития сейсмометрии в области длиннопериодной аппаратуры таковы, что в будущем для регистрации колебаний почти с периодами около 1 ч сейсмографы должны будут иметь увеличение, равное единице. Это значит, что магнитоэлектрический сейсмограф должен будет иметь на собственном периоде (равном 10 с) увеличение около $5 \cdot 10^7$, а сейсмограф с параметрическим преобразователем — $5 \cdot 10^4$. Так как аппаратура станций общего типа имеет увеличение $(1+2) \cdot 10^3$ для колебаний с периодами 10 с, то помехоустойчивость длиннопериодных каналов должна быть лучше на два-три порядка.

На пути повышения эффективной чувствительности длиннопериодных сейсмографов существенным препятствием являются различного рода длиннопериодные помехи, как атмосферные, так и инструментальные. С развитием наблюдений длиннопериодных колебаний Земли задача исследования и максимального подавления длиннопериодных помех стала весьма актуальной. Это потребовало изучения влияния помех на длиннопериодные приборы.

Большие трудности наблюдений в длиннопериодном диапазоне связаны также с сейсмическими помехами. Ими являются сравнительно короткопериодные сейсмические волны от землетрясений (колебания в максимальной фазе), нерегулярные колебания земной поверхности, вызываемые флуктуациями атмосферного давления и другими источниками. От них практически не защитить сейсмометр длиннопериодного канала, и поэтому возникает задача улучшения помехоустойчивости прибора путем уменьшения уровня помех на записи с помощью их фильтрации. Решение этой задачи может быть получено на основе оптимизации частотной характеристики сейсмографа. Для формирования такой оптимальной частотной характеристики могут быть успешно использованы различного рода обратные связи между параметрическим и магнитоэлектрическим преобразователями, позволяющие в широких пределах управлять параметрами сейсмометра, а также пассивные и

активные RC -фильтры. Оптимизация частотных характеристик длиннопериодных сейсмографов совершенно необходима при видимой или гальванометрической регистрации сейсмических колебаний.

Всем этим вопросам и посвящена настоящая глава.

1. Регистрация сейсмических волн в длиннопериодной области

Приборы, используемые для регистрации волн в длиннопериодной области, можно разделить по характеру измеряемого параметра на два класса: инерционные и измерители деформаций. К первому классу относятся сейсмометры и гравиметры. Это колебательные системы, в которых подвижная масса связана с основанием прибора упругой связью и под действием внешних сил, действующих на основание (сейсмометр) или на массу (гравиметр), перемещается относительно основания. Регистрируя какую-либо из кинетических характеристик этого относительного движения (смещение — x , скорость — x' , ускорение — x''), получают записи, по которым можно восстановить кинематические характеристики движения почвы или изменения гравитационного поля в точке наблюдения. Приборы второго класса — деформографы, вообще говоря, предполагают измерения в двух пунктах, расположенных друг от друга на некотором расстоянии (L). Измеряется изменение расстояния между этими двумя пунктами (возникающее вследствие растяжения или сжатия породы под действием внешних сил) по прямой, соединяющей их (ΔL). По отношению $\Delta L/L$ определяется относительная деформация в этой области.

Поведение механической системы приборов первого класса описывается следующим дифференциальным уравнением:

$$k_s \theta'' - c\theta - b\theta' - MR_0 x'' + MR \Delta g \quad (4.1)$$

Здесь $c\theta$ — момент сил, возвращающих маятник к положению равновесия; $b\theta'$ — момент сил затухания; $MR_0 x''$ — момент сил инерции (сила действует на основание маятника, система отсчета, связанная с основанием маятника неинерциальна); $MR \Delta g$ — сила, действующая на маятник в результате изменения гравитационного поля Δg ; θ — угол отклонения маятника от положения равновесия, определяется как $\theta = y/l_s$; y — перемещение центра качаний

маятника относительно основания; l_s — приведенная длина маятника; θ' — угловая скорость; θ'' — угловое ускорение; x'' — ускорение движения основания; MR_0 — статический момент маятника. В каноническом виде выражение (4.1) выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \theta'' + 2\varepsilon_s \theta' + \omega_s^2 \theta = \\ = -x''/l_s + \Delta g/l_s \quad (4.2) \end{aligned}$$

(ε_s — коэффициент затухания; $\omega_s = 2\pi/T_s$ — круговая частота собственных колебаний маятника).

Поскольку в дальнейшем речь будет идти о маятнике, регистрирующем вертикальные движения почвы, запишем

Рис. 49. Схема механической системы вертикального маятника.

(4.2) для случая вертикального маятника, ориентированного в плоскости zOx (рис. 49). На такой маятник в общем случае со стороны основания действуют два момента сил, в плоскости колебаний направленных вдоль осей Oz , Ox ($MR_0 z''$ и $MR_0 x''$), и момент силы, возникающей при повороте основания маятника вокруг оси Oy ($k_s x''$). Тогда выражение (4.2) записывается так:

$$\theta'' + 2\varepsilon_s \theta' + \omega_s^2 \theta = -z''/l_s + x''\theta/l_s + x + \Delta g/l_s. \quad (4.3)$$

При малых значениях θ вторым членом в правой части можно пренебречь. Вклад третьего члена (наклоны) возрастает с увеличением приведенной длины маятника.

Разделить повороты и смещения по записи одного вертикального маятника нельзя. Лишь при совместной записи двумя вертикальными маятниками, ориентированными навстречу друг другу, можно отделить повороты от вертикальных смещений [10]. Но поскольку амплитуда сейсмической волны обычно мала по сравнению с ее длиной, угловыми поворотами пренебрегают. Действительно, при прохождении даже сравнительно коротких волн (длиной 100 км)

с максимальным вертикальным смещением 10^3 мкм наклон, вызываемый ими, приведет к смещению маятника (с приведенной длиной 0,5 м относительно основания), в $2 \cdot 10^3$ раз меньшему, чем смещение почвы. При этом нельзя не рассматривать реакцию маятника на наклоны вообще, так как последние могут вызываться не только сейсмическими волнами, а и иными причинами (локальными помехами), и быть при этом достаточными для создания помех при регистрации.

Рассмотрим уравнение (4.3) для разных случаев воздействия внешних сил на механическую систему вертикального маятника и найдем его частотные характеристики.

Сейсмометр. Уравнение (4.3) принимает вид

$$y'' + 2\varepsilon_s y' + \omega_s^2 y = -V_0 x'',$$

где V_0 — статическое увеличение сейсмографа (const). Движение основания можно представить как суперпозицию синусоидальных колебаний. Решение уравнения (4.3) для каждого из этих колебаний с круговой частотой ω будет следующим:

$$y = V_0 U x_m \sin(\omega t + \gamma).$$

Здесь U — частотная характеристика прибора, выражающая характер зависимости увеличения сейсмографа от периода волны T : $U = (\sqrt{(1 - u_s^2)^2 + 4D_s^2 u_s^2})^{-1}$; $u_s = \omega_s/\omega = T/T_s$; $D_s = \varepsilon_s/\omega_s$; фазовая характеристика сейсмометра $\gamma = \arctg [2D_s u_s (1 - u_s^2)^{-1}]$.

Сейсмогравиметр. Механические гравиметры и сейсмографы представляют собой приборы, предназначенные для решения принципиально разных задач: гравиметры применяются для измерения изменений силы тяжести в пространстве и во времени, сейсмографы — для измерений вертикальных и горизонтальных перемещений почвы или скорости и ускорений ее перемещений. Но несмотря на разное назначение этих приборов, между ними существуют определенная связь и сходство. Так, тождественны принципы устройства их упругих чувствительных элементов; индикатором как измерений силы тяжести, так и колебаний почвы является инертная масса, перемещающаяся относительно корпуса; восстанавливающимися силами обоих приборов являются упругие силы деформации пружины или крутильных нитей; статическая чувствительность гравиметров и сейсмографов имеет тождественное математическое выражение и

одинаковое физическое значение, вытекающее из принципа эквивалентности действий гравитационного и инерционного ускорителей на подвижную массу одной и той же упругой системы.

Уравнение движения маятника сейсмометра имеет вид

$$y'' + 2\epsilon y' + n^2 y = -x'' V_0.$$

При определении статической чувствительности y — медленно изменяющаяся величина, что соответствует бесконечно большому периоду вынуждающей силы. Поэтому $y'' = y$, а следовательно,

$$\Delta y / \Delta x'' V = V_c = n^{-2} = T_1^2 / (4\pi^2),$$

но так как $\Delta x = \Delta g$, то для статической чувствительности гравиметра будем иметь

$$V_g = \Delta y / \Delta g = T_1^2 / (4\pi^2).$$

Наряду с отмеченным сходством между механическими гравиметрами и сейсмографами имеется определенное различие: в сейсмографе на подвижную массу действует инерционное ускорение, вызванное перемещением корпуса прибора под действием смещения почвы, и возникающая сила приложена к верхнему концу пружины, а в гравиметрах на массу действует гравитационное ускорение, и возникающая сила приложена непосредственно к массе, а через нее — к нижнему концу пружины. Это различие приводит к тому, что частотные характеристики сейсмографов и гравиметров одинаковой конструкции представляют собой зеркальное отображение одна другой относительно вертикальной плоскости, проходящей через точку $\omega/\omega_s = 1$. Поэтому сейсмографы и гравиметры одинаковой конструкции можно называть сейсмогравиметрами.

Если на сейсмогравиметр одновременно действуют периодические возмущения силы тяжести Δg и смещения x , то уравнение движения маятника можно записать так:

$$y'' + 2\epsilon y' + n^2 y = -V_0 (x'' - l \Delta g).$$

Пусть эти возмущения будут периодическими, т.е. $x = x_0 \cos \omega t$, $\Delta g = \Delta g_0 \cos \omega t$. Тогда уравнение движения маятника сейсмогравиметра будет иметь вид

$$y'' + 2\epsilon y' + n^2 y = V_0 (\omega^2 x_0 + \Delta g_0) \cos \omega t,$$

а частотная характеристика записывается как

$$V_c = V_0 (\omega^2 x_0 + \Delta g_0) / [(n^2 - \omega^2)^2 + 4\epsilon^2 \omega^2]^{1/2}.$$

Оценим, на каком периоде сейсмической волны сейсмогравиметр будет иметь удвоенное увеличение. С учетом последней формулы это условие записывается так:

$$\omega^2 x_0 = \Delta g_0.$$

Выясним, как изменяется ускорение свободного падения при вертикальных смещениях земной поверхности. По закону тяготения Ньютона, сила, действующая на тело (подвижная масса сейсмометра), $F = GmM/R^2$. Здесь G — гравитационная постоянная; M — масса Земли; R — расстояние между центром тяжести Земли и телом. Продифференцируем это выражение по R : $dF/dR = -2GMm/R^3$ или, переходя к ускорениям, будем иметь $dg = -2gdR/R$, а переходя к приращениям, получим $\Delta g_0 = -2g\Delta R/R = 2gx_0/R^3$ (с большой точностью $R = R_E$, где R_E — радиус Земли). Принимая $x_0 = 1$ см, получим линейное ускорение $\Delta g_0 = 3,08$ мкГал ($3,08 \cdot 10^{-8}$ м/с²). Подставляя этот результат в формулу (4.6), находим $\omega^2 = 3,08 \cdot 10^{-6}$ с⁻² или $T = 2\pi/\omega = 3582$ с.

Таким образом, сейсмогравиметр позволяет получить удвоенное увеличение для колебаний с периодами около одного часа.

Сейсмонаклономер. Горизонтальный маятник используется как для записи землетрясений (сейсмограф), так и для записи наклонов (наклономер). В сейсмографе используются инерционные свойства массы, а в наклонном — и гравитационные свойства. Площадка, на которой установлен маятник, при прохождении сейсмической волны не только смещается вдоль трех координат, но и поворачивается около их осей. Поворот около горизонтальных осей и вызывает наклоны маятников. Маятники обычно располагаются в двух азимутах: север-юг и восток-запад.

При записи сейсмических волн с периодами меньше 20 с наклоны площадки очень малы и их не принимают во внимание. При регистрации длиннопериодных колебаний горизонтальный маятник нельзя рассматривать как сейсмограф или наклонмер в отдельности [115].

Уравнение движения маятника с учетом сил, возникающих при наклонах площадки (для гармонической волны), записывается как

$$y'' + 2\epsilon y' + \pi^2 y = -V(a - g\psi),$$

где ψ — угол наклона площадки при прохождении волны; a — амплитуда смещения почвы при действии горизонтальной компоненты

волны Рэлея. Движение частиц в волнах Рэлея происходит по закону $z = z_0 \cos(\omega t + \alpha)$, $x = x_0 \sin(\omega t + \alpha)$ (z и x — вертикальная и горизонтальная составляющие). Амплитуда вертикальной составляющей волны Рэлея в 1,5 раза больше амплитуды горизонтальной составляющей, т.е. $z = kx_0$, $k = 1,5$. Так как $\omega = 2\pi/T = S/v = 2\pi S/\lambda$, то уравнение для z можно записать в виде

$$z = z_0 \cos(2\pi S/\lambda + \alpha).$$

Продифференцировав его по S , получим угол наклона

$$\phi = dz/dS = -z_0 \cdot 2\pi \sin(\omega t + \alpha)/\lambda = -z_0 \omega \sin(\omega t + \alpha)/v,$$

так как $\lambda = vT = 2\pi v/\omega$. Для горизонтальной компоненты волны Рэлея будем иметь $x'' = -x_0 \omega^2 \sin(\omega t + \alpha)$.

Для сейсмонаклономера уравнение движения будет иметь вид

$$y'' + 2\epsilon y' + n^2 y = -V_0 [\omega^2 x_0 + g \omega z_0/v] \sin(\omega t + \alpha) = \\ = -V_0 (\omega^2 x_0 + g \omega k x_0/v) \sin(\omega t + \alpha);$$

его частотная характеристика —

$$U_{sc} = V_0 (\omega^2 + k \omega/v) / [(n^2 - \omega^2)^2 + 4\epsilon^2 \omega^2]^{1/2},$$

а фазовая — $\tan \phi = 2\epsilon \omega / (\omega^2 - n^2)$. Из выражения для частотной характеристики сейсмонаклономера видно, что при больших периодах сейсмических волн слагаемые в числителе равны, т.е. $T = 2\pi v/k$. Для поверхностных волн, распространяющихся со скоростью 4500 м/с и $k = 1,5$, будем иметь $T = 1800$ с.

Следовательно, при поверхностных волнах с получасовым периодом маятник будет работать как наклономер и как сейсмограф одновременно. Увеличение прибора на этом периоде будет в два раза больше, чем увеличение, определенное по частотной характеристике сейсмографа.

Деформограф позволяет производить записи длиннопериодных сейсмических волн, собственных колебаний Земли и приливных движений. Он состоит из штанги длиной 25–30 м, параметрического преобразователя и регистрирующего устройства. Штанга деформографа обычно представляет собой кварцевую трубку, один конец которой жестко скреплен с почвой, а второй свободен. Его перемещение относительно почвы записывается регистрирующим устройством. Кварцевая трубка поддерживается в горизонтальном положении системой подвесов. Могут быть и вертикальные деформографы. Вблизи свободного конца кварцевой трубки на отдельном по-

стamente крепится параметрический преобразователь. Деформографы обычно устанавливаются в штольнях для защиты от влияния атмосферных помех [53].

Этот прибор реагирует на относительные линейные смещения двух точек земной поверхности, вызванные сжатием или разрывом породы при распространении сейсмических волн.

Уравнение распространения продольных волн в штанге с одним свободным концом без учета затухания имеет вид

$$\partial^2 u / \partial t^2 = c \partial^2 u / \partial x^2, \quad (4.4)$$

где $u(x, t)$ — смещение точки; c — скорость распространения продольных волн.

При нестационарном режиме возбуждения налагаются следующие граничные условия:

$$u(0, t) = A H \sin \omega t, \quad \partial u / \partial x|_{x=L} = 0,$$

где $H(t) = 0$ при $t < 0$ и $H(t) = 1$ при $t > 0$; L — база деформографа. Тогда для свободного конца штанги при $t > 0$ получим следующее решение уравнения (4.4):

$$u(L, t) = A \sin \omega t / \cos(\omega L / c).$$

Как видим, движение свободного конца зависит от отношения L/c . Для сейсмических волн с периодом 10 с $u(0, t) = A \sin \omega t = -u(L, t)$ с ошибкой около 4-5%. Для длиннопериодных волн ошибка не превышает сотых долей процента у деформографов с базой 10-25.

Период собственных колебаний штанги имеет порядок сотых долей секунды. Поэтому при регистрации длиннопериодных волн можно пренебречь переходными процессами и считать, что движения свободного и закрепленного концов штанги происходят синхронно, т.е. штангу можно принимать абсолютно жесткой.

С учетом внутреннего затухания (внешнее затухание, обусловленное подвесами, мало и им пренебрегают) уравнение движения будет иметь вид

$$\partial^2 u / \partial t^2 + 2k \partial u / \partial t = c^2 \partial^2 u / \partial x^2$$

(k — коэффициент внутреннего затухания), а его решение

$$u(L, t) = A \sin \omega t \cos^{-1}(\omega L / c) + (A \omega \pi c L / L^2) \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^{n+1} (2n+1) J_n^{-3} \sin \psi_n t,$$

где $\psi_n = (2n+1)\pi c/(2L)$. Легко показать, что при регистрации длиннопериодных сейсмических волн вторым членом в этом уравнении можно пренебречь, и тогда оно переходит в уравнение (4.4).

Х.Беньофф показал, что реакция деформографа на продольные и поперечные волны выражается соотношениями

$$y_P = -(1/c) \cos^2 \alpha \cdot dx/dt,$$

$$y_S = -(1/c) \sin \alpha \cdot \cos \alpha \cdot dx/dt,$$

где c — кажущаяся скорость волны; α — угол между направлением ее распространения и осью деформографа; x — горизонтальное смещение.

Для сравнения напомним, что соответствующие соотношения для маятникового сейсмографа имеют вид

$$y_P = \cos \alpha \cdot dx/dt,$$

$$y_S = \sin \alpha \cdot dx/dt.$$

Наиболее существенное различие реакций маятника и деформографа состоит в том, что при работе с деформографом не изменяется знак фазы для волн, пришедших от противоположных азимутов.

2. Преобразователи сейсмических колебаний

Первыми приборами, работавшими в длиннопериодной области, были деформографы Х.Беньоффа. Исследуя Камчатское землетрясение 4 ноября 1952 г., он обнаружил длиннопериодные колебания с периодами 56 и 100 мин (публикация 1954 г.). Чилийское землетрясение 22 мая 1960 г. было зарегистрировано уже большим числом приборов: деформографами, гравиметрами, горизонтальными сейсмографами и наклономером, по записям которых были выделены собственные колебания Земли. Следующая серия собственных колебаний Земли была зарегистрирована после Аляскинского землетрясения 28 марта 1964 г. К этому времени как в методику наблюдений, так и в способы выделения периодов на записях колебаний было внесено множество усовершенствований. В 1968 г. по записям семи крупнейших землетрясений, происшедших с ноября 1952 по февраль 1965 г., полученных разными приборами, была сделана сводка значений периодов собственных колебаний Земли для уточ-

нения этих значений и оценки ошибок [214]. Таким образом, приборы различной конструкции, обладающие разными характеристиками, как бы объединились в сеть длиннопериодных станций. Привлечение большого числа станций совместно с машинными методами обработки позволило выделить высшие гармоники собственных колебаний Земли по длинным записям стандартной сейсмической аппаратуры. Для этого использовались, например, многочасовые записи 84 приборов, зарегистрировавших Аляскинское землетрясение (март 1964 г.) с магнитудой 7,5 [218]. Эти исследования наглядно показали преимущество наблюдений во многих точках: была выделена 1000 мод собственных колебаний несмотря на малое отношение сигнал/шум и слабое увеличение стандартной аппаратуры в этой области периодов. Вероятно, по сети длиннопериодных приборов с соответствующим увеличением и защитой от воздействия помех можно было бы получить более полную информацию о собственных колебаниях Земли даже от землетрясений с $M=6,0$.

В 1976 г. появилось сообщение о создании сети станций длиннопериодной аппаратуры с использованием гравиметров [206]. К настоящему времени наблюдения на этих станциях, расположенных в девяти точках земного шара, уже дали некоторые результаты: по записям четырех землетрясений с $M=7,5+7,9$ получены значения амплитуд, фаз (вступлений) и добротностей для 53 сферических (${}_0S_4 - {}_0S_{48}$) и 13 крутильных (${}_0T_3 - {}_0T_{42}$) мод.

Но большинство сообщений о длиннопериодных наблюдениях к настоящему времени все еще касается работы отдельных приборов (см., например, работы [21, 44-46, 48, 51, 55, 56, 88]). Это закономерно, поскольку область исследования новая и каждый прибор требует проверки своих технических характеристик в условиях длительной сейсмической регистрации, определения источников и механизма воздействия помех различной природы, воздействующих на прибор в условиях его конкретной установки, нахождения способов защиты от этих помех либо учета их воздействия на прибор, а также организации контроля и методов регулирования параметров прибора. Отметим, что существенную долю составляют, как правило, исследования источников помех, особенно сильно себя проявляющих в длиннопериодной области. Эта особенность длиннопериодного диапазона приводит к тому, что приборы работают разрозненно и с перерывами.

Необходимость повышения эффективной чувствительности длиннопериодной аппаратуры связана, например, с тем фактом, что землетрясения с меньшей амплитудой происходят чаще (при уменьшении магнитуды на единицу количество землетрясений увеличивается примерно в восемь раз), и на чувствительной аппаратуре можно получать больше информации о длиннопериодных колебаниях, возбуждаемых этими землетрясениями.

Важным вопросом при разработке сейсмической аппаратуры является выбор метода преобразования механических величин в электрические, который в значительной степени определяет динамический и частотный диапазоны прибора, его кинематическую и электрическую схемы, конструктивные особенности и т.д.

При наблюдениях различных сейсмических явлений большое распространение получили магнитоэлектрические преобразователи сейсмических колебаний, принцип действия которых хорошо известен [10, 11]. Однако такие преобразователи оказываются малоэффективными при наблюдениях в длиннопериодной области, поскольку являются преобразователями "по скорости". Их применение приводит к тому, что регистрируемый сигнал с увеличением периода (T) уменьшается примерно на T^{-1} , а с учетом реакции сейсмометра — примерно на T^{-3} . Поэтому в длиннопериодных приборах все чаще используются преобразователи "по смещению" (параметрические преобразователи).

Для целей длиннопериодной сейсмологии требуется преобразовывать малые относительные перемещения двух макроскопических тел. Порог чувствительности таких датчиков должен быть меньше, чем 10^{-7} – 10^{-8} м. При этом необходим динамический диапазон 80–100 дБ. (Отметим, что минимальное перемещение макроскопических тел, которое можно зарегистрировать (превосходящее хаотичное тепловое движение атомов) составляет 10^{-12} м.) В настоящее время известно довольно много разных устройств: радиотехнических, оптических и т.д., в принципе реализующих такие требования [48, 157]. Однако применительно к конкретным условиям работы в сейсмометрах используются лишь немногие. Это обусловлено следующими причинами: длительностью процесса регистрации (до сотен и более часов непрерывной работы) и повышенными требованиями к надежности, устойчивости характеристик,

электропитанию и т.д.; конструкцией длиннопериодных сейсмометров, позволяющей применять бесконтактные преобразователи, легкие и небольшие по размерам.

К настоящему времени в практике сейсмометрии широко используются магнетронные, емкостные, индуктивные и фотоэлектрические преобразователи по смещению. Так как магнетронные преобразователи, по нашему мнению, наиболее эффективны и перспективны в длиннопериодной сейсмометрии, то им будет уделено основное внимание.

Магнетронные преобразователи. Из существующих систем преобразования, предназначенных для наблюдения и регистрации медленно протекающих механических процессов, магнетронные преобразователи наиболее доступны и несложны в изготовлении и установке в приборах. Они оказались исключительно надежными и простыми в эксплуатации как при длительных наблюдениях землетрясений, так и при работах в сложных условиях действующих угольных шахт и на ледяном покрове [59, 72, 74].

В магнетронных устройствах преобразование механических колебаний в электрические осуществляется путем модуляции потока электронов в магнетроне (электронной лампе, помещенной в магнитное поле) внешним магнитным полем. В магнетроне поток электронов находится под одновременным действием электрического и магнитного полей. Практический интерес представляет ситуация, когда электрическое и магнитное поля взаимно перпендикулярны.

Уравнение движения заряженной частицы (электрона) во взаимно перпендикулярных электрическом и магнитном полях с напряженностями E и H имеет вид

$$m\mathbf{r} = c\mathbf{E} + (e/c)[\mathbf{r}, \mathbf{H}]. \quad (4.5)$$

Здесь m, e — масса и заряд электрона; c — скорость света; $\mathbf{r}$ — смещение частицы. Введем декартову систему координат x, y, z , направляя ось Oz вдоль $\mathbf{H}$, а ось Ox вдоль $\mathbf{E}$ и считая вектор скорости электрона $\mathbf{v}$ лежащим в плоскости xy , после интегрирования выражения (4.1) получаем уравнения движения электрона:

$$\begin{aligned} x &= x_0 + (\dot{y}_0 + cE/H)\omega^{-1} - R \cos(\omega t + \alpha), \\ y &= y_0 - x_0/\omega - cEt/H + R \sin(\omega t + \alpha), \end{aligned}$$

где α — разность фаз; t — текущее время; $\omega = eH/(mc)$ — циклотронная частота;

$$R = [\dot{x}_0^2 + (\dot{y}_0 + cE/H)^2]^{1/2} / \omega. \quad (4.6)$$

В дальнейшем примем, что начальная скорость $v_0 = v_0(x)$, т.е. $\dot{y}_0 = 0$.

Из теории термоэлектронной эмиссии следует, что распределение по скоростям электронов, вылетающих с катода, близко к максвелловскому, т.е. количество электронов, обладающих скоростью в интервале от v_x до $v_x + dv_x$, будет составлять

$$dn_{v_x} = 4\pi n \sqrt{m/(2\pi kT)} \exp[-mv_x^2/(2kT)] dv_x. \quad (4.7)$$

Здесь n — полное количество электронов, эмиттированных катодом; k — постоянная Больцмана; T — температура катода. В пересчете на анодный ток

$$dI_\alpha = e v_x dn_{v_x}. \quad (4.8)$$

Учитывая соотношение (4.6), из формулы (4.7) можно получить выражение для критической скорости электронов

$$v_{кр}^2 = [e^2 d^2 / (4m^2 c^2)] H^2 - c^2 E^2 / H^2. \quad (4.9)$$

При заданной напряженности магнитного поля H и $R = d/2$ (d — расстояние между катодом и анодом, см) все электроны, обладающие скоростями, меньшими, чем $v_{кр}$, не попадут на анод, а при $H^2 < 2mc^2 E/(ed)$ попадут на анод независимо от начальных скоростей, т.е. исследование при меньших напряженностях полей не представляет интереса. Подставляя соотношение (4.7) в уравнение (4.8) и интегрируя его от $v_{кр}$ до ∞ , найдем величину тока на аноде:

$$I_\alpha = I_{\alpha 0} \exp[-mv_{кр}^2/(2kT)] \quad (4.10)$$

($I_{\alpha 0}$ — ток на аноде в отсутствие магнитного поля). Подставив в формулу (4.10) выражение (4.9), получим зависимость анодного тока магнетрона от величины напряженности магнитного поля:

$$I_\alpha = I_{\alpha 0} \exp\left(-\frac{m}{2kT} \frac{e^2 d^2 H^2}{4m^2 c^2} - \frac{c^2 E^2}{H^2}\right). \quad (4.11)$$

Зависимость $I_\alpha(H)$ показана на рис. 50, а. Начиная с $H = H_{кр} = \sqrt{2mc^2 E/(ed)}$, ток экспоненциально убывает от значения $I_{\alpha 0}$

до нуля. Если не учитывать начальных скоростей электронов, то зависимость $I_a(H)$ представляется прямоугольной ступенчатой: $I_a = I_{a0}$ при H от 0 до $H_{кр}$ и $I_a = 0$ при H от $H_{кр}$ до ∞ .

Практически удобнее пользоваться расчетной формулой $H_{кр} \approx 2,38 \times (U_a/d)^{1/2}$, где U_a — анодное напряжение, В.

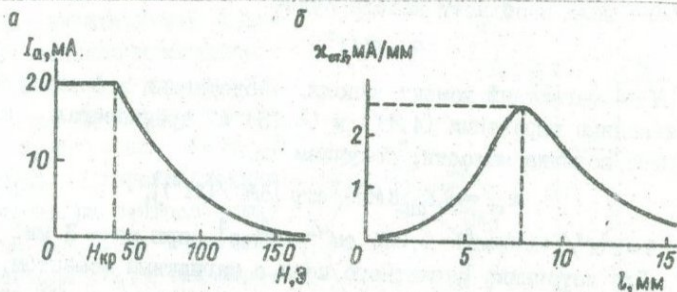


Рис. 50. Зависимость анодного тока магнетрона от напряженности магнитного поля (а) и чувствительности преобразователя от расстояния между магнетроном и магнитом (б).

Для цилиндрического диода $H_{кр}$ определяется по формуле $H_{кр} = 6,72 \cdot 2r_a [U_a / (r_a^2 - r_k^2)]^{1/2}$, где r_a , r_k — радиусы анода и катода. Если $r_k \ll r_a$, то

$$H_{кр} = 6,72 (U_a / r_a)^{1/2}.$$

В магнетронном преобразователе (МП) анодный ток является функцией приложенного напряжения U_a и напряженности поля H , зависящей от расстояния (l) между магнитом и лампой; $I_a = f[U_a, H(l)]$. Статическая чувствительность МП по току рассчитывается как

$$x_{ст} = \left[\left(\partial I_a / \partial H \right) (dH/dl) \right], \quad dU_a = 0, \quad (4.12)$$

а по напряжению — как

$$x'_{ст} = \left[\left(\partial U_a / \partial H \right) (dH/dl) \right], \quad dI_a = 0.$$

Производная тока по смещению в МП, работающем на нагрузку R_H , является динамической чувствительностью по току: $x_g = -x_{ст} / (R_i + R_H)$ (R_i — внутреннее сопротивление МП). Динамическая чувствительность МП по напряжению определяется по формуле

$$x'_g = dU_a / dl.$$

Так как $\alpha'_g = -R_H \alpha_g$, то $\alpha_g = \alpha_{ст} R_i R_H / (R_i + R_H)$ или $\alpha'_g = -\alpha_{ст} R_H / (R_i + R_H)$.

Для примера вычислим статическую чувствительность МП по току. Возьмем дипольный источник магнитного поля, расположенный на расстоянии l от катода магнетрона. Напряженность магнитного поля в области катода будет

$$H = M/l^3, \quad (4.13)$$

где M — магнитный момент диполя. Подставляя в формулу (4.12) производные выражения (4.11) и (4.13) и пренебрегая членами второго порядка малости, получаем

$$\alpha_{ст} \approx 6 I_{a0} B M l^{-7} \exp [B M^2 / (2 l^6)], \quad (4.14)$$

где $B = e^2 d^2 / (4 k T m c^2) \approx 0,025 \text{ см}^{-1} \cdot \text{г}^{-2} \cdot \text{с}^4$ при $d = 3 \text{ мм}$.

Для источника магнитного поля с магнитным моментом, равным $40 \text{ Э} \cdot \text{см}^3$ при $I_{a0} = 2 \text{ А}$, получим максимум $\alpha_{ст}(l)$ при $l = 7,3 \text{ мм}$, причем $(\alpha_{ст})_{\max} \approx 2,64 \text{ А/мм}$ (см. рис. 50, б).

В зависимости от типа лампы и режима работы чувствительность МП колеблется от 0,5 до 5 мкА/мкм, а по напряжению — от 1 до 50 мВ/мкм.

В качестве магнетрона может быть использована любая электронная лампа. Однако из ламп, серийно выпускаемых промышленностью, целесообразно применять в магнетронных преобразователях пентоды, для которых $H_{кр}$ меньше, чем для диодов и триодов, поскольку у них большие расстояния между катодом и анодом. Для большинства пентодов $H_{кр} = 100-450 \text{ Э}$. Поле такой напряженности легко создать с помощью сравнительно небольших постоянных магнитов.

Очевидно, что для пентода будут характерны два значения критического поля ($H_{кр1}$ и $H_{кр2}$), соответствующие расстояниям катод — анод и катод — экранирующая сетка. При значениях магнитного поля, меньших, чем $H_{кр1}$, траектории электронов будут искривляться, но все электроны попадут на анод и экранирующую сетку. При напряженности магнитного поля, равной $H_{кр1}$, анодный ток должен резко упасть, а ток экранирующей сетки возрасти за счет электронов, не попавших на анод. Эти электроны, двигаясь к катоду против электрического поля и теряя скорость, будут захвачены положительно заряженной экранирующей сеткой.

При дальнейшем увеличении напряженности поля ток экранирующей сетки будет оставаться постоянным вплоть до значения $H_{кр2}$, при котором он должен упасть до нуля.

Траектории электронов в пентоде при разных значениях напряженности магнитного поля показаны на рис.5I,а. Траектории 1 и 1' есть траектории электронов, движущихся соответственно к аноду и экранирующей сетке при напряженности магнитного поля $H < H_{кр1}$; траектории 2, 2' - при $H = H_{кр1}$; траектории 3, 3' - при $H = H_{кр2}$. Расчетные характеристики магнетрона на пентоде показаны на рис.5I,б. Анодный ток пентода (I_a) и ток экранирующей сетки (I_c) не изменяются при магнитных полях, напряженность которых меньше $H_{кр1}$. Когда напряженность магнитного поля становится равной $H_{кр1}$, тогда анодный ток уменьшается до нуля, а ток экранирующей сетки, наоборот, возрастает на значение I_a . При магнитных полях, напряженность которых лежит в пределах $H_{кр1} < H < H_{кр2}$, ток экранирующей сетки не изменяется, а при $H = H_{кр2}$ резко падает до нуля.

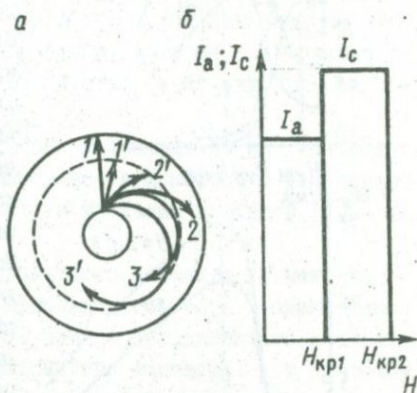
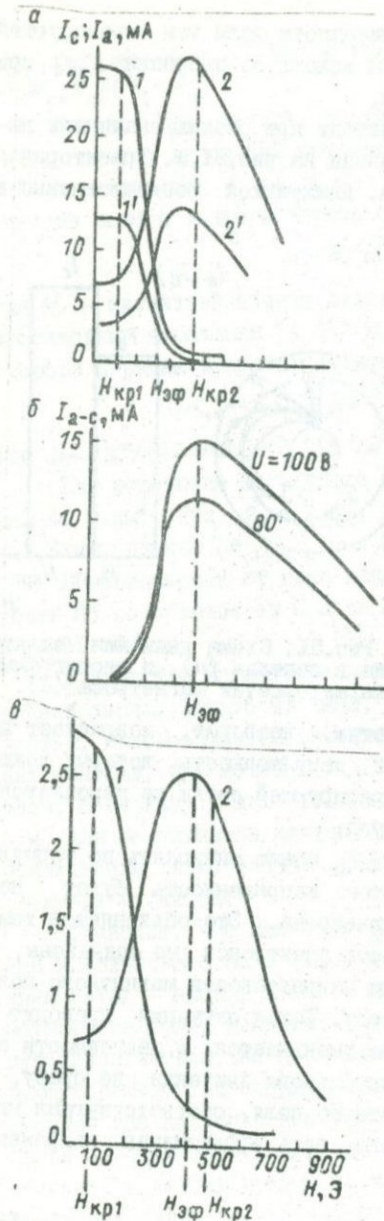


Рис.5I. Схема движения электрона в пентоде (а) и гистограмма характеристик магнетрона (б).

Для конкретного типа лампы $H_{кр}$ можно вычислить по формуле (4.II). Однако полученная при этом напряженность будет несколько меньше $H_{кр}$ реального магнетрона. Это объясняется тем, что в реальном приборе скорости электронов не одинаковы, и поэтому при критическом значении напряженности магнитного поля не все электроны повернут к катоду. Такая ситуация приводит к тому, что анодный ток магнетрона уменьшается в зависимости от напряженности до некоторого минимального значения не сразу, а постепенно. Напряженность магнитного поля, соответствующая минимальному значению анодного тока, есть эффективная напряженность ($H_{эф}$).



Значение $H_{эф}$ легко определить по магнетронной характеристике, т.е. по $I_a(H)$. Для пентодов будем различать магнитно-анодные, магнитосеточные и магнитоанодно-сеточные характеристики, которые представляют собой зависимости соответственно анодного тока лампы, экранирующей сетки пентода, суммарного анодно-сеточного тока от напряженности магнитного поля. Эти характеристики для некоторых пентодов приведены на рис.52. Они снимались с помощью соле-ноида, в центр которого помещались электронные лампы. Из рис.52 видно, что магнитоанодные характеристики магнетронов на пентодах аналогичны характеристике магнетрона на диоде. При напряженности полей меньше, чем $H_{кр1}$, анодный ток практически остается постоянным. Когда напряженность магнитного поля достигает значения $H_{кр1}$, анодный ток начинает быстро уменьшаться. Магнитосеточные характеристики имеют почти симметричный вид. При напряженности магнитного поля, равной $H_{эф}$, ток экранирующей сетки достигает своего максимального значения, а затем с увеличением магнитного поля постепенно уменьшается. При на-

Рис.52. Экспериментальные магнетронные характеристики для ламп 6П5Б (а, б) и 4П2Б (в).

пряженности магнитного поля, равной $H_{кр2}$, ток экранирующей сетки начинает сравнительно быстро падать. Таким образом, в магнитных полях с напряженностью, несколько меньшей $H_{эф}$, анодный ток и ток экранирующей сетки пентода изменяются в противофазе.

В отличие от расчетных магнитосеточные характеристики, полученные экспериментально, имеют максимум при $I_c < I_{c0} + I_a$ (I_{c0} — ток экранирующей сетки при $H = 0$), так как всегда имеются электроны с небольшими скоростями, которые, не долетев до экранирующей сетки, поворачивают обратно к катоду при напряженности магнитного поля $H < H_{кр2}$.

Из рассмотрения характеристики магнетронов на пентодах видно, что максимальная чувствительность прибора к смещениям будет достигнута при условии, что в пределах активной поверхности катода $H = H_{эф}$.

Зависимость от смещения подвижного элемента магнетронного преобразователя относительно неподвижного есть амплитудная характеристика прибора. Исходное положение подвижного элемента (рабочая точка), исключая нелинейные искажения в рабочем диапазоне смещений, выбирается с учетом характеристики, а затем определяется чувствительность в окрестности рабочей точки. Кроме того, амплитудная характеристика может быть использована в качестве градуировочной кривой в истинные смещения во всем диапазоне, включая нелинейные участки. И, наконец, изучение особенностей амплитудных характеристик в зависимости от напряженности магнитного поля позволяет выбрать оптимальный режим работы магнетронного преобразователя, наилучшим образом удовлетворяющий как конструкции прибора, так и требованиям эксперимента.

Как уже отмечалось, чувствительность магнетронных преобразователей зависит от напряженности магнитного поля. На рис. 53 показана зависимость тока I_{a-e} при перемещении магнита или соленоида относительно лампы. Видно, что при $H = H_{эф}$ кривые $I_{a-e}(r)$ имеют наибольший наклон, т.е. чувствительность магнетронных преобразователей максимальна. При $H > H_{эф}$ линейная часть кривой $I_{a-e}(r)$ начинается раньше, т.е. когда электроды лампы находятся вне магнита, однако наклон ее не изменяется и чувствительность магнетронного преобразователя остается максималь-

ной. Ток I_{a-c} возрастает до максимума, а затем при дальнейшем движении магнита постепенно падает в результате прекращения анодного тока и уменьшения тока экранирующей сетки. При $H < H_{эф}$ амплитудные характеристики более пологие, т.е. чувствительность магнетронных преобразователей отановится меньше.

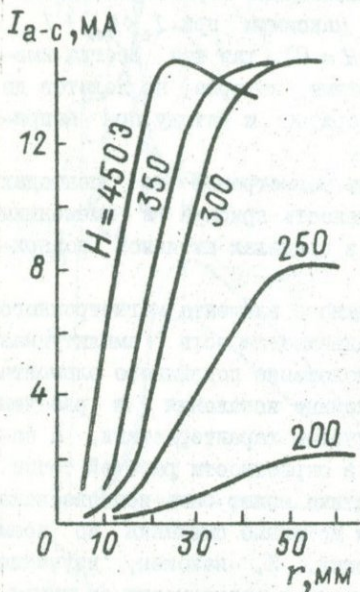


Рис.53. Зависимость амплитудной характеристики магнетронного преобразователя от напряженности поля.

Ход амплитудных характеристик, снятых при постоянном напряжении накала ($U_n = 1,1 В$) и разных анодно-сеточных напряжениях, показывает, что изменение анодного напряжения на 10% практически не влияет на чувствительность магнетронного преобразователя.

Нестабильность в работе магнетронных преобразователей может проявляться в виде неконтролируемых изменений выходного сигнала, изменений со временем чувствительности и других параметров прибора. Источником погрешностей может быть как сам магнетронный преобразователь, так и схема, в которой он работает. Нестабильность в работе преобразователя обычно выражает-

Амплитудные характеристики имеют сравнительно большие линейные участки, что практически исключает нелинейные искажения измеряемых механических величин. Очевидно, что при этом лампу относительно магнита необходимо установить так, чтобы только половина активной части катода находилась под действием магнитного поля, равного $H_{эф}$. Ход амплитудных характеристик магнетронного преобразователя, получаемых при разных напряжениях накала магнетрона, показан на рис.54.

Как видим, изменение накала магнетрона на 50% практически не влияет на чувствительность магнетронного преобразователя. Ход амплитудных харак-

ся в виде медленного дрейфа или быстрых флуктуаций выходного напряжения измерительной схемы. Как известно, подобного рода нестабильности усилительных схем обычно оцениваются величиной входного напряжения, эквивалентного изменению напряжения на выходе схемы. По аналогии нестабильность магнетронного преобразователя можно оценить, воспользовавшись величиной механического перемещения подвижного элемента (Δr), считая его входным сигналом схемы. При экспериментальном исследовании нестабильности магнетронных преобразователей величина Δr обычно определяется по шкале выходного прибора, для чего последняя предварительно рассчитывается или тарируется в единицах перемещений подвижных элементов преобразователей.

Нестабильность, связанная с неконтролируемыми внутриламповыми процессами, возникает в результате изменения тока эмиссии катода и контактной разности потенциалов между анодом и катодом магнетрона. Как известно, непостоянство тока эмиссии катода и контактной разности потенциалов электронной лампы приводит к так называемому катодному дрейфу выходного напряжения в усилителях постоянного тока с гальванической связью. Известно также, что влияние этих про-

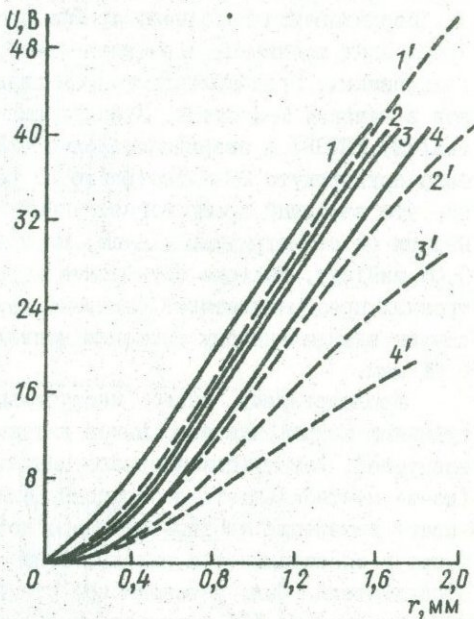


Рис. 54. Амплитудные характеристики магнетронного преобразователя при разных напряжениях накала магнетрона (сплошные кривые) и анодно-сеточных напряжениях (пунктирные кривые).

1: $U_n = 1,2$ В; 2: $U_n = 1$ В; 3: $U_n = 0,8$ В; 4: $U_n = 0,6$ В ($U_a = 60$ В);
1': $U_a = 60$ В; 2': $U_a = 50$ В; 3': $U_a = 40$ В; 4': $U_a = 30$ В ($U_n = 1,1$ В).

цессов на работу усилительного каскада может быть уменьшено в сотни раз при выполнении его в виде симметричной (мостовой) схемы. В магнетронных преобразователях, работающих на постоянном токе, также наблюдается катодный дрейф выходного сигнала. Исследование катодного дрейфа проводилось при жестко закрепленных подвижных элементах преобразователей относительно неподвижных. Предварительно проводилась тренировка магнетронов в течение 1-2 суток. Использовались стержневые лампы (1Ж18Б, 1Ж29Б) и сверхминиатюрные (2Ж14Б и др.). Испытаниям было подвергнуто 27 магнетронов. В результате было установлено, что катодный дрейф магнетронных преобразователей, выполненных по симметричным схемам, не превышает, как правило, 0,05 мкВ/сут. Быстрые флуктуации напряжения на выходе магнетронных преобразователей (видимые периоды 10-100 с) соответствуют эквивалентному смещению подвижного элемента на 0,005-0,01 мм.

Исследовалась также нестабильность, связанная с флуктуациями напряжения источников питания магнетронных преобразователей. Флуктуации анодного напряжения и напряжения накала (из-за нестабильности соответствующих источников питания) вызывают изменения анодно-сеточного тока магнетрона, что и приводит к нестабильности выходного напряжения магнетронного преобразователя. Было установлено, что изменение напряжения анодного питания на 10% вызывает изменение чувствительности прибора на 1-2%, в то время как изменение напряжения накала на 50% практически не приводит к изменению чувствительности (см. рис.54).

Среди факторов внешней среды, непосредственно влияющих на постоянные магниты и изменяющих их поле, основной — температура. Как известно, зависимость магнитного момента (M) постоянного магнита от изменения температуры (T) описывается выражением $M = M_0(1 - \mu \Delta T)$, где M_0 — магнитный момент постоянного магнита при 0°C; μ — температурный коэффициент, зависящий от формы и размеров магнита и от материала, из которого он изготовлен. Значения температурного коэффициента приблизительно колеблются от 0,0008 до 0,00001. Возьмем максимальным значением μ и $\Delta T = 25^\circ\text{C}$. Тогда $M = 0,98 M_0$ и

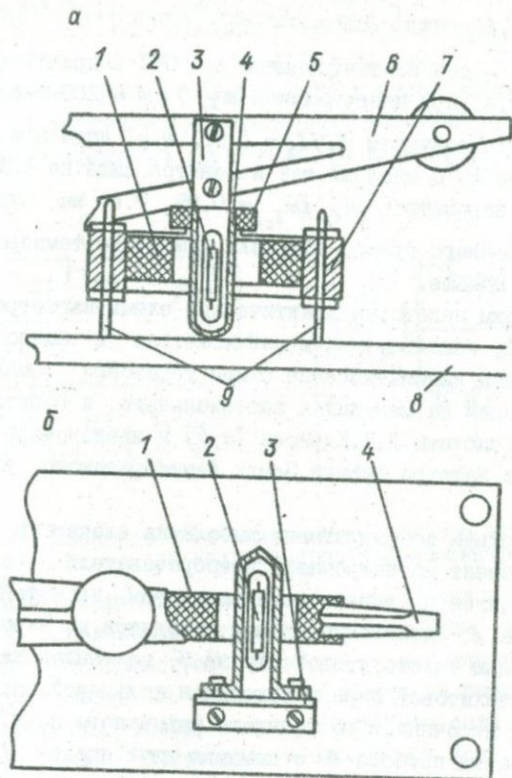
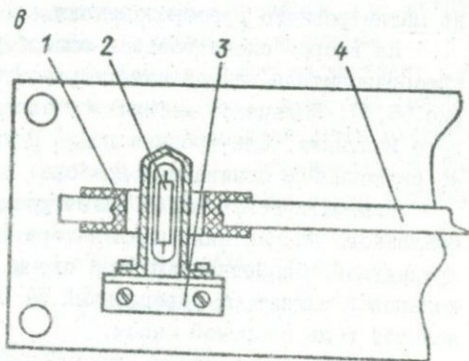


Рис. 55. Кинематические схемы установки магнетронного преобразователя на вертикальном маятнике (а), на маятнике системы Д.П.Кирноса (б) и на маятнике накломера (в).

Пояснения см. в тексте.



$$I_1/I_2 = \exp \left[-0,02m(e^2 d^2 M_0^2 \tau^{-6} / (m^2 c^2) + c^2 E^2 \tau^6 / M_0^2) \right].$$

Здесь I_1, I_2 — ток соответственно при 0°C и при $\Delta T = 25^\circ\text{C}$. При $\tau \approx 3,8$ см (т.е. при максимальной χ_{I_c}) $M = 200 \text{ Э} \cdot \text{см}^3$ и $d \approx 0,3$ см. Тогда получаем $I_1/I_2 = 0,90$, т.е. даже при изменении температуры на 25°C анодный ток изменится лишь на 10%. При тех же значениях параметров $\chi_{I_{c1}}/\chi_{I_{c2}} = 0,99$, т.е. на чувствительности магнетронного преобразователя изменение температуры сказывается еще меньше.

Рассмотрим некоторые практические схемы магнетронных преобразователей, используемых в сейсмометрах и наклонометрах. На рис.55 показаны кинематические схемы установки магнетронных преобразователей на маятниках вертикального и горизонтального сейсмометров системы Д.П.Кирноса (а, б') и наклонометре (б), разработанном на кафедре Физики Земли Ленинградского университета [70].

Первая схема конструктивно выполнена следующим образом: подвижный элемент магнетронного преобразователя (электронная лампа 2) укреплен на легком дюралюминиевом кронштейне 3 на раме маятника 6. Электронная лампа находится на экране 4, который с помощью текстолитовой втулки 5 закреплен на кронштейне 3. В текстолитовой оправе находится кольцевой магнит 1, который служит источником постоянного магнитного поля. Он укреплен на основании прибора 8 с помощью двух шпилек 9, по которым может перемещаться в вертикальном направлении при настройке магнетронного преобразователя.

На второй схеме показан способ установки магнетронного преобразователя на маятнике горизонтального сейсмографа (см. рис.55, б'). Кольцевой магнит 1 закреплен в раме 4 горизонтального маятника. Электронная лампа 2 укреплена на стойке 3, жестко связанной с основанием прибора.

Кинематическая схема магнетронного преобразователя, установленного на маятнике наклонометра (см. рис.55, б'), аналогична предыдущей. Особенностью этой схемы является только то, что кольцевой магнит 1, укрепленный на конце рамы 4 маятника, выполняет роль инертной массы.

Электрические схемы магнетронных преобразователей могут быть весьма разнообразны в зависимости от назначения прибора.

характера нагрузки и т.д. Мы приведем только две схемы, которые могут быть использованы в наклономере и в сейсмометрах (рис.56). Первая схема рассчитана на работу при сравнительно низкоомной нагрузке (гальванометр) и имеет выход по постоянному току. Потенциометр Π служит для установки нуля тока. Сопротивление ограничивает ток через гальванометр. Схема рис.56, б

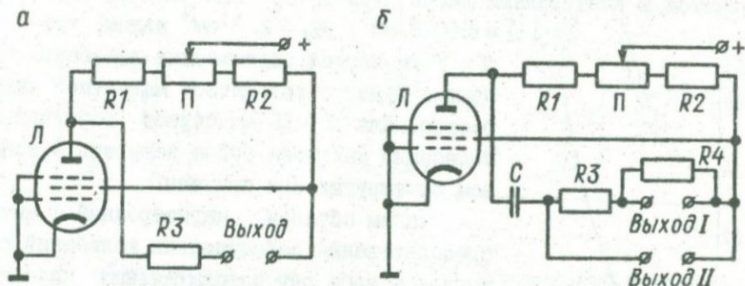


Рис.56. Электрические схемы магнетронного преобразователя для наклономеров и сейсмометров.

рассчитана для работы как на низкоомной, так и на высокоомной нагрузке. Высокоомной нагрузкой может быть, например, вход электронного осциллографа. Емкость C исключает оползание нуля. Сопротивление $R4$ оужит для затухания рамки гальванометра.

Рассмотрим теперь, какую роль играет сила магнитного взаимодействия между электродами и магнитом. Как известно, сила взаимодействия между двумя диполями равна $F = (M_1 M_2) / d^4$. Здесь M_1 и M_2 — магнитные моменты электродов лампы и магнита. Составляющая в направлении движения маятника $F_x = -[(M_1 M_2) / d^4] \cos^4 \theta \sin \theta$ (d — расстояние между магнитными диполями). Момент этой силы относительно оос вращения маятника $M = [(M_1 M_2) / d^4] \cos^4 \theta \sin \theta \cdot l_0$ (l_0 — приведенная длина маятника). Учитывая, что при малых углах $\theta, \theta = d / l_0$, уравнение движения маятника с магнетронным преобразователем (без учета затухания) записывается в следующем виде:

$$k\theta'' + [(M_1 M_2) / d^4] (1 - 2\theta_0^2 l_0^2 / d^2) \theta = 0,$$

а так как $2\theta_0^2 l_0^2 / d^2 \ll 1$, то уравнение движения

$$k\theta'' + [(M_1 M_2) / d^4] \theta = 0.$$

Следовательно, $T = 2\pi [md^5/(M_1, M_2)]^{1/2}$ (m — инертная масса). Как видим, для уменьшения влияния магнитной упругости целесообразно использовать в магнетронных преобразователях сверхминиатюрные или стержневые лампы, обладающие малым магнитным моментом.

По формуле для T рассчитывается зависимость периода собственных колебаний маятника от расстояния между постоянным магнитом и электродами лампы (рис.57). При $m = 10^{-4}$ г; $M_1 = 200$ э.см³; $M_2 = 2$ э.см³ видим, что для $d < 5$ мм период собственных колебаний маятника будет определяться магнитной упругостью. Для $d > 12$ мм период собственных колебаний маятника будет зависеть в основном от упругих сил пружины.

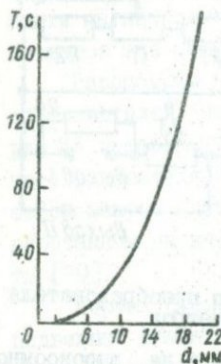


Рис.57. Зависимость периода собственных колебаний маятника от расстояния лампы — магнит.

Таким образом, магнетронный метод преобразования сейсмических колебаний сочетает в себе ряд положительных качеств: простоту кинематических и электрических схем, гибкость их конструктивных решений, высокую чувствительность, широкий динамический диапазон измеряемых смещений, большую надежность преобразователей, гарантируемую высоким качеством электронных ламп, и т.д. Это позволяет широко применять его в сейсмометрах, наклономерам и других приборах для регистрации колебаний в широком диапазоне периодов.

Емкостные преобразователи. Одна из первых конструкций емкостного сейсмографа была разработана в 1935 г. [188]. Начало практического применения емкостных преобразователей в сейсмометрии было положено в 60-х годах, когда примерно в одно время были созданы такие приборы в СССР и США [22, 35, 139]. К настоящему времени рабочие характеристики емкостных преобразователей значительно улучшились, главным образом благодаря использованию новых возможностей электроники [88].

В основу работы емкостного преобразователя положена зависимость изменения емкости электрического конденсатора при воздействии на него измеряемой величиной. Напомним, что емкость плоского конденсатора определяется отношением

$$C = \epsilon S / \delta, \quad (4.15)$$

где S — действующая площадь обкладок; δ — расстояние между обкладками; ϵ — диэлектрическая проницаемость среды между обкладками.

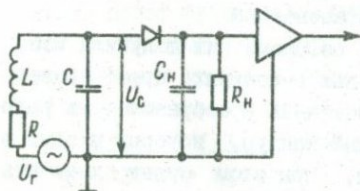


Рис.58. Схема емкостного преобразователя.

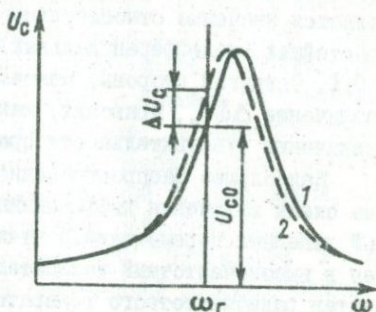


Рис.59. Нелинейные искажения емкостного преобразователя.

1 — при начальном зазоре;
2 — его вариации.

В сейсмометрии нашел применение емкостный преобразователь с изменением зазора, принцип действия которого показан на рис. 58. Здесь верхняя подвижная обкладка жестко связана с инерционной массой маятника, а нижняя — с основанием сейсмометра, относительно которого ведется отсчет перемещений. Из (4.15) легко получить выражение для абсолютного приращения емкости:

$$\Delta C = -(\epsilon S \Delta \delta) / \delta_0 (\delta_0 \pm \Delta \delta)$$

или для относительного ее изменения:

$$\Delta C / C_0 = -\Delta \delta / (\delta_0 \pm \Delta \delta). \quad (4.16)$$

Обозначим через λ отношение $\Delta \delta_{\max} / \delta_0$, тогда выражение (4.16) примет вид

$$\Delta C_{\max} = -C_0 \lambda / (1 \pm \lambda).$$

Таким образом, характеристика собственно емкостного преобразователя, строго говоря, нелинейна по отношению к измеряемым перемещениям. Возникающие нелинейные искажения отражены на рис.59. Здесь подвижная пластина датчика совершает гармонические колебания с частотой ω : $\Delta \delta = \Delta \delta_{\max} \sin \omega t$ и приращение емкости соответственно будет меняться по закону ΔC —

-- $C_0 \lambda \sin \omega t / (1 + \lambda \sin \omega t)$. Расчеты показывают, что при $\lambda = 0,1$ коэффициент нелинейных искажений k_r составляет $\sim 5\%$, а при $\lambda = 0,2$ — примерно 10% . Итак, при заданных нелинейных искажениях k_r (или чаще — погрешности нелинейности D_n) однозначно определяется значение относительного перемещения $\lambda = \Delta \delta / \delta_0$. Для простейших (недифференциальных) преобразователей обычно $\Delta \delta / \delta_0 < 0,1$. С другой стороны, максимальное использование зазора, т.е. увеличение $\Delta \delta / \delta_0$, приводит, как следует из выражения (4.16), к увеличению чувствительности преобразователя.

Наибольшее распространение в сейсмометрии получили мостовые схемы включения дифференциальных емкостных преобразователей линейных перемещений. В этих датчиках преобразователь включен в высокочастотный колебательный контур, который входит в состав радиочастотного генератора, при этом будет изменяться его частота. Применение дифференциального преобразователя в двух одинаковых контурах — эффективный способ улучшения параметров датчика.

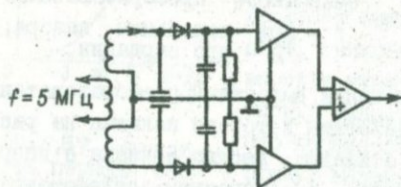


Рис.60. Принципиальная схема емкостного преобразователя деформографа Бенъоффа.

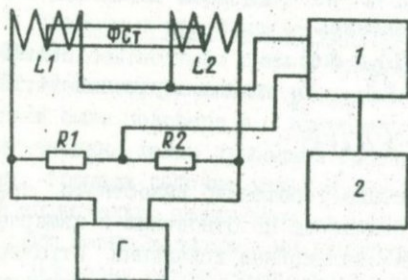


Рис.61. Блок-схема индуктивного преобразователя.

Примером такого датчика в сейсмометрии является датчик кварцевого деформографа Бенъоффа (рис.60). В схеме используются дифференциальный преобразователь и балансовое включение двух одинаковых контуров. При этом начальному положению пластин ($\Delta \delta = 0$) соответствует нулевое значение выходного напряжения.

Индуктивные преобразователи. По принципу, сходному с емкостными амплитудными преобразователями, работают индуктивные. Блок-схема индуктивного преобразователя приведена на рис.61. Индуктивный преоб-

разователь, собранный по мостовой схеме, имеет два активных элемента (L_1, L_2) и два пассивных (R_1, R_2). Мост питается от генератора (G). Смещение ферритового стержня ($ФСТ$) относительно катушек L_1, L_2 нарушает баланс моста. Амплитудно-модулированный сигнал разбаланса моста поступает на вход усилителя (1) и после детектирования фазочувствительным детектором подается на пишущий гальванометр (2). Чувствительность индуктивного преобразователя в таком включении может превышать 10^{-3} мкм/мм записи; порог чувствительности $2 \cdot 10^{-3}$ мкм; динамический диапазон 80 дБ. Для таких приборов отмечаются стабильность параметров, отсутствие дрейфа нулевой точки, низкий уровень шумов, поэтому они довольно часто используются в сейсмометрии.

Фотоэлектрические преобразователи. Оптические и фотоэлектрические измерения малых перемещений образуют целую область в современной экспериментальной физике. Принципы их действия различны: перекрывание светового потока в области фокуса линзы, интерференционные и растровые эффекты.

Рассмотрим простейшую схему фотоэлектрического датчика с предельной чувствительностью 10^{-8} м. Пусть чувствительность фотосопротивления составляет 10^{-2} А/(лм·В) и напряжение на нем 100 В, тогда величина тока (в амперах) равна падающему световому потоку (в люменах). При $l = 10^2$ см, $F = 1$ см и лампе 25 кд на фотосопротивление (без учета потерь в окуляре) падает $2,5 \cdot 10^{-3}$ лм, что вызывает ток $I = 2,5 \cdot 10^{-3}$ А. Используя гальванометр с чувствительностью 10^{-10} А/дел, можно сравнительно просто заметить изменение потока на $2,5 \cdot 10^{-7}$ его величины, а поскольку размер изображения нити накала в фокальной плоскости окуляра равен $\sim 10^{-2}$ см, то перемещение экрана на 10^{-2} см полностью перекроет весь световой поток. Таким образом, регистрируя изменение светового потока на $2,5 \cdot 10^{-7}$ его величины, можно тем самым измерить смещение лезвия экрана на $2,5 \cdot 10^{-9}$ см.

В действительности, однако, этого не удастся достичь по следующим причинам. Во-первых, при медленных измерениях в значительной степени сказываются собственные шумы и нестабильности в работе фотосопротивления: дрейф может достигать 10^{-8} А/мин и более. Во-вторых, нестабильность температурного режима источника света (лампы) также создает значительный шум.

Температурные шумы фотосопротивления и другие причины приводят к тому, что реальная чувствительность конкретной схемы, как правило, не превышает 10^{-6} см для отдельно взятого измерения и может быть повышена лишь путем применения статистической обработки большого числа измерений.

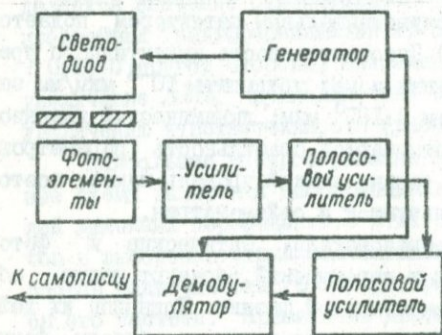


Рис.62. Блок-схема фотоэлектрического преобразователя.

мешающие флуктуации температуры. И все же схемы с меньшими линейными размерами и маломощными источниками света нашли свое применение в сейсмометрии, например в наклономерах Островского [115]. Однако и при их использовании температурные помехи очень велики.

Развитие полупроводниковой электроники – создание небольших по размерам приемников и источников излучения в оптической области (фотодиодов, светодиодов) – открыло новые возможности для разработки фотоэлектрических преобразователей.

Основной особенностью фотоэлектрических преобразователей является отсутствие силового взаимодействия между подвижной и неподвижной его частями. Основным недостатком до последнего времени являлась малая чувствительность этого прибора. Фотоэлектрический преобразователь с существенно улучшенными характеристиками был предложен в работе [91]. Блок-схема преобразователя приведена на рис.62. При его работе прямоугольные импульсы с выхода генератора управляют световым потоком светодиода. Свет проходит через щелевую диафрагму и попадает на два дифференциально включенных фотоэлемента. Диафрагма механически

Рассмотренный пример датчика иллюстрирует принципиальную возможность регистрации малых смещений простым оптическим способом. Но этот способ не может быть использован в сейсмометрии из-за больших расстояний ($l \approx 1$ м) и мощности, рассеиваемой лампой, которая создает

соединена с инертной массой прибора, а фотозлементы — с его основанием. Разностный электрический сигнал с частотой, равной частоте следования прямоугольных импульсов, и амплитудой, зависящей от положения щели диафрагмы, снимают с фотозлементов, т.е. происходит амплитудная модуляция. Этот сигнал усиливает предварительным и двумя последовательно включенными усилителями, а затем детектируют синхронным детектором, также управляемым генератором прямоугольных импульсов. Сигналы на выходе де-

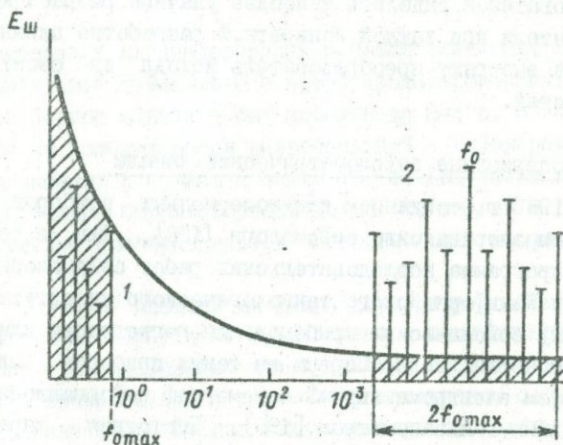


Рис. 63. Спектры регистрируемого (1) и амплитудно-модулированного (2) сигналов.

Жирная кривая — ЭДС шума входных транзисторов; заштрихованные области соответствуют мощности шума.

тектора пропорциональны перемещению щели диафрагмы. Применение амплитудной модуляции исходного сигнала генератора, дающего импульс с несущей частотой f_0 , позволяет при усилении перейти в область частот (окрестность f_0), где шумы входных транзисторов усилителя минимальны (рис. 63), хотя модуляция вдвое расширяет полосу частот усиливаемых сигналов вследствие существенного различия между значениями действующей ЭДС шума входных транзисторов на разных частотах (ср. области спектров 1 и 2 на рисунке). Уровень шумов тракта значительно снижается. Пара-

метры датчика, имеющего описанную блок-схему, могут быть следующими: чувствительность 20 В/мм, порог чувствительности 10^{-9} м, нелинейность 0,5%. Датчик с такими параметрами не уступает по качеству емкостным и может быть перспективным в длиннопериодной сейсмометрии.

Итак, в настоящее время есть достаточное количество конкретных разработок преобразователей, применяемых в длиннопериодной сейсмометрии. Но необходимо время, чтобы из этого набора преобразователей выделить наиболее удачные разработки. Пока же исследователи при каждой конкретной разработке длиннопериодного канала выбирают преобразователь исходя из своих целей и возможностей.

3. Длиннопериодные сейсмометрические каналы

До 1960 г. созданием длиннопериодных приборов занимались в основном американские сейсмологи [198]. Так, в течение многих лет программа исследовательских работ сейсмологической лаборатории Калифорнийского технологического института включала разработку сейсмических приборов для регистрации длиннопериодных сейсмических волн. Первым из таких приборов был созданный Х.Бензоффом электромагнитный сейсмограф деформационного типа с 35-секундным гальванометром [196]. Частотная характеристика прибора была эквивалентна частотной характеристике сейсмометра с периодом собственных колебаний маятника, равным периоду гальванометра. Во время Японского землетрясения 2.III.1933 г. таким сейсмографом были записаны ралеевские волны в оболочке Земли.

В дальнейшем период гальванометра был доведен до 180 с, что позволило во время Камчатских землетрясений в 1952 и 1957 гг. записать в оболочке волны Ралея с периодом до 8 мин и другие длиннопериодные волновые группы. Кроме того, на записи стрейн-сейсмографа при Камчатском землетрясении 1962 г. Х.Бензофф выделил колебания с периодом 57 мин и предположил, что оно может представлять собой собственное колебание Земли. Для регистрации особо длиннопериодных волн был создан специальный кварцевый экстенсометр, соединенный с 10-минутным зеркальным гальванометром, разработанным Д.Ленером.

Для регистрации длиннопериодных сейсмических волн Ф.Прес-

сом и М.Хингом был создан сейсмограф с гальванометрической регистрацией голицынского типа [220]. Маятники в приборах этого типа имели периоды собственных колебаний около 15 с, а гальванометры — периоды около 70 с. Для сохранения горизонтального положения равновесия маятника вертикального сейсмометра были использованы пружина с нулевой начальной длиной и специальное приспособление для компенсации атмосферного давления. В последней модификации прибора, доработанной Д.Ленером, периоды маятника доведены уже до 30 с, а периоды гальванометров — до 90 с [264].

Для регистрации длиннопериодных сейсмических волн Х.Бень-офф использовал свой сейсмометр с преобразователем электромагнитного типа. Период маятника был доведен до 2-3 с. В качестве гальванометра им использовался разработанный Д.Ленером зеркальный гальванометр с периодом около 600 с. Для более полного подавления на записи короткопериодических колебаний и главным образом микросейсм преобразователь маятника был зашунтирован емкостью.

В 1957 г. в СССР наблюдения длиннопериодных сейсмических волн были начаты в Симферополе И.И.Поповым с сотрудниками [129]. Ими был использован модифицированный тяжелый горизонтальный маятник Голицына, превращенный в сейсмометр с периодом собственных колебаний маятника 60 с. Период гальванометра составлял 36 с. С помощью этого длиннопериодного сейсмометрического канала были получены данные о групповой скорости волн Лява с периодами до 80 с и о коэффициенте поглощения энергии волн Лява.

К 1959 г. сотрудниками отдела сейсмологии Института физики Земли АН СССР создается действующий макет вертикального сейсмографа с гальванометрической регистрацией для записи сейсмических волн с периодами 20-300 с. В качестве сейсмометра используется маятник типового сейсмографа СВК, специально модернизированный для получения свободных колебаний с достаточно устойчивым периодом примерно в 30 с [12]. Период гальванометра составлял 90 с. С помощью этого прибора, установленного в Симферополе, удалось зарегистрировать длиннопериодные волны Рэлея с периодами от 160 до 480 с, возникшие в оболочке Земли при Чилийском землетрясении 22.V.1960 г. Анализ записей позволил выявить ряд важных следствий [151].

Длиннопериодный магнетронный сейсмограф с обратной связью.
В 1960-1961 гг. на кафедре физики Земли Ленинградского университета были начаты работы, направленные на создание магнетронных сейсмографов для наблюдения длиннопериодных колебаний [56, 58, 74, 78]. Применение параметрических преобразователей позволило получить большое увеличение для широкой полосы частот сейсмических колебаний и выделить сигнал достаточной мощности для регистрации на перописующих гальванометрах или в цифровом виде на перфолене. Кроме того, появилась возможность использовать RC -фильтры и различного рода схемы обратной связи по смещению, по скорости и по ускорению для деформирования частотной характеристики в нужном диапазоне периодов [55, 58, 138]. Поэтому относительная сложность приборов с параметрическими преобразователями вполне оправдана, не говоря уже о тех случаях, когда они используются для регистрации очень медленных деформаций почвы или длиннопериодных колебаний.

Использование магнетрона для преобразования перемещений маятника в электрический ток позволило осуществить положительную обратную связь между магнитоэлектрическим и магнетронным преобразователями. Это дало возможность в широких пределах изменять частотную характеристику сейсмометра, а также в несколько раз поднять увеличение прибора.

Рассмотрим сначала электрическую схему обратной связи (рис. 64, б). Между магнетронным преобразователем 1, реагирующим на смещение маятника, и электрическим преобразователем 2, которым снабжен сейсмограф, осуществляется положительная обратная связь. Цепь состоит из емкости $C1$, включенной параллельно преобразователю 1, емкости $C2$ и переменного сопротивления R , включенных последовательно с индукционной катушкой магнитоэлектрического преобразователя 2. Емкость $C2$ исключает действие постоянной составляющей в цепи обратной связи. Сопротивление R служит для изменения величины обратной связи, что позволяет регулировать в широких пределах затухание маятника. Емкость $C1$ — фильтрующая.

Эта схема была применена для вертикального маятника, настроенного на собственные колебания с периодом, равным 9 с, и снабженного магнетронным преобразователем. Схема, использован-

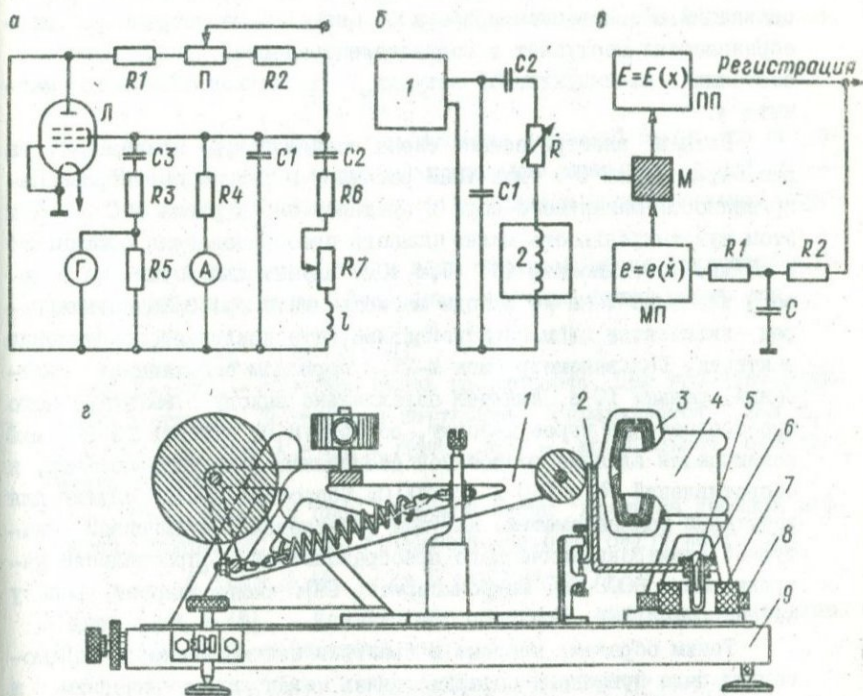


Рис.64. Электрическая схема сейсмометра.

a — полная; *б, в* — схемы обратной связи, *1, 2* — соответственно магнетронный и электрический преобразователи; *г* — кинематическая, пояснения к 1-9 см. в тексте.

ная в рассматриваемом сейсмографе, показана на рис.64, *в*. Сопротивление R_1 является внутренним сопротивлением магнетронного преобразователя, сигнал с которого через емкость C и сопротивление R_2 подается на индукционную катушку L магнитоэлектрического преобразователя.

На рис.64, *г* приведена кинематическая схема сейсмографа с обратной связью. На конце маятника *1* укреплен кронштейн *2*, на котором в текстолитовой втулке *б* находится электронная лампа *5*, являющаяся подвижным элементом магнетронного преобразователя. В качестве источника постоянного магнитного поля ис-

пользуется кольцевой магнит 7, укрепленный в оправе 8 и жестко связанный с основанием прибора 9. Сигнал с магнетронного преобразователя поступает в магнитоэлектрический преобразователь, состоящий из индуктивной катушки 3 и подковообразного магнита 4.

Полная электрическая схема сейсмографа показана на рис. 64, а. Лампа (1) типа 1П2Б работает в режиме магнетрона. Напряженность магнитного поля в пределах анода равна 150 Э. При этом чувствительность магнетронного преобразователя составляет 9 мВ/мм. Потенциометр (17) (6,8 кОм) служит для установки нулевого значения тока на выходе магнетронного преобразователя перед включением цепи обратной связи, что исключает возбуждение маятника. Гальванометр типа М-21 с периодом собственных колебаний, равным 10 с, включен параллельно выходу магнетронного преобразователя через цепочку, состоящую из емкости С3—300 мкФ, исключающей влияние постоянной составляющей на гальванометр, и сопротивлений $R3 = 160$ и $R5 = 200$ Ом. Сопротивление $R5$ служит для затухания гальванометра. Катушка 1 является индукционной катушкой электродинамического преобразователя. Сопротивление катушки равно 6000 Ом. Микроамперметр (А) контролирует работу сейсмографа.

Таким образом, впервые в практике отечественной сейсмометрии была применена обратная связь между параметрическим и магнитоэлектрическим преобразователями в схеме длиннопериодного магнетронного сейсмометра. Это позволило существенно поднять увеличение прибора в области колебаний с большими периодами. Преимущества сейсмометров с обратной связью были эффективно реализованы А.В. Рыковым в его исследованиях [138—141]. Следуя этим работам, познакомимся подробнее с некоторыми возможностями использования обратной связи в сейсмометре.

1. Сначала рассмотрим случай, когда параметрический и магнитоэлектрический преобразователи связаны по постоянному току. Уравнение движения в этом случае будет иметь вид

$$\theta'' + 2\epsilon_s \theta' + n_s^2 \theta = -x''/l_s + G_s I/k_s,$$

$$I = z_1 \theta$$

или

$$\theta'' + 2\epsilon_s \theta' + (n_s^2 - G_s z_1/k_s) \theta = -x''/l_s,$$

где s_1 — коэффициент преобразования по смещению. Эти уравнения показывают, что при обратной связи по смещению маятник приобретает новый собственный период:

$$T_s = T_{0s} (1 - k_1)^{-1/2},$$

где $k_1 = s_1 G_s T_{0s}^2 / (4\pi^2 k_s)$ — коэффициент обратной связи по смещению. При $k_1 > 0$ происходит астазирование маятника, при $k_1 < 0$ период маятника сокращается из-за появления дополнительной упругости.

Теперь допустим, что в цепь обратной связи включена дифференцирующая цепочка. Уравнение движения будет иметь вид

$$\theta'' + 2\epsilon_s [1 - G_s s_2 / (k_s 2\epsilon_s)] \theta' + \pi_s^2 \theta = -x'' / l_s.$$

Здесь $I = s_2 \theta'$ — обратная связь по скорости. Она изменяет затухание маятника. Постоянная затухания определяется как $D_s = -D_{0s} (1 - k_2)$, где $k_2 = G_s T_{0s} s_2 / (4\pi D_{0s} k_s)$ — коэффициент обратной связи по скорости.

Пусть теперь в цепь обратной связи включена двойная дифференцирующая RC-цепь. Уравнение движения будет иметь вид

$$\theta'' [1 - s_3 G_s / k_s] + 2\epsilon_s \theta' + \pi_s^2 \theta = -x'' / l_s.$$

Здесь $k_3 = s_3 G_s / k_s$ — коэффициент обратной связи по ускорению. Уравнение можно переписать так:

$$\theta'' + b_0 \theta' / [k_s (1 - k_3)] + c_0 \theta / [k_s (1 - k_3)] = -x'' / [l_s (1 - k_3)]$$

$k'_s = k_s (1 - k_3)$ — новый момент инерции. При отрицательной обратной связи по ускорению $k_3 < 0$ формула будет иметь вид $k'_s = k_s (1 + k_3)$. Увеличивая момент инерции электронным способом, получаем как главный результат возрастание периода маятника.

Следовательно, включение обратной связи в схему сейсмометра позволяет управлять его основными параметрами.

2. Пусть маятник сейсмометра имеет преобразователь смещения с коэффициентом преобразования β , т.е. выходное напряжение преобразователя $E = \beta \theta$ (θ — угол отклонения маятника от положения его равновесия). Рассмотрим некоторую электрическую схему сейсмометра с обратной связью. Напряжение подается на вход интегрирующего RC-фильтра. Напряжение на емкости фильтра обозначим через U . Для упрощения дальнейших выражений будем считать, что это напряжение воздействует на обмотку магнитоэлект-

рического преобразователя маятника через сопротивление (R). Знак силы воздействия тока на маятник выбран таким, что сила препятствует увеличению угла отклонения (θ). Из-за наличия интегрирующей цепочки восстанавливающая сила, действующая на маятник, будет тем больше, чем больше период времени. (В этом физический смысл обратной связи.) Для того чтобы дополнительная восстанавливающая сила не действовала на рабочих периодах сейсмографа и не уменьшала его чувствительности к сейсмическим волнам, в цепь обратной связи введен RC -фильтр.

Под нестабильностью маятника будем понимать скорость долговременного смещения маятника θ_n , которая определяется несовершенством его конструкции, а также плохими условиями его установки. Для рабочего состояния маятника необходимо, чтобы нестабильность θ_n была много меньше скорости возвращения маятника к нулю под действием возвращающей силы.

Для нахождения последней рассмотрим статическое поведение маятника с обратной связью. Уравнения движения будут иметь вид

$$\begin{aligned}\omega_s^2 \theta &= G_s U / (2k_s R), \\ U' + (RC)^{-1} U &= \beta \theta (RC)^{-1}.\end{aligned}$$

Пусть к моменту $t = 0$ в результате возмущения положение равновесия маятника изменилось на θ_0 . Это привело к изменению его координат на $\theta - \theta_0$. Система координат для преобразователя смещения не изменилась. Поэтому имеем следующие уравнения движения:

$$\begin{aligned}\pi_s^2 (\theta - \theta_0) &= G_s U / (2k_s R), \\ U' + (RC)^{-1} U &= \beta (RC)^{-1} \theta.\end{aligned}$$

Учитывая начальное условие $\theta|_{t=0} = \theta_0$, получим следующее решение:

$$\theta - \theta_0 \left[(1+k)^{-1} \exp[-(1+k)/(RC)] - (1+k)^{-1} \exp[-(1+k)/(RC)] \right], \quad (4.17)$$

где $k = G_s \beta T_s / (8\pi^2 k_s R)$ — коэффициент обратной связи. Как и следовало ожидать, при $t_0 = 0$, $\theta = \theta_0$ и $t \rightarrow \infty$ мы получим $\theta|_{t \rightarrow \infty} = \theta_0 / (1+k)$. Это означает, что при начальном возмущении θ_0 конечный уход маятника от нулевого положения в $(1+k)$ раз меньше θ . Таким образом, производится стабилизация маятника с помощью обратной связи:

$$k = \theta_0 / \theta - 1, \quad (4.18)$$

где $\theta_k = \theta|_{t \rightarrow \infty}$.

Если обозначить период маятника при увеличенной упругости через T_{s_1} , то можно записать $T_s/T_{s_1} = (\theta_0/\theta_k)^{1/2}$. Подставляя это выражение в формулу (4.18), получим $k = (T_s/T_{s_1})^2 - 1$. По этой формуле можно просто рассчитывать коэффициент стабилизации реальных схем путем измерения периодов T_s и T_{s_1} , последний измеряется при отрицательной фильтровой емкости.

Из решения (4.17) находим скорость возвращения маятника к нулю под действием обратной отрицательной связи и естественной возвращающей силы: $\theta' = -[k/(RC)]\theta \exp[-(1+k)/(RC)]$.

В случае использования для регистрации магнитоэлектрического преобразователя необходимо только выполнить условие $k\theta_0/(RC) > \theta_n$, чтобы получить достаточную стабилизацию сейсмометра.

Сейсмограф с фотоэлектрическим преобразователем. Положительный опыт применения магнетронного сейсмографа для наблюдения длиннопериодных колебаний Земли [56-58, 72, 65, 67-69] послужил основанием для поиска путей создания еще более чувствительного сейсмографа. В результате был создан сейсмограф с фотоэлектрическим преобразователем по блок-схеме магнетронного сейсмографа. Такая схема позволяет полностью реализовать возможность сейсмометра СВКД по увеличению его собственного периода. Но и достигнутая чувствительность прибора еще не предел. Современные свето- и фотодиоды обладают малыми собственными шумами, достаточной чувствительностью, небольшой потребляемой и рассеиваемой мощностью. Эти качества послужили основанием для создания фотоэлектрического преобразователя, удовлетворяющего следующим требованиям: чувствительность не хуже 10 В/мм, собственные шумы не должны превышать 0,1 мВ, динамический диапазон не менее 100 дБ.

Были проведены исследования различных светочувствительных и излучательных элементов, которые бы удовлетворяли указанным требованиям. Такими элементами оказались фотодиоды ФД-24К и светодиоды АЛ-106А, излучающие в инфракрасной области спектра. На основе этих элементов был создан фотоэлектрический преобразователь (рис. 65), который собран по мостовой схеме и имеет дифференциальный выход, что сводит к минимуму его собственные шумы.

Световой поток, излучаемый светодиодами, модулируется перемещающейся диафрагмой и попадает на фотодиоды. Конструктивно датчик выполнен следующим образом: на одном жестком каркасе крепятся фото- и светодиоды, между ними зазор 3 мм, в котором перемещается диафрагма, закрепленная на маятнике сейсмометра.

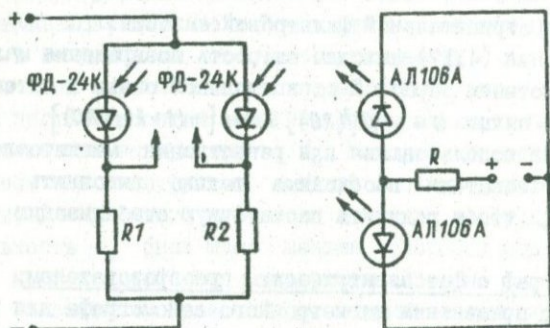


Рис.65. Принципиальная схема фотозлектрического преобразователя.

В отличие от магнетронного преобразователя фотозлектрический устанавливается на расстоянии, большем, чем приведенная длина маятника. Это позволяет при одной и той же чувствительности преобразователей получать на выходе фотозлектрический больший сигнал, соответствующий одному и тому же смещению маятника относительно основания. Питание фото- и светодиодов раздельное, от аккумуляторов. Параметры датчика следующие:

Чувствительность	10 В/мм
Область линейности	± 1 мм (предел преобразования)
Коэффициент нелинейности ..	1%
Порог чувствительности ...	0,01 мкм
Динамический диапазон	108 дБ
Питание: фотодиоды	12 В, 0,2 мА
светодиоды	7,7 В, 60 мА

Два фотозлектрических датчика, эксплуатировались непрерывно, без уменьшения чувствительности и без увеличения собственного шума в течение двух лет, что говорит о их высокой надежности.

Сейсмограф СВКД с фотоэлектрическим датчиком имеет собственный период 20 с, постоянную затухания $D_s = 0,7$. Значение нормального увеличения рассчитывается по формуле (4.26) и равно 200 000. Амплитудно-частотные характеристики, определенные генераторным методом, приведены на рис.66.

Формирование частотной характеристики в сейсмографе с фотоэлектрическим преобразователем осуществляется пассивно-активным фильтром. Принципиальная схема фильтра приведена на рис.67. Фильтры высоких частот ($C_1, R_1, R_2, R_4, C_4, R_5$) служат для подавления наиболее длиннопериодной помехи, связанной с приливными движениями и дрейфом маятника сейсмометра, которая проявляется в сползании трассы на записи. В отличие от фильтра магнетронного сейсмографа подавление низких частот усилено за счет цепочки R_4, C_4, R_5 . Фильтры низких частот (C_2, R_1, R_2, R_3, C_3) подавляют сравнительно короткопериодный аппаратный шум, а также дважды интегрируют сейсмические колебания с периодами до 100 с.

Применение фотоэлектрического преобразователя в сейсмометре СВКД позволило в сравнении с магнетронным при тех же значениях чувствительности преобразователя получить большие значения увеличения вследствие роста собственного периода сейсмометра и значения нормального увеличения сейсмографа. В сейсмографе с фотоэлектрическим преобразователем реализовано увеличение $V = 10$ на периоде $T = 3600$ с, что на порядок превышает увеличение, достигаемое в магнетронном сейсмографе.

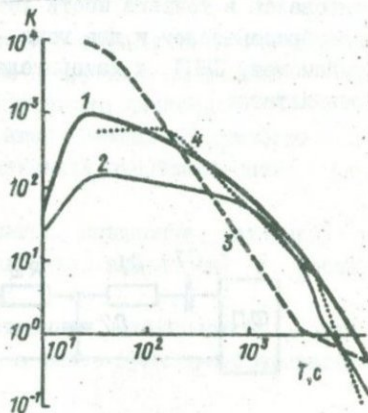


Рис.66. Кривые увеличения длиннопериодных сейсмометрических каналов.

1 — сейсмограф с фотоэлектрическим преобразователем, фильтр 1 ($C_3 = 0,47$ мкФ, $R_4 = R_5 = 10$ МОм, $C_4 = 2 \cdot 10^3$ мкФ); 2 — то же, фильтр 2 ($C_3 = 2$ мкФ, $R_4 = 3,3$ МОм, $C_4 = 6 \cdot 10^3$ мкФ); 3 — сейсмометр с термостатированной пружиной; 4 — акселерометрический канал на базе гравиметра.

Для реализации таких увеличений в действующем длиннопериодном канале было проведено исследование воздействий различного рода помех на сейсмометр и разработаны способы эффективной защиты от них. Длиннопериодный канал по описанной схеме эксплуатировался в течение шести лет: четыре года — с магнетронным преобразователем и два года — с фотоэлектрическим. При этом и сейсмометр СВКД и измерительная аппаратура показали хорошие результаты:

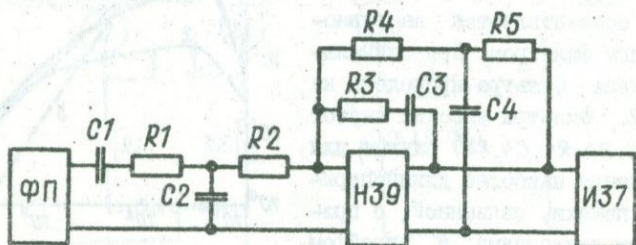


Рис.67. Принципиальная схема фильтра сейсмометра с фотоэлектрическим преобразователем.

1) дрейф маятника сейсмометра составлял всего 1 мм/месяц, поэтому регулировку нуль-пункта достаточно было проводить всего раз в две недели, клевки на записи сейсмометра весьма редки (5-10 случаев/месяц);

2) преобразователи работали непрерывно в течение двух лет без потери чувствительности и увеличения собственного шума;

3) усилители НЗ9 и ИЗ7 не увеличили уровень собственных шумов в диапазоне регистрации и сохранили коэффициент усиления неизменным.

Все это позволяет рекомендовать данный длиннопериодный канал для постановки длиннопериодных наблюдений в других пунктах.

При постановке любых физических экспериментов, связанных с измерением каких-либо величин, необходимо решить вопрос о величинах ошибок измерения и возможных помехах, препятствующих наблюдению этих величин.

4. Классификация длиннопериодных помех

В условиях поставленной задачи — исследование длиннопериодных колебаний Земли в диапазоне периодов от 200 до 7000 с, будем считать помехой следующие процессы, которые могут проявиться на сейсмограмме:

1. Колебания земной поверхности с периодами до 200 с и более 10^4 с, вызванные сейсмическими и другими процессами (например, штормовые микросейсмы и приливные движения).

2. Местные (локальные) колебания земной поверхности исследуемого диапазона периодов, вызванные несейсмическими причинами (например, ветром).

3. Движения маятника сейсмометра, вызванные изменениями параметров среды (температуры, давления, влажности) в местах его установки.

4. Шумы сейсмометра, обусловленные механической усталостью элементов его конструкции, а также шумы преобразователя и усилителя.

Опыт сейсмических наблюдений в сравнительно короткопериодном диапазоне периодов (20–500 с) позволяет представить некоторые механизмы действия упомянутых помех на сейсмометр.

Помехи локального происхождения. Причиной вертикальных смещений и наклонов земной поверхности может быть изменяющееся атмосферное давление. Флуктуации приземного атмосферного давления с периодами 10–60 мин, вызываемые различными процессами в атмосфере, действуют на земную поверхность и вызывают ее прогибы [17, 183, 273, 274].

При расположении сейсмографа недалеко от водных бассейнов ему могут передаваться движения земной поверхности, вызываемые колебательными процессами в водоеме: длинными шельфовыми волнами [230], сейшевыми колебаниями [156].

Непосредственное действие атмосферы на сейсмометр. Маятники сейсмометров, не изолированные или плохо изолированные от окружающего воздуха, испытывают механическое воздействие турбулентности, возникающей из-за внешних ветровых воздушных потоков [32]. Внешние воздушные потоки действуют и непосредственно на стенки колпаков сейсмометров, что приводит к появле-

нию длиннопериодных помех на записях даже изолированных таким образом приборов [23].

При резких колебаниях температуры под колпаком возникает термическая конвекция воздуха, также являющаяся причиной возникновения длиннопериодных помех.

Маятники вертикальных сейсмометров даже в неподвижном воздухе подвержены воздействию изменения архимедовой выталкивающей силы при колебании плотности атмосферы вследствие флуктуаций барометрического давления [186, 76].

Вариации температуры воздуха приводят к изменению линейных размеров элементов сейсмометра (изменению длины пружины, прогибам основания), что в конечном счете сказывается на движении маятника.

Инструментальные помехи. Медленные и резкие изменения в свойствах элементов сейсмометра происходит в результате механической усталости и ползучести. Скачкообразные изменения этих свойств приводят к появлению на записях помех в виде так называемых клевков. Подобные помехи появляются также, если в подвесных шарнирах маятников допущены паразитные напряжения, перекосы или какого-либо другого вида неустойчивости [92].

Помехи в преобразовательной-усилительной схеме сейсмографа. В условиях повышенной влажности помехи могут возникать из-за пониженной изоляции в длинных линиях связи. В сейсмографах, где для стабилизации маятника используются различного рода обратные связи, существенным может стать шум в цепи обратной связи, который в конечном счете воздействует на маятник сейсмометров [55].

Методы исследования длиннопериодных помех. Методику исследования помех можно представить следующей последовательностью экспериментов и теоретического анализа. Согласно выдвигаемой гипотезе об источнике помехи проводятся сравнительные наблюдения за записью и изменением величин, характеризующих источник помехи (например, температуры, давления, влажности и т.д.). Затем теоретически устанавливаются возможные механизмы такого воздействия. При обнаружении временной или спектральной корреляции между этими процессами и на основании измеренных амплитуд величин, вызывающих помеху, и соответствующих ампли-

туд на сейсмограмме делается вывод о реальном механизме воздействия помехи на сейсмометр. Затем разрабатываются варианты защиты и снова проводятся одновременные наблюдения при защищенном сейсмометре.

5. Методика исследования вариаций атмосферного давления и температуры

Для выяснения механизма воздействия на сейсмометр температуры и давления проводятся наблюдения за их изменениями с помощью микробарографов и термографов [45, 75, 76]. Микробарограф с магнитоэлектрическим преобразователем оказался неэффективным для регистрации баровариаций в диапазоне периодов до 7000 с и более из-за небольшой чувствительности. Поэтому

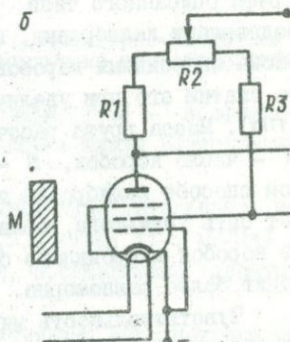
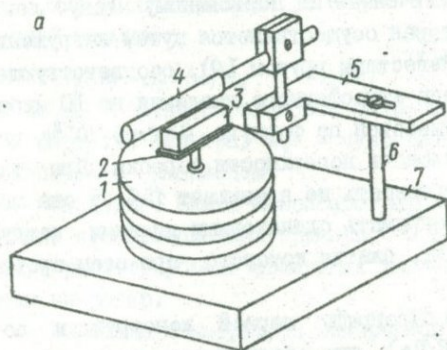


Рис. 68. Принципиальная (а) и электрическая (б) схемы микробарографа с магнетронным преобразователем.

Пояснения см. в тексте.

для уверенной регистрации баровариаций в этом диапазоне были разработаны микробарографы с параметрическими преобразователями, работающими на магнетронном и фотоэлектрическом принципах. Они были созданы на базе стандартных миллибарографов. Для повышения чувствительности последних механические перемещения верхнего конца оси блока анероидных коробок относительно основания преобразовывались в электрические сигналы с помощью параметрических преобразователей. С выхода преобразователя

сигнал поступал на элементы схемы, аналогичные элементам схемы длиннопериодного сейсмографа.

Один из вариантов магнетронного микробарографа представляет собой следующую систему (рис.68, а): на верхнем конце оси блока анероидных коробок 1 закреплена пластина 2 с ферритовым магнитом 3. Электронная лампа, работающая в режиме магнетрона, находится в алюминиевом патроне 4. Патрон с помощью кронштейна 5 и стойки 6 жестко связан с основанием 7 прибора. Электрическая схема микробарографа показана на рис.68, б. В качестве магнетрона использована лампа типа 1Ж29Б. Сопротивления $R1$ и $R3$ (68 кОм) являются анодно-сеточными нагрузками. Потенциометр $R2$ (15 кОм) служит для установки нулевого значения тока на выходе магнетрона.

Определение чувствительности микробарографов. Микробарографы описанного типа (включенные по постоянному току) легко подвергаются калибровке, которая осуществляется путем нагружения блока анероидных коробок известным грузом (Q), соответствующего сжатию его при увеличении атмосферного давления на 10 мкбар (1 Па). Масса груза рассчитывается по формуле $Q = 2\pi S \cdot 10^{-2} \tau$, где π — число коробок, S — площадь поверхности коробки. При таком способе калибровки погрешность не превышает 15%, и она может быть уменьшена, если нагружать одинаковыми дисками каждую из коробок анероидного блока, сжатие которого при этом происходит более равномерно.

Чувствительность микробарографа первой конструкции составляет 0,5 мВ/мкбар (5 мВ/Па), что обеспечивает чувствительность канала регистрации 1000 мм/мбар (10 мм/Па) в области частот около 0,001 Гц.

Способ экспериментального определения чувствительности микробарографа состоит в измерении сигнала на выходе преобразователя, соответствующего известному изменению давления. Практически это обычно осуществляется двумя путями. Во-первых, ведется длительная запись долгопериодных изменений атмосферного давления (несколько суток), которые, как известно, могут составлять десятки миллибар. Запись ведется двумя приборами: экспериментальным барографом сигнал непосредственно с преобразователя подается на усилитель с самописцем и стандартным милли-

барографом. Определив по его показаниям изменение давления, можно найти чувствительность (S_s) микробарографа; $S_s = \Delta U / \Delta p$, где ΔU — изменение напряжения на выходе микробарографа; Δp — изменение атмосферного давления.

Второй путь — микробарограф помещается в герметизированную камеру и производится искусственное изменение давления на несколько миллибар путем откачки воздуха из камеры (изменение давления в камере определяется по ртутному манометру).

Амплитудно-частотная характеристика микробарографа (рис.69) рассчитывается по следующей формуле:

$$S_E(\omega) = S_s k(\omega) S_y. \quad (4.19)$$

Здесь S_s — чувствительность микробарографа; $k(\omega)$ — коэффициент передачи фильтра; S_y — чувствительность шкалы регистрации усилителя с самописцем.

Описанные схемы микробарографов имеют чувствительность на выходе преобразователя примерно 0,1–0,5 В/мкбар (1–5 мВ/Па) и могут регистрировать изменения давления, составляющие десятки доли микробар.

Вариации температуры измеряются датчиками, выполненными на резисторах и теристорах по мостовой схеме (рис.70,а), — термографами. На одну диагональ моста подается постоянное напряжение от аккумуляторов, с другой диагонали снимается сигнал, пропорциональный изменению внешней температуры. Все остальные элементы канала у термографа те же, что и у барографа. Калибровка термографа производится следующим образом. В термоизолированном объеме нагревателем создаются искусственные вариации температуры, которые регистрируются термографом и ртутным термометром. Сигнал с диагонали моста подается на самописец, где также отмечаются температуры по данным термометра. Чувствительность (S_T) прибора рассчитывается по формуле $S_T = \Delta U / \Delta T$, где

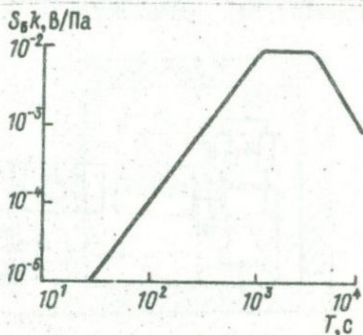


Рис.69. Амплитудно-частотная характеристика микробарографа.

ΔU — изменение напряжения на выходе моста; ΔT — изменение температуры.

Амплитудно-частотная характеристика термографа приведена на рис. 70, б. Она определялась аналогично амплитудно-частотной характеристике барографа по формуле (4.19).

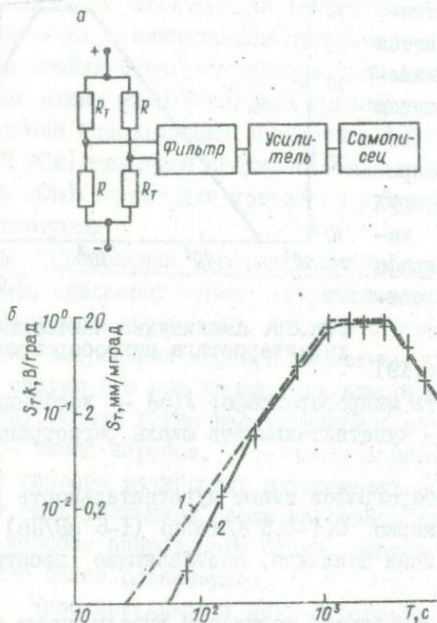


Рис. 70. Принципиальная схема термографа (а) и его амплитудно-частотные характеристики (б).

1 — теоретическая кривая, 2 — экспериментальная.

регистрации вариаций давления двумя микробарографами в одной точке. Коэффициент корреляции таких записей во всем диапазоне исследуемых периодов должен быть не менее 0,9, что говорит о низком уровне инструментальных шумов приборов. Идентичность записей практически не должна изменяться со временем, что существенно для проведения длительных наблюдений.

Калибровка микробарографов и термографов в динамическом

Чувствительность термографов описанной конструкции в зависимости от напряжения питания моста (12–60 В) составляет обычно 0,1–0,5 В/град, что для всего канала в максимуме амплитудно-частотной характеристики составляет 1–5 В/град, а если привести к шкале регистрации, — то 20 мм/мг-рад. Разрешающая способность термографа обычно равна 0,2–0,4 с/град и определяется величиной собственных шумов термо-сопротивлений.

Достоверность и надежность измерений, проводимых микробарографами, устанавливаются путем одновременной ре-

режиме. Описанные способы калибровки микробарографов и микро-термографов позволяют быстро установить их чувствительность. Однако для этого необходимо разъединять канал на отдельные элементы и знать амплитудно-частотную характеристику фильтра. С другой стороны, при проведении экспериментов необходимо контролировать значение чувствительности канала в целом. Кроме того, не косвенное (включающее расчеты), а прямое определение чувствительности является более надежным методом, поскольку неучтенные изменения величин, входящих в расчетную формулу, могут привести к ошибке.

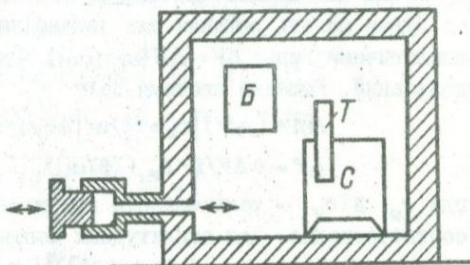


Рис. 71. Схема динамической калибровки барографов и термографов.

С — сейсмометр, Т — термограф, Б — барограф.

Калибровка микро-барографов и термографов в динамическом режиме проводится по следующей методике. Микробарограф помещается в герметизированную камеру, в которой с помощью специального устройства создаются малые вариации давления. Устройство представляет собой небольшую герметичную камеру переменного объема, соединенную с основной камерой шлангом (рис. 71). Общий объем камер составляет 1 м^3 , изменения объема — $0,25 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$. Таким образом, в камере создаются гармонические вариации давления, а также, в связи с неизотермичностью процесса, — колебания температуры воздуха. Поле давления внутри бака можно считать однородным, так как его размеры много меньше длины волны воздушных колебаний для исследуемых частот. Поле температуры внутри бака в первом приближении также будем считать однородным, предположив, что пограничный слой воздуха достаточно тонок. Зависимость изменения давления и температуры в камере от изменения объема можно найти из решения следующей системы уравнений, описывающих данный процесс: уравнения состояния идеального газа (при нормальных условиях и малых изменениях параметров воздух можно считать таковым) — $p\Delta V + \Delta pV = R\Delta T$; уравнения первого начала термодинамики — $c_v \Delta T =$

-- $p\Delta V + \Delta Q$; закона теплопроводности -- $d(\Delta Q)/dt = \beta \Delta T$. Здесь R -- универсальная газовая постоянная; c_V -- теплоемкость при постоянном объеме; β -- коэффициент теплообмена со стенками камеры; p, V, T -- давление, объем и абсолютная температура воздуха.

Так как процесс изменения объема происходит гармонически, то будем искать решения для изменения давления и температуры в аналогичном виде: $\Delta V = |\Delta V| \exp(i\omega t)$. Здесь ω -- круговая частота колебаний. Решение системы дает

$$\Delta p = (p/V) [c_p - i\beta/\omega] \Delta V / (-c_V + i\beta/\omega),$$

$$\Delta T = p \Delta V / (-c_V + i\beta/\omega),$$

где c_p и c_V -- теплоемкости при постоянном давлении и объеме соответственно. Для амплитудных соотношений имеем

$$|\Delta p| = (p/V) [c_p^2 + (\beta/\omega)^2]^{1/2} [c_V^2 + (\beta/\omega)^2]^{-1/2} |\Delta V|, \quad (4.20)$$

$$|\Delta T| = p [c_p^2 + (\beta/\omega)^2]^{-1/2} |\Delta V|. \quad (4.21)$$

При постоянной амплитуде колебаний объема амплитуды колебаний давления и температуры не будут одинаковыми для разных частот. При малых периодах колебаний ($\omega \rightarrow \infty$) процесс происходит почти адиабатически, так как теплопроводность практически не имеет значения. Тогда амплитуды колебаний давления и температуры в соответствии с формулами (4.20) и (4.21) будут равны

$$\Delta p_{ад} = \Delta p|_{\omega \rightarrow \infty} = (p/V)(c_p/c_V) \Delta V,$$

$$\Delta T_{ад} = \Delta T|_{\omega \rightarrow \infty} = p \Delta V / c_V.$$

При медленных изменениях объема в результате влияния теплопроводности процесс происходит почти изотермически:

$$\Delta p_{из} = \Delta p|_{\omega \rightarrow 0} = p \Delta V / V,$$

$$\Delta T_{из} = \Delta T|_{\omega \rightarrow 0} \rightarrow 0.$$

Отношение $c_p/c_V \gamma = 1.40$ (показатель адиабаты) -- для воздуха, а отношение изменений давления при адиабатическом и изотермическом процессах составляет $p_{ад}/p_{из} = 1.4$.

Переходная область от адиабатического процесса к изотермическому определяется процессами теплообмена в камере (коэффициентом теплообмена со стенками камеры β). Для расчета ам-

плитуд колебаний давления и температуры на разных частотах необходимо знать значение β . Из выражений (4.20) и (4.21) можно получить переходную характеристику герметизированной камеры как некоего фильтра, на вход которого подается изменение объема, а на выходе получается соответствующее изменение давления или температуры: коэффициент передачи такого фильтра (K) будет некоторой функцией частоты (ω):

$$K(\omega) = |\Delta p| / |\Delta V| = (\rho/V) [c_p^2 + (\beta/\omega)^2]^{-1/2} [c_v + (\beta/\omega)^2]^{-1/2}$$

Введем обозначения: $\beta/(c_p c_v)^{1/2} = \omega_0$, $K_0 = \rho/V$, тогда

$$K(\omega) = K_0 \sqrt{\left(\frac{1,4^2 \omega^2}{\omega_0^2} + 1\right) \left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} + 1\right)^{-1}}$$

и окончательно получаем

$$K(\omega) = K_0 \left[1 + (1/2)(0,96 \omega^2/\omega_0^2)/(\omega^2/\omega_0^2 + 1) \right] \quad (4.22)$$

Зависящий от частоты второй член в выражении (4.22) является амплитудно-частотной характеристикой фильтра двойного последовательного дифференцирования с переходным периодом $T_0 = 2\pi/\omega_0$.

Величину T_0 , а значит, ω_0 и β можно установить экспериментально двумя способами: путем определения спада амплитуды колебаний давления с увеличением периода при постоянной амплитуде колебаний объема, т.е. снятием амплитудно-частотной характеристики в герметизированной камере как фильтра; и путем определения T_0 по виду переходного процесса. Если на вход системы с характеристикой (4.22) поступает ступенчатое изменение сигнала (изменение объема ΔV), то изменение выходной величины до выхода на асимптоту будет происходить по закону $p(t) \sim \exp(2t/\tau)$, $\tau = T_0/(2\pi)$. Если изменение давления от $p_{ад}$ до $p_{из}$ принять за единицу, то τ определится как абсцисса точки кривой $p(t)$ с ординатой $p = 0,14(p_{ад} - p_{из})$ (рис. 72).

Определение переходного периода для герметизированной камеры проводится обычно по второй методике. Это обусловлено сокращением времени эксперимента, что существенно для исследования в длиннопериодном диапазоне (оценку T_0 можно дать по одному опыту, в то время как в первой методике необходимо получить несколько точек). Для герметизированной камеры с объемом 1 м^3 T_0 составляет 1,6 ч (среднее из серии опытов).

Результаты определений амплитудно-частотной характеристики барографов и термографов в динамическом режиме были приведены на рис.69 и 70,б. Совпадение результатов калибровок дает погрешность описанного способа регистрации баро- и термо- вариаций примерно 20%. Такая точность вполне достаточна для проводимых исследований.

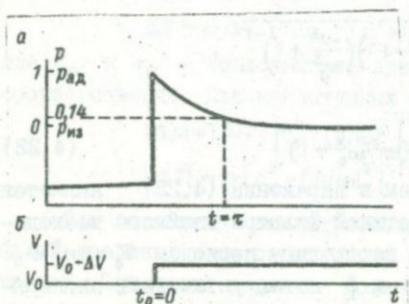


Рис.72. Схема изменения давления в герметичной камере при резком уменьшении ее объема.

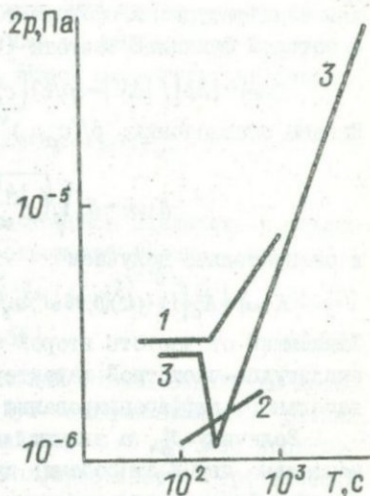


Рис.73. Условные спектры максимальных амплитуд баро- вариаций.

1 - Обнинск [11]; 2 - обсерватория La Tolla [14], Калифорния; 3 - Старый Петроф.

По результатам микробарографических наблюдений, проводившихся автором в течение года, был получен условный спектр максимальных амплитуд колебаний атмосферного давления для видимых на записи периодов от 200 до 7000 с (рис.73). Не было отмечено какой-либо связи амплитуд баровариаций со скоростью ветра и временем суток. С увеличением периода амплитуды баровариаций растут, что согласуется с данными, полученными для периодов 200-1000 с.

Одновременные наблюдения вариаций температуры и давления в диапазоне периодов от 200 до 7000 с в объеме, защищенном от конвективных потоков воздуха, показали их взаимную корреляцию для всего диапазона периодов (коэффициент линейной корреляции равен 0,7-0,8).

6. Основные механизмы воздействия на вертикальный сейсмометр длиннопериодных вариаций давления и температуры

Механизмы воздействия температуры и давления на сейсмометры исследовались теоретически и экспериментально в области периодов до 1000 с [47, 49-51 и т.д.]. В результате было установлено, что сейсмометры, защищенные от внешней конвекции, существенно реагируют на изменения плотности воздуха, вызываемые изменениями атмосферного давления, и на вариации температуры, также вызываемые баровариациями.

Рассмотрим действие первого механизма. При малых изменениях параметров вариации плотности (ρ) и давления (p) связаны простым соотношением $\rho_1/p_1 = \rho_2/p_2$. Как следует из выражения (3.14), при гармоническом законе изменения атмосферного давления вариации плотности будут рассчитываться по формуле

$$\Delta \rho = [\rho(-c_v + i\beta/\omega)] [p(-c_p + i\beta/\omega)]^{-1} \Delta p.$$

Для амплитудных значений $|\Delta \rho|$ будем иметь

$$|\Delta \rho| = (q/p)(u^2 + 1/\gamma)^{1/2} (u^2 + \gamma)^{-1/2} \Delta p,$$

где γ — показатель адиабаты; $u = T/T_0$ — относительный период колебаний, $T_0 = (2\pi/\beta)(c_p c_v)^{1/2}$ — переходный период.

Таким образом, при постоянной амплитуде изменений давления максимальная амплитуда изменений плотности, а соответственно и выталкивающей силы, будет наблюдаться для колебаний с большими периодами. При $u \rightarrow \infty$ $|\Delta \rho| \rightarrow q \Delta p/p$, а при $u \rightarrow 0$ $|\Delta \rho| \rightarrow q \Delta p/(\gamma p)$. Для вариаций момента выталкивающей силы имеем $\Delta M_A = M_{об} g \Delta \rho$, где $M_{об}$ — момент объема; g — ускорение свободного падения. Для амплитудных вариаций

$$|\Delta M_A| = M_{об} (q \Delta p/p) (u^2 + 1/\gamma)^{1/2} (u^2 + \gamma)^{-1/2} \quad (4.23)$$

С другой стороны, при вертикальном смещении почвы x на маятник действует момент

$$M = -k_s x''/l_s, \quad (4.24)$$

где k_s — момент инерции маятника сейсмометра; l_s — его приведенная длина. Приравнивая выражения (4.23) и (4.24) и дважды интегрируя полученное уравнение, найдем выражения для смещения почвы, эквивалентного действию Архимеда на маятник:

$$x_{\text{эв}} = [M_{05} l_s \rho g T^2 \Delta p / (4\pi^2 k_s \rho)] (u^2 + 1/\gamma)^{1/2} (u^2 + \gamma)^{-1/2}, \quad (4.25)$$

что с учетом частотной характеристики сейсмометра $V(T)$ позволяет вывести выражение для помехи на записи x_n :

$$x_n = x_{\text{эв}} V(T). \quad (4.26)$$

Пользуясь формулами (4.25) и (4.26) и полагая $T \gg T_0$, т.е. $(u^2 + 1/\gamma)^{1/2} (u^2 + \gamma)^{-1/2} \approx 1$, оценим, какой момент объема приведет к помехам на записи, превышающим 1 мм, при вариациях давления $\Delta p = 0,1$ мбар (10 Па) и следующих параметрах сейсмографа: $l_s = 0,5$ м, $k_s = 3,5 \cdot 10^{-5}$ кг·м², $V = 10$ для $T = 3600$ с, $\rho = 1,2$ кг/м³, $g = 9,8$ м/с², $p = 10^3$ мбар (10⁵ Па). С учетом этих значений $M_0 = 10^{-7}$ м.

Типовые сейсмометры СВКД имеют некомпенсированные моменты объема порядка 10^{-5} м⁴, и, следовательно, помеха на записи сейсмографа с увеличением $V = 10$ за 1 ч может достигать 100 мм.

Баровариации под колпаком сейсмометра вызывают колебания температуры (T_z), которые воздействуют на пружину маятника: $\Delta T = \bar{V}_{\text{вн}} (c_p - i\beta/\omega)^{-1} \Delta p$. Здесь $\bar{V}_{\text{вн}}$ — среднее значение внутреннего объема сейсмометра. Отсюда для амплитудных значений получаем

$$|\Delta T| = (\Delta p / \rho c_p) \gamma^{1/2} (u^2 + \gamma)^{-1/2} \quad (4.27)$$

(c_p — удельная теплоемкость воздуха; ρ — его плотность, $\rho c_p = 1,21$ кДж/м³·К при нормальных условиях).

При малых периодах колебаний ($u \rightarrow 0$) амплитуда изменений температуры максимальна: $\Delta T \rightarrow p / (\rho c_p)$ (адиабатический процесс). При больших периодах ΔT изменяется обратно пропорционально периоду: $u \rightarrow \infty$, $\Delta T \rightarrow 0$.

При температурном воздействии на пружину жесткость ее меняется пропорционально ее термоупругому коэффициенту ϵ , что приводит к появлению дополнительного момента: $M_T = M_s g \epsilon \Delta T$, где $M_s = M R_0$ — статический момент маятника.

Таким образом, при нагружении пружины на ΔT маятник будет опускаться вследствие уменьшения жесткости, причем величина смещения центра качаний маятника

$$x_m = [g T_s^2 / (4\pi^2)] \epsilon \Delta T. \quad (4.28)$$

При гармоническом изменении температуры T с периодом ее воздействие будет эквивалентно перемещению грунта с амплитудой $x_{\text{экв}} = [g / (4\pi^2)] T^2 \epsilon |\Delta T|$.

Пружина сейсмометров СВКД обычно навита из эли-
вара, термоупругий коэффи-
циент которого составляет
 $\sim 10^{-5} \text{ К}^{-1}$. При этом изме-
нение температуры пружины
на 1 мград приведет к сме-
щению маятника на 1 мкм, что
для сейсмографа с увеличе-
нием $V = 10$ для $T = 3600$ с
приведет к помехе на запи-
си $x_n = 318$ мм. Для колеба-
ний с периодами примерно
3600 с амплитуды термова-
риаций составляют 1-2 мград,
соответствующее изменение
температуры пружины при
этом согласно (4.27) значи-
тельно меньше и, следова-
тельно, будет меньше реаль-
ное значение x_n .

Таким образом, экспери-
ментальные значения и тео-
ретические оценки помех, на-
блюдаемых на записях длиннопериодных сейсмографов, выдвигают
серьезные требования к средствам защиты этих приборов от помех
типа атмосфера - сейсмометр. Например, чтобы осуществить ва-
риант канала с увеличением $V = 10$ для колебаний с периодом
3600 с, необходимо ослабить действие термо- и баровариаций на
сейсмометр на два порядка.

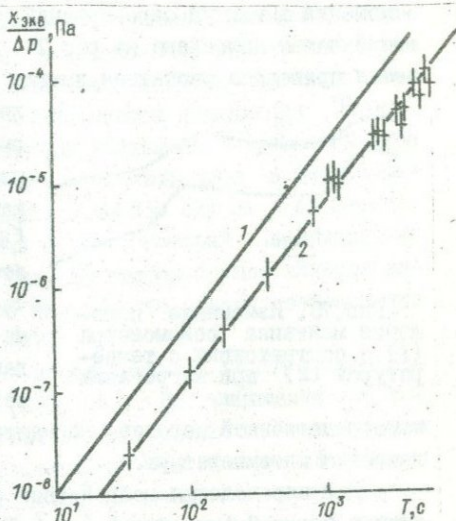


Рис. 74. Условный спектр от-
ношения амплитуд вертикальной
составляющей эквивалентного
смещения почвы ($x_{\text{экв}}$) и ва-
риаций давления (Δp).

- 1 - по данным из работы [18];
2 - экспериментальная зависи-
мость, полученная автором.

Действие вариаций давления и температуры на экспериментальный сейсмометр исследовалось автором экспериментально по следующей методике: сейсмометр, микробарограф и термограф помещались в герметизированную камеру, в которой с помощью камеры переменного объема создавались вариации давления и температуры. Измерялись амплитуды вариаций давления, температуры и смещения маятника. Экспериментально определенная зависимость 2 отношения амплитуд баровариаций к амплитудам эквивалентных смещений почвы приведена на рис. 74. На этом же рисунке для сравнения приведена расчетная кривая 1 перемещений почвы, эквивалентных шумам вертикального сей-

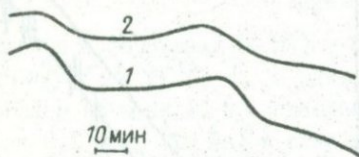


Рис. 75. Изменение положения маятника сейсмометра (1) в соответствии с температурой (2) при нагревании камеры.

непосредственной передачи на маятник флуктуаций атмосферного давления и температуры.

Для определения воздействия на маятник вариаций температуры с большой амплитудой (до 0,5 град) наблюдались его перемещения. Записи перемещения маятника и изменения температуры, регистрируемые термографом, приведены на рис. 75. Так как объем негерметичен, изменения давления, соответствующие изменениям температуры, ничтожны, и можно оценить эффект только температурного воздействия на маятник. Чувствительность маятника к изменениям температуры получается при этом 1 мм/град, в соответствии с формулой (4.28) можно рассчитать термоупругий коэффициент пружины: $\epsilon = 10^{-5} \text{ K}^{-1}$, эта величина соответствует реальному значению термоупругого коэффициента материала пружины (элинвара).

лентных шумам вертикального сейсмометра, обусловленных вариациями атмосферного давления и температуры по данным работ [18]. Кривые хорошо согласуются, это можно рассматривать как подтверждение упомянутого механизма образования помех, преобладающих на записях вертикального сейсмографа, т.е. как результат

7. Методы защиты вертикального сейсмометра от помех типа атмосфера - сейсмометр

Существуют различные методы защиты вертикального сейсмометра от помех типа атмосфера - сейсмометр. Их можно условно разделить на пассивные и активные. Первые представляют собой уменьшение чувствительности сейсмометра к воздействию атмосферы путем механической компенсации момента объема маятника; уменьшение термоупругого коэффициента пружины при использовании высококачественных сплавов, использование термокомпенсаторов, а также герметизацию сейсмометра с помощью прочного металлического колпака. Электрические методы подавления шумов сейсмометра, которые часто называют активными, выражаются либо в коррекции вынужденного движения маятника, либо в уменьшении амплитуды вынуждающих возмущений. В первом случае электрическим путем создается переменный момент, который компенсирует действие момента вынуждающих сил, во втором осуществляется активное термостатирование всего внутреннего объема сейсмометра либо его отдельных элементов [273].

Герметизация сейсмометров использовалась рядом исследователей (см., например, работы [273, 58]). Но технически это решение оказывается очень сложным. Без постоянного откачивания воздуха герметичность камер характеризуется постоянной времени спада избыточного давления, которая составляет в лучшем случае (при принятии специальных мер) не более 1 ч. При такой герметичности отсутствует требуемое подавление помех в этой области периодов.

Вакуумирование сейсмометров при работе их в условиях медленно меняющегося форвакуума на уровне сотых долей миллибаров (единиц паскалей) требует также постоянного откачивания воздуха, чтобы исключить выравнивание давления внутри и снаружи колпака. Это не всегда может быть приемлемо в условиях постоянной регистрации. Многоступенчатая герметизация сейсмометров [273], когда герметизированная камера помещается в герметизированном отсеке подземного помещения, хотя и снижает существенно уровень помех, но требует больших затрат (естественно, это препятствует широкому применению данного метода).

Используется также метод активного термостатирования ра-

бочего объема в сейсмогравиметрах. В длиннопериодных сейсмометрах из-за их больших размеров термостатирование рабочего объема труднодостижимо. Но поскольку чувствительным элементом к влиянию термовариаций является пружина сейсмометра, то можно

ослабить эту помеху путем термостатирования только пружины [51].

Автором и сотрудниками кафедры физики Земли Ленинградского университета была поставлена цель повысить эффективность пассивных методов защиты, так как они обеспечивают более высокую надежность по сравнению с активными методами. Были изучены следующие методы защиты: взаимная компенсация влияния термо- и баровариаций на сейсмометр и герметизация сейсмометра. Рассмотрим эти методы подробнее.

Взаимная компенсация влияния термо- и баровариаций на сейсмометр. Метод компенсации влияний выталкивающей силы Архимеда и термовариаций на сейсмометре предложен в работе [180]. Эта методика была использована для ослабления уровня помех магнетронного сейсмо-

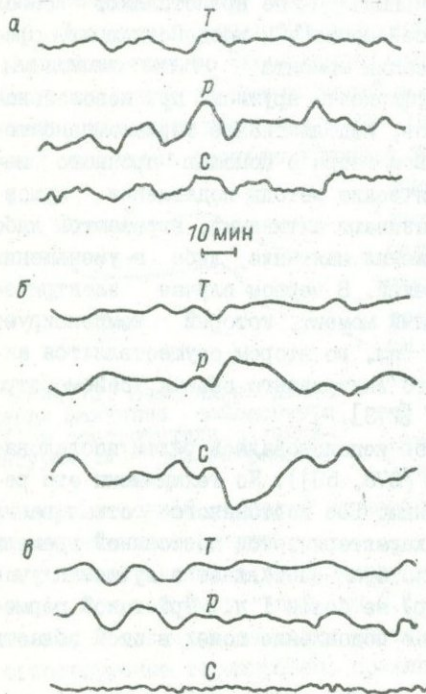


Рис. 76. Пример синхронных записей термо- (T) и баровариаций (P), действующих на сейсмометр (C).

$a, б$ - раскомпенсация, $в$ - компенсация.

графа, защищенного пенопластовым колпаком. На рис. 76 приведены участки синхронных записей термографа (T), расположенного под колпаком сейсмометра, микробарографа (P) и сейсмометра (C). Запись на рис. 76, a соответствует начальной раскомпенсации мо-

ментов объемов на 10^{-5} м^4 , на рис. 76,б - перекомпенсированному сейсмометру, $M = 20 \cdot 10^{-5} \text{ м}^4$ с учетом первоначального разбаланса, и, наконец, на рис. 76,б приведена запись компенсированного сейсмометра. Компенсация была осуществлена с помощью определенного объема пенопласта, укрепленного на раме маятника. Масса пенопласта была уравновешена соответствующим грузом. Результат приведенного эксперимента указывает на возможность компенсации влияния длиннопериодных баровариаций и связанных с ними термовариаций до периода 1000 с.

Для герметизации сейсмометра использовалась термобарокамера. Камера имеет следующие конструктивные данные: стенки ее выполнены из нержавеющей стали толщиной 2 см. Снаружи они покрыты слоем пенопласта толщиной 20 см. Камера имеет две двери: силовую с прижимными замками и теплоизолирующую. По периметру силовой двери сделана прокладка из вакуумной резины. Камера жестко скреплена с сейсмическим фундаментом с помощью четырех теплоизолирующих стоек. Внутренний объем камеры $V = 80 \times 80 \times 120 \text{ см}^3$ позволяет установить в ней два сейсмометра типа СВКД.

Для оценки эффективности защиты сейсмометра от атмосферных помех с помощью герметизированной камеры были проведены серии следующих наблюдений: синхронные наблюдения баровариаций в камере и вне ее; наблюдения термовариаций при закрытой и открытой камере.

На рис. 77 приведены синхронные записи двух микробарографов, один из которых был расположен внутри камеры (трасса 62), а другой - вне камеры (трасса 61). Начальный участок записи, полученный при открытой камере, характеризует идентичность работы микробарографов. После закрытия камеры микробарограф, установленный в ней, практически не регистрирует баровариации (рис. 77,б). Уменьшение эффекта ослабления баровариаций в камере с увеличением их периода связано с неполной герметизацией камеры (рис. 78).

Эффективность термозащиты камеры можно проиллюстрировать следующим примером. Начальный участок записи термовариаций был получен при открытой камере. После ее закрытия термовариации в камере существенно уменьшаются (не превышают $0,3 \cdot 10^{-3}$ град).

Таким образом, амплитуда термо-баровариаций в рабочем

объеме герметизированной камеры существенно уменьшается, что практически исключает их влияние на сейсмограф.

Качество герметизации можно характеризовать, используя закон, по которому происходит выравнивание давлений в камере и вне ее: $p = p_0 \exp(-t/\tau)$, где p_0, p — давление соответственно вне и внутри камеры. Величина τ будет характеризовать эффективность герметизации; ее можно рассчитать из зависимости выравнивания внутреннего и внешнего давлений от времени. В нашем случае $\tau = 35$.

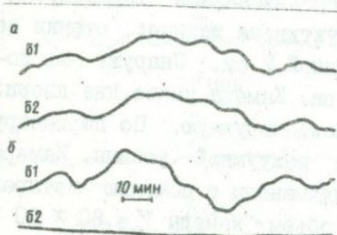


Рис. 77. Синхронные записи барографов вне камеры (51) и в камере (52) без герметизации (а) и с герметизацией (б).

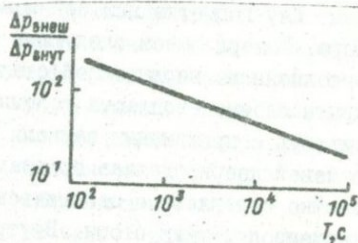


Рис. 78. Зависимость амплитуд баровариаций внутри камеры от периода.

Надежность герметизации проверялась путем длительного контроля за уровнем баровариаций внутри камеры. Сеансы, проводившиеся регулярно в течение года, показали, что герметизация не нарушается: уровень баровариаций в камере оставался постоянным.

Кроме защиты сейсмометра от баровариаций используемая камера является эффективной защитой от длиннопериодных вариаций температуры, которые могут возникать от систем центрального отопления, различного рода сквозняков. Проверка такой защиты осуществлялась следующим образом. В помещении, где была установлена камера, периодически включался нагреватель, создававший изменение температуры на несколько градусов. Внешняя температура измерялась термометром, внутренняя (в камере) — термографом. При перепадах внешней температуры в несколько градусов термограф в камере не отмечал каких-либо изменений. Так как порог чувствительности термографа равен 0,2–0,4 мград, то мож-

но сделать вывод, что изменения внешней температуры ослабляются в 10^3 раз. Такое эффективное экранирование осуществляется в результате изоляции из 20-сантиметрового слоя пенопласта, а также вследствие емкости стали, которая велика. Колпак принимает на себя часть тепла, и на внутренних поверхностях стенок камеры вариации температуры меньше, чем у внешних, в 10^3 раз.

Термозащитные свойства камеры позволяют существенно снизить ту часть дрейфа маятника сейсмометра, которая вызвана медленными изменениями температуры. Дрейф отвисевшегося маятника, помещенного в камеру, составляет 1 мм/месяц, что позволяет производить регулировку нуля-пункта маятника два раза в месяц.

Таким образом, однократная герметизация сейсмометра весьма эффективна для ослабления баро- и термовариаций на два и три порядка соответственно. Кроме того, она необходима для проведения различных методических исследований как сейсмометрических, так и других вспомогательных приборов. Регистрируемые на сейсмограмме помехозащищенного сейсмографа амплитуды соответствуют перемещениям маятника в 0,01–0,1 мкм при периодах колебаний $T \approx 3600$ с.

Однако движения маятника могут быть вызваны какими-либо индивидуальными особенностями сейсмометра, которые могут быть источниками инструментальных помех. Поэтому был проведен эксперимент для проверки этого предположения.

В герметизированную камеру помещались два сейсмометра СВКД с фотоэлектрическими преобразователями. Частотные характеристики сейсмографов были идентичны. Проводились одновременные наблюдения за изменением сигнала на выходе двух идентичных сейсмографов. Сейсмограммы обоих приборов были одинаковы, за исключением редких помех импульсного характера на записи одного из сейсмографов. После смены подвесных пластин в этом сейсмометре помехи исчезли. Вероятно они вызывались "клевками" в данном сейсмометре. Регистрация колебаний двумя сейсмографами велась длительное время; при этом всегда отмечалась идентичность записей.

Этот эксперимент позволяет считать, что регистрируемые колебания не являются инструментальными помехами записывающих приборов.

Как уже говорилось, вертикальный сейсмометр регистрирует вертикальные смещения почвы, изменения тяжести и наклоны. В связи с этим необходимо было проверить, не являются ли регистрируемые колебания наклонами земной поверхности, вызываемыми какими-либо причинами. Экспериментальная проверка такого предположения была осуществлена с помощью двух вертикальных сейсмометров по следующей методике. Два вертикальных маятника регистрировали вертикальные смещения почвы и наклона, причем вклад наклонов был больше или сравним с вкладом вертикальных смещений. Следовательно, записи двух сейсмометров, ориентированных одинаковым образом, должны быть идентичны (коррелировать в фазе), а ориентированных навстречу друг другу — коррелировать в противофазе либо не коррелировать.

Два маятника СВКД были установлены в барокамере навстречу друг другу. При этом их записи коррелировали, как и при одинаковой ориентации. С другой стороны, на наклоны, создаваемые искусственно (путем нагружения бетонного постаментa), сейсмометры реагировали в соответствии с приведенным рассуждением.

На основании этих экспериментов можно сделать вывод, что регистрируемые герметизированным сейсмометром колебания в диапазоне периодов от 100 до 7000 с являются вертикальными смещениями почвы или вариациями силы тяжести.

8. Оценка влияния на сейсмометр помех типа атмосфера — земная поверхность и сейшевых колебаний

Рассмотрим теперь действие атмосферы на сейсмометр через почву. Для этого воспользуемся методикой, использованной в работе [183] для расчета наклонов земной поверхности, вызываемых изменением атмосферного давления. Близкой к реальным условиям является следующая постановка задачи: область повышенного или пониженного давления будем считать кругом радиусом R , лежащим на упругом, однородном и изотропном полупространстве. При действии равномерно распределенной по кругу нагрузки на упругое полупространство формулы для вертикальных смещений на поверхности имеют следующий вид для точки, находящейся внутри круга давления:

$$W_0 = (\lambda + 2\mu) p_0 R E(k) / [\pi \mu (\lambda + \mu)]. \quad (4.29)$$

Для внешней точки

$$W_0 = (\lambda + 2\mu) p_0 \alpha [E(k) - K'^2 K(k)] / [\pi \mu (\lambda + \mu)]. \quad (4.30)$$

Здесь p_0 — давление; R — радиус круга; α — расстояние центра круга от точки, в которой наблюдается смещение; λ, μ — постоянные Ламе; $K(k)$, $E(k)$ — полные эллиптические интегралы первого и второго рода, $k = \alpha/R$ — для внутренней точки, $k = R/\alpha$ — для внешней точки; $K'^2 = 1 - R^2/\alpha^2$.

Наибольшее вертикальное смещение наблюдается в центре круга. Формула для его вычисления получается из (4.29) при $\alpha = 0$:

$$W_{0\max} = (\lambda + 2\mu) p_0 R / [2\mu (\lambda + \mu)].$$

Вертикальное смещение будет наибольшим в центре круга, оно постепенно уменьшается при приближении к контуру. После перехода границы области, подверженной давлению, смещение асимптотически стремится к нулю на бесконечном расстоянии от центра круга. Существенно, что при данной интенсивности нагрузки наибольшая деформация не постоянна, а растет с увеличением радиуса круга давления.

Смещение точек вдоль вертикальной линии, проходящей через центр круга равномерного давления, определяется по формуле

$$W_z = p_0 (\lambda + 2\mu) (\sqrt{z^2 + R^2} - z) [2\mu (\lambda + \mu)]^{-1} + p_0 z^2 (2\mu)^{-1} (1/\sqrt{z^2 + R^2} - 1/z). \quad (4.31)$$

Для проведения расчетов вертикальных смещений по формулам (4.29)–(4.31) необходимо оценить значения радиуса круга давления и постоянных Ламе. Значение изменения давления возьмем из экспериментальных наблюдений.

Допустим, что круг давления радиусом R перемещается через точку наблюдения со скоростью v . Тогда время прохождения его через точку будет $T = 2R/v$. Величина T — аналог периода волны давления, получаемой на записи барографа. Заданым $T = 3600$ с. Для этих периодов наблюдаемые значения $p_0 = 500$ мбар ($5 \cdot 10^4$ Па). Значения скоростей перемещения областей давления возьмем равными средней скорости приземного ветра: 10 м/с. Тогда радиус круга давления будет составлять $R_1 = 18$ км.

Таким образом, мы оценили размеры области. Для случая идеально упругой среды барическое возмущение, захватывая обширную площадь, деформирует область, сопоставимую с его линейными размерами ($2R$), как по горизонтальным направлениям, так и проникая на глубину, равную или большую диаметра этого возмущения. Геологическое строение под точкой наблюдения примерно такое: на 200 м глина, а далее гранит. Поэтому при полученных значениях K постоянные Ламэ следует брать для гранита. Положим $\lambda = \mu = 3 \cdot 10^{11}$ дин/см² ($3 \cdot 10^{10}$ Н/м²). При сделанных оценках вертикальное смещение $W_z = 2,25 \cdot 10^{-2}$ мм, так как увеличение сейсмографа $V = 10$ для $T = 3600$ с. На записи это составит 0,2 мм, что вряд ли различимо.

Еще одной возможной помехой в условиях работы длиннопериодного сейсмографа, установленного, например, в Старом Петергофе, могут быть сейш^{*} и сейшевые колебания в Невской губе Финского залива. Причинами возникновения сейш могут быть накопление воды в одной части залива, вызванное выпадением осадков; огоны и нагоны воды, вызываемые ветром, в результате которых также происходит накопление воды в части залива; прохождение атмосферных возмущений над поверхностью воды, сейсмические явления и разряды атмосферного электричества.

Колебания водной массы могут быть свободными (в том случае, если возмущающая сила прекратила свое действие) и вынужденными. В первом случае периоды сейш для залива с широким выходом в открытое море могут быть вычислены по формуле $T = -4L \sqrt{gh}$, где L — длина залива (от устья до берега), h — его глубина, T — период основного тона колебания водной массы с длиной волны $l = 4L$, т.е. вертикальные смещения максимальны в устье залива. Наряду с основными тонами в свободных колебаниях присутствуют обертоны, периоды которых определяются конфигурацией залива [156]. Приближенно будем считать, что соотношение периодов можно выразить отношением $T_n = T_0/n$, где n — номер обертона. Возьмем для Невской губы $L = 30$ км, $h = 15$ м, тогда $T_0 = 2,7$ ч (162 мин), $T_1 = 135$ (81 мин), $T_2 = 0,9$ ч

* Стоячие волны, являющиеся результатом колебаний всей водной массы залива, возникающие под действием каких-либо внешних сил.

(54 мин), $T_3 = 0,67$ ч (40,5 мин) и т.д. Для $L = 60$ км $T_0 = 324$, $T_1 = 162$, $T_2 = 108$, $T_3 = 81$ мин и т.д. Такие значения периодов как раз попадают в исследуемый диапазон.

Оценим, какие амплитуды вертикальных смещений водной массы залива шириной 20 км могут привести к помехам на записи длиннопериодного сейсмографа, установленного в двух километрах от береговой линии. Воспользуемся моделью статической нагрузки, использованной при определении действия атмосферного давления на поверхность Земли. Тогда связь амплитуды смещений почвы на расстоянии $R+2$ от центра круга давления радиусом R с нагрузкой p определится из формулы (4.30). Возьмем для Невской губы при $10 < R < 30$ км $\lambda = \mu = 3 \cdot 10^{10}$ Н/м². Смещение водной поверхности на 1 см вызовет изменение давления на дно на 1 мбар (10^2 Па). При принятых соотношениях для смещений поверхности Земли в центре круга давления получим соотношение $x_0 = 0,25 \cdot 10^4 p_0$ (x_0 измеряется в мм, p_0 — в микробарах). Это соотношение для $\Delta h = 10$ см и $\Delta p = 10^4$ мкбар даст $n = 3/4$ мм. Для точки поверхности, расположенной от центра круга давления на расстоянии $R+2$ км, смещение составит $x = 0,4 x$, т.е. 0,3 мм, что при увеличении $V = 10$ приведет к ощутимой на записи помехе: $x_n = 3$ мм.

К сожалению, к настоящему времени нет данных наблюдений изменения уровня поверхности воды в Невской губе в этом диапазоне периодов. Оценка изменений уровня по наблюдениям за уровнем льда [189] в заливе дает максимально $\Delta h = 2$ см, что может привести к помехам на записи в 0,6 мм.

Таким образом, оценки возможных помех, вызываемых действием атмосферного давления и сейсмических колебаний на поверхность Земли, дают величины, значительно выше наблюдаемых на сейсмограмме. Следовательно, регистрируемые сверхдлиннопериодные колебания представляют собой реальное сейсмическое явление.

1. Авсик Ю.Н. О движении внутреннего ядра Земли. — Докл. АН СССР, 1973, т.212, № 5, с.1103-1104.
2. Аки К., Ричардо П. Количественная сейсмология. М., 1983. 880 с.
3. Акопян С.П., Барков В.Н., Любимов В.М. О динамическом модуле сдвига земных недр. — Докл. АН СССР, 1975, т.233, № 1, с.87-89.
4. Акопян С.П., Барков В.Н., Любимов В.М. О поправках за динамический модуль сдвига для собственных частот Земли. — Изв. АН СССР, Физика Земли, 1976, № 10, с.3-12.
5. Акопян С.П., Барков В.Н., Любимов В.М. Применение теории возмущений к задаче затухания радиальных и сферических колебаний Земли. — Изв. АН АрмССР, Наука о Земле, 1979, № 3, с.58-64.
6. Акопян С.П., Барков В.Н., Любимов В.М. Теория возмущений для сферических колебаний Земли: Второе приближение. — Докл. АН СССР, 1974, т.218, № 5, с.1078-1081.
7. Альтерман З., Ярош Х., Пекерис Х. Колебания Земли. — В кн.: Собственные колебания Земли. М., 1974, с.154-177.
8. Альтерман З., Ярош Х., Пекерис Х. Распространение рэлеевских волн в Земле. — В кн.: Собственные колебания Земли. М., 1964, с.222-256.
9. Анализ длиннопериодных колебаний от землетрясений 22 июня 1977 года южнее островов Тонга /М.П.Чернобай, Л.Бергер, К.З.Картвелишвили и др. — Сов.-амер. работы по прогнозу землетрясений. Душанбе-Москва, 1979, т.2, кв.1, с.162-177.
10. Аппаратура и методика наблюдений на сейсмических станциях СССР /В.Т.Архангельский, Д.П.Кириос, А.Г.Мооскина и др. М., 1962. 167 с.
11. Аппаратура и методика сейсмометрических наблюдений в СССР /Под ред. З.И.Арановича, Д.П.Кириоса, В.М.Фрема. М., 1974. 243 с.
12. Архангельский В.Т., Кириос Д.П. Широкополосные сейсмографы общего типа. — Тр. Ин-та физики Земли АН СССР, 1964, № 35 (202), с.3-12.
13. Белоцерковский Д.Ю. Результаты последних исследований скорости вращения Земли. — В кн.: Вращение и приливные деформации Земли. Вып.1. Киев, с.52-56.
14. Бенлат Дж., Пирсол А. Измерение и анализ случайных процессов. М., 1974. 463 с.
15. Беньюф Г., Пресс Ф., Смит С. Возбуждение собственных колебаний Земли при землетрясениях. — В кн.: Собственные колебания Земли. М., 1964, с.33-59.
16. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М., 1973. 732 с.

17. Бончковский В.Ф. Особый случай связи между ходом наклонов и линейных деформаций и распределением атмосферного давления. - Изв. АН СССР, сер.геофизич., 1963, № 9, с.1361-1368.
18. Болт Б. В глубинах Земли. М., 1984. 189 с.
19. Ботт М. Внутреннее строение Земли. М., 1974. 373 с.
20. Буллен К. Плотность Земли. М., 1978. 442 с.
21. Васильев О.Б., Витман Н.Г. Собственные колебания Земли по записям сейсмонаклономеров. - Изв. АН СССР. Физика Земли, 1974, № 1, с.41-52.
22. Ветчинкин А.И. Электронный сейсмограф с емкостным датчиком. - Изв. АН СССР, сер. геофизич., 1962, № 4, с.27-29.
23. Вилин И.И. О влиянии воздушных потоков на чувствительные горизонтальные маятники. - Изв. Пулковской Центральной сейсмологической комиссии, 1911, № 4, вып.2, с.35-47.
24. Витман Н.Г., Яновская Т.Б. Анализ собственных колебаний Земли методом максимального правдоподобия. - В кн.: Вычисл. сейсмол. Вып.13. М., 1980, с.156-166.
25. Влияние физических параметров оболочки на собственные периоды крутильных колебаний Земли /В.Н.Марков, В.М.Любимов, А.А.Мовчан. - Изв. АН СССР, Физика Земли, 1967, № 2, с.3-12.
26. Выделение собственных колебаний Земли по записям обсерватории "Обнинск" /А.В.Ландер, А.М.Левшин, В.Ф.Писаренко и др. - В кн.: Вычисл. сейсмол. Вып.7. М., 1974, с.315-331.
27. Гальперин Е.И. Азимутальный метод сейсмических наблюдений. М., 1955. 81 с.
28. Гальперин Е.И. Азимутально-фазовая корреляция сейсмических волн, поляризованных по эллипсу. - Изв. АН СССР, сер.геофизич., 1960, № 2, с.195-208.
29. Гамбурцев Г.А. О новом виде фазовой корреляции при сейсмических наблюдениях. - Докл. АН СССР, 1962, т.37, № 1, с.37-40.
30. Гильберт Ф., Мак-Дональд Г. Собственные колебания Земли: 1. Крутильные колебания. - В кн.: Собственные колебания Земли. М., 1964, с.178-221.
31. Гнеденко Б.В. Курс теории вероятности. М., 1965. 400 с.
32. Голыцын Б.Б. Сейсмометрические наблюдения в Пулкове. - Изв. Пулковской Центральной сейсмологической комиссии, 1911, № 4, вып.2, с.35-47.
33. Гринфелд М.А. Гравитационная устойчивость и собственные колебания жидких тел, содержащих поверхность фазовых переходов. - Докл. АН СССР, 1981, № 6, с.1342-1347.
34. Гутенберг Б. Физика недр Земли. М., 1963. 236 с.
35. Данилов В.И., Карауш В.М., Осика В.И., Чернобай И.П. Кварцевый деформометр с емкостным преобразователем перемещений. - Сейсмические приборы, вып.10. М., 1977, с.24-29.

36. Джекобс Дж. Земное ядро. М., 1979. 303 с.
37. Дженкинс Г., Ватто Д. Спектральный анализ и его приложения. Вып.1. М., 1971, с.316; Вып.2, 1972, с.286.
38. Диасамитзе Г.Н., Писаренко К.Ф. Предельная разрешающая способность по частоте при оценивании амплитуд гармоник методом наименьших квадратов. - В кн.: Вычисл. сейсмол. Вып.14. М., 1982, с.164-170.
39. Доводов М.Н. Методика исследования фона помех на сейсмических станциях региональной сети Туркменистана. - Изв. АН Туркм. ССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук, 1981, № 2, с.60-66.
40. Долгих Г.И., Копвиллем У.Х., Павлов А.Н. Наблюдение периодов собственных колебаний Земли лазерным деформометром. - Изв. АН СССР. Физика Земли, 1983, № 2, с.15-20.
41. Дорофеев В.М. Исследование диссипативных свойств Земли на основе метода линейного программирования. Деп. от ИЗ. IX.77. ВИНТИ. 11 с.
42. Жарков В.И., Любимов В.М., Дорофеева Л.Н., Дорофеев В.М. Пробные распределения диссипативной функции в оболочке Земли. - Изв. АН СССР. Физика Земли, 1974, № 12, с.3-12.
43. Жарков В.Н., Любимов В.М. Теория сфероидальных колебаний для сферически несимметричных моделей Земли. - Изв. АН СССР. Физика Земли, 1970, № 2, с.1-14; № 10, с.3-12.
44. Железняк Т.К. Горисейсмометр на базе сейсмометра. - В кн.: Сейсмические приборы. Вып.10. М., 1977, с.3-5.
45. Жигальцев А.А., Зарайский М.П. Приборы для регистрации длиннопериодных сейсмических колебаний. - В кн.: Сейсмические приборы. Вып.5. М., 1969, с.72-89.
46. Кожевникова Э.Г., Линьков Е.М., Типисев С.Я. Длиннопериодный сейсмограф и его помехи. - В кн.: Геофизическая аппаратура. Вып.66. Л., 1978, с.92-98.
47. Кожевникова Э.Г., Орлов Е.Г., Линьков Е.М. Баровариации как помехи при длиннопериодных сейсмических наблюдениях. - В кн.: Вопросы геофизики. Вып.28. Л., с.229-233.
48. Колесников Ю.А., Мацневский С.А. Применение емкостных преобразователей линейных перемещений в сейсметрии. - В кн.: Рычисл. сейсмол. Вып.11. М., 1978, с.142-179.
49. Колесников Ю.А., Мацневский С.А. Шумы вертикальных длиннопериодных сейсмометров: Методы их уменьшения. - В кн.: Теория и анализ сейсмологических наблюдений. М., 1979, с.125-143.
50. Колесников Ю.А., Токсез М.Н. Применение суммирования для подавления барических помех длиннопериодных сейсмометров. - В кн.: Вычисл. сейсмол. Вып.14. М., 1981, с.170-183.
51. Колесников Ю.А., Токсез М.Н. Уменьшение чувствительности длиннопериодных вертикальных сейсмометров к колебаниям атмосферного давления. - В кн.: Вычисл. сейсмол. Вып.14. М., 1981, с.183-189.

52. Лантер А.В., Левшин А.А., Писаренко В.Ф. Выделение собственных колебаний Земли по записям обсерватории "Обнинск". - Вычисл. сейсмол. Вып.7. М., 1974, с.315-331.
53. Латынина Л.А., Кармалева Р.М. Деформографические измерения. М., 1978. 154 с.
54. Левшин А.Л. Поверхностные и каналовые сейсмические волны. М., 1973. 176 с.
55. Линьков Е.М. Вертикальный сейсмограф с обратной связью. - В кн.: Инф. бюл. Совета по сейсмологии АН СССР, 1963, № 7, с.78-79.
56. Линьков Е.М. Длиннопериодный магнетронный сейсмограф. - Изв. АН СССР. Геофизика, 1963, № 9, с.1357-1360.
57. Линьков Е.М. Магнетронные преобразователи. - В кн.: Геофизическая аппаратура. Вып.46. Л., 1971, с.136-139.
58. Линьков Е.М. Магнетронный сейсмограф с обратной связью. - В кн.: Геофизическое приборостроение. Вып.14. Л., 1962, с.87-91.
59. Линьков Е.М. Магнетронные системы преобразования сейсмических колебаний в электрические. - Изв. АН СССР, сер. геофизич., 1961, № 9, с.1373-1376.
60. Линьков Е.М., Моторин Г.А., Шулешин А.И. Исследование штормовых микросейсм. - В кн.: Вопросы геофизики. Вып.21. Л., 1971, с.123-135.
61. Линьков Е.М. О планетарном характере явлений, вызывающих дрейф нуля сейсмометров. - Докл. АН СССР, 1970, т.195, № 1, с.82-85.
62. Линьков Е.М. Опыт прослеживания циклов по наблюдениям микросейсм на поляризационной установке. - В кн.: Вопросы геофизики. Вып.13. Л., 1962, с.138-145.
63. Линьков Е.М., Орлов Е.Г. Некоторые результаты сопоставления океанических приливов северного и южного полушарий. - В кн.: Вопросы геофизики. Вып.27. Л., 1978, с.56-59.
64. Линьков Е.М., Орлов Е.Г., Петров В.Г. Результаты исследований дрейфа нуля сейсмометров. - В кн.: Вопросы геофизики. Вып.22. Л., 1972, с.201-223.
65. Линьков Е.М., Орлов Е.Г., Келрин Ю.В. Характеристики магнетронных преобразователей сейсмических колебаний. - В кн.: Геофизич. аппаратура. Вып.58. Л., 1976, с.119-123.
66. Линьков Е.М., Петров В.Г., Орлов Е.Г. О возможном механизме короткопериодических движений полюсов Земли. - В кн.: Вопросы геофизики. Вып.24. Л., 1974, с.331-334.
67. Линьков Е.М., Петрова Л.Н. Длиннопериодные волны на записях магнетронного сейсмографа. - В кн.: Вопросы геофизики. Вып.25. Л., 1975, с.230-233.
68. Линьков Е.М., Петрова Л.Н. Опыт регистрации длинопериодных колебаний с помощью магнетронного сейсмографа. - В кн.: Исследование длинопериодных сейсмических волн. Минск, 1976, с.51-57.

69. Линьков Е.М., Петрова Л.Н. О частотной характеристике длиннопериодного сейсмографа. - В кн.: Вопросы геофизики. Вып.24. Л., 1974, с.325-331.
70. Линьков Е.М. Применение магнетронных преобразователей в сейсмоприемниках и накломерах. - В кн.: Вопросы геофизики. Вып.15. Л., 1964, с.147-154.
71. Линьков Е.М., Саваренский Е.Ф. Прибор для регистрации траектории движения при микросейсмических колебаниях. - В кн.: Сейсмологические исследования: Результаты МГТ. Вып.4. М., 1960, с.133-137.
72. Линьков Е.М. Сейсмологические исследования с помощью магнетронных приборов: Автореф. докт. дис. Л., 1972. 285 с.
73. Линьков Е.М., Смирнов В.Н. Исследования микросейсм и изгибно-гравитационных волн в Антарктике. - Тр. X Генеральной ассамблеи Европейской Сейсмологической Комиссии. М., 1970, т.2, с.61-68.
74. Линьков Е.М. Теория магнетронного сейсмографа с обратной связью. - В кн.: Геофизич. приборостроение. Вып.18. Л., 1964, с.85-91.
75. Линьков Е.М., Типисев С.Я., Буненко В.П. Помехоустойчивость длиннопериодного сейсмографа и анализ его записей. - В кн.: Геофизич. аппаратура. Вып.75. Л., 1982, с.78-87.
76. Линьков Е.М., Типисев С.Я. Опыт работы с длиннопериодным сейсмографом. - В кн.: Вопросы геофизики. Вып.26. Л., 1977, с.87-94.
77. Линьков Е.М., Типисев С.Я. Спектры длиннопериодных колебаний Земли. - В кн.: Сейсмичность и сейсмостойкое строительство на Дальнем Востоке. Владивосток, 1982, с.31.
78. Линьков Е.М., Трипольников В.П. Магнитоэлектронный сейсмограф. - Изв. АН СССР, сер. геофизич., 1961, № 2, с.259-261.
79. Линьков Е.М., Трипольников В.П. Некоторые результаты наблюдений микросейсм при помощи поляризационной установки и трехточечной станции. - Изв. АН СССР, сер. геофизич., 1962, № 11, с.1562-1566.
80. Линьков Е.М., Трипольников В.П., Сабанцев С.Б. Поляризационные сейсмические установки. - В кн.: Вопросы геофизики. Вып.13. Л., 1962, с.135-137.
81. Линьков Е.М., Трипольников В.П. Сведения о движении при микросейсмических волнах. - В кн.: Сейсмические исследования: Результаты МГТ. Вып.6. М., 1964, с.48-69.
82. Лукавченко П.И. Связь механических гравиметров с сейсмографами. - В кн.: Прикладная геофизика. Вып.54. М., 1969, с.88-102.
83. Магницкий В.А. Внутреннее строение и физика Земли. М., 1965. 379 с.
84. Максимов Л.С. Особенности методики измерения колебаний строительных конструкций и грунта в связи с задачами виброзащиты точного технологического оборудования. - Сейсмические приборы, 1981, № 14, с.119-126.

85. Максимов И.В. Геофизические силы и воды океана. Л., 1970. 447 с.
86. Манк У., Мак-Дональд Г. Вращение Земли. М., 1964. 380 с.
87. Маслобоев В.А., Ярошевич М.И. Статистические оценки фона длиннопериодных помех при сейсмической регистрации в Обнинске. - В кн.: Сейсмические приборы. Вып.11. М., 1978, с.157-163.
88. Мацневский С.А. Электронный сейсмограф с емкостным преобразователем. - В кн.: Вычисл. сейсмол. Вып.13. М., 1980, с.173-184.
89. Мелведев С.В., Шебалин Н.В. С землетрясениями можно спорить. М., 1967. 128 с.
90. Мельхиор П. Физика и динамика планет. Т.П. М., 1976. 483 с.
91. Мишаткин В.Н. Фотоэлектрический преобразователь перемещений. - В кн.: Сейсмические приборы. Вып.10. М., 1977, с.11-12.
92. Мишин А.И., Чугунов В.П. Длиннопериодные помехи на сейсмической станции "Москва". - В кн.: Информ. бкл. Совета по сейсмологии АН СССР, 1965, № 14, с.43-47.
93. Молоденский М.С., Крамер М.В. Коррективы в схему строения Земли, полученные по частотам собственных колебаний. - Изв. АН СССР, Физика Земли, 1975, № 12, с.3-12.
94. Молчанов А.П., Занатворов П.Н. Курс электроники и радиотехники. М., 1969. 479 с.
95. Монахов Ф.И., Долбилкина Н.А. Структура микросейсм. - Изв. АН СССР, сер.геофизич., 1958, № 8, с.934-945.
96. Монахов Ф.И. Низкочастотный сейсмический шум Земли. М., 1977. 96 с.
97. Монахов Ф.И., Пасечник И.П., Шебалин Н.В. Сейсмические и микросейсмические наблюдения на советских станциях в период МГТ. М., 1959. 40 с.
98. Монахов Ф.И. Условия образования и распространения североатлантических микросейсм. - В кн.: Сейсм. и гляциол. изслед. в период Междунар. геофизич. года. Вып.2. М., 1959, с.39-57.
99. Мурти Т.С. Сейсмические морские волны цунами. Л., 1981. 446 с.
100. Мячкин В.И. Процессы подготовки землетрясений. М., 1978. 231 с.
101. Наблюдения длиннопериодных колебаний Земли / Н.Г.Савина, С.А.Типисев, Е.М.Линьков, Т.Б.Яновская. - Изв. АН СССР, Физика Земли, 1984, № 8, с.3-12.
102. Наблюдения длиннопериодных колебаний Земли с помощью сейсмографа СДС-300 / О.Е.Старовойт, В.Д.Феофилакт, М.И.Ярошевич и др. - В кн.: Комплексные геофизические наблюдения в Обнинске. Обнинск, 1974, с.4-13.

103. Несо Н.Ф., Гаррисон Дж., Сликтер Л.Б. Наблюдения собственных колебаний Земли. - В кн.: Собственные колебания Земли. М., 1964, с.60-79.
104. Новицкий П.В. Теоретические основы построения частотно-цифровых приборов с индуктивными датчиками. - Науч.-техн. информ. обл. Ленингр. политехн. ин-та. Л., 1961, № 3, с.157-163.
105. Новицкий П.В. Цифровые приборы с частотными датчиками. Л., 1970. 576 с.
106. Обертонны крутильных колебаний Земли /В.Н.Жарков, В.М.Любимов, А.А.Мовчан, А.И.Мовчан. - Изв. АН СССР, Физика Земли, 1967, № 6, с.75-85.
107. Обертонны крутильных колебаний Земли для $n=1$ /В.Н.Жарков, В.М.Любимов, А.А.Мовчан, А.И.Мовчан. - Изв. АН СССР, Физика Земли, 1969, № 1, с.69-73.
108. О боковой рефракции волн Рэлея от землетрясений и микросейсм в северной части Атлантического океана /Е.Ф.Саваренский, Т.А.Прокуракова, В.Б.Гласко и др. - Изв. АН СССР, Физика Земли, 1969, № 2, с.62-70.
109. Олсон Л.Е., Саттон Дж.Х., Кинг М. Измерение Q для собственных периодов Земли с очень длинными периодами. - В кн.: Собственные колебания Земли. М., 1964, с.106-114.
110. Олсон Л.Е., Саттон Дж.Х., Кинг М. Наблюдение собственных колебаний Земли с помощью стрейн- и маятниковых сейсмографов. - В кн.: Собственные колебания Земли. М., 1964, с.80-105.
111. Орлов Е.Г., Петрова Л.Н., Линьков Е.М. Характеристики сейсмического шума в диапазоне частот 0,7-20 Гц. - В кн.: Вопросы геофизики. Вып.26. Л., 1977, с.154-162.
112. Орлов Е.Г., Линьков Е.М. Исследование сейсмических помех для метрологических целей. - В кн.: Вопросы геофизики. Вып.29. Л., 1982, с.82-87.
113. Осика В.И., Чернобай И.П. Результаты анализа записей деформатора с емкостным датчиком перемещений. - Труды конференции молодых ученых ИФЗ АН СССР. М., ВИНТИ, 1975.
114. Островский А.Е. Деформации земной коры по наблюдениям наклонов. М., 1978.
115. Островский А.Е. Наклономер с фотоэлектрической регистрацией. - В кн.: Изучение земных приливов. М., 1961, с.45-75.
116. Павлов Н.Н. Вращение Земли, деформация земной коры и солнечная активность. - В кн.: Вращение и приливные деформации Земли. Вып.2, Киев, 1970, с.30-51.
117. Параметры, амплитудные, частотные и фазовые частотные характеристики приборов сети опорных сейсмических станций СССР, 1973 г. - В кн.: Приложение к "Сейсмич. обл. сети опорных сейсмол. станций СССР". М., 1975, с.86.

118. Пекерис Х., Альтерман З., Ярош Х. Исследование по земной спектроскопии. - В кн.: Собственные колебания Земли. М., 1964, с.284-315.
119. Пекерис Х., Альтерман З., Ярош Х. Ротационные мультиплеты в спектре Земли. - В кн.: Собственные колебания Земли. М., 1964, с.257-283.
120. Пекерис Х., Альтерман З., Ярош Х. Сравнение теоретических и наблюдаемых периодов собственных колебаний Земли. - В кн.: Собственные колебания Земли. М., 1964, с. 115-130.
121. Пекерис Х., Ярош Х. Собственные колебания Земли. - В кн.: Собственные колебания Земли. М., 1964, с.131-153.
122. Петрова Л.Н., Лепешкин Ф.Г. О спектральном составе и уровне помех на записях длиннопериодного сейсмометра. - В кн.: Вопросы геофизики. Вып.28. Л., 1980, с.199-203.
123. Петрова Л.Н., Линьков Е.М. Спектры длиннопериодных колебаний, предвещающих землетрясения. - В кн.: Вопросы геофизики. Вып.27. Л., 1978, с.60-65.
124. Писаренко В.Ф. Анализ помехоустойчивости методов определения скрытых периодичностей. - В кн.: Вычисл. сейсмол. Вып.7. М., 1974, с.182-221.
125. Писаренко В.Ф. Выборочные свойства спектральной оценки максимальной энтропии. - В кн.: Вычисл. сейсмол. Вып.10. М., 1977, с.118-149.
126. Писаренко В.М. О выделении скрытых периодичностей. - В кн.: Вычисл. сейсмол. Вып.6. М., 1973, с.250-262.
127. Писаренко В.Ф. Спектральная оценка максимальной энтропии и ее использование для определения частот гармоник. - В кн.: Вычисл. сейсмол. Вып.8. М., 1975, с.83-109.
128. Попов Г.И. Об условиях образования цунами. - Бюл. Совета по сейсмологии. М., 1961, № 9, с.7-22.
129. Попов И.И. О дисперсии длиннопериодных волн Лява в континентальной и океанической коре на трассе Индонезия-Крым. - Изв. АН СССР, сер. геофизич., 1960, № 10, с.1458-1463.
130. Пробное распределение диссипативной функции в оболочке Земли /В.Н.Марков, В.М.Любимов, Л.Н.Дорофеева, В.М.Дорофеев. - Изв. АН СССР, Физика Земли, 1974, № 12, с.3-12.
131. Проскурякова Т.А. Об источниках микросейсм. - В кн.: Сейсмические исследования. Вып.6. М., 1964, с.23-31.
132. Пустыльников Е.И. Статистические методы анализа и обработки наблюдений. М., 1968. 288 с.
133. Разрешающая способность спектрального анализа /Т.С.Желанина, В.Ф.Писаренко, Т.А.Повзнер, Ф.М.Пручкина. - В кн.: Вычисл. сейсмол. Вып.9. М., 1976, с.185-197.
134. Регистрация собственных колебаний Земли с помощью лазерного измерителя деформаций /У.Х.Копиллем, А.И.Бондаренко, Г.И.Долгих и др. - В кн.: Динамические процессы в океане и атмосфере. Владивосток, 1981, с.18-29.

135. Рикитаке Т. Предсказание землетрясений. М., 1979. 388 с.
136. Рихтер Ч.Ф. Элементарная сейсмология. М., 1963. 669 с.
137. Робертс Э. Когда сотрясается Земля. М., 1966. 175 с.
138. Рыков А.В. Влияние обратной связи на параметры маятника. - Изв. АН СССР, сер. геофизич., 1963, № 7, с.1040-1049.
139. Рыков А.В., Сидоров И.Б. Высокочувствительный емкостный сейсмограф с видимой записью на тепловой бумаге. - В кн.: Сейсмические приборы. Вып.2. М., 1963, с.85-92.
140. Рыков А.В. Повышение стабильности сейсмометра с обратной связью волизи границы его устойчивости. - В кн.: Сейсмические приборы. Вып.6. М., 1972, с.26-32.
141. Рыков А.В. Электроника сейсмографа ДС-НП. - В кн.: Сейсмические приборы. Вып.11. М., 1978, с.136-140.
142. Рыкунов Л.Н. Микросейсмы. М., 1967. 85 с.
143. Рыкунов Л.Н., Мишин С.В. Некоторые особенности распространения микросейсм по континентальным путям. - Изв. АН СССР, сер. геофизич., 1961, № 6, с.810-817.
144. Рыкунов Л.Н., Хаврошкин О.Б., Цыплаков В.В. Временные вариации шумов. - Изв. АН СССР, Физика Земли, 1979, № 11, с.72-77.
145. Рыкунов Л.Н., Хаврошкин О.Б., Цыплаков В.В. Модуляция высокочастотных микросейсм. - Докл. АН СССР, 1978, т.233, № 2, с.303-306.
146. Рыжик И.М., Градштейн И.С. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., 1951. 986 с.
147. Саваренский Е.Ф. Изучение цунами. - Вестн. АН СССР, 1958, № 9, с.11-15.
148. Саваренский Е.Ф., Кирнос Д.П. Элементы сейсмологии и сейсмометрии. М., 1955. 543 с.
149. Саваренский Е.Ф. Проблема цунами. - Бюл. Совета по сейсмологии, 1956, № 2, с.3-7.
150. Саваренский Е.Ф. Сейсмические волны. М., 1972. 293 с.
151. Саваренский Е.Ф., Попов И.И., Лазарева А.П. Наблюдения длиннопериодных волн Чилийского землетрясения 1960 г. - Изв. АН СССР, сер. геофизич., 1961, с.8, с.1132-1141.
152. Савина Н.Г., Петрова Л.Н., Яновская Т.Б. Анализ длиннопериодной части спектра собственных колебаний Земли. - В кн.: Вычисл. сейсмол. Вып.15. М., 1983, с.126-134.
153. Сверхдлиннопериодные колебания Земли /Е.М.Линьков, Л.Н.Петрова, Н.Г.Савина, Т.Б.Яновская. - Докл. АН СССР, 1982, т.262, № 2, с.321-324.
154. Святловский А.Е. Цунами. М., 1957. 67 с.
155. Серебренников М.Г., Первозвранский А.А. Выделение скрытых периодичностей. М., 1965. 281 с.

156. Сейшши на озерах СССР /Н.М.Арсеньев, Л.К.Давыцов, Л.Н.Дубраваина, Н.Г.Конкина. М., 1963. 301 с.
157. Слабкий Л.И. Методы и приборы предельных измерений в экспериментальной физике. М., 1973. 272 с.
158. Смирнов В.Н., Линьков Е.М. Наблюдения за колебаниями морского ледяного покрова с помощью наклономеров. - Тр. ААНИИ, 1971, т.300, с.213-219.
159. Смирнов В.Н., Линьков Е.М. Об источнике высокочастотных сейсмических возмущений и изгибно-гравитационных волн в Антарктике. - Изв. АН СССР, Физика Земли, 1967, № 8, с.88-92.
160. Смирнов В.Н., Линьков Е.М. О методике наклономерных исследований изгибно-гравитационных волн. - В кн.: Вопросы геофизики. Вып.18. М., 1968, с.23-26.
161. Смирнов В.Н., Линьков Е.М. Сравнительные исследования микросейсм и изгибно-гравитационных волн в Антарктике. - Изв. АН СССР, Физика Земли, 1969, № 3, с.89-93.
162. Соловьев С.Л. Повторяемость землетрясений и цунами в Тихом океане. - В кн.: Волны цунами. Кано-Сахалинск, 1972, с.7-47.
163. Соловьев С.Л. Методы предсказания цунами. - Вестн. АН СССР, 1972, № 5, с.72-81.
164. Соловьев С.Л. Проблема цунами и ее значение для Камчатки и Курильских островов. - В кн.: Проблема цунами. М., 1968, с.7-50.
165. Соловьев С.Л., Ферчев М.Д. Сводка данных о цунами в СССР. - Бюл. Совета по сейсмологии, 1961, № 9, с.23-55.
166. Справочник по специальным функциям /Под ред. В.А.Диткина. М., 1979. 830 с.
167. Ставровский А.С. Распространение волн на границе упругого полупространства, вызываемых волнами жидкости в бассейне со скачкообразно меняющейся глубиной. - Докл. АН СССР, 1959, т.126, № 4, с.763-766.
168. Старовойт О.Е., Чернобай И.П. Спектры помех в ЦСО "Обнинск" в диапазоне периодов 5-300 с. - В кн.: Сейсмические приборы. Вып.11. М., 1978, с.149-156.
169. Стейси Ф. Физика Земли. М., 1972. 342 с.
170. Стоунли В. Колебания Земли. - В кн.: Собственные колебания Земли. М., 1964, с.11-32.
171. Строение Земли по поверхностным волнам /под ред. Е.Ф. Саваренского. М., 1965. 304 с.
172. Ситинский А.Д., Трипольников В.П. Некоторые результаты исследования естественных колебаний ледяных полей центральной Арктики. - Изв. АН СССР, сер. геофизич., 1964, № 4, с.615-622.
173. Таблицы производных для крутильных колебаний Земли /В.Н.Марков, В.М.Любимов, А.А.Мовчан, А.И.Мовчан. - В кн.:

Земные приливы и внутреннее строение Земли. М., 1967, с.23-42.

174. Таблицы производных для крутильных колебаний Земли при больших η / В.Н. Жарков, В.М. Любимов, А.А. Мовчан, А.И. Мовчан. - Изв. АН СССР, Физика Земли, 1967, № 1, с.109-129.
175. Тричин А.М. Электрические измерения неэлектрических величин. Л., 1966. 960 с.
176. Убытие фона сейсмических помех с глубиной в городах Алма-Ата и Ташкент / Г.И. Аксенович, Е.И. Гальперин, Р.М. Гальперин и др. - Изв. АН СССР, Физика Земли, 1972, № 11, с.67-76.
177. Фабриков Ю.Н., Шварцбург Я.А., Ярошевич М.И. Об одной возможности уменьшения фона длиннопериодных помех. - В кн.: Сейсмические приборы. Вып.11. М., 1978, с.172-176.
178. Феофилакт В.Д. Атмосферные помехи при сейсмической регистрации. - В кн.: Комплексные геофизические наблюдения в Обнинске. Обнинск, 1974, с.14-22.
179. Феофилакт В.Д., Гордеев Е.Н. Сейсмические шумы и оптимальное увеличение региональных сейсмических станций. - Сейсмические приборы, 1979, № 12, с.152-161.
180. Феофилакт В.Д. Помехи в длиннопериодной сейсмометрии. М., 1977. 100 с.
181. Фрейд В.М. Инструментальные средства и методы регистрации сильных землетрясений. М., 1978. 174 с.
182. Хейсин Д.Е. Динамика ледяного покрова. М., 1967. 215 с.
183. Хорошева В.В. Влияние атмосферного давления на наклоны земной поверхности. - Изв. АН СССР, Геофизика, 1958, № 1, с.77-79.
184. Худсон Д. Статистика для физиков. М., 1970. 296 с.
185. Цунами 4-5 ноября 1952 г. / Е.Ф. Саваренский, В.Г. Тищенко, А.Е. Святловский и др. - Бюл. Совета по сейсмологии, 1958, № 4, 61 с.
186. Широкополосные сейсмографы общего типа и унифицированная методика определения постоянных / Д.П. Кириос, В.Т. Архангельский, З.И. Аранович, В.Д. Феофилакт. - В кн.: Сейсмические приборы. Вып.5. М., 1969, с.3-34.
187. Шитиков Г.Т. Стабильные диапазонные автогенераторы. М., 1965. 614 с.
188. Ширман Г.Д. Емкостный сейсмограф. - Тр. Сейсмол. ин-та АН СССР, 1935, № 56, с.2-14.
189. Шушлебін А.И. Волновые процессы и напряжения ледяного покрова. - В кн.: Проблемы Арктики и Антарктики. Вып.53. Л., 1978, с.50-54.
190. Эйби Дж.А. Землетрясения. М., 1982. 262 с.

191. Alsop L.E. Spheroidal free periods of the Earth observed at eight stations around the world. - Bull. Seism. Soc. Amer., 1964, vol.54, N 5, p. 755-776.
192. Alsop L.E., Brune J.N. Observation of free oscillations excited by a deep earthquake. - J. Geophys. Res., 1965, vol. 70, N 20, p.6165-6174.
193. Anderson D.L., Archambeau C.B. The anelastiaty of the Earth. - J. Geophys. Res., 1964, vol.69, N 10, p.2071-2084.
194. Anderson D.L., Hart R.S. Attenuation models of the Earth. - Phys. Earth and Planet. Inter., 1978, vol.16, N 4, p. 289-306.
195. Backus G. Inference from inadequate and inaccurate data. - In: Math. Probl. Geophys. Sci., 1971, vol.14, p.1-7.
196. Benioff H. Source waves from of three earthquakes. - Bull. Seism. Soc. Amer., 1963, vol.53, N 5, p.893-903.
197. Benioff H. Measurements of strain in the Earth's crust. - Ann. Intern. Geophys. Year, 1965, N 30, p.198-209.
198. Benioff H., Press F. Progress report on Lang period seismographs. - Geophys. J. Roy. Astr. Soc., 1958, vol.1, N 3, p. 170-184.
199. Blackman R.B., Tukey J.W. The measurement of power spectra from the point of communications engineering. - Bell Syst. Tech., 1958, N 37, p.183-282, 485-569.
200. Bogert B.P. An observation of free oscillations of the Earth. - J. Geophys. Res., 1961, vol.66, N 2, p.643-646.
201. Bolt B.A. Geophysical inversion and the Earth's fine structure. - Acta Geol., Geophys. Acad. Sci. Hung., 1973 (1974). vol. 8, N 3-4, p.461-471.
202. Bolt B.A., Dorman J. Phase and group velocities of Rayleigh waves in a spherical gravitating Earth. - J. Geophys. Res., 1961, vol.66, N 9, p.2965-2981.
203. Bolt B.A. Revised torsional eigenperiods from the 1960 Trieste data. - Geophys. J. Roy. Astr. Soc., 1963, vol.7, N 4, p. 510-512.
204. Brune J.N. Travel times, body waves and normal modes of the Earth. - Bull. Seism. Soc. Amer., 1964, vol.54, N 6, p. 2099-2128.
205. Buchheim W., Smith S.W. The Earth's free oscillations observed on Earth tide instruments at Tiefenort. East Germany. - J. Geophys. Res., 1961, vol.66, N 10, p.3608-3610.
206. Buland R., Berger J., Gilbert F. Observations from the IDA network of attenuation and splitting during a recent earthquake. - Nature, 1979, vol.277, N 5695, p.358-362.
207. Bullen K.E., Haddon R.A.W. Earth models based on compressibility theory. - Phys. Earth and Planet. Inter., 1967, vol.1, N 1, p.1-13.
208. Bullen K.E., Haddon R.A.W. Interferences from free Earth oscillation data. - In: Mem. Congr. Colomb. Geol., Bogota, 1969. Bogota, 1976, p.397-404.

209. Dahlen F.A. Exact and asymptotic synthetic multiplet spectra on an ellipsoidal Earth. - *Geophys. J. Roy. Astr.Soc.*, 1979, vol.59, N 1, p.19-42.
210. Dahlen F.A. Models of the lateral heterogeneity of the Earth consistent with eigenfrequency splitting data.— *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, 1976, vol.44, N 1, p.77-105.
211. Dahlen F.A., Sailor R.V. Rotational and elliptical splitting of the oscillations of the Earth. - *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, 1979, vol.58, N 3, p.609-823.
212. Dahlen F.A. The normal modes of a rotating, elliptical Earth. - *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, 1968, vol.16, p.329-367.
213. Dahlen F.A., Woodhouse J.H. The effect of a general aspherical perturbation on the free oscillations of the Earth.— *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, 1978, vol.53, N 2, p.335-354.
214. Derr J.S. Free oscillations observations through 1968. - *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 1969, vol.59, N 5, p.2079-2099.
215. Derr J.S. Internal structure of the Earth inferred from free oscillations. - *J. Geophys. Res.*, 1969, vol.74, N 22, p.5202-5220.
216. Deschamps A. Inversion of the attenuation data of free oscillations of the Earth (fundamental and first higher modes). - *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, 1977, vol.50, N 3, p.699-722.
217. Dziewonski A.M., Anderson D.L. Preliminary reference Earth model. - *Phys. Earth and Planet. Inter.*, 1981, vol.25, N 4, p.297-356.
218. Dziewonski A.M., Gilbert F. Observations of normal modes from 84 recordings of the Alaska earthquake of 1964, March 28. I. - *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, 1972, vol.27, p.393-446; Further remarks based on new spheroidal overtone data. - 1973, vol. 35, p. 401-437.
219. Earth motion caused by local atmospheric pressure changes / G.G.Sorrels, J.A.McDonald, Z.A.Derr and Eugen Herrin. - *Geophys. J. Res. Astr. Soc.*, 1971, vol.26, p.83-98.
220. Ewing M., Press F. Further study of atmospheric pressure fluctuations recorded on a seismograph. - *Trans.Amer. Geophys. Union*, 1953, vol.34, p.132-144.
221. Fix I.E. Ambient Earth motion in the period range from 0,1 to 2560 sec. - *BSSA*, 1972, vol.62, N 66, p.1753-1760.
222. Fix I.E. Theoretical and observed noise in a high sensitivity long-period seismograph. - *BSSA*, 1973, vol.63, N 6, p. 1979-1998.
223. Gaulon R. Observations des oscillations propres spheroidales et toroidales. - *Ann. Geophys.*, 1971, vol.27, N 2, p. 141-149.
224. Geller R.J., Stein S. Time-domain attenuation measurements for fundamental spheroidal modes (${}_0S_{26}$ to ${}_0S_{28}$) for the

- 1977 Indonesian earthquake. - Bull. Seism. Soc. Amer., 1979, vol. 69, N 6, p.1671-1691.
225. Gilbert F., Dziewonski A.M. An application of normal mode theory to the retrieval of structural parameters and source mechanism from seismic spectra. - Phil.Trans.Roy. Soc. London, 1975, vol. 278, N 1280, p.187-269.
 226. Gilbert F. Ranking and winnowing gross Earth data for inversion and resolution. - Geophys. J., 1971, vol. 23, p. 125.
 227. Hales A.E., Lapwood E.R., Dziewonski A.M. Parameterization of a spherically symmetrical Earth model with special references to the upper mantle. - Phys. Earth and Planet Inter., 1974, vol. 9, N 1, p. 9-12.
 228. Hansen R.A. Observational study of terrestrial eigenvibrations. - Phys. Earth and Planet. Inter., 1982, vol.28, p. 27-69.
 229. Hart R.S., Anderson D.L., Kanamori H. The effect attenuation on gross Earth models. - J. Geophys. Res., 1977, vol. 82, N 11, p. 1647-1654.
 230. Haubrich R.A., McKenzie G.S. Earth noise, 5 to 500 millicycles persecond: Reactions of the Earth to oceans atmosphere. - J. Geophys. Res., 1965, vol.70, N 6, p.1429-1440.
 231. Highovertone modes of the Earth / J.Dratler, W.E. Farrel, B. Block, F. Gilbert. - Geophys. J. Roy. Astr. Soc., 1971, vol. 23, N 4, p.399-410.
 232. Hogan B.J. Energy-absorbing polymer smothers earthquake tremors. - Des. News, 1980, vol.36, N 9, p.74-75.
 233. Hunkins K. Waves in the Arctic ocean. - J. Geophys.Res., 1962, vol.67, N 6, p.34-41.
 234. International deployment of accelerometers: A network for very long period seismology / D.Agnew, J.Berger, R.Buland e.a. - Trans. Amer. Geophys. Union EOS, 1976, vol.57, N 4, p. 180-188.
 235. Jeffreys H. On imperfection of elasticity in the Earth's interior. - Geophys. J. Roy. Astr. Soc., 1978, vol.55, N 2, p. 273-281.
 236. Jonsson L. Seismic source theory. - Rev. Geophys. and Space Phys., 1979, vol.17, N 2, p. 328-336.
 237. Jordan T.H., Anderson D.L. Earth structure from free oscillations and travel times. - Geophys. J. Roy. Astr. Soc., 1974, vol. 36, p. 411-459.
 238. Kanamori H., Anderson D.L. Amplitude of the Earth's free oscillations and long-period characteristics of the earthquake source. - J. Geophys. Res., 1975, vol.80, N 8, p.1075-1078.
 239. Kanamori H., Cipar J.J. Focal process of the Great Chilean earthquake, May 22 1960. - Phys. Earth and Planet. Inter., 1974, vol.9, N 2, p.128-136.

240. Kanamori H., Stewart G.S. A slow-earthquake. - Phys. Earth and Planet. Inter., 1979, vol.18, N 3, p.167-175
241. Kaufman S., Roever W.L. Laboratory studies of transient elastic waves. - Proc. Third World Pet. Cong., 1952, sec.1, p. 538-545.
242. Lamb H. On the vibrations of an elastic sphere. - Proc. Lond. Math. Soc., 1982, vol.13, N 189.
243. Lamb H. The propagation of tremors over an elastic solid.- Phil. Trans. Roy. Soc., 1904, ser.A, vol.203, p.1-42.
244. Le Schak L.A., Hanbricht R.A. Observation of waves ice covered ocean. - J. Geophys. Res., 1964, vol.69, N 6, p.57-63.
245. Le Schak L.A. Long-period vertical oscillation of the ice recorded by continuous gravimeter measurements from drift station T-3. - Arctic. J. of the Arctic Inst. North Amer., 1964, vol.17, N 4, p.272-279.
246. Longuet-Higgins M.S. A theory of origin of microseism. - Trans. Roy. Philos. Soc., 1950, A, vol.257, p.1-35.
247. Lu Dajiong. Stress wave, motion of strain wave and slow earthquake. - Sci. Sinica, 1980, vol.23, N 2, p.1428-1434.
248. Luh P.C. Normal modes of a rotating, self-gravitating inhomogeneous Earth. - Geophys. J. Roy. Astr. Soc., 1974, vol. 38, N 1, p. 187-224.
249. McDonald G.J.F., Ness N.F. A study of the free oscillations of the Earth. - J. Geophys. Res., 1961, vol.66, N 6, p. 1865-1911.
250. Masters G., Gilbert F. Structure of the inner core inferred from observations of its spheroidal shear modes. - Geophys. Res. Lett., 1981, vol.8, N 6, p.569-571.
251. Menahem A.B. Radiation of seismic surface from finite moving sources. - Bull. Seism. Soc. Amer., 1945, vol.17, p. 116-122.
252. Mendiguren J. Identification of free oscillation spectral peaks for 1970 July 31 Colombian deep shock using the excitation criterion. - Geophys. J. Roy. Astr. Soc., 1973, vol. 33, p. 281-321.
253. Murphy A.J., Savino J.M. A comprehensive study of long-period (20 to 200 s) Earth noise at the high-gain worldwide seismograph stations. - BSSA, vol. 65, N 6, p.1827-1862.
254. Nakagawa Ichiro, Voda Hiromu, Hattori Asahi. Free oscillations of the Earth observed by a Galitzin-seismograph at Abuyama, Japan. - Spec. Contribs. Geophys. Inst. Kyoto Univ., 1966, N 6, p.255-265.
255. Nakanishi K.K., Knopoff L., Slichter L.B. Observation of Rayleigh wave dispersion at very long periods. - J. Geophys. Res., 1976, vol. 81, N 23, p.4417-4421.
256. Nowroozi A.A., Alsop L.E. Torsional free periods of the Earth observed at six stations around the Earth. - Suppl. Nuovo Cimento, Ser. J., 1968, vol.6, N 1, p.133-146.

257. Nowroozi A.A. Measurements of Q values from the free oscillations of the Earth. - J. Geophys. Res., 1968, vol. 73, N 4, p. 1407.
258. Nur A. Dilatancy, pore fluids and premonitory variations of T_s , T_p travel times. - Bull. Seism. Soc. Amer., 1972, vol. 62, p. 1217-1222.
259. Oda H. A model of Earth structure inferred from eigenperiods of torsional oscillation. Part I. - Sci. Repts. Tohoku Univ., 1979, ser. Z, vol. 25, N 4, p. 235-254.
260. Osborne M.F., Hart S.D. Transmission, reflection and guiding of an exponential pulse by steel plate in water. - J. Acoustical Soc. Amer., 1945, vol. 17, p. 14-25.
261. Pekeris C.L., Accad J. Dynamics of the liquid core of the Earth. - Trans. Roy. Philos. Soc., 1972, A, vol. 273, p. 237-260.
262. Pekeris C.L. The seismic buried pulse. - Proc. Nat. Acad. Sci., 1955, vol. 41, N 9, p. 629-639.
263. Peterson T., Orsini N.A. Seismic research observatories: upgrading the world seismic data network. - Trans. Amer. Geophys. Union, 1976, vol. 57, N 8, p. 548-556.
264. Press F., Ewing M., Lehner F. A long-period seismograph system. - Trans. Amer. Geophys. Union, 1958, vol. 29, N 1, p. 101-117.
265. Press F., Ewing M. Theory of air-coupled flexural waves. - J. Appl. Phys., 1951, vol. 22, p. 11-19.
266. Robin G. Wave propagation through fields of pack ice. - Trans. Roy. Philos. Soc., 1963, vol. 225, p. 1057-1064.
267. Romanowicz B., Lambeck K. The mass moment inertia of the Earth. - Phys. Earth and Planet. Inter., 1977, vol. 5, N 1, p. 1-4.
268. Roult G. Attenuation of seismic waves of very low frequency. - Phys. Earth and Planet. Inter., 1975, vol. 10, p. 159-166.
269. Sailor R.V., Dziemonski A.M. Measurements and interpretation of normal mode attenuation. - Geophys. J. Roy. Astr. Soc., 1978, vol. 53, p. 559-581.
270. Sleep N.H., Stein S., Geller R.S. Statistical determination of Q for a laterally heterogeneous Earth. - EOS Trans. Amer. Geophys. Union, 1979, vol. 60, N 46, p. 880.
271. Slichter L.B. Fundamental free mode of the Earth's inner core. - Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 1961, vol. 47, p. 186.
272. Smylie O.E., Rochester M.G. Compressibility, core dynamics and the subseismic wave equation. - Phys. Earth and Planet. Inter., 1981, vol. 24, N 4, p. 308-319.
273. Sorrels G.G. A preliminary investigation into the relationship between long-period seismic noise and local fluctuations in the atmospheric pressure field. - J. Geophys. Roy. Astr. Soc., 1971, vol. 26, p. 71-82.

274. Sorrels G.G., Goforth T.T. Low-frequency Earth motion generated by slowly propagating partially organized pressure field. - BSSA, October 1973, vol. 63, N 5, p.1583-1601.
275. Stein S., Geller R.J. Time domain observation and synthesis of split spheroidal and torsional free oscillations of the 1960 Chilean earthquake: Preliminary results. - Bull. Seism. Soc. Amer., 1978, vol.68, N 2, p.325-332.
276. Stein S., Nunn J. Analysis of split normal modes for the 1977 Indonesian earthquake. - Bull. Seism. Soc. Amer., 1981, vol. 71, N 4, p.1031-1047.
277. Stifler J.F., Bolt B.A. Eigenvibrations of laterally inhomogeneous Earth models. - Geophys. J. Roy. Astr. Soc., 1981, vol.64, p.201-221.
278. Won J.J., Kuo J.T. Oscillation of the Earth's inner core and its relation to the Earth's generation of geomagnetic field. - J. Geophys. Res., 1973, vol.78, p.905.
279. Woodhouse J.H. The coupling and attenuation of nearly resonant multiplets in the Earth's free oscillation spectrum. - Geophys. J. Roy. Astr. Soc., 1980, vol.61, N 2, p. 261-283.
280. Yamashita T. Causes of slow earthquakes and multiple earthquakes. - J. Phys. Earth, 1980, vol.28, N 2, p.169-190.
281. Yashiro Umeda. The predominant noises of long-period seismographs and their generating mechanism. - J. Phys. Earth, 1977, vol.25, p.103-116.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Глава 1. ОБЩИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О СЕЙСМИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЯХ ...	7
1. Сейсмичность Земли	-
2. Механизм возникновения землетрясений	9
3. Расчеты энергии землетрясений	11
4. Объемные волны	17
5. Поверхностные волны	19
6. Наблюдения длиннопериодных поверхностных волн	25
7. Сейсмический шум	32
Глава 2. МИКРОСЕЙСМЫ, ИЗГИБНО-ГРАВИТАЦИОННЫЕ И СЕЙСМИЧЕСКИЕ МОРСКИЕ ВОЛНЫ	40
1. Механизм генерации микросейсм	-
2. Затухание микросейсм на дне океана	44
3. Способы наблюдения микросейсм	50
4. Определение областей генерации поперечной компоненты микросейсм	64
5. Изгибно-гравитационные волны	70
6. Происхождение изгибно-гравитационных волн	75
7. Сейсмические морские волны	86
8. Условия и механизм образования цунами	87
9. Теория цунами	92
10. Прогноз цунами	95
Глава 3. ДЛИННОПЕРИОДНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ЗЕМЛИ	97
1. Собственные колебания	-
2. Данные о собственных колебаниях Земли, полученные после сильных землетрясений	114
3. Длиннопериодные колебания в отсутствие сильных землетрясений	121
4. Сверхдлиннопериодные колебания	134
5. Поплавковые колебания Земли	144
6. Связь поплавоквых колебаний с солнечной активностью	149
7. Асинфазные колебания уровня океана	152
8. Связь сейсмической активности с поплавоквыми колебаниями	158

9. Механизм вариаций скорости вращения и движения полюсов Земли	160
Глава 4. МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЯ ДЛИННОПЕРИОДНЫХ КОЛЕБАНИЙ ЗЕМЛИ	164
1. Регистрация сейсмических волн в длиннопериодной области	167
2. Преобразователи сейсмических колебаний	174
3. Длиннопериодные сейсмические каналы	196
4. Классификация длиннопериодных помех	207
5. Методика исследования вариаций атмосферного давления и температуры	209
6. Основные механизмы воздействия на вертикальный сейсмометр длиннопериодных вариаций давления и температуры	217
7. Методы защиты вертикального сейсмометра от помех типа атмосфера - сейсмометр	221
8. Оценка влияния на сейсмометр помех типа атмосфера - земная поверхность и сейшевых колебаний	226
Указатель литературы	230

2 р. 10 к.

12 ак 3
40

18920

2

