

Глава 3 ВИХРЕВАЯ ГЕОДИНАМИКА

Приведенные в предыдущих главах данные убедительно вскрывают ту важнейшую роль вихревых движений, которую они выполняют в развитии Вселенной, включая образование самой жизни и ее генезиса, в том числе в формировании Homo Sapiens и последующего социума. «Жизненный» аспект вихревых движений был всесторонне рассмотрен в гл. 2. Рассмотрим более подробно ту важную роль, которую выполняют вихревые движения в геологических и геофизических процессах, протекающих как на нашей Земле, так и на других планетах Солнечной системы. Следующие моменты исследования образно оконтуривают и помогают сформулировать суть вихревой геодинамической проблемы.

Ли Сыгуан (1928) при изучении геологии Китая вводит термин «вихревые структуры». Он же на моделях демонстрирует возможность их образования. Это стало возможным благодаря важным «технологическим» изменениям, имевшим место в начале XX в. в геологии: созданию достаточно точных геологических карт, проведению детальных геологических исследований и выполнению высокоточных геодезических инструментальных наблюдений на больших базах.

Геодезические инструментальные измерения (рис. 11), проведенные в конце XIX – первой половине XX вв. на японских островах (Рикитаке, 1970; Сато, 1984), широкий комплекс геофизических исследований (рис. 4–7), выполненных в конце XX – начале XXI вв. на островах Пасха и Хуан-Фернандес в Тихом океане (Геолого-геофизический..., 2003), подтвердили существование вихревых структур в земной коре и литосфере (Мелекесцев, 1979; Слензак, 1972) и навели на мысль о преобладании вихревых (вращательных) движений тектонических плит над их поступательным движением (Викулин, Тверитинова, 2007).



Рис. 11. Векторное изображение смещений триангуляционных пунктов I класса приблизительно за 60 лет (Рикитаке, 1970)

Теоретические *физические* исследования трещины Гриффитса и моделирование *тектонических* разломов в лабораторных условиях в начале 50-х гг. прошлого века приводят к выводу о *вращении* образующихся в материале трещин (Магницкий, 1965; Yoffe, 1951). *Тектонофизические* исследования 1960–1970 гг. устанавливают *пространственную волнистость крупных тектонических разрывов* и формулируют вывод, что представления об их прямолинейности часто не соответствуют наблюдаемым фактам (Гзовский, 1975).

В конце 50 – 60 гг. XX в. появляются научные представления о *блоковом* строении геологической среды и делается вывод о том, что каждый блок обладает *самостоятельной движущей силой, связанной с вращением Земли* (Пейве, 1961).

В начале 1970-х гг. обращается внимание на важность *механических* задач с *собственным моментом количества движения макроскопических по размерам объемов вещества* (Седов, 1973).

В 1960 – 1980 гг. разрабатываются *механические блоковые* модели геофизической среды (Садовский, Писаренко, 1991), включая и модели с поворачивающимися блоками (Николаевский, 1996), в рамках которых находит свое теоретическое объяснение *волновая природа тектонического процесса* (Викулин, 2003).

Становление ротационных вихревых представлений в геофизике проследим на примере развития моделей сейсмического процесса.

Сейсмические бреши

Концепция «сейсмических брешей» появилась в 60-х гг. XX в. в связи с выявлением таких пространственно-временных закономерностей в распределении очагов сильных землетрясений, которые имели очевидное прогнозное приложение и служили прекрасной иллюстрацией субдукции – основной идеи зарождающейся новой глобальной тектоники. Именно вполне определенные успехи в прогнозе землетрясений (по сути, прорыв новой глобальной тектоники) привлекли внимание большого количества ученых к исследованию закономерностей пространственно-временного распределения сейсмических брешей, а впоследствии «закрепило» и само название концепции даже без обоснования «специфики» ее физического смысла. С развитием представлений о геофизической среде и под влиянием популярной «клавишной» модели Лобковского – Баранова произошло постепенное «срастание» концепции сейсмических брешей (в то время, по сути, «трещинных») сначала с очагами сильнейших землетрясений – блоками сейсмофокальной зоны, а впоследствии и с блоками литосферы как тектоническими «объемными» структурными объектами.

В то время общепризнанной физической причиной землетрясений в соответствии с «трещинной» механикой очага являлась концепция возникновения новых или обновления старых тектонических разрывов. Поэтому концепция брешей, первоначально сформулированная на сейсмологическом материале окраины Тихого океана, представляющей собой гигантский разлом меридионального простирания, протянувшийся вдоль поверхности планеты почти на 50 тыс. км, была впоследствии перенесена и на другие сейсмически активные разломы планеты. Именно в соответствии с «трещинной» идеологией тогдашней сейсмологии так долго и так тщательно обсуждался вопрос о «толщине» бреши (поперек простирания разлома) и согласовании ее величины со значением, «разрешенным» общепринятой механикой очага землетрясения.

Со временем стало понятно, что сейсмическая брешь, по сути, является блоком земной коры. В этой связи и величина сбрасываемой сейсмической энергии была «перезаориентирована» М.А. Садовским с «площади разлома» на «объем блока». Однако такое «дружное», воспринятое большинством исследователей изменение *сути* концепции очага землетрясения – переход от трещины к объему (Михаил, 2004; Садовский, 2004) – пока не привело к адекватному по «массовости» повороту умов исследователей в сторо-

ну переосмысления и пересмотра самой природы очага, в основе которой, как и сто лет тому назад, остается принцип «упругой отдачи» Рейда. Например, в одной из последних монографий, посвященных прогнозу землетрясений и содержащих обзор моделей подготовки землетрясений (Завьялов, 2006), альтернативным, не «трещинным» моделям очага землетрясения не посвящено ни слова – их, как и прежде, нет и, по мнению автора (Завьялов, 2006), не должно быть вовсе. По-прежнему, как и четверть века тому назад, такой запрет – это «альфа и омега» (Мячкин, 1982).

Сейсмический цикл Федотова

Исходные идеи разломной концепции землетрясений были сформулированы еще в трудах основоположников описательной сейсмогеологии И.В. Мушкетова и А.П. Орлова (1892–1894), сейсмометрии, теоретической сейсмологии (1902–1915) и физики очага Б.Б. Голицына (1909–1915) и Ф. Рейда (1910–1911) (Гзовский, 1975). Эти исследователи четко связали землетрясения с геологическими явлениями – тектоническими разрывами, возникающими в процессе длительного развития деформационных структурных элементов земной коры. Более подробно в нашей стране эти представления впоследствии были развиты большим коллективом Геофизического института АН СССР под руководством Г.А. Гамбурцева. В соответствии с этими представлениями принято считать, что при прогнозе землетрясений следует заниматься прежде всего выявлением тех участков земной поверхности, в пределах которых происходит наиболее интенсивное развитие разрывов. При этом полагалось, что интенсивность сейсмического процесса (в то время чаще говорили о сейсмическом режиме) со временем не изменяется, что при характерных значениях повторяемости сильнейших землетрясений в одном месте, составляющих одно событие в 100 – 1000 лет, является вполне оправданным.

Одной из первых моделей, которая для обоснования своих главных выводов – цикличности сейсмического процесса и приложения, т. е. долгосрочного прогноза сильнейших землетрясений, – фактически опиралась на представления о непересекающихся сейсмических брешах (блоках), является предложенная в 1960 г. модель С.А. Федотова (Федотов, 2005, с. 29–99). В основу модели им было положено замеченное многими исследователями правило, согласно которому сейсмическая энергия выделяется крайне неравномерно. Действительно, в течение десятков секунд – первых минут после катастрофических землетрясений выделяется 80–90% накопленной в течение десятилетий или первых столетий сейсмической энергии. Затем в областях их очагов наблюдается спад сейсмической активности, постепенно переходящий в новое накопление энергии. Это правило для любого достаточно протяженного участка сейсмофокальной зоны было сформулировано С.А. Федотовым в виде концепции сейсмического цикла – закономерного во времени изменения (хода) сейсмического режима этого участка между двумя землетрясениями максимальной силы. Концепция была сформулирована С.А. Федотовым на сейсмологическом материале окраины Тихого океана, протянувшейся вдоль берегов Камчатки, Курильских островов и северо-восточной части Японии от Усть-Камчатска до Токио более чем на 2000 км. В качестве катастрофических им рассматривались землетрясения с магнитудами $M \geq 7\frac{3}{4}$. Суть построений С.А. Федотова (Федотов, 2005, с. 29–99) сводится к следующему.

На основании опубликованных ранее данных о повторяемости катастрофических землетрясений в различных местах рассматриваемого региона определяется продолжительность сейсмического цикла ($T = 140 \pm 60$ лет), т. е. она оказалась близкой к повторяемости сильнейших землетрясений в других местах окраины Тихого океана.

С использованием имеющихся на тот момент данных проводилось построение хода сейсмической активности в течение сейсмического цикла в очаге гипотетического

катастрофического землетрясения. Для этого продолжительность цикла полагалась равной 140 годам. Для пятилетних (и более) отрезков времени определялись значения активности A_{10} для областей очагов ($N = 10$) катастрофических землетрясений Камчатки ($N = 3$), Курильских островов ($N = 2$) и Северо-Восточной Японии ($N = 5$), положение границ которых было известно с достаточной точностью. Определенные для каждого из очагов этих землетрясений значения активности наносились на общий гипотетический график и приписывались тому моменту сейсмического цикла, в котором каждый из исследуемых очагов должен был находиться при 140-летней продолжительности цикла.

Построенный график подтвердил исходное изначальное предположение о неоднородном во времени выделении сейсмической энергии и позволил установить следующие закономерности изменения сейсмической активности в гипотетическом очаге катастрофического землетрясения в течение сейсмического цикла. В течение практически всего цикла активность, по сути, не изменяется и остается на уровне сейсмического фона $A_{10} \approx 1$, который соответствует одному землетрясению 10-го энергетического класса ($M \approx 3$), происходящему на площади 1000 км^2 в течение одного года. Значимые отклонения от уровня фона наблюдаются только в начале и конце цикла. Сразу после катастрофического землетрясения в течение 10–15 лет (афтершоковой стадии) активность от гигантских значений $A_{10} \approx 1000$ и более плавно уменьшается до уровня сейсмического фона. В конце цикла также в течение 10–15 лет перед следующим катастрофическим землетрясением (фиршоковой стадии) происходит слабое увеличение активности, значение которой незначительно, но все же превышает уровень фона.

Автором был также рассчитан цикл сбрасываемой сейсмической энергии и были установлены закономерности распределения сильных землетрясений в течение сейсмического цикла, которые в целом подтвердили выявленный цикл изменения сейсмической активности, но ничего нового для понимания сути процессов, происходящих в очаге гипотетического сильнейшего землетрясения, на наш взгляд, не дали.

Интерпретация установленной циклической зависимости в рамках «трещинной» идеологии очевидна. В течение первой стадии сейсмического цикла – стадии афтершоков сразу после катастрофического землетрясения в пределах обозначенного его очагом участка тихоокеанского разлома происходит сброс тектонических напряжений, накопленных в течение предыдущего сейсмического цикла. Затем в течение второй, самой большой по продолжительности стадии сейсмического цикла – стадии стабилизации снова осуществляется накопление напряжений. И, наконец, в течение третьей, последней стадии сейсмического цикла – стадии форшоков величина накопленных напряжений в пределах сейсмической брешы приближается к некоему «критическому» уровню, указывающему на ее «готовность» к новому катастрофическому землетрясению.

Цикличность сейсмического процесса позволила С.А. Федотову разработать ясную схему долгосрочного прогноза *мест* расположения очаговых областей следующих курилокамчатских и японских землетрясений с $M \geq 7\frac{3}{4}$, а впоследствии и *времени* путем определения их очередности (Федотов, 2005, с. 29–99; Федотов, Саламатин, Чернышев, 2004).

Практика использования второй части методики – прогноза времени будущих катастрофических землетрясений показала ее крайне низкую эффективность. Такого вывода, вообще говоря, и следовало ожидать. Основных причин здесь две. Во-первых, сама модель сейсмических брешей в формулировке С.А. Федотова не содержит представленный об их взаимодействии друг с другом и с физическими полями. Другими словами, модель не содержит динамики, т. е. *времени*.

Во-вторых, форшоковый процесс, на закономерностях которого в модели С.А. Федотова предпринимается попытка определения времени будущих землетрясений, не является процессом детерминированным, как показали все последующие исследования. Форшоки предваряют достаточно сильные землетрясения далеко не всегда и *случайным образом*. Так, в XX в. землетрясения с $M \geq 7,5$ в Северо-Восточной Японии форшоками

практически не предвлялись, на Камчатке – предвлялись лишь в 20% случаев, в то время как на Курильских островах – в 80% случаев. К этому следует добавить, что, несмотря на неоднократные попытки, предпринимавшиеся многими исследователями в течение не одного десятилетия, до настоящего времени так и не удалось обнаружить такие признаки, которые бы позволяли как-то отличать форшоки от других землетрясений.

Первая часть методики – прогноз мест расположения очаговых областей следующих достаточно сильных землетрясений – была сразу подхвачена большим количеством исследователей и применена ими практически для всех сейсмически активных зон на планете. Опыт ее применения уже в течение более 40 лет показывает достаточно высокую эффективность, которая составляет около 80 (70–90)% (Соболев, 1993; Федотов, Саламатин, Чернышев, 2004). Высокая эффективность прогноза мест будущих сильнейших землетрясений и непротиворечивость концепции сейсмических брешей идеям новой глобальной тектоники были весьма привлекательными моментами в модели С.А. Федотова и являются сильным аргументом в пользу правильности физических представлений, заложенных в основу цикличности сейсмического процесса.

Физическое обоснование концепции сейсмического цикла выполнено в рамках континуальной энергетической (Ризниченко) и блоковой клавишной (Лобковского – Баранова) моделей и будет приведено ниже.

Волны сейсмической активности. Тектонические волны

Завершение создания мировой сети станций и введение в практику рутинных измерений магнитуды землетрясения привело сначала к выявлению и количественному описанию закономерностей в распределении землетрясений в пространстве и времени, а впоследствии стимулировало разработку *волновых* моделей хода сейсмичности. Развитие таких моделей происходило в двух направлениях. Первое – назовем его вслед за Ю.В. Ризниченко (Ризниченко, 1985, с. 119–131) «континуальным» – рассматривало среду как непрерывную вязкоупругую с распределенными параметрами, а построение моделей производилось с учетом явлений из смежных с сейсмологией наук, в основном механики сплошной среды и теории колебаний и волн. Второе направление было навеяно идеями новой глобальной тектоники и связано со сложным строением Земли и необходимостью учета существования резких по механическим (упругим и вязким) свойствам границ между ее различными слоями в мантии.

Континуальные модели. Согласно Ю.В. Ризниченко (Ризниченко, 1985, с. 119–131) первая континуальная модель сейсмического режима была разработана Х. Беньоффом в начале 50-х гг. В дальнейшем такого рода модели разрабатывались К.И. Кузнецовой, Л. Кноповым, К. Касахарой и другими исследователями. В этих моделях сейсмический режим уподоблялся процессам в механических системах с дискретными элементами, символизирующими структуру среды.

Отметим, что построение теории сейсмического процесса даже в своем начальном состоянии не могло обойтись без такой концепции геофизической среды, которая в той или иной мере связана с ее структурой. Аналогичная ситуация, как можно видеть из обзоров, приведенных в предыдущих разделах, имела место и с эфиром, концепция которого привлекалась при создании волновых теорий сначала распространения света, а впоследствии упругих и электромагнитных волн. Все такого рода нульмерные, или одномерные, модели помогли наглядно представить внутреннюю механику процесса и даже воспроизвести некоторые внешние особенности реального сейсмического процесса, но так и остались далекими от возможности их реального использования в практической сейсмологии.

Следует выделить статистическую модель сейсмического режима К.И. Кузнецовой (Кузнецова, 1974), в которой впервые было введено понятие *взаимодействия разрывов*.

Однако это важное для динамических моделей понятие физически никак не было формализовано и, видимо, по этой причине не получило своего развития в дальнейшем.

Подробнее остановимся на энергетической модели сейсмического режима (сейсмического процесса) Ю.В. Ризниченко (Ризниченко, 1985, с. 119–131), в основу которой были заложены представления об изменяющейся со временем *энергетической прочности* единицы объема среды ε . Такие представления были заимствованы из технической физики, в которой известен эффект уменьшения со временем прочности материала, находящегося под давлением. Были получено уравнение, феноменологически описывающее изменение прочности среды:

$$(1-k)|\text{grad } \varepsilon| + \frac{1}{V} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = 0.$$

Общее решение этого уравнения имеет вид волны произвольной формы:

$$\varepsilon = \varphi \left(\frac{1}{1-k} r - Vt \right),$$

где φ – произвольная функция; k, V – затухание волны разупрочнения и ее скорость. При $k = \text{const} < 1$ затухание ведет только к уменьшению скорости распространения волны разуплотнения без изменения ее формы, при $k = 1$ волна останавливается. Как мы теперь знаем, таким образом «ведут» себя уединенные волны, являющиеся решениями некоторых нелинейных уравнений.

Таким образом, в конце 1960-х гг. Ю.В. Ризниченко для описания свойств сейсмического процесса, по-видимому, впервые были введены фактически уединенные волны, в настоящее время уже достаточно хорошо известные в геофизике (Быков, 2005).

В рамках энергетической модели А.М. Артамоновым была получена система физически понятных уравнений диффузного типа (Артамонов, 1976):

$$\frac{\partial w}{\partial t} = w_0 - w_c, \quad (1)$$

$$w_c = kw \left(\frac{w}{\varepsilon} \right)^6, \quad (2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \left[a - b \left(\frac{w}{\varepsilon} \right)^4 \right] \varepsilon (\varepsilon_0 - \varepsilon) + D \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2}, \quad (3)$$

где w – плотность потенциальной энергии, запасаемой в среде; w_c – плотность потока сейсмической энергии; w_0 – сейсмогенная мощность источников энергии; ε_0 – предельная прочность единицы объема; t – время; x – координата вдоль сейсмогенного разлома (дуги); a, b, k – определяемые на основании сейсмологических данных параметры модели, обратные временам восстановления, разгрузки и времени выделения потенциальной энергии при условии $w = \varepsilon$ соответственно.

Решением задач (1) – (3) являются два вывода принципиальной важности. Во-первых, теоретически оказалось возможным связать количественно выражение для сейсмического цикла со свойствами коры:

$$T = \frac{2\pi}{a \sqrt{k/b (1 - k/b)}}.$$

Оценки показывают хорошее соответствие полученного выражения реально определяемым значениям, что доказывает принципиальную возможность описания закономерностей сейсмического процесса *аналитическими методами*.

Во-вторых, стало возможным оценить усредненную энергетическую прочность единицы объема реальной геофизической среды:

$$\bar{\varepsilon} \approx \frac{w_0}{k} \left(\frac{b}{a} \right)^2.$$

Оказалось, что величина энергетической прочности на один-два порядка меньше прочности пород, определенной в лабораторных условиях. Эти данные, фактически основанные на результатах физики прочности, указывают на то, что взаимодействие между очагами землетрясений (между блоками земной коры), которое никак не учитывается в рамках «трещинной» идеологии, реально существует и количественно «значимо». Таким образом, необходимо пересмотреть сам подход к проблеме сейсмического процесса, в основу которого должны быть положены представления не об отдельно взятом землетрясении, основанные на принципах упругой отдачи Рейда, а о *совокупности землетрясений*.

Исключительно важным для понимания физики сейсмического процесса является вывод из энергетической модели, касающийся ее отношения к дискретности процесса, который фактически сформулировал сам Ю.В. Ризниченко. Но он же и признал его несостоятельность (Ризниченко, 1985, с. 127–130).

В рамках энергетической модели описание всех параметров процесса, включая и величины накапливаемой и выделяемой сейсмических энергий, осуществляется с помощью «континуальных», т. е. непрерывных, функций. В природе же сейсмическая энергия выделяется, как известно, дискретными порциями различной величины, которые, как и в классической физике, также можно считать непрерывными величинами. В рамках такой «газово-энергетической» модели получается красивая аналогия, предложенная Е.М. Бутовской. Согласно ей «большое» землетрясение, его форшоки и афтершоки начинают происходить в пределах того участка сейсмогенной зоны, прочность которого понижена.

По мнению Ю.В. Ризниченко, главная причина, не позволяющая реализоваться такой модели, – это отсутствие механизма «остановки». Действительно, молекулы газа слабо взаимодействуют между собой, поэтому начавшийся процесс лавинообразного выделения накопленной потенциальной энергии в очаге при достаточно больших его размерах не должен остановиться вовсе и таким образом привести к разрядке всей сейсмической зоны: из надутого проколотого шарика выйдет весь газ и давление в нем упадет до атмосферного (фонового).

Однако, как мы уже отмечали выше, необходимо учитывать взаимодействие между блоками земной коры – очагами землетрясений. Учет этого фактора, по сути, может определить и механизм остановки. Действительно, каких бы больших размеров не достигала «область разрядки напряжений», взаимодействие между очагами землетрясений – увеличение их суммарного «эффективного размера» – неизбежно приведет к ее «затыканию», т. е. к остановке потока газа.

Как видим, для реального сейсмического процесса, для которого существует взаимодействие между очагами землетрясений, «газовая» аналогия все же имеет право на существование. Другими словами, возвращаясь к ее истоку, можно предположить и концепцию «квантового» характера сейсмического процесса, что может проявляться статистически в существовании групп землетрясений с вполне определенными свойствами. Например, к такой группе событий могут быть отнесены сильнейшие (как это понимал С.А. Федотов) землетрясения, очаги которых имеют вполне определенные пространственно-временные свойства: они не пересекаются между собой в течение сейсмического цикла.

Таким образом, в рамках газовой-энергетической модели сейсмического процесса Ю.В. Ризниченко модель циклов С.А. Федотова является вполне предсказуемой и ожидаемой. Остается только показать существование «узкой» энергетической (магнитудной) границы, отделяющей группу сильнейших землетрясений с непересекающимися очагами от остальных сейсмических событий, что будет сделано ниже.

Тектонические модели. Согласно обзору (Быков, 2005) представления о подстилаемых вязкой астеносферой и разделенных мощными разломами литосферных плитах привели к моделям двух типов:

а) слоистые модели: литосфера – астеносфера и литосфера – астеносфера – мезосфера;

б) вязкоупругие модели разломов с вязкой прослойкой между бортами.

Впоследствии возник третий тип моделей, включающий элементы двух предыдущих с добавлением эффекта изгиба жесткой литосферной плиты. Эти модели были предназначены для описания медленных волн напряжений, соответствующих миграции землетрясений вдоль трансформных разломов и желобов (впадин), и движений земной коры.

В 1969 г. В. Эльзассер (Elsasser, 1969) впервые предложил теорию литосферных волноводов напряжений и записал уравнение для переноса локальных напряжений в жесткой упругой литосфере, подстилаемой вязкой астеносферой. Прямых упоминаний о волнах деформации или тектонических волнах в его работе не встречается. Единственным термином, указывающим на волновой механизм перемещений напряжений в системе литосфера – астеносфера, является «волновод напряжений». Тем не менее модель была подхвачена и принята многими исследователями в качестве основы для тектонических волновых построений. В модели Эльзассера напряжения распространяются вдоль контакта литосфера – астеносфера горизонтально поверхности Земли по законам диффузии. Ключевым моментом модели является наличие вязкого сцепления между литосферой и астеносферой (Быков, 2005).

Осреднение уравнения равновесия литосферы по всей ее мощности (от свободной поверхности до границы с астеносферой) связывает между собой возмущения напряжений, нормальных по сечению σ_{xx} и касательных σ_{xz} , приложенных к контакту с астеносферой (Маламуд, Николаевский, 1989, с. 37, 38):

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} = \frac{1}{h} \sigma_{xz}(-h, t).$$

где $z = -h$ – координата контакта литосферы с астеносферой.

Для твердой литосферы предполагается выполнение закона Гука:

$$\sigma_{xx} = E \frac{\partial U}{\partial x},$$

где U – смещение по горизонтали;

E – модуль Юнга.

Для вязкой астеносферы предполагается выполнение линейного закона Ньютона:

$$\sigma_{xz} = \frac{\mu}{H} \frac{\partial U}{\partial t},$$

где μ – вязкость; H – мощность астеносферы, т. е. слоя, вовлеченного в горизонтальное движение.

Материал мезосферы предполагается неподвижным. Окончательно уравнение Эльзассера записывается в виде уравнения Фурье

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}, \quad \chi = \frac{EhH}{\mu}, \quad (4)$$

решения которого соответствуют волнам диффузионного типа, причем коэффициент $\chi \approx 3000 \text{ км}^2/\text{год}$ при $h \approx H \approx 100 \text{ км}$ и $\mu/E \approx 3$ года.

С помощью волн Эльзассера можно объяснить миграцию форшоков и афтершоков вблизи эпицентров основных толчков.

Для объяснения миграции сейсмичности на большие расстояния (и периодических сейсмических эффектов) требуется привлечение механизма, допускающего решения в виде уединенных волн, способных распространяться на большие расстояния без существенного уменьшения своей амплитуды. Это достигается, например, путем введения в теорию Эльзассера (4) нелинейности типа (Маламуд, Николаевский, 1989, с. 83–95)

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{kH}{\mu} U^n = \chi \frac{\partial^2 U}{\partial x^2},$$

где k – коэффициент, учитывающий нелинейно-упругое сопротивление астеносферы сдвигу, n – целое число; или нелинейности, связанной с изгибом литосферы η при $\frac{\partial \eta}{\partial t} \approx (10-100) \text{ см/год}$:

$$\chi \nabla^2 U - 2 \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 U + (2h + H) \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \eta + \frac{3}{2H} \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0.$$

При данном изгибе вертикальное смещение на контакте литосферы с астеносферой будет уже отлично от нуля.

Самым естественным образом уединенные тектонические волны солитонного типа получаются в рамках моментной теории упругости, примененной к блоковым средам. В рамках такого подхода модель сводится к уравнению sin-Гордона (Николаевский, 1996, с. 278–281, 413–417):

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 Q}{\partial x^2} - \frac{\overline{FR}}{\rho \overline{J}} \sin Q, \quad (5)$$

где Q – угол поворота блока;

$\frac{\overline{FR}}{\rho \overline{J}}$ – объемно-распределенный момент сил в среде;

\overline{F} – восстанавливающая сила;

\overline{R} – характерный размер (радиус) блока;

ρ – плотность среды;

\overline{J} – момент инерции блока;

$v = \sqrt{\frac{\overline{A}}{\rho \overline{J}}}$ – скорость угловых перемещений в среде;

\overline{A} – «моментная» упругость среды.

В рамках таких нелинейных моделей было показано существование автоволновых решений, соответствующих тектоническим данным: уединенные волны с амплитудами деформации порядка $10^{-5} - 10^{-6}$, скоростями распространения 1–1000 км/год и длинами в первые сотни километров (Николаевский, 1996, с. 394–402).

Таким образом, было показано, что в рамках нелинейных механических моделей, допускающих решения в виде периодических волн малой интенсивности или уединенных волн, в принципе оказывается возможным аналитически описывать закономерности

сейсмичности как в ближней, так и в дальней зоне. Именно такие волны напряжений, или деформаций, и были впервые названы В.Н. Николаевским в 1983 г. тектоническими волнами с учетом их принципиального отличия по своим динамическим параметрам и механизму возбуждения от волн иной природы. Позднее термин «тектонические волны» был применен и другими исследователями, но в ряде случаев имел уже иной физический смысл, что вносит некоторую неоднозначность и часто не способствует выявлению реальных механизмов деформационных процессов (Быков, 2005).

Краткий обзор тектонических построений. Согласно В.П. Быкову основные, «веховые» моменты такого международного исследования, проводимого на протяжении уже почти 40 лет, можно свести к следующему.

1968 г. Ю.В. Ризниченко строит энергетическую модель сейсмического процесса.

1969 г. Выходит в свет модель В. Эльзассера, допускающая решение в виде медленных тектонических волн.

1973 г. М. Ботт и Д. Дин вводят термин «волна напряжений» и получают выражение для скорости волны вдоль литосферной плиты. Скорость волн напряжений оказалась зависящей от их периода – ее значения лежат в пределах 0,1 – 100 км/год.

1975 г. Ш.А. Губерман в своей модели развития сейсмической активности Земли ввел представление о *D*-волнах – возмущениях, которые без затухания распространяются вдоль меридианов с постоянной скоростью. Основные положения выдвинутой им концепции состоят в следующем. В тот момент времени, когда происходит сильное землетрясение, блоки на поверхности Земли смещаются, что приводит к перераспределению масс и вызывает изменение скорости вращения Земли. Когда скорость вращения достигает локального минимума, на Северном и Южном полюсах одновременно возбуждаются две *D*-волны, которые идут к экватору навстречу друг другу. При столкновении этих волн в *D*-узле, накопившем достаточные тектонические напряжения, возможно крупное землетрясение. В рамках развиваемой концепции землетрясения являются причиной, а изменение скорости вращения Земли – следствием. Таким образом, однажды произошедшее сильнейшее землетрясение запускает механизм стартующих на полюсах волн, т. е. включает «вечный двигатель» – генератор *D*-волн. Физический механизм генерации и распространения *D*-волн пока не разработан, а сам автор считает, что основания гипотезы *D*-волн имеют несколько фантастический характер. В условиях вращающейся планеты, имеющей блоковое строение геофизической среды (Садовский, 1986; Михаил... , 2004; Болховитинов, Писаренко, 1987; Садовский, Писаренко, 1991), по-видимому, единственно возможным и вполне реальным механизмом *D*-волн может быть только ротационный механизм (Викулин, 2003).

1977 г. К. Шольц для описания крупномасштабных и длительных тектонических процессов предлагает использовать представление о «фронте деформации».

1981 г. Дж. Райс и его коллеги предлагают для анализа распространения деформационных фронтов через кору и литосферу обобщенную модель Эльзассера. Ими, в частности, показывается, что сцепление между литосферой и астеносферой является необходимым элементом модели, контролирующим пространственно-временное распределение цепочки последовательных сильных землетрясений.

1983 г. А.С. Маламуд и В.Н. Николаевский (Маламуд, Николаевский, 1989) впервые и пока «в единственном экземпляре» получают убедительные прямые признаки крупномасштабных волновых движений в мантии. Тем самым ими подтверждается гипотеза о существовании тектонических волн на контакте литосфера – астеносфера. Проведенное исследование распределения гипоцентров мантийных землетрясений Памиро-Гиндукуша и Новой Зеландии показывает наличие как четко выделяемых горизонтов сейсмической активности, так и асейсмической полосы, циклически блуждающей с амплитудой около 30 км относительно глубины 150 км.

1985 г. В.А. Дубровским введены тектонические волны в виде малых возмущений в системе литосфера – астеносфера с инверсией плотности.

1975 г. – настоящее время. «Автоволновая концепция» глобальных деформационных процессов в коре и мантии Земли, основанная, по сути, на синэнергетическом подходе, разрабатывается в работах Ш.А. Губермана (1975), В.В. Жадина (1984), Т.А. Базавлука и Ю.Н. Юдахина (1993), А.В. Викулина (2003) и других исследователей.

Кроме тектонических волн, глобально охватывающих литосферу, возможно распространение волн напряжений вдоль разломов земной коры и литосферы.

1971–1974 гг. В моделях Дж. Сэвиджа (1971) и Е. Ида (1974) диффузионный механизм играет основную роль в динамике потока дислокаций, кинематическое поведение которого контролируется физическими свойствами прослойки дробленого материала в теле разлома. Принципиальный результат Дж. Сэвиджа заключается в том, что механизм потока дислокаций приводит к «криповым волнам» вдоль трансформного разлома – волнам напряжений. Скорость распространения таких волн зависит от амплитуды деформации и увеличивается с ростом последней. Е. Ида получено решение в виде импульса, распространяющегося без изменения формы с постоянной скоростью вдоль разлома. Величина скорости определяется в основном вязкостью прослойки, ее толщиной, жесткостью горных пород. Варьирование вязкости и толщины прослойки в разломе дает значения скорости импульса от 1–10 км/день до 10–100 км/год. Первый интервал характеризует асейсмический крип в разломах Центральной Калифорнии при длине волны около 1 км, второй соответствует миграции землетрясений при длине волны порядка десятков километров.

1974 г. Вдоль главных разломов западного побережья Чили, Центральной Америки и разлома Сан-Андреас в направлении с севера на юг выявляются возмущения, вызывающие сильные тектонические землетрясения. Эти возмущения Е.В. Вильковичем, Ш.А. Губерманом и В.И. Кейлис-Бороком называются «волнами тектонической деформации».

1986 г. В.Н. Николаевским и Т.К. Рамазановым при предположении существования глубинного разлома в литосфере разрабатывается двумерная модель генерации «волн тектонической деформации».

1987–1993 гг. В.И. Уломовым разрабатывается решеточная модель, в которой учитывается блоковое строение земной коры, литосферы и, что особенно важно, приуроченность очагов к тектоническим мобильным межблоковым швам – разломам. Неотъемлемой частью модели, отражающей сейсмогеодинамику геофизической среды, являются структурно-устойчивые уединенные деформационные волны, которые в течение длительного времени мигрируют вдоль межблочных швов литосферы и вызывают землетрясения. Эти волны возникают в результате перераспределения упругой энергии в блоках земной коры и литосферы в ходе криповых и сейсмических перемещений различного масштаба, имеют солитонную природу и названы В.И. Уломовым «геонами». Подпитываясь упругой энергией деформируемой геофизической среды, геоны вызывают перемещение упругих напряжений и геомасс на огромные расстояния.

1995 г. Экспериментальное обнаружение признаков существования уединенных деформационных волн в геофизических полях послужило В.Н. Николаевскому основой для построения математической волновой модели поворотных движений блоков горной породы. Исследование такого рода поворотных (крутильных) волн имеет *принципиальное значение* как для выявления механизма миграции землетрясений и предвестников землетрясений в земной коре (Быков, 2005), так и для построения моделей сейсмического процесса, использующих представления об уединенных волнах тектонического типа (Быков, 2005; Викулин, 2003). Соответствующее данному механизму уравнение *sin*-Гордона, полученное В.Н. Николаевским, дает ключ к решению уравнений модели блочной среды в виде уединенной волны, интерпретируемой как медленно распространяющейся тектонической волны солитонного типа.

2000–2005 гг. Выход в свет обобщающих работ В.Г. Быкова (Быков, 2000, 2005). В первой работе (Быков, 2000) представлены основные сведения о параметрах и источниках нелинейности горных пород и рассмотрены нелинейные волновые процессы на разных структурных уровнях геологических объектов. Показано, что большинство обсуждаемых

математических моделей распространения нелинейных волн в геофизической среде сводится к нелинейным эволюционным уравнениям типа уравнений Бусинеска, Бюргерса, Кортевега-де-Фриза и *особенно часто* – \sin -Гордона, решениями которых являются уединенные волны. Во второй работе (Быков, 2005) проведен анализ выполненных тектонических исследований и поставлены новые первоочередные задачи.

Состояние проблемы. Несомненным достижением проведенных исследований является вывод принципиальной важности о возможности адекватного математического описания тектонических волновых движений в рамках континуальной и блоковой модели среды. Значимым достижением является и результат (Быков, 2005): *миграция сейсмической активности уже давно не вызывает сомнений*. Эти данные указывают в том числе и на тектоническую волновую природу миграции землетрясений.

Однако следует отметить, что все используемые модели среды являются, по сути, *математическими*. Математический характер таких моделей подчеркивал и В.Н. Николаевский – автор многих моделей (Маламуд, Николаевский, 1989; Николаевский, 1995, 1996; Райс, 1983). Причину их «математического» содержания можно понять на примере блоковой моментной упругой модели, в рамках которой наиболее отчетливо и последовательно получают уединенные решения солитонного типа. Даже тектоническая привлекательность, математическая строгость и геофизическая полнота этой модели не позволяют признать ее *физической*. Действительно, и моментные модули (\vec{F} , \vec{J} , \vec{A}), и соответствующие им упругие скорости (v) в уравнении (5) с 1909 г. (когда братьями Коссера были впервые сформулированы основы моментной теории упругости) до настоящего времени так и не были обнаружены экспериментально и вводились в теорию феноменологически и неким «эффективным» способом (Vikulin, 2006). Математическое же содержание других тектонических моделей также очевидно и определяется весьма «расплывчатыми» значениями определяющих их параметров: вязкости, упругих модулей, размеров основных слоев, которые *во всех случаях* являются *эффективными*, определенными в лучшем случае с точностью до *нескольких порядков по величине* и для *больших* по объему количеств вещества.

Все эти трудности, как нам представляется, удастся преодолеть в рамках ротационной модели, блоки которой обладают *собственным* моментом. При этом характерная скорость процесса определяется через достаточно четко определяемые и физически понятные параметры модели. Описание такой модели будет приведено ниже.

Клавишная модель

Клавишная модель Лобковского – Баранова (Лобковский, Баранов, 1984) – первая модель, в рамках которой «блоковые» представления модели циклов С.А. Федотова (Федотов, 2005, с. 29–99) были совмещены с тектоническими волнами Эльзассера–Николаевского задолго до общего признания геофизическим сообществом России «блоковой» идеологии геофизической среды М.А. Садовского (Садовский, 1986; Михаил ... , 2004; Садовский, Болховитинов, Писаренко, 1987; Садовский, Писаренко, 1991).

Изучение сильных землетрясений с точки зрения поддвига литосферных плит позволило выявить главные структурные элементы геофизической среды, с которыми связаны очаги сильнейших – в смысле непересекающихся в течение сейсмического цикла (Федотов, 2005, с. 29–99) – землетрясений, происходящих вблизи островных дуг и континентальных окраин. Эти элементы могут быть смоделированы клинообразной формы блоками фронтальной части островной дуги, отделенными друг от друга поперечными к дуге разломами. С внешней стороны блоки ограничены глубоководным желобом, а с внутренней – системой продольных разломов, отделяющих их от более массивных частей островной дуги (рис. 12). Блоки расположены на пологом участке поверхности поддвигаемой плиты. Роль внешней геофизической среды, подводящей в процессе своего деформирования механическую энергию к каждому блоку, играет поддвигаемая под

дугу литосфера. Движение последней может быть вызвано разными причинами, которые здесь не обсуждаются. Важно подчеркнуть, что непрерывное пододвигание плиты в данном случае создает тот стабильный энергетический источник, который обеспечивает наблюдаемый стационарный режим (поток) землетрясений.

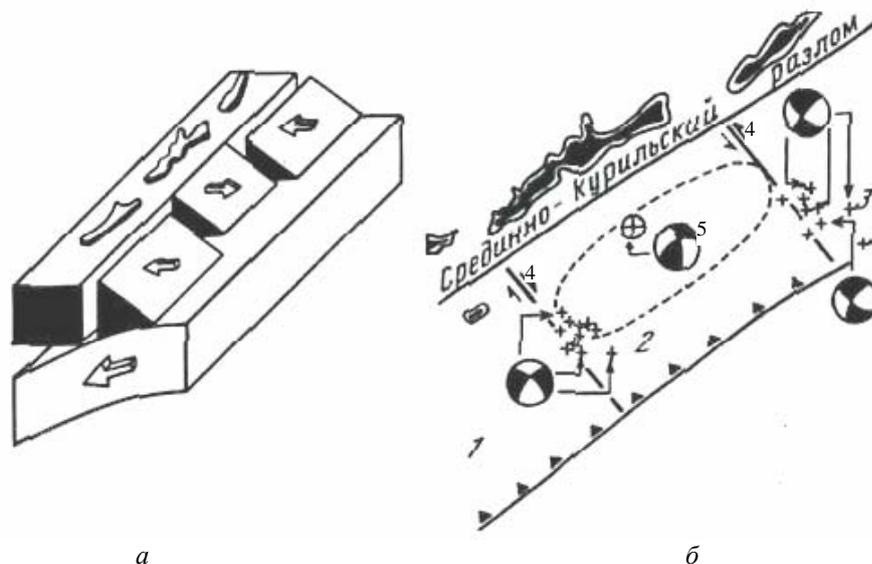


Рис. 12. Клавишная модель фронтальной части островной дуги (а) и положение очага Итурупского землетрясения (б) 6.11.1958 г. с $M = 8,2$: 1 – эпицентр основного толчка; 2 – афтершоки 1961 г.; 3 – ось глубоководного желоба; 4 – поперечные разломы; 5 – механизм очага (Лобковский, Баранов, 1984)

Рассматриваемая модель позволяет конкретизировать для структурных элементов системы последовательные стадии накопления и разрядки напряжений, связывая их с определенными фазами взаимодействия плиты и сотроводужного блока в течение одного сейсмического цикла. В рамках модели можно выделить главные фазы такого взаимодействия. На рис. 13, а–в показан неподвижный упругий элемент *A* системы, имитирующий массивное тело дуги. Этот элемент отделяется от упругого островного блока *B* разломом *C*. Сопротивление сжатию упругих элементов *A* и *B* моделируется пружиной некоторой жесткости. Блок *B* взаимодействует с плитой *D* по контактной шероховатой поверхности, условно изображаемой в виде треугольных зубцов. Сама плита предполагается жесткой и движущейся с постоянной скоростью в сторону дуги *A*.

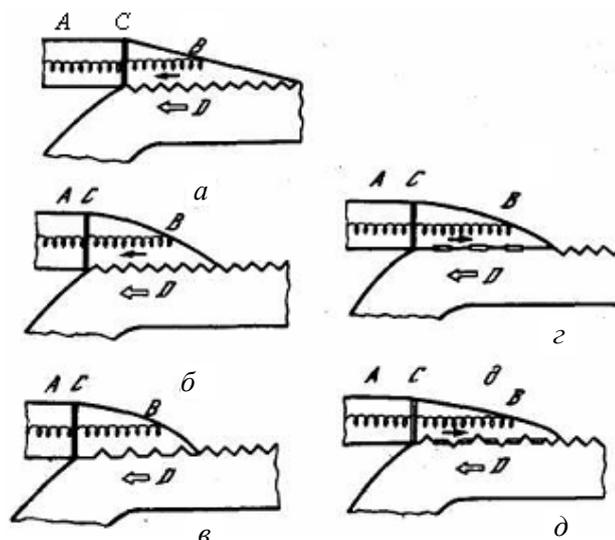


Рис. 13. Фазы взаимодействия плиты и островодужного блока в течение одного сейсмического цикла (Лобковский, Баранов, 1984)

Первая фаза (рис. 13, *a*), принятая за начало сейсмического цикла, соответствует полной релаксации упругих элементов *A* и *B*, наступающей через несколько лет после сильного землетрясения. Блок *B* отодвинут от дуги *A* в сторону океана на максимальное расстояние (порядка нескольких метров), зона разлома *C* предельно раскрыта, и оба упругих элемента находятся в ненапряженном начальном состоянии.

В течение второй – самой продолжительной фазы (рис. 13, *б*) блок *B* пассивно перемещается в сторону дуги *A* на плите *D* за счет сильного сцепления с ней по «шероховатой» контактной поверхности. Зона разлома *C* постепенно закрывается, а блоки *A* и *B* упруго сжимаются. Длительность этой фазы оценивается по порядку величины следующим образом. Известно, что полное горизонтальное смещение блоков *a* в результате сильных землетрясений составляет несколько метров. С другой стороны, скорость подвига *V*, оцениваемая по магнитным аномалиям, равна нескольким сантиметрам в год. Отсюда следует, что характерное время $T = a/V$ подхода блока *B* к дуге *A* составляет около 100 лет. Во время второй фазы в будущей очаговой области отмечается обычная фоновая сейсмичность со случайным распределением в пространстве и времени отдельных толчков разной магнитуды. Эти сейсмические события наиболее естественно связать с локальным разрушением отдельных «зубцов» контактной поверхности, представляющих собой в дискретной иерархии неоднородностей геофизической среды более мелкие структурные элементы. Завершается вторая фаза взаимодействия упором блока *B* в тело *A*, характеризуемым возросшим до критического уровня сопротивлением системы сжатию (рис. 13, *в*).

С этого момента начинается третья фаза взаимодействия блока *B* с плитой *D* и элементом *A*. Она характеризуется развитием интенсивных сдвиговых деформаций в контактной зоне, т. е. сменой «трения покоя» режимом «трения скольжения» между остановившимся блоком *B* и продолжающейся двигаться плитой *D*, что проявляется в заметном повышении сейсмичности в будущем очаге из-за усиленного разрушения элементов шероховатости (зубцов) контактной области (рис. 13, *г*). В конце третьей фазы взаимодействия большинство «зубцов» контактной поверхности будет срезано и наступит относительное затишье сейсмической активности, предвещающее близость сильного землетрясения. Таким образом, третья фаза взаимодействия элементов системы в данной схеме имеет важное прогностическое значение, и характерное поведение сейсмичности в очаге (сначала повышение, а затем спад активности) можно трактовать как наступление форшоковой стадии развития сейсмического процесса.

Оценим величину накопленной (во время второй стадии) упругой энергии *U* в системе блоков *A* и *B*, имеющей горизонтальные масштабы соответственно L_1 и L_2 в поперечном и продольном к дуге направлениях и вертикальный размер *H*:

$$U = \int_W E \delta^2 d\tau,$$

где *W* – объем системы; *E* – модуль упругости; τ – средняя деформация ($\delta \approx a/L$, где *a* – укорочение системы в процессе сжатия). При характерных значениях величин $E = 10^{12}$ дин/см², $L_1 = L_2 = 100$ км, $H = 50$ км, $a = 10$ м имеем $U = 5 \cdot 10^{24}$ эрг, что соответствует энергии сильнейших островодужных землетрясений с магнитудой $M \approx 8$ и больше. Средние касательные напряжения σ_f , возникающие в контактной зоне при сдвиговом режиме, можно оценить исходя из соотношения для вязкого трения $\sigma_f = \eta V / \xi$, где η – эффективная вязкость в зазоре; ξ – толщина зазора контактной области. При характерных значениях $\xi = 10^{19}$ П, $V = 10$ см/год, $\xi = 500$ м имеем $\sigma_f = 10^8$ дин/см², что удовлетворяет условию предельного равновесия системы и является верхней оценкой среднего сброса напряжений в очаге при землетрясениях.

Следующая четвертая (катастрофическая) фаза отождествляется с процессом вспарывания контактной поверхности и означает реализацию главного события в очаге

(рис. 13, *з*). Она длится несколько десятков секунд – первые минуты, причем разрыв, как правило, распространяется от места соприкосновения блоков *A* и *B* в сторону океана. Результатом вспарывания является резкое разупрочнение материала контактной зоны и изменение ее структуры, которую можно представить в виде относительно мелкодисперсного слоя, содержащего хаотически распределенные по всей области очага неразрушенные остаточные перемычки (на рис. 13, *з* они условно изображаемы в виде горизонтальных протекторов). Во время четвертой фазы блоки *A* и *B* лишь частично упруго разгружаются, поскольку сброс напряжений на поверхности разрыва происходит не до нуля, а до уровня σ_f^0 , соответствующего трению в разупрочненной контактной зоне.

Запасенная блоками *A* и *B* упругая энергия будет высвобождаться посредством дальнейшего упругого «распрямления» системы, отмечая наступление последней – пятой афтершоковой фазы взаимодействия (рис. 13, *д*). Во время этой фазы, длящейся несколько лет, блок *B* эффективно выдвигается в океан до полной релаксации системы, что сопровождается интенсивным разрушением остаточных протекторов, воспринимаемым в виде афтершоковой серии толчков, постепенно заполняющих очаговую область. Завершение афтершоковой фазы определяет конец прошедшего и начало нового сейсмического цикла. В процессе консолидации мелкодисперсных неоднородностей происходит перестройка структуры контактной зоны и ее упрочнение. Сцепление между плитой и островодужным блоком при этом возрастает, и последний вновь начинает свой путь «пассажира» в сторону дуги.

Описанная последовательность стадий накопления и разрядки упругой энергии в структурном элементе системы наблюдается для каждого островодужного сегмента. При этом в силу относительно слабого взаимодействия между соседними сегментами каждый из них деформируется независимо друг от друга, напоминая клавиши, время от времени отскакивающие в сторону океана при сильных землетрясениях (рис. 12, *а*).

Клавишная модель, являясь, по сути, блоковой моделью, достаточно просто позволяет объяснить приведенную выше в рамках модели С.А. Федотова закономерность распределения в пространстве и времени очагов землетрясений с $M \geq 7\frac{3}{4}$ (сейсмических брешей (Мо-

ги, 1988)): очаги сильных землетрясений с течением времени, не пересекаясь друг с другом, «заполняют» собой сейсмофокальную зону островной дуги. Остающиеся незаполненными участки дуги (сейсмические брешы) считаются опасными районами, в которых в будущем должны произойти сильные землетрясения, причем характерное «время жизни» сейсмических брешей – сейсмический цикл С.А. Федотова – составляет порядка 100 лет. Связывая с очагами землетрясений и сейсмическими брешами находящиеся на разных стадиях деформирования клавиши-блоки островодужного выступа, приходим к ясной физической интерпретации сейсмического процесса. При этом в рамках клавишной модели естественным образом объясняется автономный характер заполнения сейсмических брешей, каждая из которых имеет свой собственный цикл существования, зависящий в основном от величины подвижки при землетрясении и скорости поддвига плиты.

Такая механически прозрачная интерпретация сейсмических брешей, подтверждаемая экспериментально, т. е. достаточно высокой эффективностью прогноза мест их расположения, подтверждает сформулированный выше в рамках энергетической модели Ризниченко вывод об *объемной* сущности сейсмических брешей – очагов сильнейших землетрясений. Следует привести в соответствие с такими представлениями и *физику очага землетрясения*, которую необходимо переориентировать с «трещинной» идеологии, основанной на принципах упругой отдачи Рейда, на «объемную» идеологию.

Выделяемые в рамках клавишной модели фазы сейсмического процесса соотносятся следующим очевидным образом со стадиями сейсмического цикла С.А. Федотова. Фазы 1 и 2 (рис. 13) в совокупности можно отождествить со стадией стабилизации, фазу 3 –

с форшоковой стадией. Фаза 4 соответствует процессам, происходящим при самом главном толчке – сильнейшем землетрясении. Фаза 5 соответствует афтершоковой стадии.

В рамках клавишной модели очевидным образом могут быть объяснены наблюдаемые значения скоростей миграции сейсмичности. Для этого достаточно воспользоваться обобщением одномерной модели Эльзассера на двумерный случай, выполненный Дж. Райсом (Райс, 1982). Определяющее уравнение для горизонтальных смещений U_i в тонкой, плоской и упругой плите, плавающей на вязкой астеносфере, имеет следующий вид (Баранов, Викулин, Кечекезян, Лобковский, 1989):

$$D[\nabla^2 U_i + (1+\nu)/(1-\nu)\text{grad}U_i] = \partial U_i / \partial t, \quad i = x, y; \quad -\infty < x, y < \infty, \quad (6)$$

где $D = (hHE/\eta)^2$ – коэффициент диффузии; H, h – толщина соответственно литосферы и астеносферы; E, ν – модуль сдвига и коэффициент Пуассона среды литосферы; η – коэффициент вязкости астеносферы.

Положим $\theta = \text{div}\vec{U}$, $\omega = \text{rot}\vec{U}$ и применим к уравнению (6) операции div и rot . Тогда после некоторых преобразований получим:

$$\frac{2\sqrt{D}}{1-\nu} \Delta\theta = \frac{\partial\theta}{\partial t}, \quad (7)$$

$$\sqrt{D}\Delta\omega = \frac{\partial\omega}{\partial t}, \quad (8)$$

где $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ – оператор Лапласа.

Уравнения (7) и (8) являются основными для интерпретации эффектов миграции сейсмической активности. Первое из них описывает распространение тектонического возмущения поперек простирания дуги после сильнейшего фронтального землетрясения. Тектонические волны растяжения, идущие от фронтальных блоков к тыловым разломам, обеспечивают наблюдаемую пространственно-временную связь фронтальной и тыловой сейсмичности. Из уравнения (7) следует, что за время t возмущения распространяются на расстояние, определяемое как

$$x \approx \left(\frac{2\sqrt{D}}{1-\nu}t\right)^{1/2}.$$

Примем для грубой оценки следующие значения параметров: $h = 100$ км, $\nu = 0,25$. Принятые значения других параметров приведены выше. Тогда за один год расстояние x , на которое распространится волна возмущения, будет равно 70 км, а за четыре года эта волна пройдет расстояние около 140 км. Эти оценки качественно согласуются с наблюдаемыми временными запаздываниями тыловой сейсмичности по отношению к фронтальной (Лобковский, Баранов, 1984).

Уравнение (8) описывает распространение тектонического возмущения вдоль простирания дуги, причем в этом случае мы имеем дело с волной сдвига. Физический смысл этого возмущения в рамках клавишной модели достаточно очевиден. Когда какой-либо сейсмогенный блок резко смещается в сторону океана в процессе сильнейшего землетрясения, участок островодужной литосферы, расположенный в его тылу, также смещается в направлении океана, увлекая за собой смежные участки дуги, что приводит к распространению продольной волны возмущений сдвига. С этим возмущением естественно связать описываемую уравнением (8) миграцию активности вдоль дуги, скорость которой при принятых выше параметрах оценивается величиной 20 км/год, что по порядку величины вполне сопоставимо с наблюдаемыми значениями скоростей миграции фор-

шоков и афтершоков в очагах сильных землетрясений. Сравнение коэффициентов диффузии уравнений (7) и (8) показывает, что скорость распространения волны сдвига вдоль дуги примерно в 1,6 раза меньше скорости распространения волны растяжения поперек простирания дуги.

Выводом принципиального значения при детальном рассмотрении клавишной модели является доказательство самой возможности описания в рамках одной модели блоковых (о геофизической среде) и волновых (о сейсмическом процессе) представлений.

Уравнения (7) и (8) относятся к диффузному типу и описывают *затухающие* тектонические возмущения. Поэтому объяснение глобальной миграции землетрясений на большие расстояния в рамках описанной клавишной модели невозможно в основном по двум причинам. Во-первых, в модели Лобковского – Баранова отсутствует механизм достаточно эффективного (сильного) взаимодействия клавиш друг с другом, что, во-вторых, не позволяет в модельное волновое уравнение ввести соответствующий нелинейный член и, как следствие, получить решение в виде уединенной незатухающей волны.

Следует отметить, что в результате модификации весьма привлекательной для механических исследований модели Лобковского – Баранова путем введения в нее предложенного В.Н. Николаевским допущения о *поворотах* клавиш (блоков) оказывается возможным составить такое нелинейное волновое уравнение и получить его решение в виде солитонов. Технически это будет выполнено нами ниже. Здесь же отметим следующее. Такая модификация клавишной модели достигается за счет принципиального изменения самой ее сути – замены пассивной роли клавиши-«пассажира» на «вихревую» активность блока, что достигается постулированием существования у него собственного момента (спина) и, как следствие, введением в модель «сильного» взаимодействия блоков.

Взаимодействие землетрясений

Покажем справедливость сделанных выше предположений о «квантованности» (группируемости) землетрясений, их повторяемости и взаимодействии (Викулин, 2003).

Два класса землетрясений. Сейсмические бреши первого рода. В 1899–1990 гг. исследовалось расположение афтершоковых областей землетрясений с $M \geq 7,4$, располагавшихся в пределах северо-западной окраины Тихого океана, включающей о. Хонсю, о. Хоккайдо, Курильские острова, Камчатку, а также Алеутские острова и Аляску. Оказалось, что существует такое значение магнитуды M_{sp} , в малой окрестности которого взаимное расположение афтершоковых областей имеет следующую особенность: афтершоковые области землетрясений с $M \geq M_{sp}$ имеют тенденцию не перекрывать друг друга, в то время как афтершоковые области землетрясений с $M < M_{sp}$ практически полностью расположены внутри афтершоковых областей более сильных землетрясений. Особые значения магнитуд для разных районов рассматриваемого региона оказались близкими друг другу и равными: 7,5 – для Японии, 7,9 – для Южных Курил – о. Хоккайдо; 7,6 – для Северных Курил – Камчатки 7,9 – для Алеутских островов – Южной Аляски. В целом для северо-западной окраины Тихого океана среднее значение особой магнитуды можно принять как

$$M_{sp} = 7,7 \pm 0,2, \quad (9)$$

где нижний индекс «*sp*» показывает, что соответствующее значение является особенностью *пространственного* распределения очагов землетрясений. Землетрясения с $M \geq M_{sp}$ в дальнейшем будем называть сильнейшими.

Очаги всех сильнейших северо-западно-тихоокеанских землетрясений после 1990 г.: 04.10.1994 г., $M = 8,0$ (Южные Курилы); 29.12.1994 г., $M = 7,9$ (о. Хонсю); 05.12.1997 г., $M = 7,6$ (Камчатка, Кроноцкий залив); 04.11.2002 г., $M = 7,9$ (Аляска); 25.09.2003, $M = 8,1$ (о. Хоккайдо); 15.11.200 г., $M = 8,3$ и 13.01.2007 г., $M = 8,5$ (Средние Курильские острова) – располагались в соответствии с правилом «непересечения». Если тенденция к такому вза-

имному расположению очаговых областей землетрясений северо-западной окраины Тихого океана сохранится и в дальнейшем, то отмеченная особенность будет существовать в течение отрезка времени, названного С.А. Федотовым сейсмическим циклом, продолжительность которого определяется как

$$T_{sp} = 190 \pm 40 \text{ лет.} \quad (10)$$

Наша оценка продолжительности цикла совпадает с оценкой, полученной ранее С.А. Федотовым. Однако между этими двумя величинами имеется существенное различие. Оно заключается в том, что полученные нами значения T_{sp} (и M_{sp}) основаны только на анализе свойств распределения очагов землетрясений в пространстве, в то время как оценка С.А. Федотова была получена им в том числе и с использованием данных о повторяемости землетрясений в одном месте. Поэтому в определении С.А. Федотова (Федотов, 2005, с. 29–99) интерпретация сейсмического цикла как характерного времени сейсмического процесса не совсем корректна.

Сейсмические дыры – сейсмические бреши второго рода. Исследовалась сейсмическая активность эпицентральных зон камчатских коровых ($H \leq 50$ км) землетрясений 1962–1980 гг. Оказалось, что вблизи эпицентров всех камчатских землетрясений с магнитудами $m_{sp} \geq 5,3$ существуют области, «пустые» относительно более слабых землетрясений (с $M \geq M_{\min} \approx 1$), в течение определенного времени (около двух лет) как до главного толчка (один год), так и после него (один год). Такие «пустые» области нами были названы сейсмическими дырами.

Вероятность случайного существования сейсмической дыры в эпицентральной области одного землетрясения с $M \geq 5,3$ при средней фоновой активности $A_{10} = 1$ составляет $P_{\geq 5,3} \approx 0,05$. Сейсмические дыры в эпицентральных областях землетрясений с $M < m_{sp}$ содержатся в половине случаев, т. е. $P_{< 5,3} \approx 0,5$. Как видим, в достаточно малой окрестности магнитуды $m_{sp} = 5,3$ значение вероятности существования сейсмической дыры в эпицентральной области землетрясения скачком изменяется на порядок. Другими словами, существование сейсмической дыры (сейсмической бреши второго рода) в эпицентральной области землетрясения с $m_{sp} \geq 5,3$ является закономерным событием. Землетрясения с $m_{sp} \geq 5,3$ в дальнейшем будем называть сильными.

Две фазы афтершоковой стадии. Методом построения сейсмических сечений вдоль и поперек дуги и их наложением друг на друга исследовалась афтершоковая сейсмическая активность в очагах сильнейших курило-камчатских землетрясений близкой магнитуды ($M \approx 8$). Такой метод позволяет выявить наиболее общие закономерности сейсмического процесса, протекающего в очаге «среднестатистического» сильнейшего землетрясения. Оказалось, что афтершоковая стадия сейсмического цикла содержит две фазы. В течение первой фазы, продолжающейся примерно один год, афтершоковая область является *однородным* объемом, в каждой точке которого сейсмическая активность монотонно уменьшается со временем по одному гиперболическому закону Омори с показателем гиперболы, близким к единице.

В течение второй фазы сейсмическая активность в центральной части афтершоковой области продолжает монотонно уменьшаться по тому же закону, активность на краю афтершоковой области стабилизируется на уровне, близком к фоновому. Другими словами, очаг сильнейшего землетрясения является областью высокой сейсмической активности, т. е. сейсмической брешью первого рода, только в течение первой фазы афтершоковой стадии, составляющей примерно 0,5% от общей продолжительности сейсмического цикла. В течение остального времени, т. е. в течение практически всего сейсмического цикла, очаг сильнейшего землетрясения представляет собой «бублик» в виде сейсмической бреши второго рода, имеющей относительно высокую (на уровне фона) сейсмичность на краях очага и аномально низкую – в его центральной части.

Как видим, график, характеризующий изменение сейсмической активности в очаге сильнейшего землетрясения как целого, со временем представляет собой кратковременные «вспышки», по сути, δ -функции, повторяющиеся один раз в течение сейсмического цикла.

Квазипериодичность сейсмического процесса. Изучение повторяемости землетрясений, проводимое различными исследователями на материалах различных регионов, позволило выявить большое количество периодов. Если бы все они действительно существовали в природе, то в результате получился бы «белый шум» (Рикитакэ, 1979, с. 283, 284), т. е. полное отсутствие периодичности. Для преодоления этого противоречия нами был предложен способ выявления периодичности, опирающийся на представления о фазовом пространстве. В рамках таких представлений наличие периодичности или ее отсутствие однозначно определяется существованием или отсутствием в таком пространстве замкнутой фазовой траектории.

Проводился сравнительный анализ двух совокупностей событий, которые были представлены выборками землетрясений с $M \geq M_0$, $M = M_0$ и $M_0 \geq 3$, названных соответственно кумулятивными и дискретными. Для каждой выборки исследование проводилось на двух уровнях. На первом в качестве исходного материала использовались инструментальные каталоги северо-западно-тихоокеанских землетрясений с $M \geq 7$, $H < 100$ км, происшедших в 1900–1980 гг. Всего произошло 264 таких землетрясения: 75 – в пределах сейсмофокальной зоны алеутской дуги, 95 – курило-камчатской дуги, включая о. Хоккайдо, и 94 – на о. Хонсю. Использование данных трех островных дуг, представленных почти 100-летним периодом наблюдений, позволяет, как представляется, выявлять периодичности с продолжительностью до 300 лет.

На втором уровне использовались данные детальных сейсмологических наблюдений о землетрясениях с $3 \leq M \leq 7$, происшедших в 1958–1980 гг. в очагах сильнейших курило-камчатских событий. Общее число анализируемых землетрясений такого магнитудного диапазона составляет много сотен. Как видим, исходные сейсмологические данные являются статистически достаточно представительными.

Результаты расчетов приведены на рис. 14. Из данных, представленных на этом рисунке, видно, что в случае кумулятивных совокупностей землетрясений (рис. 14, Б, А(а)) значения доверительной вероятности распределены вдоль изолиний во всем диапазоне магнитуд. В случае дискретных совокупностей землетрясений (рис. 14, В, А(б)) изолинии доверительной вероятности оказывается возможным провести лишь в случае магнитудных диапазонов $M \leq m_t = 4-4,5$ (5,0), $M \geq M_t = 7,7$. В диапазоне магнитуд $m_t \leq M \leq M_t$ значения доверительной вероятности распределены случайным образом.

Кумулятивные изолинии доверительной вероятности в диапазоне магнитуд $m_t \leq M \leq M_t$ (рис. 14, А(а)) представляют собой замкнутые линии примерно треугольной формы, определяющие характерный для северо-западной окраины Тихого океана период сейсмического процесса, продолжительность которого определяется произведением «наклона гипотенузы» $a = 30 \pm 7$ год/(ед. магнитуды) и протяженности «горизонтального катета» $\Delta M = 7,55 \pm 0,15$:

$$T_t \approx a\Delta M = 230 \pm 60 \text{ лет.} \quad (11)$$

Рассчитанная величина близка к предельному значению, которое может быть вычислено с помощью данного метода. Поэтому полученные данные позволяют говорить лишь о квазипериодичности (почти периодичности) сейсмического процесса в пределах рассматриваемого региона.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что сейсмический процесс северо-западной части Тихого океана является квазипериодичным с характерным периодом T_t , величина которого определяется двумя особыми значениями:

$$M_t = 7,7, m_t = 4-4,5 \text{ (5,0)}. \quad (12)$$

Нижний индекс t показывает, что соответствующее значение является особенно-стью *временного* распределения чисел землетрясений.

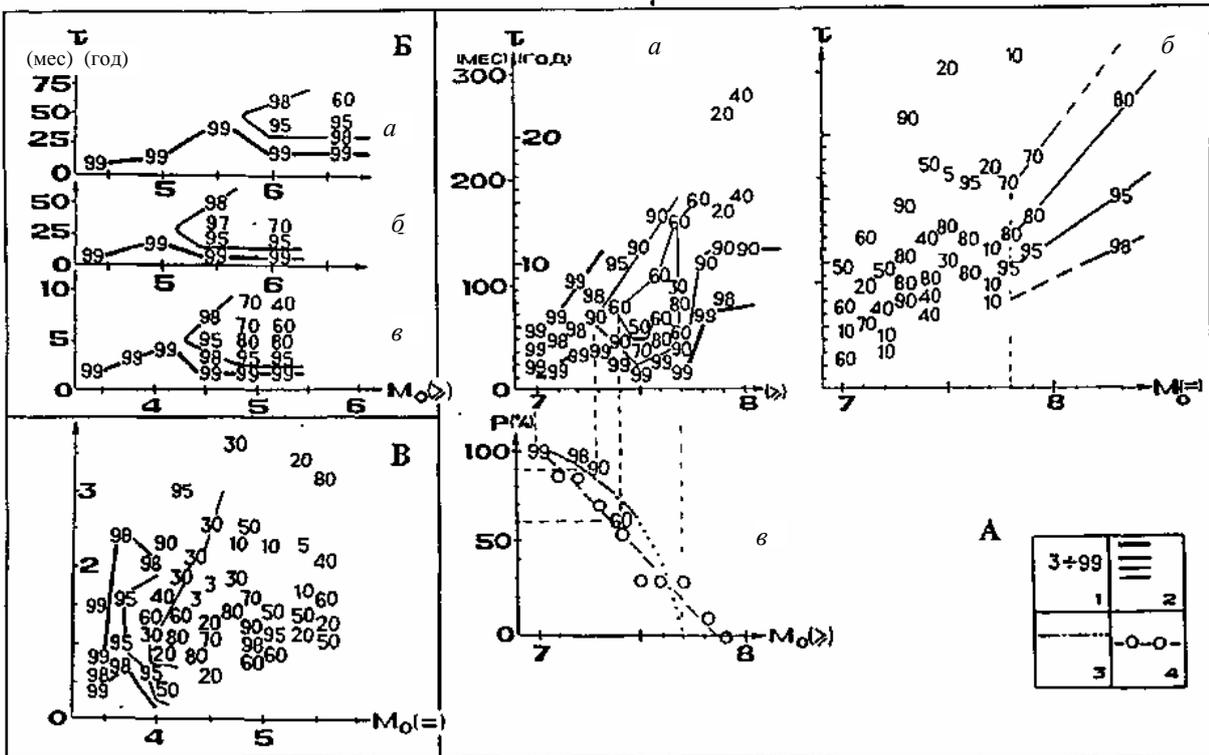


Рис. 14. Характеристика «кумулятивных» (\geq) (А, а; Б) и «дискретных» (=) (А, б; В) распределений чисел землетрясений по временным интервалам между ними на двух уровнях: А – северо-западная часть Тихого океана, $M \geq 7$, 1904 – 1980 гг.; Б, В – очаги курило-камчатских сильнейших землетрясений, $K \geq 10$ ($M \geq 3$): Итурупское от 06.11.1958 г., $M = 8,2$, афтериоковая стадия (Б, а); Урупское от 13.10.1963 г., $M = 8,0$, форшиоковая стадия (Б, б); Большое Камчатское от 04.11.1952 г., $M = 8,5$, стадия стабилизации (Б, в); 1, 2 – значения доверительной вероятности P и соответствующие им изолинии, «толщина» которых пропорциональна P ; 3 – график зависимости, характеризующей долю сильнейших землетрясений, имеющих форшиоки и афтериоки первого года с $M \geq M_0$; 4 – график зависимости, характеризующей протяженность горизонтального участка изолинии доверительной вероятности

Миграция землетрясений. Близость пространственных – « sp » (9), (10) – и временных – « t » (11), (12) – особых значений, а именно

$$M_{sp} = 7,7 \pm 0,2 \approx M_t = 7,7, \quad (13)$$

$$T_{sp} = 190 \pm 40 \approx T_t = 230 \pm 60 \text{ лет}, \quad (14)$$

позволяет предположить существование пространственно-временных закономерностей в распределении очагов землетрясений. Наиболее простой такой закономерностью является миграция землетрясений.

Полученные данные с очевидностью подтверждают вывод о волновой природе процесса миграции землетрясений. Тогда δ -образный график изменения активности очага сильнейшего землетрясения в течение сейсмического цикла указывает на солитонный характер глобальной волны миграции (рис. 15, I).

На рис. 15 представлены известные данные (Викулин, 2003) о скоростях миграции тихоокеанских землетрясений в широком магнитудном диапазоне, включающем классы сильнейших и сильных землетрясений. Видно, что все экспериментальные точки распадаются на две группы значений – два решения блоковой модели сейсмического процесса, учитывающей взаимодействие блоков. Одно из них (I) характеризует глобальную ми-

грацию вдоль всей окраины, другое (II) – локальную миграцию форшоков и афтершоков в очагах сильных и сильнейших землетрясений. Для каждого из решений имеет место прямо пропорциональная зависимость между энергией волны (магнитудой мигрирующих землетрясений) и скоростью ее распространения:

$$E_1 \approx V_1^5, M_{0,1}(\pm 1,2) = (2,6 \pm 0,5) \lg V_1 + (1,9 \pm 0,8), V_1 < V_0, \text{ (I)}, \quad (15)$$

$$E_2 \approx V_2^2, M_{0,2}(\pm 1,2) = (1,3 \pm 0,3) \lg V_2 - (2,5 \pm 1,6), V_2 > V_0, \text{ (II)}. \quad (16)$$

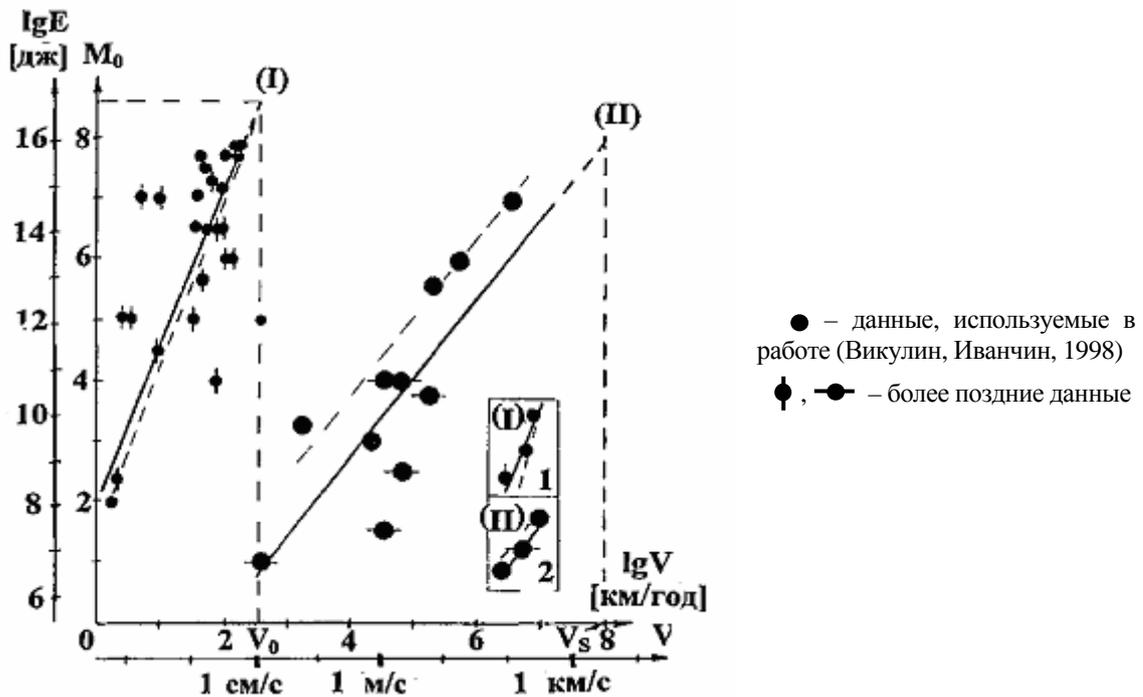


Рис. 15. Значения скоростей миграции тихоокеанских землетрясений вдоль сейсмофокальной зоны и определенные по ним зависимости $M_0(V)$: I, II – «солитонная» и «экситонная» зависимости (пунктиром проведены такие же зависимости, полученные в работе (Викунин, Иванчин, 1998) с использованием данных, не отмеченных значком \bullet ; V_0 – характерная скорость сейсмотектонического процесса, определяемая параметрами модели; V_S – скорость поперечных упругих волн

Первое (15) из полученных решений характерно для солитонов (Давыдов, 1982), второе (16) – для экситонов. При этом значение скорости

$$V_0 \approx 1 \text{ см/с} \quad (17)$$

является характерной скоростью анализируемого процесса, в данном случае сейсмического, определяющего физику передачи возмущений (волн), т. е. физику взаимодействия блоков.

Вслед за В.Н. Николаевским (Николаевский, 1996) для солитонной ветви решения можно принять, что период волны равен продолжительности сейсмического цикла или квазипериода сейсмического процесса и составляет 200 лет, а ее длина, равная протяженности сейсмофокального блока или очага сильнейшего землетрясения, – 200 км.

Особенности магнитудного (энергетического) распределения землетрясений. На рис. 16 представлены графики повторяемости землетрясений, построенные для разных магнитудных диапазонов. Показано (Викунин, 1990, 2003), что отклонения от графиков повторяемости в точках

$$M_E = 7,6 \pm 0,1 \text{ и } m_E = 5,3 \pm 0,1 \quad (18)$$

значимо на уровне 0,05, что позволяет считать эти точки особыми точками энергетического распределения землетрясений.

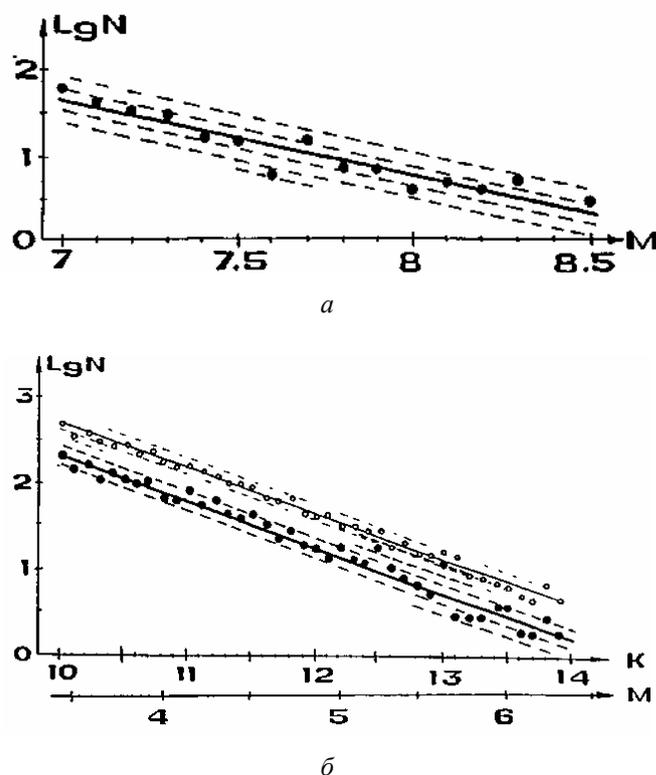


Рис. 16. Графики повторяемости землетрясений: а – северо-западно-тихоокеанских (1904–1980 гг., $M \geq 7$); б – камчатских (1962–1980 гг., $K \geq 10$, $M \geq 3$). Незалитые кружки и тонкая прямая соответствуют графику повторяемости, построенному по данным о всех камчатских землетрясениях 1962–1980 гг.

Притяжение и отталкивание землетрясений. Близость пространственно-временных (9) – (14) и энергетических (18) особых значений магнитуд

$$M_{sp} = 7,7 \pm 0,2 \approx M_t = 7,7 \approx M_E = 7,6 \pm 0,1 : M_{BE} \approx 7,7 \pm 0,2 ,$$

$$m_t = 4 - 4,5 (5,0) \approx m_E = 5,3 \pm 0,1 : m_F \approx 5,0 \pm 0,5$$

позволяет сформулировать вывод, согласно которому очаги землетрясений следует рассматривать как взаимодействующие друг с другом. Интуитивно ясно, – это может быть показано и более строго (Викулин, 2003), – что факт непересечения очагов сильнейших землетрясений может быть интерпретирован как «отталкивание» землетрясений, а «втягивание» сильных форшоков и афтершоков в очаги сильнейших землетрясений – как «притяжение» сейсмических дыр.

Возможность введения представления о взаимодействии очагов землетрясений (сейсмических брешей первого и второго рода) между собой «замыкает» проблему сейсмического процесса «на саму себя», т. е. позволяет построение его теории проводить без привлечения данных тектоники и волны миграции землетрясений рассматривать как результат взаимодействия их очагов (сейсмофокальных блоков). В такой постановке теория сейсмического процесса не только не нуждается в данных тектоники для «согласования» и «утверждения» своих основ, а наоборот – ее выводы могут рассматриваться как подтверждающие и уточняющие тектонические представления, включая и те, которые заложены в самой основе тектоники и геодинамики вообще.

Противоположная и взаимоисключающая направленность взаимодействий определяет и различный характер *физических* статистик, которыми должны описываться совокупности сильнейших ($M \geq M_{BE}$) и сильных ($m \geq m_F$) землетрясений. При этом статистика сильнейших землетрясений должна соответствовать солитонным решениям, статистика сильных землетрясений – экситонным решениям.

Прогноз времени сильнейших землетрясений. Взаимодействие землетрясений, проявляющееся в том числе и в миграции их очагов, позволяет дополнить долгосрочный прогноз мест расположения очагов сильнейших землетрясений С.А. Федотова физически прозрачной схемой, позволяющей определять возможные временные интервалы, в течение которых в этих местах следует ожидать следующие сильнейшие землетрясения.

По-видимому, впервые такая *принципиальная* схема прогноза в конце 50-х гг. была обозначена Ч. Рихтером (Рихтер, 1963) и «озвучена» в 1966 г. М. Ботом (Bath, 1966). Несколько позже (в 1968 г.) очень близко к разработке *методики* такого прогноза подошел К. Моги (Моги, 1988). Вероятно, отсутствие в то время физических механизмов, объясняющих тектоническую волновую природу миграции землетрясений, не позволило К. Моги довести свои исследования по миграции землетрясений до методических прогнозных разработок.

Первоначально для северо-западной окраины Тихого океана описанная выше методика прогноза времени землетрясений, опирающаяся на представления о взаимодействии их очагов, осуществляемом волнами миграции, была нами разработана в 80-х гг. в двух вариантах (Викулин, 1986, 1989, 1992, 2003). Следующие сильнейшие землетрясения, произошедшие в 1994 г., с очагами вблизи о. Шикотан (4 октября, $M = 8,0$) и о. Хонсю (24 декабря, $M = 7,9$) позволили из двух возможных схем выбрать одну (Викулин, 1992, 2003). В соответствии с этой схемой все последующие сильнейшие землетрясения (05.12.1997 г., $M = 7,6$ (Кроноцкий залив, Камчатка); 04.11.2002 г., $M = 7,9$ (Аляска); 25.09.2003 г., $M = 8,1$ (о. Хоккайдо) и дуплет 15.11.2006 г., $M = 8,3$ – 13.01.2007 г., $M = 8,5$ (Средние Курильские острова)) в местах расположения их очагов ожидалось в течение 1998–2019, 1996–2004 и 1998–2006 гг.

Как видим, наша долгосрочная прогнозная схема (с ошибкой не более одного месяца) оправдалась в 100% случаев. Такое высокое значение эффективности, во-первых, подтверждает полученные ранее результаты (Соболев, 1993; Федотов, 2005, с. 29–99); во-вторых, показывает, что построенная нами схема наследует основу логических построений модели и прогноза С.А. Федотова (Федотов, 2005, с. 29–99), дополняя и уточняя представления о сейсмическом процессе. Все это в совокупности позволяет сделать следующий вывод.

Заложенные в основу нашей схемы прогноза новые представления о взаимодействии очагов землетрясений, выражающиеся пространственно-временными закономерностями – правилом «непересечения» очагов сильнейших землетрясений в течение сейсмического цикла и их миграцией в виде уединенных волн-солитонов, – соответствуют действительности и, следовательно, имеют *физический* смысл.

Движение блоков и плит геофизической среды

Хроника развития представлений о блоковом строении геофизической среды

V в. до н. э. Сначала Анаксагор высказал идею пустоты, разделяющей все сущее на множество элементов, свойства которых зависят от их величины и формы движения. Затем его ученик Демокрит из Абдери «разделил» окружающий нас мир только на атомы и пустоту. При этом атомы есть неделимые элементы, из «вихря» которых образуются как отдельные тела, так и все бесконечные миры.

1925 г. Выход в свет работы японского исследователя Т. Матусавы (Matuzawa, 1925), в которой впервые визуально были отмечены «горбы», или, согласно работе (Ше-

багин, 2003), «земляные волны», распространявшиеся из очага сильнейшего землетрясения Канто 01.09.1923 г. вдоль поверхности Земли. Такие же волны были зафиксированы после землетрясений 1959 г. на Камчатке (Черных, 1960), 1960 г. в Чили (Lomnitz, 1970), 1985 г. в Мексике (Lomnitz, 1990). Теория «земляных волн», по сути, гравитационных волн, представляющих собой повороты (вращения) блоков земной коры в направлении, противоположном распространению волны, была построена С. Ломниц (Lomnitz, Castanos, 2006).

1928 г. Китайский геолог Ли Сыгуан (Lee, 1928) впервые выделил и описал вихревые структуры в геологических разрезах в Китае. Представления о закрученном, вихревом движении геологической среды получили свое дальнейшее развитие в монографиях Ли Сыгуана (Ли Сыгуан, 1952, 1958) и О.И. Слензака (Слензак, 1972). В 1979 г. И.В. Мелекесцевым была предложена вихревая вулканическая гипотеза, согласно которой движение к поверхности Земли расплавленного вещества представляет собою «циклонические» вихри и один из таких вихрей вращает микроплиту – Исландию (Мелекесцев, 1979). Комплексный анализ, выполненный в конце XX в., позволил установить «вихревую», спиральную протяженность изолиний геофизических полей, вращающих микроплиты – острова Пасха и Хуан-Фернандос, расположенные в юго-восточной части Тихого океана (Геолого-геофизический ..., 2003).

1933 г. Японский исследователь С. Фуджихара (Fujiwhara et al., 1933) на основании инструментальных геодезических измерений впервые показал, что блок земной коры, в котором располагался очаг уничтожившего столицу Японии сильнейшего землетрясения в Канто 01.09.1923 г., *поворачивается*. Впоследствии повороты блоков сейсмофокальной зоны – очагов сильнейших землетрясений – были установлены для Центральных Алеутских островов (Геологическая ..., 1989; Geist et al, 1988), Эквадора (Daly, 1989), Сан-Андреас (Nur et al, 1986) и других регионов (Earthquake ..., 2006).

1961 г. Геолог А.В. Пейве (Пейве, 1961) возвратился к представлениям древних греков о дискретном строении материи и на основании геологических данных обосновал блоковое строение геологической среды. Анализируя структуру земной коры и особенности ее движения, автор приходит к выводу о движении блоков под действием «собственных» источников движения. Впоследствии ученики А.В. Пейве пришли к выводу о том, что геологическая среда является нелинейной и самоорганизующейся и ее движение может быть представлено в виде тектонического течения с неоднородными деформациями, ненулевыми дивергенциями и вихрями (Лукьянов, 1999).

1962–1968 гг. Появляется новая геологическая концепция, в основу которой заложены представления о поступательном движении *тектонических плит* (Новая ..., 1974).

Потребуется еще много десятилетий, чтобы представления древних греков, Р. Декарта и уже в наше время Ли Сыгуана, О.И. Слензака, И.В. Мелекесцева и других исследователей об исключительной важности вращательного вихревого движения были сначала распространены на блоки и плиты земной коры и литосферы, а затем предложены в качестве основы новой геомеханической парадигмы (Викулин, Тверитинова, 2007; Вихри ..., 2003; Ротационные ..., 2007).

1965 г. С.А. Федотовым сформулированы представления о цикличности сейсмического процесса, в основу которых заложено правило «непересечения» очагов сильнейших землетрясений (Федотов, 2005, с. 29–62), т. е. фактически представление о *блоковом* строении сейсмофокальной зоны.

1967–1970 гг. Т. Рикитакэ (Рикитакэ, 1970) и Х. Сато (Сато, 1984) на основании геодезических инструментальных измерений, проводимых в течение более полувека, определили направления и величины движения 300 трингапунктов на территории Японии. Полученные данные показали, что блоки земной коры, слагающие японские острова Хонсю и Хоккайдо, вращаются. Впоследствии вращение плит было подтверждено светодальномерными (Давыдов и др., 1988) и комплексными геолого-геофизическими данными (Геолого-геофизический ..., 2003; Forsyth, Uyeda, 1975).

1969 г. Выход в свет фундаментального учебника Л.И. Седова «Механика сплошной среды», в котором, по-видимому, впервые в рамках *механики* было сформулировано положение о «собственном моменте количества движения конечного объема сплошной среды» (Седов, 1973).

1979 г. Выход в свет основополагающей работы М.А. Садовского «О естественной кусковатости горных пород» (Садовский, 2004, с. 332–334), положившей начало разработке концепции иерархичной геофизической блоковой среды (Садовский, 1986, 2004; Садовский, Болховитинов, Писаренко, 1987; Садовский, Писаренко, 1991).

1984 г. Л.И. Лобковским и Б.В. Барановым опубликована «клавишная модель», которая в рамках новой глобальной тектоники проинтерпретировала физически прозрачным образом *блоковое* содержание представлений С.А. Федотова о *цикличности* (по сути, волновом характере) сейсмического процесса (Лобковский, Баранов, 1984).

1990 г. А.В. Викулиным на примере окраины Тихого океана построена феноменологическая волновая модель сейсмического процесса (Викулин, 2003), в основу которой были заложены представления о *сейсмофокальных блоках* – очагах сильнейших землетрясений (по С.А. Федотову).

1995 г. В.Н. Николаевский (Николаевский, 1995) в рамках математической модели *поворачивающихся блоков* показал принципиальную возможность получения уравнения движения, допускающего *волновые решения в виде солитонов*.

2003 г. А.В. Викулин в рамках блоковых геологических (А.В. Пейве) и геофизических (М.А. Садовского) представлений впервые дал последовательное *количественное* физическое описание волнового сейсмического процесса, включая явления миграции землетрясений, нутации полюса Земли, и принципиально новой, по сути, моментной модели очага землетрясения (Викулин, 2003). В 2005 г. представления о вращательном (ротационном) движении сейсмофокальных блоков распространены на тектонические плиты (Тверитинова, Викулин, 2005).

2004 г. Выход в свет первого тематического сборника научных работ, в котором впервые проблема вихревого движения геологических и геофизических блоков и плит земной коры и литосферы рассмотрена совместно с представлениями о пространстве, времени и физическом состоянии вещества (Вихри..., 2004). В 2007 г. выходит в свет уже второй такой «вихревой» сборник научных работ (Ротационные..., 2007).

Требования к моделям геофизической среды. Приведенные хронология и обзор моделей сейсмического процесса и «вмещающей» его геофизической среды показывают, что соответствующие *физические* модели должны опираться на следующие два «обязательных» условия. Во-первых, модель геолого-геофизической среды, по сути своей, должна быть *блоковой*; во-вторых, уравнение, описывающее движение блоков такой среды, должно быть нелинейным и допускать решения в виде уединенных волн солитонного и экситонного типов (Давыдов, 1982)) с характерной скоростью $V_0 \approx (1 \div 10)$ см/с (17).

При моделировании движения блоков геофизической среды необходимо, кроме того, учитывать следующие данные.

Во-первых, прямолинейные движения для геодинамики не могут являться характерными, что позволяет поставить под сомнение адекватность плоских (тем более бесконечных) моделей движений и в очагах землетрясений, и в плитовой тектонике и не рассматривать их в качестве основных безальтернативных моделей.

Во-вторых, по мере накопления геологических и геофизических данных становятся все более очевидными важность и значимость для геодинамики как вихревых структур, так и формирующих их ротационных движений. Интенсивность проявления таких структур на планетах Солнечной системы прямо пропорциональна величинам их угловых скоростей вращения вокруг собственных осей и не зависит от физического состояния вещества. Это утверждение справедливо как для атмосфер и океанов планет, так и для их «твердых литосферных» слоев.

В-третьих, очевидное с точки зрения геолога А.В. Пейве поворотное движение блока среды под действием *собственного момента* в рамках общепринятых в настоящее время геофизических концепций представляется невероятным. Совмещение представлений о поворотных движениях блоков (Пейве, 1961) и их взаимодействии в рамках нелинейного, допускающего солитонные и экситонные решения уравнения sin-Гордона (Николаевский, 1995), требует кардинальных изменений наших геомеханических представлений о движении твердого тела путем введения для блока геофизической среды концепции собственного момента (Седов, 1973) – по сути, макроскопического спина.

В последние годы убедительно показано, что крупномасштабные движения, происходящие в атмосфере, мировом океане и литосфере Земли, взаимосвязаны. Поэтому приведенные выше данные, являющиеся наблюдаемыми фактами и достаточно обоснованными предположениями, позволяют «требуемое» ими представление о собственном моменте блока геофизической среды одновременно связать, с одной стороны, с ротацией планеты вокруг своей оси, с другой – с вихревыми движениями, имеющими место в пределах всех ее оболочек.

Далее покажем, что решения с описанными выше свойствами действительно могут быть получены в рамках модели *взаимодействующих* блоков с «собственными» моментами.

Волны миграции афтершоков и форшоков. Подробно методика исследования описана в работе (Викулин, 2006). Ее суть кратко сводится к следующему. Исследовались афтершоковые и форшоковые процессы пяти наиболее сильных ($M_w \approx 9$) за последнее столетие землетрясений планеты, очаги которых были вытянуты в «широтном» (latitude) и «долготном» (longitude) направлениях и имели протяженность около 1000 км и более. Такие землетрясения будем называть большими. Очаги трех землетрясений имели «широтное» (la) простирание и располагались вдоль Алеутских островов: 09.03.1957 г., $M = 8,8$, $N_{1,2} = 421, 9$, $n_{5,5; 6,0; 6,5} = 19, 17, 13$, $\varphi = 52^\circ \pm 2^\circ$, $\Delta\lambda = 18^\circ$ (179° в. д. – 163° з. д.); 28.03.1964 г., $M = 9,0$, $N_{1,2} = 213, (8)$, $\varphi = 58^\circ \pm 2^\circ$, $\Delta\lambda = 15^\circ$ (142° – 157° з. д.); 04.02.1965 г., $M = 8,7$, $N_{1,2} = 284,3$, $\varphi = 52^\circ \pm 2^\circ$, $\Delta\lambda = 10^\circ$ (170° в. д. – 180°). Очаги двух «долготных» (lo) землетрясений располагались вдоль тихоокеанского побережья Южной Америки: в Чили (20.05.1960 г., $M = 9,5$, $N_{1,2} = 63, 5$, $n_{1,2} = 19, 3$, $\lambda = 70^\circ \pm 5^\circ$ з. д., $\Delta\varphi = 40^\circ$ (10° – 50° ю. ш.)) и в Индийском океане: землетрясение Суматра (26.12.2004 г., $M = 9,0$, $N_{1,2} = 675, 4$, $\lambda = 98^\circ \pm 5^\circ$ в. д., $\Delta\varphi = 22^\circ$ (7° ю. ш. – 15° с. ш.). Здесь $N_{1,2}$ и $n_{1,2}$ – числа афтершоков и форшоков с $M \geq 5$ и $M \geq 7,0$ ($M \geq 6,5$) соответственно, $n_{5,5; 6,0; 6,5}$ – числа форшоков с $M \geq 5,5$, $M \geq 6,0$, $M \geq 6,5$. После этих землетрясений интенсивные собственные колебания планеты регистрировались в течение месяца.

Данные о времени и координатах эпицентров главных толчков и их афтершоков использовались из следующих источников: для землетрясения 1957 г. – из каталога NEIC, для землетрясений 1960–2004 гг. – из каталога ISC. Данные об афтершоках с магнитудами $5 \leq M < 6$ землетрясений 1964 и 1965 гг. дополнялись данными из каталога (Викулин, 1984).

Распределения сильных форшоков и афтершоков в очагах сильнейших землетрясений в пространстве и во времени не случайны. Такие распределения, рассматриваемые совместно с эпицентрами главных толчков, с одной стороны, определяют формирование очага на стадии форшоков и его последующее развитие на стадии афтершоков, с другой – характеризуют сейсмичность брешей, являющихся составными частями («элементарными» кирпичиками) сейсмического процесса в пределах всего сейсмического пояса. Характерной особенностью таких распределений является колебательный процесс с амплитудой, близкой протяженностям очагов сильнейших землетрясений – сейсмических брешей или элементарных сейсмофокальных блоков.

Методом наименьших квадратов для совокупностей афтершоков и форшоков с $M \geq 5$, $M \geq 5,5$, ..., $M \geq 7,0$ в каждом из исследуемых очагов землетрясений определялись зависимости частот ν (обратных временных интервалов между последовательными во времени афтершоками и форшоками) и скоростей V от времени t :

$$\log v [\text{ч}^{-1}] = a \log t [\text{ч}] + b,$$

$$\log V [\text{км/ч}] = A \log t [\text{ч}] + B.$$

Значения коэффициентов A , a и разностей $B-b$ для частот и скоростей афтершоков во всех анализируемых очагах сильнейших землетрясений соотносятся следующим образом:

$$A^{lo} \approx a^{lo} \approx -0,62 \pm 0,09, A^{la} \approx a^{la} \approx -0,92 \pm 0,07, (B-b)^{lo} \approx (B-b)^{la} \approx 2,26 \pm 0,15. \quad (19)$$

Моментная природа сейсмического процесса. Из соотношений (19) видно, что независимо от ориентации очагов больших землетрясений имеют место равенства «наклонов» (первые два равенства в выражении (19)) и «свободных членов» (третье равенство в выражении (19)). Это позволяет определить постоянную величину:

$$\left(\frac{V}{v}\right)_{lo,la} = \text{const} = 10^{B-b} = L_{lo} = L_{la} = 180(130 \div 260) \text{ км}. \quad (20)$$

В работе (Викулин, Сенюков, 1998) в результате анализа распределения афтершоков с $M \geq 5$ для очага Кроноцкого землетрясения на Камчатке (05.12.1997 г., $M = 7,8$) аналогичным образом была получена оценка величины отношения скорости к частоте, которая оказалась к близкой L_{lo} и L_{la} :

$$\left(\frac{V}{v}\right)_{45^\circ} = L_{45^\circ} = 150 \pm 50 \text{ км}. \quad (21)$$

Очаг Кроноцкого землетрясения расположен в северо-восточной части Курило-Камчатской дуги, простирающейся примерно под углом 45° к широте (что и отражено нижним индексом в формуле (21)). Как видим, на основании формул (20) и (21) имеют место равенства

$$L_{lo} = L_{la} = L_{45^\circ} \approx L_0, \quad (22)$$

которые фактически определяют постоянную величину, не зависящую от ориентации очагов землетрясений и, следовательно, ориентации вмещающих их сейсмофокальных зон.

В соответствии с гипотезой геолога А.В. Пейве (Пейве, 1961) константа L_0 (22) как величина, имеющая «самостоятельную движущую силу» и являющаяся *инвариантной к поворотам*, тем самым определяет физическую сущность сеймотектонического процесса – его *моментную природу*. В соответствии с гипотезой физика М.А. Садовского (Садовский, 1986) элементарный сейсмофокальный блок L_0 имеет иерархическую структуру, ячейки которой для форшоков и афтершоков магнитудного диапазона $5 \leq M \leq 7$ имеют размеры $10 \leq L_i [\text{км}] \leq 50$.

Эффект Доплера. Волновая природа сейсмического процесса позволяет предположить, что вследствие связанного с вращением Земли эффекта Доплера значение «широтной» скорости (и частоты повторения) форшоков и афтершоков должно «расщепляться» на два, в то время как такое же значение «долготной» величины не «расщепляется». При этом вследствие увеличения значения скорости миграции афтершоков с ростом их магнитуд (Викулин, 2003; Викулин, Иванчин, 1998) эффект расщепления должен быть все более значимым. Так, при $M = 7$ и соответствующей такой магнитуде скорости миграции $V_{M=7} \approx 1 \text{ км/с}$ (Викулин, 2003; Vikulin, 2006) теоретическая (theoretical, *th*) оценка величины ее расщепления на широте очагов алеутских землетрясений 1957, 1964 и 1965 гг. $\varphi = 50^\circ \div 60^\circ$ с. ш. составит:

$$\delta_{th} = \frac{2V_\Omega}{V_{M=7}} = \frac{2R_{Earth}\Omega}{V_{M=7}} \sin(90^\circ - \varphi) = 0,54 \pm 0,08, \quad (23)$$

где R_{Earth} – радиус Земли; Ω – ее угловая скорость вращения.

Для проверки влияния эффекта Доплера на процесс миграции землетрясений продолжим анализ представленных выше последовательностей сильных афтершоков последних сильнейших землетрясений планеты, очаги которых имели «широтную» и «долготную» протяженности. Для этого каждая из совокупностей афтершоков разбивалась на две совокупности. В одну включались данные об афтершоках, эпицентры которых располагались к востоку (East – West, *ew*), югу (South – North, *sn*) от предыдущих по времени эпицентров для широтных (долготных) очагов, а в другую – к западу (West – East, *we*), северу (North – South, *ns*) для широтных (долготных) соответственно. Для каждой из совокупностей определялись описанным выше способом зависимости скоростей и частот от времени.

Полученные данные показывают, что значения $a_{sn,ns}^{lo}$ для «долготных» очагов не зависят от направления «движения» афтершоков $a_{ns}^{lo} = a_{ns}^{lo} = -0,67 \pm 0,07$ и составляют $a^{lo} = A^{lo} = -0,67 \pm 0,09$.

Значения $A_{we,ew}^{la}$ для широтных очагов, определенные во всем анализируемом диапазоне магнитуд, в среднем также не зависят от направления движения афтершоков и составляют в среднем $(a^{la})_0 \approx (A^{la})_0 \approx -0,91 \pm 0,07$. В то же время для всех трех «широтных» очагов значения коэффициентов A_{we}^{la} монотонно уменьшаются с ростом магнитуд и при $M \geq 6,5, -7,0$ достигают значений $A_{we}^{la} = -1,11 \pm 0,03$ и менее. Тем самым «расщепление» значений коэффициентов при $M \geq 6,5-7,0$ достигает значений $\Delta_1 = (A^{la})_0 - A_{we}^{la} \approx 0,21 \pm 0,03$.

Уменьшение значений A_{ew}^{la} с ростом магнитуды в среднем статистически незначимо. При этом в диапазоне магнитуд $5,5 \leq M \leq 6,5-7,0$ с ростом магнитуды имеет место достаточно устойчивое увеличение значений этого коэффициента для очага землетрясения 1957 г. Тенденция к увеличению значения коэффициента A_{ew}^{la} имеет место и для Аляскинского землетрясения 1964 г. в области магнитуд $5,0 \leq M \leq 5,5$. Как видим, «синтезированные» на основании двух наиболее сильных широтных землетрясений – Андрияновского (1957 г.) и Аляскинского (1964 г.) – данные определяют достаточно устойчивое и статистически значимое уменьшение значений коэффициента A_{ew}^{la} во всем магнитудном диапазоне $5,0 \leq M \leq 7,0$. При этом для магнитудного диапазона $M \geq 6,5, -7,0$ справедливо равенство $\Delta_2 = (A^{la})_0 - A_{ew}^{la} \approx -0,21 \pm 0,07$.

Таким образом, полученные данные показывают, что для двух (из трех рассмотренных) наиболее сильных и протяженных широтно ориентированных очагов больших землетрясений определенная величина расщепления определяется экспериментально (experimental, *ex*) как

$$\delta_{ex} \approx \left| \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{A_{we,ew}^{la}} \right| = \frac{0,42 \pm 0,10}{0,90 \pm 0,12} = 0,5 \pm 0,1. \quad (24)$$

Полученное соотношение (24) показывает, что имеет место равенство между теоретической (23) и реально наблюдаемой (24) величинами:

$$\delta_{th} \approx 0,54 \pm 0,08 = \delta_{ex} \approx 0,5 \pm 0,1.$$

Это подтверждает наблюдаемое расщепление скоростей (частот) миграции афтершоков вдоль географической широты и позволяет объяснить его с помощью эффекта Доплера, связанного с вращением Земли.

Полученные для афтершоков данные подтверждаются имеющимися данными для форшоков. Действительно, «расщепление» форшокового коэффициента a^{lo} для очага долготного Чилийского (1960 г.) землетрясения статистически незначимо:

$a_{sn}^{lo} = 0,73 \pm 0,12 \approx a^{lo} = 0,88 \pm 0,12$, в то время как «расщепление» форшокового коэффициента в очаге широтного (1957 г.) землетрясения $a_{ew}^{la} = 0,92 \pm 0,04 < a^{la} = 1,27 \pm 0,10 < a_{we}^{la} = 2,20 \pm 0,34$ еще более отчетливое, чем афтершокового.

Аналогия Ю.В. Ризниченко «землетрясения – атомы» может быть продолжена. Исследовались частоты ν и скорости V миграции афтершоков и форшоков в очагах больших ($M_W \approx 9$) землетрясений. Показано, что значения ν и V зависят от ориентации очагов при их постоянном отношении $\frac{\nu}{V} = L_0 = \text{const}$: в долготных очагах афтершоки и форшоки происходят через меньшие интервалы времени (более часто) и мигрируют с большей скоростью, чем в широтных очагах. Приведены данные, показывающие возможность существования эффекта «расщепления» значений повторяемости афтершоков и форшоков в очагах широтных больших землетрясений, и дано его объяснение в рамках эффекта Доплера, связанного с вращением планеты.

Следует отметить, что близкие по сути эффекты обнаруживают движущиеся атомы и молекулы и в «обычных» с общепринятой физической точки зрения телах. Действительно, при высокой температуре и низкой плотности основной причиной расширения спектральных линий движущихся атомов газа является эффект Доплера (Цань, 1965, с. 522–524). Тепловое движение приводит к тому, что у одной части атомов возникает составляющая скорости, направленная к наблюдателю, а у другой части атомов составляющая имеет противоположное направление. В результате спектральная линия, являющаяся суперпозицией линий, испускаемых многими атомами, вследствие эффекта Доплера расширяется (Вихман, 1974, с. 134–136).

Как видим, аналогия между потоком атомов и сейсмическим процессом, на которую более 40 лет тому назад обратил внимание Ю.В. Ризниченко (Ризниченко, 1985, с. 127–130), может быть продолжена и на «спектральном» уровне. В контексте настоящей работы аналогом теплового движения атомов могут являться «самосогласованные» волновые (Викулин, 2003; Vikulin, 2006, p. 271–289) движения «элементарных» сейсмофокальных блоков L_0 и слагающих их иерархических ячеек L_i , расщепление спектральных линий движения которых происходит вследствие эффекта Доплера, связанного с вращением планеты.

Ротационная волновая модель сейсмического процесса

Упругое поле вокруг поворачивающегося блока (Викулин, Иванчин, 1998). Рассчитаем поле упругих напряжений, возникающих вокруг поворачивающегося за счет своих внутренних источников макрообъема V , который является частью твердого тела, вращающегося с угловой скоростью $\vec{\Omega}$.

Постановка задачи (Викулин, 2003). При рассмотрении природы возникновения поля упругих напряжений в твердом теле вокруг поворачивающегося объема (блока) V необходимо учесть два обстоятельства, имеющих принципиальное значение.

Во-первых, инерционные силы, вызванные вращением тела, всегда связаны с элементом конечного объема. Такие силы в принципе нельзя определить для произвольно малого объема, как это, например, делается для силы тяжести и других подобных сил. Это связано с тем, что вращательные инерционные эффекты зависят не только от массы блока, но и от ее распределения по его объему, т. е. от момента инерции I , который для точки всегда равен нулю. Момент импульса \vec{M} блока V запишется в виде $\vec{M} = I\vec{\Omega}$, где $\vec{\Omega}$ – угловая скорость вращения объема V , равная скорости вращения тела и направленная параллельно оси его вращения.

Во-вторых, поворот блока V происходит во вращающемся теле, и связанная с ним система координат является неинерциальной. Математическое описание процессов, происходящих в неинерциальных системах, в значительной степени зависит от выбора системы координат.

При этих условиях механизм появления упругих напряжений, возникающих во вращающемся твердом теле при повороте некоего объема V внутри него, можно определить следующим образом.

До поворота блок V имел момент импульса \vec{M} , который был направлен вдоль оси \vec{Z} , параллельной оси вращения тела. В результате поворота блок V поворачивается в некой плоскости на угол β относительно оси вращения тела. Если бы блок V не был упруго связан с окружающей его средой, то при его повороте момент импульса \vec{M} просто изменил бы свое направление и не вызвал никаких изменений в напряженном состоянии пространства, окружающего блок. Однако в случае, когда объем V упруго «сцеплен» с окружающей его средой, изменение направления момента импульса блока приводит к появлению вокруг него упругих напряжений, которые в силу законов сохранения механики должны характеризоваться соответствующим моментом силы.

Решение задачи проведем в три этапа:

1. Рассмотрим две системы координат, повернутые относительно друг друга вокруг общей оси \vec{Y} на угол β . Ось \vec{Z} первой (исходной) системы координат параллельна оси вращения тела (Земли) и направлена от Южного полюса к Северному. Ось \vec{Z} второй системы координат параллельна моменту импульса блока V после его поворота на угол β . Начала двух систем координат расположены в центре масс области V (рис. 17).

Для определения величины упругих напряжений, возникающих вокруг поворачивающегося блока V , применим следующий мысленный эксперимент.

Сначала останавливаем объем V , прикладывая упругие напряжения σ_1 с моментом силы \vec{K}_1 , направленным в отрицательном направлении оси \vec{Z} . При этом считаем, что кинетическая энергия вращения области V полностью переходит в энергию упругих напряжений σ_1 . Затем, прикладывая упругие напряжения σ_2 с моментом силы \vec{K}_2 , направленным вдоль оси \vec{Z} , блок V опять раскручиваем до скорости вращения тела $\vec{\Omega}$ (рис. 17).

Другими словами, когда мы тормозим область V , то ее кинетическая энергия вращения, определяемая как

$$W = 1/2 I \Omega^2, \quad (25)$$

переходит в упругую энергию, определяемую тензором напряжений σ_1 . Когда мы раскручиваем область V , то мы создаем точно такую же кинетическую энергию, но за счет упругих напряжений σ_2 .

Рассмотрим случай, когда объем V представляет собой однородный шар, момент инерции I которого, как известно, не зависит от выбора оси вращения. Тогда равенство кинетической и потенциальной энергий приводит к соотношению $|K_1| = |K_2|$. При этом разность этих векторов и является искомым моментом силы \vec{K}_0 , возникающим в результате

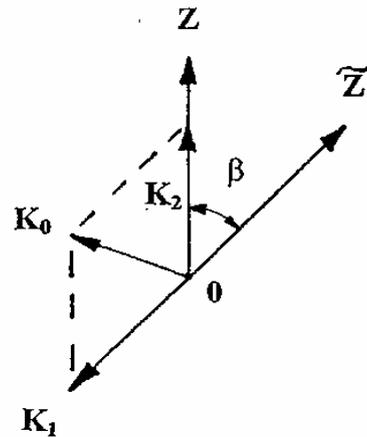


Рис. 17. Две системы координат, повернутые относительно общей оси на угол β (ось \vec{Z} параллельна оси вращения тела и направлена от его Южного полюса к Северному)

поворота блока V в неинерциальной системе: $\vec{K}_0 = \vec{K}_2 - \vec{K}_1$. Его модуль получаем из теоремы косинусов:

$$|K_0| = 2|K_1| \sin \beta / 2. \quad (26)$$

2. Искомое поле упругих деформаций \vec{U} должно удовлетворять уравнению упругого равновесия

$$\text{grad div } U - \text{arot rot } U = 0 \quad (27)$$

с нулевыми граничными условиями на бесконечности:

$$\vec{U} \rightarrow 0 \text{ при } r \rightarrow \infty; \quad (28)$$

с действующей на объем V силой, равной нулю:

$$F_i = \oint \sigma_{ij} dS_j = 0; \quad (29)$$

с моментом силы, не зависящим от размера блока V :

$$\vec{K}_i = \oint x_k e_{ikl} \sigma_{lj} dS_j \neq f(R_0), \quad (30)$$

где $a = (1 - 2\nu) / 2(1 - \nu)$; ν – коэффициент Пуассона; R_0 – радиус области V .

Решением задачи (27) – (30) в сферической системе координат (r, θ, φ) с началом $r = 0$ в центре шарового объема V в области $r \geq R_0$ являются поля смещений \vec{U} и напряжений σ :

$$U_r = U_\theta = 0, \quad U_\varphi = Ar^{-2} \sin \theta, \quad (31)$$

$$\sigma_{r\varphi} = \sigma_{\varphi r} = 3/2 \cdot AGr^{-3} \sin \theta, \quad (32)$$

где G – модуль сдвига; A – константа, которая будет определена ниже. Остальные компоненты тензора напряжений равны нулю.

Подставляя выражение (32) в уравнение (30) для момента силы, который создает найденное упругое поле, получаем выражение

$$K_{1z} = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \sigma_{r\varphi} r^3 \sin \theta d\theta d\varphi = 3\pi^2 AG. \quad (33)$$

Остальные компоненты момента силы вследствие выбора системы координат равны нулю: $K_{1x} = K_{1y} = 0$ (рис. 17).

3. Плотность энергии упругих деформаций записывается следующим образом: $W = \sum (\lambda / 2 (\varepsilon_{ij} \delta_{ij})^2 + G \varepsilon_{ij}^2)$, где λ – модуль всестороннего сжатия; ε_{ij} – деформация; δ_{ij} – символ Кронекера. Интегрируя это выражение по всему объему тела и считая его несжимаемым, получим следующее выражение для величины упругой энергии, созданной моментом силы \vec{K}_1 :

$$W = 9/2 A^2 G \int_{R_0}^\infty \int_0^\pi \int_0^{2\pi} r^{-4} \sin \theta dr d\theta d\varphi = 4\pi A^2 GR_0^{-3}. \quad (34)$$

Приравнивая полученную упругую энергию (34) к кинетической (25) и учитывая, что момент инерции шара $I = 8/15 \pi \rho R_0^5$, где ρ – плотность вещества, получаем следующее выражение для величины искомой константы A :

$$A = R_0^4 \Omega \sqrt{\rho / 15G}. \quad (35)$$

Таким образом, с учетом формулы (26) для искомым решений окончательно получаем следующие соотношения:

– для момента силы упругого поля вокруг блока, направленного перпендикулярно плоскости его поворота:

$$K = -6\pi^2 \Omega R_0^4 \sqrt{\rho G / 15} \cdot \sin \beta / 2; \quad (36)$$

– для величины упругой энергии:

$$W = 16 / 15 \pi \rho \Omega^2 R_0^5 \sin^2 \beta / 2; \quad (37)$$

– для поля смещений:

$$U_r = U_\theta = 0, \quad U_\varphi = \Omega R_0^4 r^{-2} \sqrt{\rho / 15 G} \cdot \sin \theta \cdot \sin \beta / 2; \quad (38)$$

– для напряжений:

$$\sigma_{r\varphi} = \sigma_{\varphi r} = 3 / 2 \cdot \Omega R_0^4 r^{-3} \sqrt{\rho G / 15} \cdot \sin \theta \cdot \sin \beta / 2. \quad (39)$$

Остальные компоненты напряжений равны нулю.

Появление в соотношениях (36) – (39) множителя $\sin \beta / 2$ в соответствии с теоремой косинусов является, по сути, тривиальным «геометрическим» следствием задачи, решаемой в неинерциальной системе координат.

Следует отметить, что при форме блока, близкой к эллипсоидальной или овальной, конечные формулы существенным образом не изменяются. В них, как показывают оценки, появляются коэффициенты порядка единицы.

Оценки. Примем параметры модели (плотность среды ρ , модуль сдвига G , угловую скорость вращения Земли Ω , радиус «элементарного» шарового сейсмофокального блока R_0 , по объему равному среднему очагу в классе сильнейших курило-камчатских и японских землетрясений, имеющих овальную или эллиптическую форму) следующими:

$$\rho = 3 \text{ г/см}^3; \quad G = 10^{11} \text{ н/м}^2; \quad \Omega = 7,3 \cdot 10^{-5} \text{ рад/с}; \quad R_0 \approx 100 \text{ км}. \quad (40)$$

При таких значениях модельных величин любые три параметра из четырех (смещение U_0 , сброшенное напряжение σ_0 , выделенная упругая, или сейсмическая, энергия W_0 и соответствующий ей момент силы, т. е. сейсмический момент K_0), как легко можно убедиться, автоматически из соотношений (36) – (39) составляют:

$$U_0 \sim 10 \text{ м}; \quad \sigma_0 \sim 100 \text{ бар}; \quad W \sim 10^{16+18} \text{ Дж}; \quad K_0 \sim 10^{28+30} \text{ дин} \cdot \text{см}. \quad (41)$$

Эти значения достигаются при угле поворота блока, определяемым как

$$\beta_0 \approx U_0 / R_0 = 10^{-4} \text{ рад} (\approx 10^{-2} \text{ град}). \quad (42)$$

Такое значение угла при повторяемости сильнейших землетрясений одно в 100 лет соответствует скорости поворота блока, равной 10^{-4} град/год.

Следует отметить, что по порядку величины примерно с такой же скоростью поворачиваются острова Исландия (Мелекесцев, 1979), Пасха и Хуан-Фернандос (Геолого-геофизический..., 2003), протяженности которых, как и «элементарных» сейсмофокальных блоков, составляют около 200 – 400 км (гл. 2, рис. 4–7).

Проведенные оценки показали, что применение ротационной модели к расчету параметров очага сильнейшего землетрясения физически обоснованно.

Упругое поле вокруг двух поворачивающихся блоков. Для определения величины энергии взаимодействия поворачивающихся блоков воспользуемся известной закономерностью, согласно которой упругая энергия (в рамках закона Гука) пропорциональна квадрату деформации. Тогда, записывая величину деформации какой-либо части твердо-

го тела в виде суммы деформаций, создаваемых в этой части каждым из блоков в отдельности, получим выражение, в котором «перекрестное» слагаемое определяет величину энергии взаимодействия блоков друг с другом.

Для модели двух блоков полную упругую энергию можно записать в виде

$$W = G \int (a + b)^2 dV = G \left(\int a^2 dV + \int b^2 dV + 2 \int abdV \right),$$

где a, b – тензоры упругой деформации, созданные соответственно первой и второй областями в результате поворота. Интегрирование проводится по всему объему тела. Первые два слагаемые в правой части в выражении для упругой энергии суть собственные упругие энергии, каждая из которых вычисляется с помощью соотношения (37). Третье слагаемое определяет выражение для энергии взаимодействия первой и второй областей:

$$W_{\text{int}} = 2G \int abdV. \quad (43)$$

Определим энергию взаимодействия. Положение двух блоков представлено на рис. 18, где система координат выбрана следующим образом. Центры масс областей лежат на оси X , расстояние между ними равно $2l$. Начало координат находится в середине отрезка, соединяющего центры масс. Ось \vec{Z} выбрана таким образом, что вектор \vec{K}_a лежит в плоскости XY и ось Y перпендикулярна этой плоскости. Направление оси \vec{Z} выбрано так, чтобы система координат была правой.

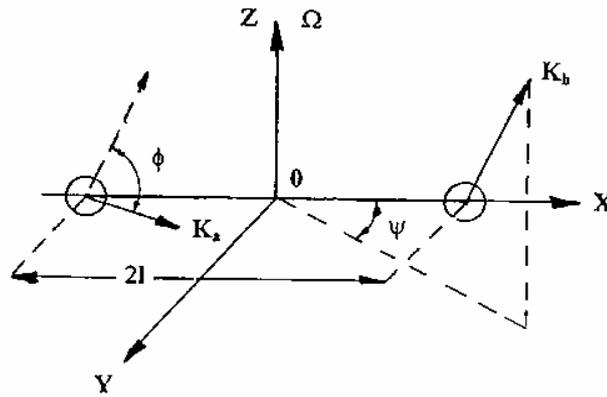


Рис. 18. Взаимная ориентация моментов сил \vec{K}_a и \vec{K}_b в модели двух блоков

в прямоугольной системе координат XYZ (ось \vec{Z} параллельна оси вращения Земли $\vec{\Omega}$ и направлена от ее Южного полюса к Северному; Ω – угловая скорость вращения Земли; ϕ, ψ – углы, определяющие положение блоков; $2l$ – расстояние между их центрами тяжести)

Из данных рис. 18 следует, что ориентация вектора момента силы второй области \vec{K}_b относительно такого же вектора первой области \vec{K}_a может быть определена двумя углами: углом ϕ между векторами \vec{K}_b и \vec{K}_a , который можно найти из соотношения $\cos \phi = (\vec{K}_a \times \vec{K}_b) / |\vec{K}_a| \cdot |\vec{K}_b|$, и углом ψ между проекцией вектора \vec{K}_b на плоскость XY и осью X . Матрица поворота вектора \vec{K}_b в направлении вектора \vec{K}_a записывается следующим образом:

$$Q = \begin{vmatrix} \cos \psi \cdot \cos \phi - \sin \psi & \cos \psi \cdot \sin \phi \\ \sin \psi \cdot \cos \phi & \cos \psi \\ -\sin \phi & 0 & \cos \phi \end{vmatrix}.$$

Тогда тензор b в системе координат, задаваемой вектором \vec{K}_b , запишется в виде $\tilde{b} = QbQ'$, где Q' – транспонированная матрица.

Будем полагать блоки шаровыми с радиусами R_{0a} и R_{0b} . Запишем выражение для тензоров a и b через соответствующие им смещения (31) и подставим их в формулу (25) с учетом формулы (35). Тогда, вычисляя соответствующие интегралы, для энергии взаимодействия двух поворачивающихся областей получим следующее выражение:

$$W_{\text{int}} = 3/2 \cdot \pi \rho \Omega^2 R_{0a}^4 R_{0b}^4 l^{-3} \cos \phi. \quad (44)$$

Энергия взаимодействия локализована в части пространства, расположенного вне блоков, где, как можно видеть из соотношения (43), оба тензора деформации не равны нулю:

$$W_{\text{int}} \neq 0 \text{ при } a \neq 0 \text{ и } b \neq 0 \text{ (} r \geq R_{0a} \text{ и } r \geq R_{0b} \text{)}. \quad (45)$$

Вычисление интегралов проводилось в биполярной системе координат. При этом было сделано допущение, что расстояние l между областями много больше размера любой из областей. В этом случае при вычислении энергии взаимодействия оказалось возможным пренебречь размером соседней области и интегрирование проводить таким образом, как будто эти области точечные. Однако сделанное допущение не является принципиальным, поскольку всегда справедливо неравенство $l \geq 2R_0$, и оценки показывают, что учет конечного размера областей дает поправку к результату второго порядка малости $(R_{0a,0b}/l)^2$.

Момент силы, обусловленный энергией взаимодействия, можно определить путем дифференцирования соотношения (44) по углу ϕ :

$$K_{\text{int}} = 3/2 \pi \rho \Omega^2 R_{0a}^4 R_{0b}^4 l^{-3} \sin \phi. \quad (46)$$

Момент силы из выражения (46) приложен со стороны упругого поля к поверхности каждого из блоков и направлен таким образом, чтобы уменьшить величину энергии взаимодействия. Этот момент для обеих областей имеет одно и то же абсолютное значение, но для разных блоков он направлен в противоположных направлениях.

Таким образом, полная энергия $(W + W_{\text{int}})$ и суммарный момент силы $(\vec{K} + \vec{K}_{\text{int}})$ для каждого из блоков могут быть определены из соотношений (37), (44) и (36), (46) соответственно.

Дальнедействующий характер ротационного упругого поля. Будем полагать размеры обоих взаимодействующих объемов одинаковыми: $R_{0a} = R_{0b} = R_0$. Тогда из соотношений (36) и (46) получаем равенство

$$\frac{K_{\text{int}}}{K} \approx \frac{\Omega R_0}{V_S} \left(\frac{R_0}{l} \right)^3. \quad (47)$$

Из полученного соотношения видно, что инерционные эффекты взаимодействия становятся тем более существенными, чем с большей скоростью Ω вращается тело и чем больше размер «элементарного», поворачивающегося под действием внутренних источников объема блока $R_0 V_S = \sqrt{G/\rho}$, где V_S – скорость поперечных волн.

Отношение энергии взаимодействия W_{int} к «собственной» энергии блока W на основании соотношений (37) и (44) определится равенством

$$\frac{W_{\text{int}}}{W} = \frac{45}{32} \frac{(R_0/l)^3 \cos \phi}{(\sin \beta/2)^2} = \delta. \quad (48)$$

Из полученного равенства (48) видно, что максимальное ($\cos \phi \approx 1$) расстояние, на котором энергия взаимодействия будет близка по порядку величины к собственной энергии блока ($\delta \approx 1$), определится из соотношения

$$l_0 \approx 2\beta^{-2/3} R_0 \approx (10^2 \div 10^3) R_0. \quad (49)$$

Из полученного соотношения видно, что упругие поля, создаваемые вокруг поворачивающихся объемов, расположенных внутри вращающегося твердого тела, являются *дальнодействующими*. При получении численной оценки в соотношении (49) было использовано значение угла поворота блока из соотношения (42).

Дальнодействие, если оно реализуется в природе, должно приводить к тому, что сильнейшие землетрясения, происходящие в блоках с параллельно ($\phi = 0$) или антипараллельно ($\phi = \pi$) ориентированными моментами, должны происходить одновременно или не происходить вовсе. Действительно, если в одном из таких блоков накопилась достаточная для сильнейшего землетрясения энергия, то в результате «параллельного» ($\phi = 0$) взаимодействия второй сейсмофокальный блок должен обладать, как минимум, такой же по величине энергией. В случае же «антипараллельного» ($\phi = \pi$) расположения моментов блоков энергия их взаимодействия, наоборот, компенсирует энергию, накапливаемую в готовящемся очаге. Имеющиеся сейсмологические данные, как нам представляется, подтверждают такой вывод модели.

Цепочка поворачивающихся блоков. Рассмотрим (одномерную) цепочку поворачивающихся шаровых R_0 блоков, расположенную внутри твердого тела, вращающегося с угловой скоростью $\vec{\Omega}$.

Рассмотрим случай, когда все блоки в цепочке движутся равномерно. Тогда в соответствии с результатами, полученными выше, уравнение движения для блока в цепочке можно записать в виде

$$I \frac{\partial^2 \vec{\beta}}{\partial t^2} = \vec{P}_1 + \vec{P}_2, \quad (50)$$

где $\vec{\beta}$ – угол, на который повернулся блок; $I = 8/15\pi R_0^5$ – его момент инерции; \vec{P}_1 – момент силы поля упругих напряжений, появляющегося вокруг блока в результате его поворота, значение которого определяется соотношением (36); \vec{P}_2 – момент силы, отвечающий за взаимодействие рассматриваемого блока с остальными блоками цепочки.

Из самых общих соображений ясно, что величина момента \vec{P}_2 должна быть пропорциональна как упругой энергии рассматриваемого блока, равного $V \frac{\partial^2 \beta}{\partial x^2}$ (где V – объем блока, x – координата вдоль цепочки), так и упругой энергии, соответствующей всем остальным блокам цепочки. В качестве последней выбираем величину, равную средней линейной плотности упругой энергии цепочки блоков w . Таким образом, момент силы, отвечающий за взаимодействие рассматриваемого блока с другими блоками цепочки, можно записать в виде

$$\vec{P}_2 = \zeta w V \frac{\partial^2 \beta}{\partial x^2}, \quad (51)$$

где ζ – безразмерный коэффициент, характеризующий «однородность» цепочки, т. е. в нашей задаче можно положить $\zeta = 1$.

Солитоны. Окончательно уравнение движения (50) для блока с координатой x в момент времени t с учетом выражений (36) и (51) можно записать в виде

$$\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial t^2} = k_0^2 \sin \vartheta,$$

или в безразмерных координатах:

$$\zeta = k_0 x, \quad \eta = c_0 k_0 t.$$

Отсюда

$$\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \zeta^2} - \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \eta^2} = \sin \vartheta, \quad (52)$$

где $\vartheta = \beta/2$;

$$k_0^2 = \frac{3\pi\Omega}{wV} \left(\frac{3V}{4\pi} \right)^{4/3} \sqrt{\frac{\rho G}{15}}, \quad (53)$$

$$c_0^2 = \frac{wV}{I}, \quad (54)$$

где V – объем блока; I – момент инерции блока; w – линейная плотность выделяемой в цепочке упругой энергии.

Уравнение (53) известно как уравнение sin-Гордона (СГ). Решением этого уравнения (Скотт, Чжу, Макфлин, 1973; Филиппов, 1990) являются локализованные волны - солитоны:

$$\vartheta = 4 \operatorname{arctg} \left[\exp \left(\frac{\xi - \xi_0 - \eta V / c_0}{\sqrt{1 - V^2 / c_0^2}} \right) \right], \quad (55)$$

где ξ_0 – центр солитона; V – скорость солитона.

Выражение для предельной скорости солитонов (solitons) c_0 может быть записано в виде

$$c_0^2 = 5/2 w \rho^{-1} R_0^{-2}. \quad (56)$$

Отметим, что величина характерного периода процесса не является функцией линейной плотности выделяемой упругой энергии:

$$T = k_0 / c_0 \neq f(w). \quad (57)$$

Экситоны. В длинной цепочке блоков, когда можно не учитывать влияние ее концов, возможны решения, получившие название экситонов (exitons) (Давыдов, 1982).

Качественная зависимость энергии возбуждений от скорости распространения для солитонов (I) и экситонов (II) приведена на рис. 19 из работы (Давыдов, 1982). При этом зависимости для энергий возбуждения удовлетворяют следующим условиям:

$$E_s \approx V^{n_1}, E_{ex} \approx V^{n_2}, E_s \geq 0, 0 \leq V^{n_1} \leq V_0, E_{ex} \geq E_0 > 0, n_1 > n_2. \quad (58)$$

В квазилинейном приближении, когда процесс можно описать с помощью линеаризованного уравнения СГ, закон дисперсии для экситонных решений записывается в следующем виде (Филиппов, 1990):

$$\omega^2 = \omega_0^2 (1 + \lambda_0^2 / \lambda^2), \quad (59)$$

где ω и λ – соответственно частота и длина волны экситона; ω_0 – «собственная» частота поворотного движения блока; λ_0 – соответствующая частоте длина волны ($\lambda_0 = 2\pi c_0 / \omega_0$).

Первой отличительной особенностью закона дисперсии (59) является то, что частота распространяющихся по цепочке блоков волн всегда выше ω_0 . Физически очевидно, что частота ω_0 достигается при большой длине волны (в пределе $\lambda \rightarrow \infty$), когда все блоки цепочки движутся как единое целое, без ее деформации.

Второй характерной особенностью закона дисперсии (59) является его связь с нелинейными свойствами цепочки блоков, а не с ее дискретной структурой (Филиппов, 1990).

Характерная скорость сейсмического процесса. По аналогии с обычными упругими волнами примем, что длина волны экситона λ_0 равна размеру «элементарного» сейсмофокального блока (Викулин, 2008):

$$\lambda_0 \approx R_0, \quad k_0 = 2\pi / R_0. \quad (61)$$

Групповая скорость экситонов, являющихся решением уравнения СГ (52), определяется как $U = c_0^2 (1 + (k_0 / k)^2)^{-1/2}$ и изменяется в пределах $0 \leq U \leq c_0$.

Для значения характерной скорости процесса c_0 получаем следующее выражение:

$$c_0^2 = \frac{3\sqrt{15}}{8\pi^2} \Omega R_0 \sqrt{\frac{G}{\rho}} \sim V_R V_S. \quad (62)$$

Как видим, значение c_0 может быть представлено в виде среднегеометрического произведения двух скоростей: центробежной $V_R = \Omega R_0$ и упругой поперечной $V_S = \sqrt{G/\rho}$.

При параметрах модели (40) для скорости c_0 из формулы (62) получаем:

$$c_0 \approx 1 \text{ см/с}. \quad (63)$$

Момент блока и вращение Земли

Подведем некоторые итоги.

Поставлена и аналитически решена задача о поле упругих напряжений, возникающем вокруг поворачивающегося за счет внутренних источников блока земной коры, в соответствии с формулами (25) – (39). Полученные решения для смещений (38), напряжений (39), энергии упругого поля (37) и его момента (36) оказались прямо пропорциональными угловой скорости вращения Земли. Проведены количественные оценки, которые показали хорошее совпадение полученных решений с параметрами геофизической среды согласно формулам (40) – (42).

Аналитически решена задача о поле напряжений вокруг двух поворачивающихся блоков, подтверждают формулы (43) – (46). Момент силы упругого поля, ответственного за взаимодействие вращающихся под действием внутренних источников блоков, оказался прямо пропорциональным величине угловой скорости вращения Земли согласно равенству (47), что и определило его дальнедействующий характер в соответствии с выражениями (48) – (49).

Феноменологически решена задача о поле упругих напряжений, возникающем вокруг цепочки поворачивающихся блоков, в соответствии с формулами (50) – (56), (58). Получено новое волновое решение с характерной скоростью процесса c_0 , прямо пропорциональной угловой скорости вращения Земли исходя из уравнения (62). Отличительными особенностями полученного решения явились его ротационно ($\vec{\Omega}$)-упругий ($V_S = \sqrt{G/\rho}$) характер согласно уравнению (62) и, как следствие, малое, на пять-шесть порядков меньше скорости «обычных» упругих (сейсмических) волн значение скорости согласно выражению (63). Полученное решение количественно хорошо согласуется с экспериментальными данными для волн миграции землетрясений (Викулин, 2003), что позволяет построенную ротационно-упругую модель использовать для количественного описания свойств волнового сейсмического процесса.

Единственное исходное физическое предположение рассмотренной модели заключалось в том, что сейсмофокальные блоки поворачиваются за счет внутренних источников. Такое предположение позволило связать изменение (вследствие вращения Земли) направления момента импульса блока и появление вокруг него упругого поля с момен-

том силы. Вследствие этого полученные решения оказались прямо пропорциональны величине угловой скорости вращения планеты вокруг своей оси. Более того, прямо пропорциональным величине угловой скорости вращения планеты оказался и момент силы упругого поля, ответственного за взаимодействие блоков между собой. Другими словами, вращение Земли вокруг своей оси является таким параметром, который «организует» упругие поля всех блоков, поворачивающихся за счет внутренних источников, в единое упругоротационное поле планеты.

Колебания Чандлера

Суть проблемы (Викулин, Кролевец, 2001). Земля испытывает свободную прецессию. В геофизической литературе ее обычно называют свободной нутацией Эйлера, или, по имени ее первооткрывателя в 1891 г., чандлеровским колебанием полюса. Такие колебания возникают вследствие того, что ось вращения Земли слегка наклонена к оси наибольшего момента инерции. Полный момент количества движения планеты остается постоянным и по величине, и по направлению, а Земля движется так, что полюс описывает на ее поверхности круг с центром в точке пересечения оси наибольшего момента инерции с поверхностью Земли. Ось вращения Земли практически фиксирована в пространстве, и чандлеровские колебания полюса выражаются в периодических вариациях широты с периодом 430–435 суток и переменной амплитудой, составляющей в среднем $0'',14$ (Манк, Макдональд, 1964). Прецессия полюса происходит в сторону, обратную вращению Земли. Траектории движения (нутации) полюса планеты в конце XIX – XX вв. представлены на рис. 20.

Следует отметить, что в науках о Земле проблема колебаний Чандлера, как и проблема вращения Земли вообще, является не просто важной, но фундаментальной. По мнению авторов (Манк, Макдональд, 1964), «разнообразие предмета чудовищно. Он затрагивает все разделы геофизики».

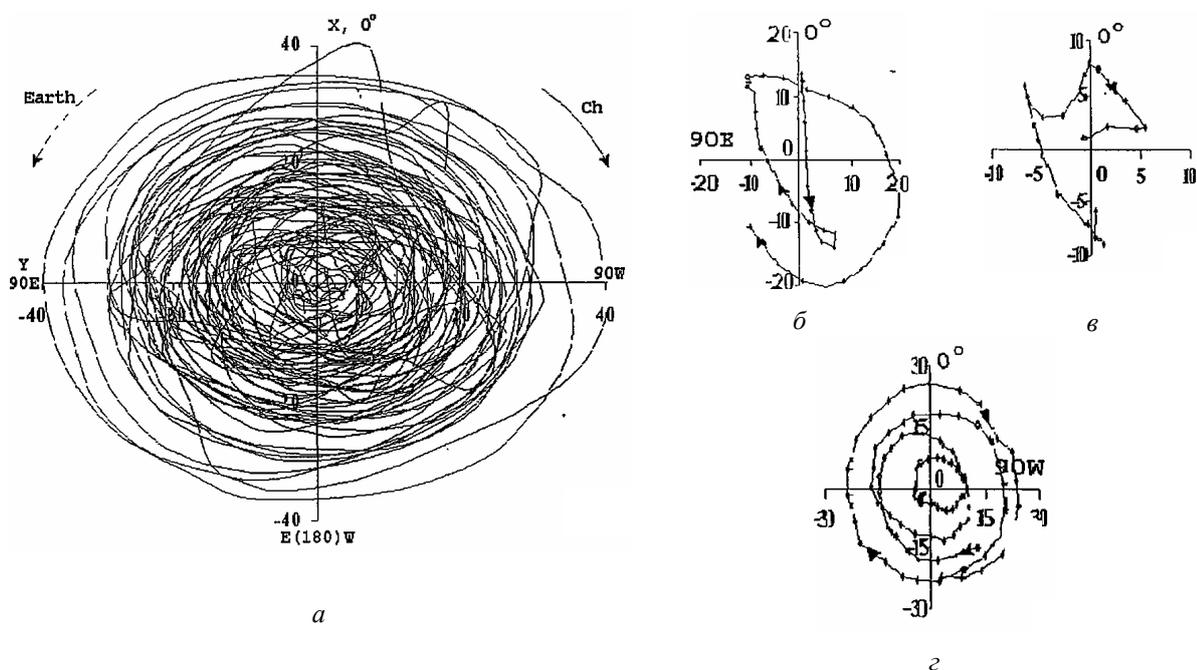


Рис. 20. Траектории нутации полюса планеты, построенные по данным 1890–1969 гг. (а), 1895–1896 гг. (б), 1926 г. (в) и 1960–1964 гг. (z). Значение амплитуды колебаний приведено в сотых долях угловой секунды; стрелками показано направление нутации (Ch), пунктирной стрелкой – направление вращения Земли (Earth); оси OX и OY направлены вдоль Гринвичского и 90E меридианов соответственно

Проблема возбуждения чандлеровских колебаний до сих пор является дискуссионной. Пожалуй, единственным моментом, не вызывающим сомнений у большинства исследователей, является положение о том, что колебания Чандлера «определяются внутренним (по отношению к Земле. – Авт.) перераспределением момента количества движения; внешние воздействия несущественны» (Стейси, 1972). В таком случае колебания Чандлера, очевидно, являются одним из движений, описываемых в рамках волновой модели сейсмического процесса, который, как мы убедились выше, имеет моментную природу. Покажем это.

«Нулевые» колебания окраины Тихого океана (Vikulin, Krolevets, 2002). В рамках ротационной модели было показано существование решения, закон дисперсии которого согласно соотношению (59) допускает колебание всей цепочки взаимодействующих сейсмофокальных блоков как целой. Частота таких «нулевых» колебаний ω_0 и их скорость c_0 определяются соотношениями (59)–(63).

В рамках ротационной модели закон дисперсии (59) объясняется сильными нелинейными свойствами цепочки блоков – их дальнедействующим взаимодействием друг с другом, что приводит к существованию моды с частотой ω_0 , реализующейся при большой длине волны (в пределе $\lambda \rightarrow \infty$), когда все блоки цепочки движутся как единое целое, без ее деформации. При этом пружины, моделирующие взаимодействие блоков друг с другом, должны деформироваться настолько слабо, что их как бы и не должно быть вообще. Такое движение соответствует повороту всего сейсмофокального объема тихоокеанского кольца как целого в плоскостях, перпендикулярных сечению кольца, когда $\lambda \rightarrow \infty$ равносильно $\lambda \rightarrow \Lambda$, где $\Lambda \approx 4 \cdot 10^4$ км – протяженность кольца.

Такое вращательное движение сейсмофокального кольца, расположенного в пределах переходной зоны и упруго связанного как с тихоокеанской, так и с окружающими ее материковыми плитами, очевидно, должно сопровождаться вертикальными (относительно поверхности Земли) колебаниями некоего объема тороидальной формы и, следовательно, вследствие изменения формы Земли должно приводить к прецессии полюса планеты с частотой ω_0 (Викулин, 1997).

Покажем, что прецессия полюса с «нулевой» частотой ω_0 и является колебаниями, соответствующими максимуму на частоте Чандлера f_{ch} .

Будем считать, что, во-первых, параметры колеблющейся кольцевой области одинаковы на всем ее протяжении вдоль окраины Тихого океана; во-вторых, кольцевая область имеет тороидальную форму и расположена в плоскости кольца, имеющего субмеридиональное простираие; в-третьих, кольцо расположено на расстоянии $R_1 = R_{Earth} \cos \varphi$ от центра Земли (R_{Earth} – ее радиус, $\varphi \approx 50^\circ$ – половина угла, под которым кольцо «видно» из центра Земли): вдоль меридиана – от Алеутских островов и Аляски ($\varphi = 50\text{--}60^\circ N$) на севере до линии, соединяющей о. Веллингтон ($\varphi = 50^\circ S$, $\lambda = 75^\circ W$) с островами Окленд ($\varphi = 60^\circ S$, $\lambda = 170^\circ E$) на юге; вдоль экватора – от Соломоновых островов ($\lambda = 160^\circ E$) на востоке до Центральной Америки ($\lambda = 80^\circ W$) на западе. Тогда изменение момента инерции Земли вследствие таких колебаний составит: $\Delta I = \Delta(R_1^2 m) = 2R_1 dm = 2R_{Earth} dm \cos \varphi$, где $d = \delta H$ – амплитуда колебаний кольцевого объема с вертикальным размером H ; m – масса колеблющегося объема сейсмофокальной зоны.

Имеющиеся сейсмологические (c) данные позволяют определить период «нулевых» колебаний сейсмофокального кольца. При протяженности элементарного сейсмофокального блока $L_0 = 2R_0 \approx 200$ км и предельном значении скорости таких волн $c_0 \approx 1$ см/с ≈ 200 км/год согласно выражению (63) для периода нулевых колебаний всего кольца как целого из соотношений (57) – (63) получаем $T_{0,c} \approx 1,2$ года.

Согласно геодезическим (g) данным, полученным на геодинимическом полигоне вблизи Петропавловска-Камчатского в течение непрерывных наблюдений, проводимых уже более двадцати лет (Бахтияров, Левин, 1991), изменение длин базовых линий l_i про-

исходит с характерным периодом $T_g = (1 \div 1,5)$ года при амплитуде изменения длин линий $\delta_g = \Delta l_i / l_i = (1 \div 1,5)10^{-6} \approx 3 \cdot 10^{-6}$.

Петропавловск-Камчатский расположен в непосредственной близости от сейсмофокального объема. Удаление базовых линий от города не превышает 100 км. Поэтому полученные в работе (Бахтиаров, Левин, 1991) геодезические данные указывают на то, что амплитуда вертикальных колебаний сейсмофокального объема и прилегающей к нему части вблизи Камчатки с периодом T_g , по всей видимости, имеет тот же порядок величины. Тогда, полагая, что сечение колеблющегося кольцевого объема тороидальной формы $HD \approx (300 \div 400)(300 \div 400)$ км², $m = \rho HDA$, плотность $\rho \approx 3$ г/см³, $\delta \approx \delta_g$, для величины изменения момента инерции Земли получим значение $\Delta I_g = (10^{36} \div 10^{37})$ г · см², что, в свою очередь, согласно (Стейси, 1972), должно вызвать нутацию полюса с периодом T_g и амплитудой $\Delta \alpha_g = \Delta I / (C - A) \approx 10^{-6}$ рад, где $C - A = 2,6 \cdot 10^{42}$ г · см² – разность между полярным и экваториальными моментами инерции Земли.

Таким образом, проведенный анализ показал, что значения модельных и экспериментально измеренных величин близки к параметрам, характеризующим колебания Чандлера: $T_{0,c} \approx T_g \approx T_{ch}$, $\Delta \alpha_g \approx \Delta \alpha_{ch}$. Как видим, в рамках ротационно-упругой модели «нулевые» колебания сейсмофокального объема окраины Тихого океана могут рассматриваться в качестве возможной причины, приводящей к нутации полюса Земли на частоте Чандлера.

Расщепление частоты Чандлера. Тихоокеанская окраина, имеющая в основном субмеридиональное простирание, – не единственный сейсмический пояс планеты. Вторым по интенсивности и протяженности является Альпийско-Гималайский сейсмический пояс, протянувшийся в субширотном направлении вдоль поверхности Земли примерно на 150° (Шейдеггер, 1987). Уровень сейсмической активности вдоль этого пояса значительно ниже активности тихоокеанского кольца. Однако в рамках ротационно-упругой волновой модели значение периода «нулевых» колебаний, определяемое из соотношений (53) – (54), с одной стороны, не зависит от линейной плотности упругой энергии в поясе согласно формуле (57): $T_0 = k_0 / c_0 \neq f(w)$; с другой – ротационно-упругие «нулевые» волны в этих поясах, как и волны форшоков и афтершоков в очагах больших землетрясений, должны расщепляться на величину, определяемую эффектом Доплера.

Анализ имеющихся данных о колебаниях Чандлера (Котляр, Ким, 1994; Курбасова и др., 1997; Федоров и др., 1972), проведенный в работах (Викулин, 2003; Викулин, Кролевец, 2001; Vikulin, Krolevetz, 2002), показал, что максимум частоты Чандлера действительно расщепляется.

Движение полюса в области Чандлеровских колебаний, как видно из данных, представленных на рис. 21, характеризуется спектром, огибающая которого в области колебаний Чандлера имеет два максимума. Одному из них, большему по амплитуде, соответствует частота $f_{ch,1} = 0,835$ год⁻¹ ($T_{ch1} = 437$ дней); второму, меньшему – частота $f_{ch,2} = 0,860$ год⁻¹ ($T_{ch2} = 425$ дней).

Квант сейсмотектонической активности. Полученные данные показывают, что сейсмический (сейсмотектонический) процесс и колебания Чандлера являются взаимосвязанными. Отсюда следует, что нутацию полюса следует связывать не с отдельно взятыми землетрясениями, пусть даже с предельными по магнитудам и большими по протяженности очагами, а с сейсмическим (сейсмотектоническим) процессом, что достаточно отчетливо демонстрируется на рис. 20. Действительно, траектория движения полюса планеты в 1960 – 1964 гг., когда произошли два самых сильных на планете землетрясения XX в., очаговые области каждого из которых достигали по протяженности около 1000 км и более, является «обычной», т. е. достаточно плавной и средней по ам-

плитуде (рис. 20, з), в то время как значительные «изломы» траектории в 1895 – 1896 гг. (рис. 20, е) не сопровождались на планете достаточно сильными землетрясениями, очаги которых имели бы значительную протяженность.

Тем не менее из данных, представленных на рис. 20, а, можно видеть, что траектории движения полюса планеты на плоскости XOY располагаются с разной плотностью: имеются интервалы ΔR , в пределах которых траектории располагаются с большей плотностью, в то время как между этими интервалами – траектории с меньшей плотностью. Это позволяет предположить, что, возможно, существуют выделенные значения радиусов траекторий, вдоль которых полюс планеты движется более часто.

Анализ показал (Викулин, Кролевец, 2001), что траектории, по которым перемещается полюс планеты при нутации, имеют тенденцию «разряжаться» и «сгущаться» в окрестностях определенных значений радиусов, кратных величине $\Delta R_{\omega} \approx 0'',05 \approx 1,5$ м.

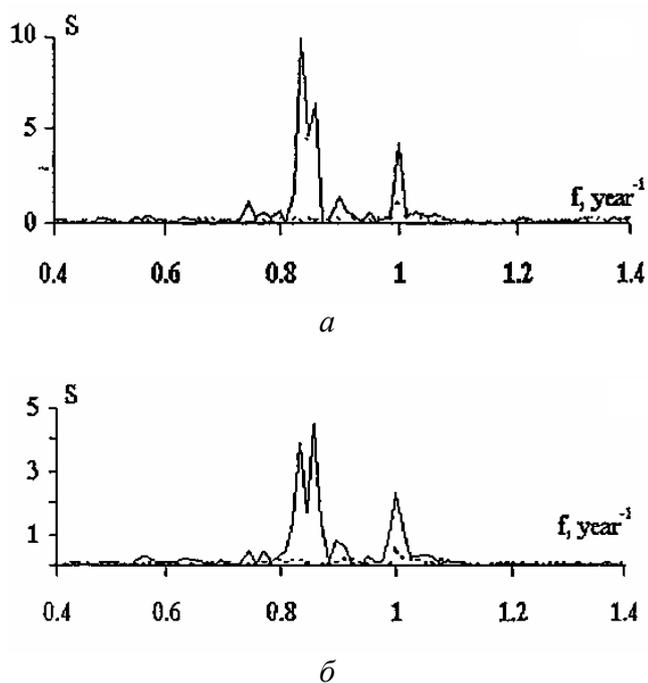


Рис. 21. Огибающие спектров для положительных и отрицательных частот (показаны пунктиром), построенные по данным 1890–1969 гг. с помощью Фурье-анализа (а) и окна Флеминга (б). Спектральная плотность S выражена в сотых долях угловой секунды

Согласно данным работы (Стейси, 1972) такой регулярной составляющей распределения числа траекторий нутации по их радиусам соответствует вполне определенное изменение количества момента инерции Земли $\Delta I = (C - A) / \Delta R_{\omega}$ и, следовательно, энергии ее вращения $\Delta W = 1/2 \Delta(I\Omega^2) = 1/2 \Omega^2 \Delta I \approx 10^{20}$ Дж. Значение ΔW по порядку величины близко тектонической (сеймотектонической) энергии $E_{ST} = \eta E_S$, где, как известно, $\eta \approx 10^{-(6 \pm 2)}$ – сейсмический коэффициент полезного действия (seismic efficiency); $E_S \approx 10^{16 \pm 18}$ Дж – сейсмическая энергия, сбрасываемая в очагах сильнейших ($M \approx 8$) землетрясений.

Представляется, что совпадение значений таких величин энергий не является случайным. Близость значения ΔW , определяющего величину энергии «перехода» полюса с одной «регулярной» траектории на другую, значению $E_{ST} = \eta E_S$, соответствующему энергии, выделяемой при сильнейших землетрясениях, указывает на то, что в рамках развиваемой нами ротационной модели сильнейшие землетрясения могут рассматриваться как определенные «кванты» энергии, соответствующие «регулярным» изменениям режима вращения планеты, E_S – сейсмическая энергия, сбрасываемая в очагах сильнейших ($M \approx 8$) землетрясений.

Нам представляется, что совпадение значений таких величин энергий не является случайным. Близость значения ΔW , определяющего величину энергии «перехода» полюса с одной «регулярной» траектории на другую, значению $E_{ST} = \eta E_S$, соответствующему энергии, выделяемой при сильнейших землетрясениях, указывает на то, что в рамках развиваемой нами ротационной модели сильнейшие землетрясения могут рассматриваться как определенные «кванты» энергии, соответствующие «регулярным» изменениям режима вращения планеты.

Таким образом, показано, что прецессия полюса планеты может происходить вследствие моментной природы сеймотектонического процесса в сейсмических поясах. С точки зрения механики, очевидно, возможен и обратный процесс, а именно перекачка энергии свободных колебаний планеты в сеймотектоническое движение. Такие движения имеют «квантовый» характер, что позволяет провести определенную аналогию между собственным макроскопическим моментом блока земной коры и спином элементарной частицы.

Волновой характер вулканического процесса

Связь вулканизма и сейсмичности. Тесная взаимосвязь вулканизма и плитовой тектоники (Горшков, 1967), вихревая природа вулканических структур (Ли Сыгуан, 1958; Мелекесцев, 1979) позволяют предположить, что, как и сейсмический, вулканический процесс окраины Тихого океана имеет волновую природу.

Поиску взаимосвязи между сейсмичностью и вулканизмом в пределах окраины Тихого океана и анализу такой взаимосвязи посвящено достаточно большое количество работ (Абдурахманов, Федорченко, 1976; Влодавец, 1939; Горячев, 1962; Токарев, 1959, 1974; Широков, 1977, 1978; Эрлих, 1973; Berg, Sutton, 1974; Carr, Stoiber, 1974;). Краткий обзор этих работ представлен в работах (Абдурахманов, Федорченко, 1976; Широков, 1978). В этих же работах приведена более обширная библиография по состоянию на конец 70-х гг. Из более поздних работ следует выделить работы (Gresta, Marzocchi, Mulargia, 1994).

Согласно работам (Абдурахманов, Федорченко, 1976; Широков, 1978) взаимосвязь между сейсмичностью и извержениями вулканов, вне всякого сомнения, существует. В одной из первых работ, посвященных установлению и обоснованию такой взаимосвязи на примере Курило-Камчатской дуги, прямо говорится: имеющиеся данные наводят «... на мысль о том, что геоструктурная дуга возникла в результате какого-то единого тектонического процесса, охватившего дугу в целом» (Токарев, 1959).

Однако, как считают некоторые из исследователей (Горячев, 1962; Эрлих, 1973), прямых данных, которые бы «одновременно» указывали на существование взаимосвязи между сейсмичностью сейсмофокальной зоны и извержениями вулканов «огненного кольца», не существует. Тем не менее для различных регионов окраины Тихого океана наличие такой взаимосвязи установлено: для Курило-Камчатских и Центрально-Американских землетрясений с промежуточной глубиной очага (Токарев, 1959, 1974; Широков, 1978; Carr, Stoiber, 1974), для сильных и сильнейших землетрясений с нормальной глубиной очага в пределах Центральной Америки, Чили, Камчатки и северных Антильских островов (Berg, Sutton, 1974). Для острова Сицилия наличие такой взаимосвязи показывается в работе (Gresta, Marzocchi, Mulargia, 1994).

Приведенные данные показывают, что сейсмичность сейсмофокальной зоны и извержения вулканов «огненного кольца» в пределах окраины Тихого океана взаимосвязаны. Более того, можно сделать вывод о том, что такая взаимосвязь имеет не локальный, а региональный характер в том смысле, что взаимосвязаны не конкретные землетрясения и извержения вулканов, а их совокупности, рассматриваемые в пределах региона.

Миграция извержений вулканов. Составленная авторами работы (Викулин, Водинчар, Мелекесцев и др., 2007) база включает $n = 6226$ извержений $N = 562$ вулканов планеты за последние 12 тыс. лет (9850 г. до н. э. – 2005 г.).

В пределах окраины Тихого океана, являющегося наиболее активным районом земного шара, за последние 12 тыс. лет извергалось 364 (61%) вулкана 5353 (86%) раз. Из них 81 вулкан извергался 155 раз с $W \geq 5$ (86%) и 41 вулкан извергался 55 раз с $W \geq 6$ (95%).

Для исследования миграции вулканической активности нами были выбраны наиболее сильные извержения с $W \geq 6$ ($\geq 10^{10}$ м³), произошедшие в пределах последнего, достаточно однородного по активности временного интервала 250 г. до н. э. – 2005 г., в пределах которого отмечено $n = 25$ извержений $N = 22$ вулканов. Для выявления пространственно-временных закономерностей распределения вулканической активности описанным выше для землетрясений способом определялись расстояния вдоль линии, общая протяженность которой составила 45 400 км.

Извержения с $W \geq 6$ ($N = 19$, $n = 21$) в период с 250 г. до н. э. – 1932 г. на плоскости с осями $L - t$ имеют тенденцию группироваться в пределах узких областей-цепочек (рис. 22). Выделенные цепочки имеют примерно одинаковые наклоны, отделены друг от друга протяженными «пустыми» коридорами и следуют друг за другом через близкие по длительности интервалы времени. Определенные методом наименьших квадратов параметры аппроксимированных отрезками прямых линий цепочек извержений приведены в табл. 3. Значения наклонов цепочек – скоростей миграции V и интервалов времен между ними ΔT – являются близкими. Разброс не превышает 30%. Эти данные позволяют предположить, что распределение извержений с $W \geq 6$ в 250 г. до н. э. – 1932 г. в пространстве и времени соответствует гипотезе миграции со скоростью $V = 100 \pm 40$ км/год вдоль окраины Тихого океана.

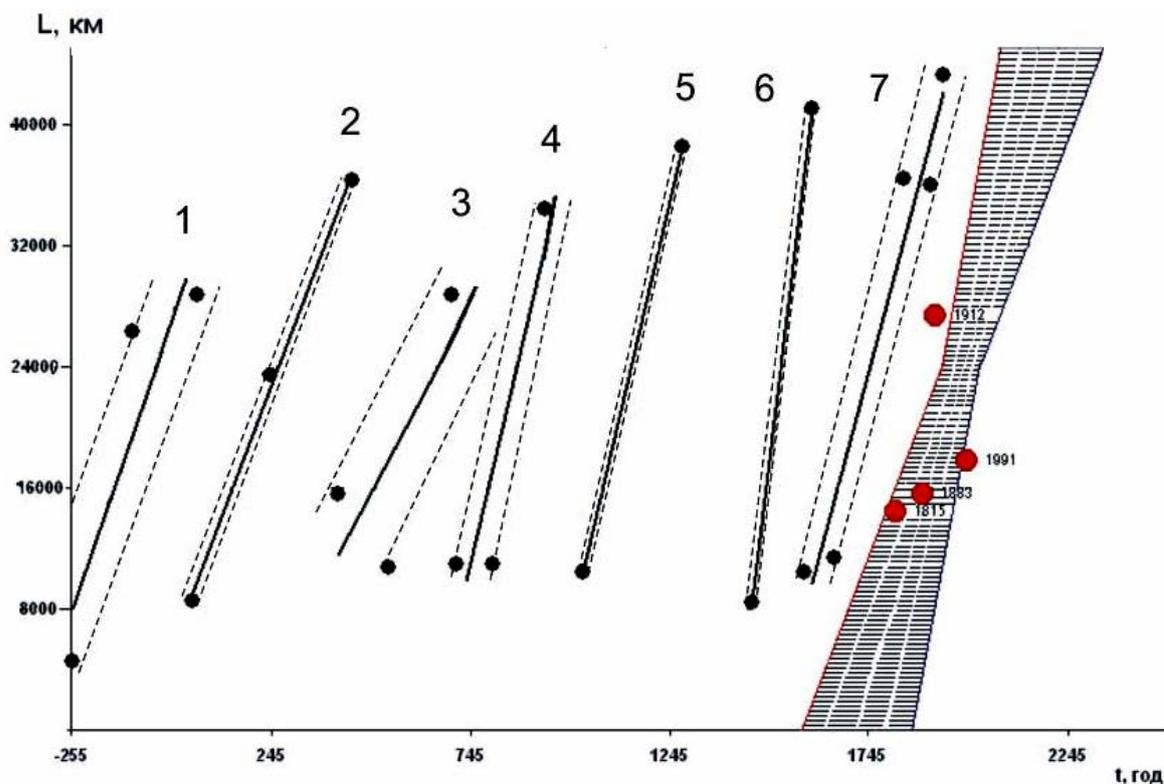


Рис. 22. Расположение извержений ($n = 22$) с $W \geq 6$ тихоокеанских вулканов ($N = 25$), произошедших в период 250 г. до н. э. – 1991 гг.: 1 – 7 = p – номера линий и величины среднеквадратических отклонений, параметры которых определены методом наименьших квадратов. Штриховкой обозначена «прогнозная» область (Викулин, Водинчар, Мелекесцев и др., 2007)

Параметры прямолинейных цепочек миграции извержений тихоокеанских вулканов с $W \geq 6$

p	k	V , км/год	ΔT , год	T , год
1	3	77	308	310
2	3	69	401	400
3	3	49	193	284
4	3	112	291	220
5	2	112	371	250
6	2	220	224	148
7	5	97		352
		105 ± 37	298 ± 62	

Примечание. Символ p – порядковый номер цепочки (рис. 22); k – количество извержений в цепочке; V – «наклон» цепочки (значение скорости миграции извержений); ΔT – интервал времени между миграционными цепочками; T – продолжительность одной миграционной цепочки.

Для проверки этой гипотезы миграции были рассчитаны параметры «прогнозной» области, которая после последней ($p = 7$) цепочки должна включать в себя все последующие извержения тихоокеанских вулканов с $W \geq 6$. Как видно из рис. 22, из четырех последних таких извержений 1815 – 1991 гг. три попадают в пределы «прогнозной области», что позволяет с вероятностью 0,7 – 0,8 принять нашу гипотезу о миграции вулканических извержений с $W \geq 6$ вдоль окраины Тихого океана в направлении от Новой Зеландии к Южной Америке.

Таким образом, показано, что сильные ($W \geq 6$) извержения вулканов имеют тенденцию мигрировать. Скорости миграции наиболее сильных землетрясений и извержений по порядку величины оказались соизмеримыми. Это подтверждает ранее высказанную идею (Викулин, 2003) о том, что сейсмичность и вулканизм, рассматриваемые как процессы планетарного масштаба, взаимосвязаны. Полученные данные позволяют предположить, что волны миграции сейсмической и вулканической активности являются, по сути, проявлениями в различных геофизических полях более общего тектонического волнового планетарного процесса.

Тектоника

Протяженность плиты и скорость ее движения. Имеющиеся в нашем распоряжении данные ($N = 61$) за последние 150–165 млн лет о размерах плит $650 < L$ [км] $< 18\,000$ и скоростях движения их границ $5 < V$ [мм/год] < 112 представлены на рис. 1, а. Видно, что по всей совокупности данных статистически значимая зависимость $L(V)$ не выявляется.

Анализ представленных на рис. 23, б ($N = 29$) данных о скоростях рифтинга и спрединга (РС-данные) позволяет выявить следующую статистически значимую зависимость:

$$Lg L_1 \text{ [км]} (\pm 0,33) = (0,43 \pm 0,15)Lg V_1 \text{ [мм/год]} + (3,17 \pm 0,26). \quad (64)$$

В работах (Вихри..., 2004; Тверитинова, Викулин, 2005) по номерам магнитных аномалий удалось выявить совокупность РС-данных ($N = 21$), характеризующих движения плит в течение малых интервалов времени продолжительностью 20 (5 – 30) млн лет. Для этой совокупности данных определена следующая статистически значимая зависимость:

$$Lg L_2 \text{ [км]} (\pm 0,3) = (0,7 \pm 0,3)Lg V_2 \text{ [мм/год]} + (2,9 \pm 0,5). \quad (65)$$

Определение зависимостей $Lg L(Lg V)$ в соотношениях (64) и (65) проводилось методом наименьших квадратов.

Полученные нами зависимости не противоречат уже имеющимся зависимостям. Например, корреляционная зависимость $LgL \approx LgV$, близкая соотношению (65), была получена в работе (Новая..., 1974) для процессов как спрединга, так и субдукции.

Проведенный анализ данных о протяженностях РС-зон и скоростях движения их границ позволяет предположить существование двух механизмов с характерными временами около 150 (144–165) млн лет для соотношения (64) и примерно 20 (5–33) млн лет для соотношения (65).

Отметим, что форма («вытянутость»), минимаксные значения «субдукционной» (С) (рис. 23, в) и «рифтинг-спрединговой» (рис. 23, б) областей расположения исходных точек являются близкими. Отличаются эти области разными плотностями точек: РС-данные распределены по всей области достаточно равномерно, в то время как С-данные с большей плотностью сосредоточены в области предельно больших значений протяженностей зон. Представляется, что участки зон субдукции малой протяженности (1000–2000 км и менее) исследованы недостаточно полно, в результате чего для них имеет место искусственный «дефицит» данных. Другими словами, проведенный в настоящей работе анализ и данные, полученные другими исследователями показывают, на наш взгляд, что выявленные в работе два механизма являются характерными для тектонического процесса вообще, включая и процесс субдукции.

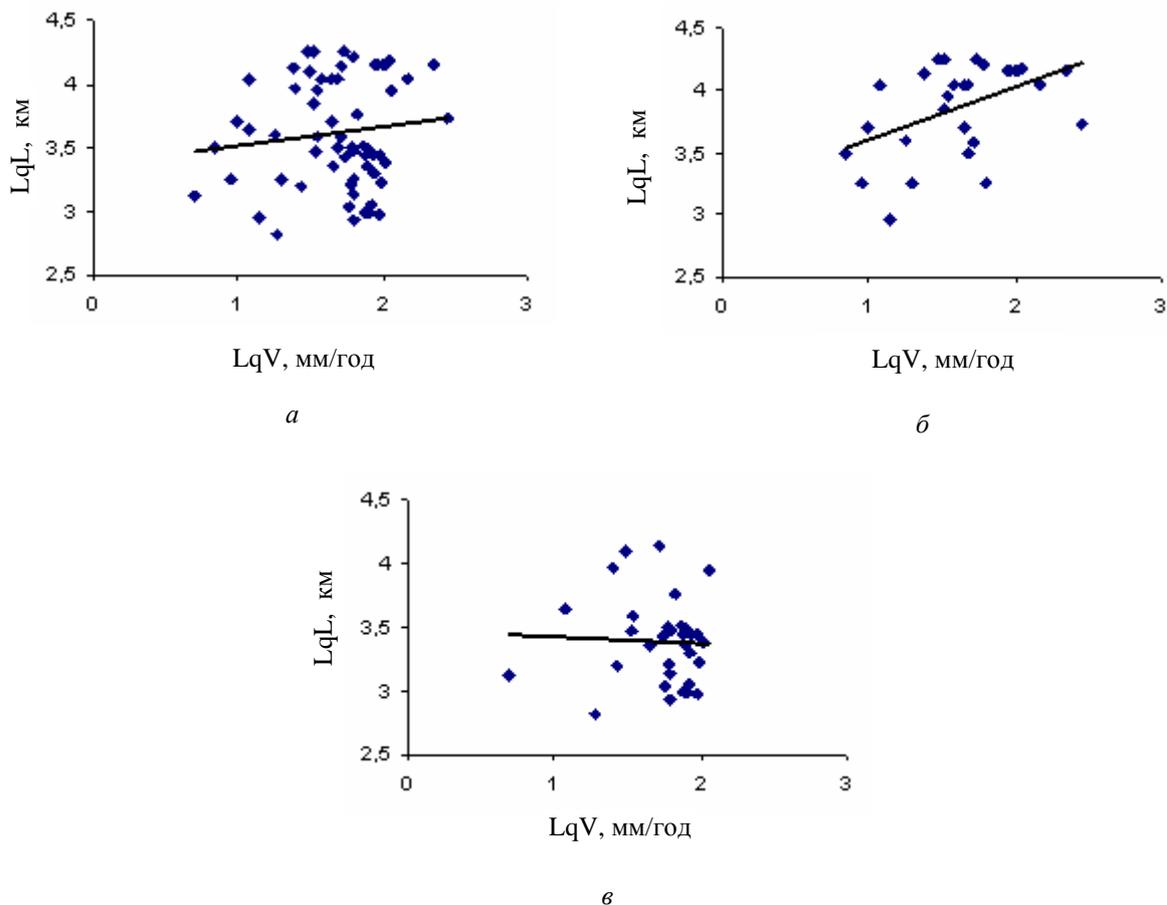


Рис. 23. Данные, характеризующие зависимость $LgL(LgV)$ между протяженностями плит L и скоростями их движения V по работе (Тверитинова, Викулин, 2005): а – скорости субдукции, рифтинга и спрединга ($N = 61$); б – скорость рифтинга и спрединга ($N = 29$); в – скорости субдукции ($N = 32$)

Энергия тектонического движения. Энергия тектонического движения, очевидно, определяется размерами (массами) L плит и скоростями V их движения. Из самых

общих соображений следует, что существование зависимости $L(V)$ является принципиальным моментом, по сути, определяющим *физику механизма перемещения тектонических плит* вдоль поверхности Земли. Действительно, в случае существования зависимости между такими (вообще говоря, векторными) величинами, однозначно определяющими величины энергий движущихся плит, появляются все основания для предположения о моментной природе тектонического процесса, протекающего на вращающейся планете.

В такой плоскости вопрос об энергии тектонического процесса ранее не ставился. Однако в неявном виде анализ особенностей проявления тектонической энергии проводился. Действительно, в настоящий момент вопрос о существовании зависимости $L(V)$ является проблематичным: имеются аргументы как против (Кукал, 1987), так и за (Ле Пишон, 1974; Морган, 1974).

Для определения тектонической энергии движущейся плиты будем полагать, что ее кинетическая энергия $E = \frac{1}{2} mV^2$, где $m \approx \rho L^\alpha$ – масса плиты, ρ – ее объемная ($\alpha = 3$), площадная ($\alpha = 2$) или линейная ($\alpha = 1$) плотность. Тогда, дифференцируя выражение для энергии, заменяя в полученном дифференциальном уравнении величину dL величиной dV , определяемой из соотношений $LgV \approx \beta LgV$, и интегрируя полученное соотношение, получим выражение для величины энергии плиты, движущейся со скоростью V и имеющей протяженность L :

$$E / E_0 = (V / V_0)^{(2+\alpha\beta)},$$

или

$$E \approx V^{(2+\alpha\beta)}, \quad (66)$$

где $\beta \approx 0,45 \pm 0,13$ – для механизма, описываемого соотношением (64); $\beta \approx 0,7 \pm 0,3$ – для механизма, описываемого соотношением (65); $E_0 = \frac{1}{2} \rho L_0^\alpha V_0^2$, L_0 , V_0 – соответственно энергия, протяженность плиты и скорость движения ее границы в момент начала процесса.

Из соотношений (64) – (66) видно, что зависимости для энергий плит от величин их скоростей движения для каждого из механизмов существенно различаются. Действительно, в «предельных» случаях для механизма, описываемого соотношением (65), когда $\beta_{\max} \approx 1$ при $\alpha_{\max} \approx 2,5$ ($2 < \alpha < 3$, что при малых временах соответствует зарождению плиты), и для механизма, описываемого соотношением (64), когда $\beta_{\min} \approx 0,3$ при $\alpha_{\min} \approx 1$ (например, при больших временах размер плиты увеличивается практически в одном направлении), соответственно получаем:

$$E_1 \approx V_1^2, \quad (67)$$

$$E_2 \approx V_2^5. \quad (68)$$

Сейсмичность, вулканизм и тектоника. Полученные нами «плитовые тектонические» соотношения (64)–(65) и (68)–(67) качественно близки соответствующим волновым солитонным и экситонным решениям ротационной сейсмической задачи (58). Как видим, сейсмический, вулканический и тектонический процессы имеют своеобразные корпускулярно-волновые свойства и могут быть описаны в рамках единой волновой ротационно-упругой модели (Викулин, 2003; Вихри..., 2004; Тверитинова, Викулин, 2005). Такие свойства позволяют рассматривать сейсмофокальные блоки, вулканические центры и тектонические плиты планеты в целом как *взаимосвязанные структуры*. Генезис таких структур определяется особенностями их взаимодействия. Свойства такого взаимодействия определяются ротационно-упругими сеймотектоническими с собственными макро-

скопическими моментами солитонами и экситонами, которые в совокупности представляют собой самосогласованное тектоническое волновое поле планеты – «самоорганизацию ... с ненулевыми дивергенциями и вихрями» (Лукьянов, 1999). Новая глобальная тектоника в рамках таких представлений является, по сути, «корпускулярной» (плитовой), не учитывающей *вращение планеты* и связанную с таким вращением волновую динамику.

Геология и механика

Вихревые структуры. Развитие представлений о вихревых движениях подробно рассмотрено в гл. 1, 2. Теперь кратко остановимся на развитии представлений о вихревых движениях в геологии и геофизике.

Проблема вихревых структур в геологических процессах была впервые обозначена китайским ученым Ли Сыгуаном в 20-х гг. прошлого века (Lee, 1928) и через 30 лет сформулирована им в качестве научной гипотезы в книге (Ли Сыгуан, 1958), в которой на большом фактическом материале обосновывается существование структур, являющихся, по мнению автора, результатом сдвигов, возникающих при вращении отдельных масс земной коры и, видимо, по этой причине названных вихревыми. В последние годы появилось большое количество данных о существовании структур поворотного, крутильного, вихревого типов в геологической среде как Земли (Ван Беммелен, 1991; Кац, Козлов, Полетаев и др., 1989; Кулаков, 1986; Мелекесцев, 1979, 2004а, 2004б; Мясников, 1999; Система..., 2003; Слензак, 1972; Тектоника..., 2002; Mandeville, 2000), так и других планет и их спутников (Мелекесцев, 2004б; Maps..., 1989; Morelli, 1987; Whitney, 1979).

Примеры вихревых структур в районах островов Пасха и Хуан-Фернандос, проявляющиеся в разных геофизических полях, приведены в гл. 2 (рис. 4–7). Вихревая Соловьевская морфоструктура центрального типа (район Приамурья), выраженная на поверхности фрагментами разрывных нарушений, приведена на рис. 24 (Мясников, 1999). Вихревая структура северной полярной ледяной «шапки» Марса приведена на рис. 25.

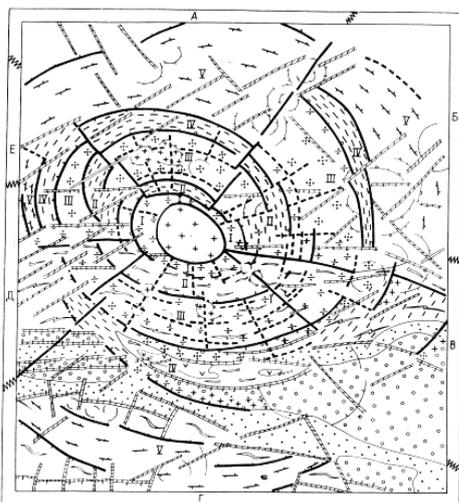


Рис. 24. Схема строения Соловьевской вихревой морфоструктуры центрального типа (Мясников, 1999)

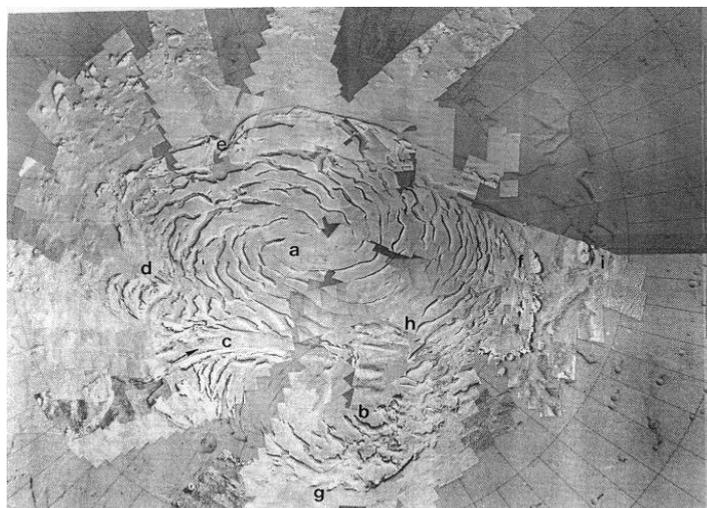


Рис. 25. Выраженные в рельефе следы планетарных вихревых структур в Северном полушарии Марса (Whitney, 1979)

Проблема выделения и анализа вихревых структур на границе Тихоокеанского и Индо-Азиатского блоков литосферы или внутри этих блоков неоднократно обсуждалась в геологической литературе (Викулин, Тверитинова, 2007; Вихри..., 2004; Дмитриевский, Володин, Шипов, 1993; Ли Сыгуан, 1958; Мелекесцев 1979, 2004а, 2004б; Ротационные..., 2007; Слензак, 1972). На рис. 26 (Дмитриевский, Володин, Шипов, 1993) показана возможная картина проявления глубинных вихревых движений, получившая свое

отражение в особенностях морфологии рассматриваемой переходной зоны. С использованием литературных материалов была составлена схема распространения ксенолитосодержащих объектов (рис. 27), которая позволяет конкретизировать каждый конкретный вихрь в общей вихревой картине рассматриваемой окраины (Колосков, Аносов, 2006).

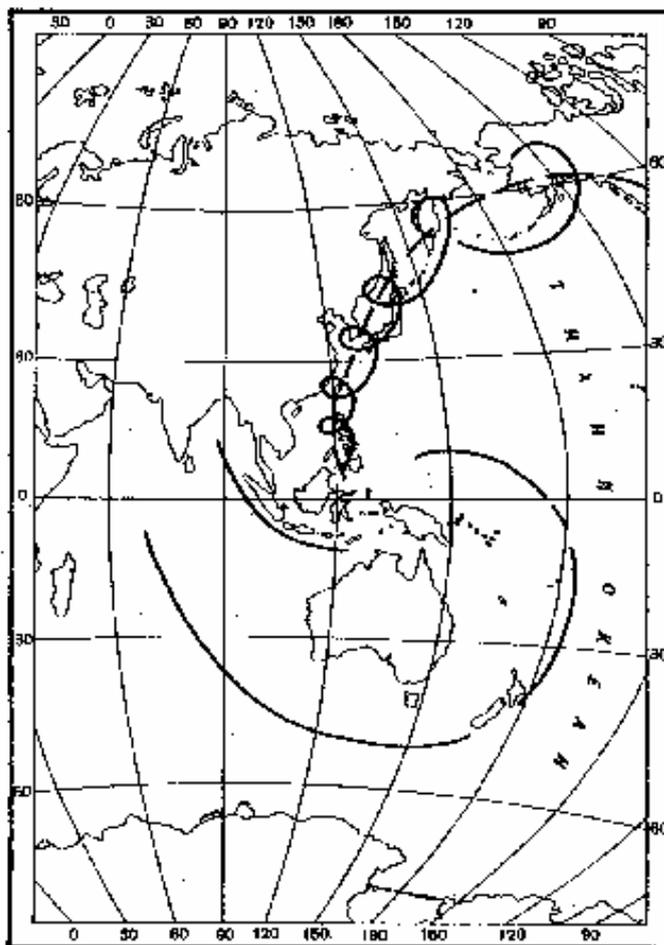


Рис. 26. Глобальная вихревая система Индо-Тихоокеанского региона Земли: «Геометрия рукавов данной тектонической структуры установлена нами по морфоструктурным признакам: спиральная форма северного рукава вихря выражена в конфигурации островной дуги континентальной окраины, а спираль южного рукава определяется геометрией срединно-океанического хребта и линией о-вов Новой Зеландии – Тонга. Данная вихревая система удовлетворительно выражена в глобальной структуре гравитационного поля Земли (модель GEM-9) и в рисунке горизонтальных течений в верхней мантии по данным сейсмической томографии. Интересно, что в центре вихревой системы расположено крупнейшее вздутие геоида согласно годдаровской (НАСА) модели Земли GEM-9, построенной по спутниковым данным» (Дмитриевский, Володин, Шипов, 1993)

В соответствии с данными работ (Дмитриевский, Володин, Шипов, 1993; Шипов, 2002; Колосков, Аносов, 2006; Мелекесцев, 1979, 2004а, 2004б; Слензак, 1972) вихревые структуры и геолого-геофизические процессы, их объясняющие, должны, по сути, являться краеугольными камнями современной геодинамики.

Проблема происхождения вихревых систем литосферы подробно освещается в работе (Слензак, 1972). В этой же работе, в частности, отмечается, что «сходство вихревых образований атмосферы, гидросферы и литосферы не случайно, и в факте вращения Земли проблема генезиса вихревых образований имеет прочную основу для своего решения» (Слензак, 1972, с. 76). Следует отметить работы (Викулин, Тверитинова, 2004; Полетаев, 2006), в которых приводится обзор современного состояния проблемы с описанием большого количества геологических структур вихревого типа.

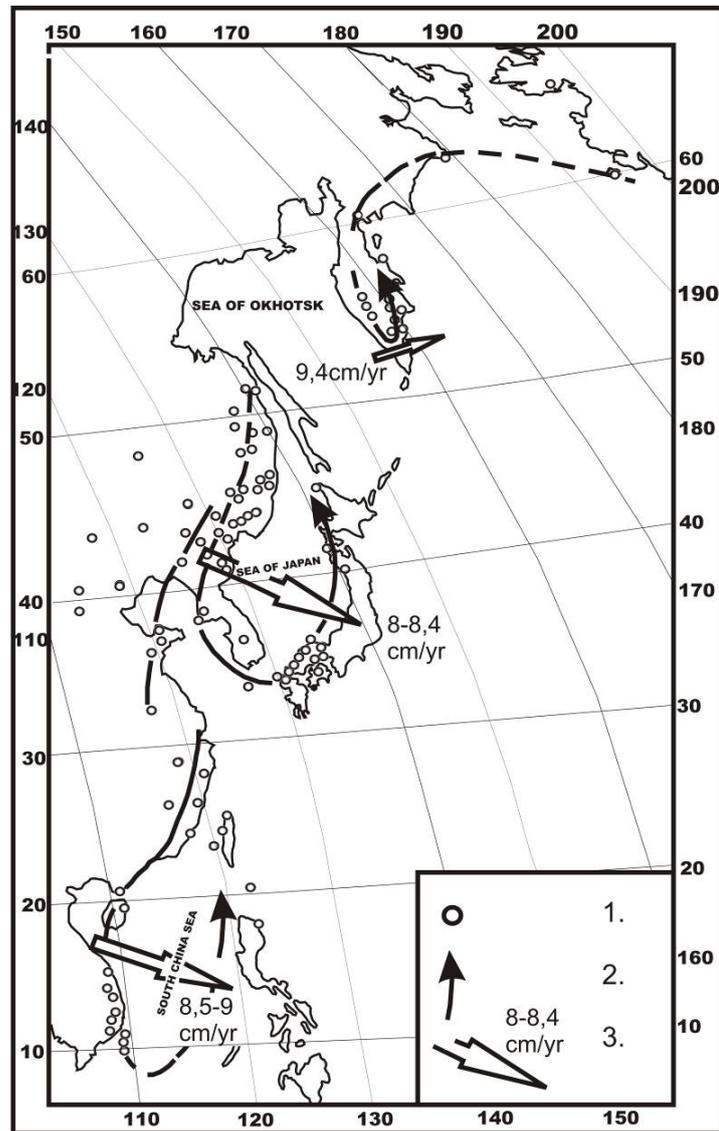


Рис. 27. Вулканические объекты позднекайнозойского возраста с включениями ультраосновного состава в пределах Восточно-Азиатской окраины и контуры вихревых тектономагматических структур:
 1 – объекты, несущие ультраосновные включения (вулканические постройки, лавовые поля);
 2 – условные контуры вихревых структур; 3 – направления и скорости перемещения вулканического фронта в ходе развития вихревой структуры (Колосков, Аносов, 2006)

Анализ полей деформаций на геологических и тектонических картах показывает, что образование таких вихревых структур в земной коре и их генезис являются прямым следствием геодинамических процессов. Совокупность данных о расположении планетарных структур сжатия и растяжения (Роль..., 1997); о поле напряжений по механизмам очагов землетрясений Евразии, определенном как мегарегиональное (Гущенко, 1979); о геодезических (Рикитакэ, 1970; Сато, 1984; Hashimoto, 1988) и светодальномерных (Давыдов, Долгих, Запольский и др., 1988) инструментальных измерениях, проведенных на больших базах; о движениях блоков Тихоокеанской сейсмофокальной зоны (Геологическая..., 1989; Daly, 1989; Geist, Childs, Schooll, 1988; Nur, Ron, Scotti, 1986), тектонических плит (Берсенев, 1964; Викулин, 1994; Жарков, 1983; Мелекесцев, 1979; Forsyth, Uyeda, 1975; Takeuchi, 1985), платформ (Полетаев, 2006) и других более «мелких» геологических образований (Ван Беммелен, 1991; Полетаев, 2006), которые, в свою очередь, «пронизаны» перекрывающимися вихревыми планетарными структурами литосферы (Слезняк, 1972), прямо указывают на вращательный, крутильный и вихревой характер движения геологических структур планеты (Викулин, 2003; Вихри..., 2004; Маслов, 1996; Слензак, 1972).

Анализ большого количества тектонических данных показывает следующее: «если представить себе тектоническое течение в виде векторного поля скоростей (или перемещений) частиц тектоносферы, то самоорганизация приводит это поле к единому, сплошному, непротиворечивому структурному рисунку», в котором «находят свое место не только неоднородные деформации, но и *зоны с ненулевыми дивергенциями и вихрями*» (Лукиянов, 1999). При этом прошло уже почти полвека, как А.В. Пейве отметил, что «каждый блок земной коры обладает как бы *самостоятельной «движущей силой», заключенной в нем самом*» (Лукиянов, 1999) (в обеих цитатах курсив наш. – Авт.). В работе (Слензак, 1972, с. 37, 38) делается «важный вывод о *самостоятельности крупной вихревой системы* как типа тектонической структуры литосферы, который не может быть создан внешними источниками движения в виде дрейфующих материков или смещений по планетарным разломам». Далее «перекрытие вихревых систем способствует образованию систем меньшего размера, соединяя в новые вихри отрезки больших дуг крупных систем» (Слензак, 1972, с. 43). При этом «непосредственное изучение пород свидетельствует о формировании вещества», слагающего вихревые системы, «в твердом состоянии на месте и за счет вещества верхней мантии» (Слензак, 1972, с. 98).

Проведенный в работе (Вихри..., 2004) анализ движений, наблюдаемых в природе во всем пространственно-временном масштабе от элементарных частиц (имеющих спин) до галактик и их скоплений, подтверждает саму суть «геотектонических» наблюдений и обобщений А.В. Пейве, А.В. Лукьянова (Лукиянов, 1999) и О.И. Слензака (Слензак, 1972). Такие наблюдения и обобщения в свете анализа (Вихри..., 2004) и представлений Декарта, Канта – Лапласа, Кельвина и Гамова фактически предписывают структурным элементам геологической среды как части материи на разных пространственно-временных масштабах, вращающейся независимо от физического состояния слагающего ее вещества, иметь собственный момент количества движения. На основании этих данных поворотные, закрученные спиралеобразные (Ли Сыгуан, 1958)) вихревые структуры, их формирование и развитие в пространстве и времени, взаимосвязь друг с другом («самоорганизация»), по мнению авторов, основанному на данных Ли Сыгуана (Ли Сыгуан, 1958; Lee, 1928), А.В. Пейве и А.В. Лукьянова (Лукиянов, 1999), О.И. Слензака (Слензак, 1972), А.Н. Дмитриевского с соавторами (Дмитриевский, Володин, Шипов, 1993), А.И. Полетаева (Полетаев, 2006), сборников (Вихри..., 2004; Ротационные..., 2007; Система..., 2003; Тектоника..., 2002) и других, являются следствием «собственных» вращательных движений блоков, плит и их образований, слагающих геологическую среду.

Наличие вихревых структур в литосферах Земли, других планет и их спутников естественным образом продолжает и «замыкает» цепочку такого рода движений вещества при разных физических состояниях.

Следует отметить следующее. Согласно данным работы (Викулин, 2003) в понятие «собственное вращательное движение» мы вкладываем смысл, близкий по сути спину, который имеет любая достаточно малая частица вещества (элементарная частица, атом, молекула) в течение всей своей «жизни». Данные физического плана, подтверждающие такую гипотезу, содержатся в работах (Дмитриевский, Володин, Шипов, 1993; Потапов, Фоминский, Потапов, 2000; Шипов, 2002). Поэтому «самостоятельную движущую силу, заключенную в самом» блоке (Лукиянов, 1999) и «самостоятельность вихревой системы» (Слензак, 1972) мы также связываем с «собственным вращательным моментом». Очевидно, что используемое нами понятие «собственного вращательного движения» в принципе отличается от Эйлера вращения, соответствующего поступательному перемещению вдоль сферической поверхности.

Фигура равновесия вращающихся тел. Вихревая задача Дирихле. обстоятельные обзоры проблемы содержатся в классических работах (Буллен, 1978; Ламб, 2003). Условно можно выделить следующие этапы, характеризующие состояние теории фигур равновесия вращающейся гравитирующей жидкости (Ротационные..., 2007, с. 15–37).

1. *Начальный ньютоновский этап* можно связать с появлением первых фактов. В 1672 г. Рише обнаружил, что часы, верно отсчитывающие секунды в Париже (49° с. ш.), отстают приблизительно на 2,5 мин в сутки в Кайенне (5° с. ш.), где он вынужден был укоротить маятник более чем на линию (1/12 французского дюйма). Аналогичное отставание часов позднее было замечено Вареном и Де Хэем в Горэ (15° с. ш.) и в других местах. Один из членов Парижской академии предположил, что на экваторе тело весит меньше, чем на полюсах. В 1690 г. Гюйгенс заметил, что линия отвеса направлена нормально к поверхности вращающейся самогравитирующей жидкости. Кроме того, он оценил эллиптичность ε Земли (Буллен, 1978, с. 18).

Все это стимулировало деятельность Ньютона, который, как сообщают, случайно слышал об открытии Рише на заседании Королевского общества в 1682 г. Ньютон понял, что с помощью закона всемирного тяготения можно исследовать не только движение небесных тел, но и саму их форму. Он поставил знаменитую задачу о равновесной форме гравитирующей жидкой массы, имеющей вращение вокруг оси. Эта задача и положила начало теории фигур равновесия. Ньютон первый определил сжатие однородной Земли: $\varepsilon = \frac{5}{4}m = 229^{-1}$, где m – отношение центробежной силы к притяжению на экваторе. Это был несомненный успех в познании Земли и других планет.

Ученые думали и о фигуре равновесия неоднородной Земли. Не все моменты этой проблемы во времена Ньютона были ясными и понятными. Например, согласно популярной в то время вихревой теории Декарта (вспомним великое противостояние ньютонианцев и картезианцев) Земля в противоположность полученному Ньютоном результату должна напоминать огурец, стоящий на остром конце (Вихри..., 2004; Тверитинова, Викулин, 2005).

И только Клеро (1743) верно понял, что все дело в существовании тесной взаимосвязи между сжатием планеты и распределением вещества внутри нее. Ему первому стало ясно, что в рамках альтернативы «сплюснутость однородной фигуры (Ньютон) – сплюснутость полностью переконденсированной фигуры (Гюйгенс)» имеет место неравенство $\frac{5}{4}m \geq \varepsilon \geq \frac{1}{2}m$.

Ньютоновские «Начала» побудили многих математиков к занятию задачами по фигурам равновесия. Маклорен (1742), последователь Ньютона, решил трудную задачу о притяжении внутри однородного сфероида. Компоненты силы притяжения оказались линейными функциями координат. Это позволило Маклорену красиво обобщить результат Ньютона доказательством, что однородно сжатый сфероид при любой сплюснутости может быть фигурой относительного равновесия вращающейся жидкой гравитирующей массы. В итоге Маклорен не только открывает равновесные жидкие сфероиды, носящие теперь его имя, но и доказывает, что внутри них полная сила тяжести всегда направлена по нормали к поверхности, проходящей через испытываемую точку и подобной границе данной фигуры. Это и есть уровенные поверхности, которые после вышедших в 1743 г. работ Симпсона и Клеро, выражаясь современным языком, являются поверхностями постоянного значения давления и полного потенциала.

2. *Этап Якоби.* Период становления теории фигур равновесия был наполнен решением важных математических задач. Лежандр ввел понятие гравитационного потенциала и разработал общую теорию притяжения однородного трехосного эллипсоида, содержащую, как частный случай, и результаты Маклорена. Лаплас получил знаменитое дифференциальное уравнение второго порядка для потенциала вне гравитирующей массы, а Пуассон – внутри нее. Эйлер сформулировал принципы гидродинамики невязкой жидкости. Лагранж преобразовал всю механику. В результате этого подход к проблеме фигур равновесия, сформулированной Ньютоном, стал более абстрактным, что давало какой-то выигрыш в общности.

Дело касалось самого принципиального момента теории: *обязаны ли фигуры равновесия иметь осевую симметрию или могут существовать и фигуры с нарушением ее?* У самого Ньютона предположение об осевой симметрии было только априорным, однако почти все его последователи считали, что гипотезе об осесимметричности нет альтернативы. Все рассуждали здраво, но, увы, стандартно: поскольку поле центробежных сил, ответственных за появление сплюснутости вращающейся конфигурации, имеет осевую симметрию, то неизбежно такую же симметрию должна иметь и сама фигура.

Новый толчок к развитию теории дал математик Якоби (1834), указавший на возможность существования однородной фигуры равновесия в форме трехосного эллипсоида (эллипсоиды Якоби). В 1884 г. Ляпунов и годом позднее Пуанкаре открывают независимо друг от друга целый класс новых фигур равновесия, отдаленно напоминающих по форме груши, рубчатые дыни, волнистые патиссоны и другие фрукты и овощи. Оказалось, что в окрестности определенных сфероидов Маклорена и эллипсоидов Якоби (их множество бесконечно, хотя и счетное) существуют неэллипсоидальные фигуры относительного равновесия. Строгое доказательство существования неэллипсоидальных форм дано в начале XX в. (Ляпунов, 2000).

Это блестящее достижение Ляпунова – Пуанкаре открыло новую страницу в математической физике и геофизике, сформулировало круг любопытных идей и дало толчок к развитию новых аналитических методов. Отсюда берут начало понятия о линейных сериях фигур равновесия, бифуркациях, нелинейных интегральных уравнениях. Был сделан важный шаг от идеальных поверхностей второго порядка к сложной реальности: действительно, у многих галактик, звезд и планет в их форме замечено присутствие третьих и более высоких гармоник (Пуанкаре, 2000).

3. *Этап Дирихле (Dirichlet, 1860)*. Математик Дирихле внес настолько революционный вклад в основы теории фигур равновесия, что раздвинул сами границы этой дисциплины. Поставленная Дирихле проблема такова. *Дана однородная несжимаемая масса гравитирующей жидкости. Допускают ли законы гидродинамики такое движение этой массы, чтобы ее форма в любой момент оставалась эллипсоидальной, а поле скоростей жидкости – линейным по координатам?* Дирихле поставил задачу и получил уравнения движения такого эллипсоида.

Если до Дирихле говорили исключительно о фигурах относительного равновесия, то теперь вопрос поставлен значительно шире: существуют ли однородные эллипсоиды с внутренними течениями? Фигуры же относительного равновесия – всего лишь частный случай стационарных фигур в проблеме Дирихле. Ключевым в этой проблеме является условие линейности внутреннего поля скоростей в эллипсоидах – только оно делает решаемой трудную динамическую задачу учета сил Кориолиса. В итоге поля сил гравитации и Кориолиса, и центробежной силы в эллипсоиде оказываются линейными. Суперпозиция этих силовых полей, без которой проблема Дирихле вообще не имела бы смысла, и порождает обширное семейство возможных конфигураций, в том числе и вихревые течения.

Дедекиннд отметил *особую симметрию, присущую уравнениям движения эллипсоида Дирихле*. Это свойство уравнений говорило о том, что возможно и такое движение эллипсоида, конгруэнтное исходному, которое имеет и другое поле скоростей и вращается уже с другой угловой скоростью. Другими словами, такое свойство симметрии уравнений движения *указывает на возможность существования во вращающихся средах вихревых течений*.

Самый значительный вклад в разработку идеи Дирихле внес великий математик Риман. Он впервые рассмотрел стационарные фигуры равновесия и открыл класс двухпараметрических равновесных эллипсоидов, у которых вектор угловой скорости Ω и вектор вихря внутренних течений ζ совпадают с одной из главных осей симметрии фигуры (S -эллипсоиды Римана). Класс S -эллипсоидов состоит из однопараметрических последовательностей фигур с определенным отношением $f = \zeta/\Omega$ (являющимся, как впоследствии будет показано Чандрасекхаром, своеобразным условием «квантования» получаемых решений).

Еще более удивительными являются эллипсоиды Римана (1948) с наклонным вращением (например, Земля). У таких фигур ось вращения и вектор вихря в общем случае не совпадают с главными осями эллипсоида, что значительно расширяет спектр возможных решений.

По сути, задача Дирихле явилась дальнейшим, на более высоком уровне, развитием идеи Декарта (1644) «о вихревых движениях как основных движениях Материи, как системы Мира» (Тверитинова, Викулин, 2005). Первый этап развития проблемы Дирихле прошел под знаком «бури и натиска»: ни Дедекиннд, ни Риман, так много сделавший в различных областях математики и механики, к этой теме после получения ими первых результатов так и не возвращались. Наступило долгое затишье.

4. *Современный этап.* Интерес к проблеме Дирихле был возрожден через 100 лет работами по динамике звезд, выполненными С. Чандрасекхаром и его сотрудниками в 60-х гг. прошлого века. За эти работы С. Чандрасекхар (совместно с У.А. Фаулером) был удостоен в 1983 г. Нобелевской премии. Важные результаты в областях астрономии, космогонии и геофизики, связанные с изучением строения и свойств звезд, звездных систем, галактик, газопылевых облаков и твердого внутреннего ядра Земли, движущегося в вязкой мантийной оболочке, в рамках проблемы Дирихле были также получены Б.П. Кондратьевым и его сотрудниками, а также другими коллективами исследователей. Эти работы убедительно доказывают существование во вращающихся *реальных* (не идеальных!) системах внутренних движений, имеющих *вихревую* природу. Важным результатом такого рассмотрения, имеющим принципиальное значение, является возможность получения новых данных о физических свойствах сред, таких как вязкость, сжимаемость, напряженность магнитного поля и др.

Полученные данные позволили модифицировать *классическую* задачу Дирихле идеальной жидкости и тем самым применить ее к движению *реальных* сред (Кондратьев, 2003). Представляется, что вихревые решения модифицированной проблемы Дирихле будут в большей степени соответствовать движениям, наблюдаемым в реальных средах, включая и геофизическую среду, которая, как известно (Вихри..., 2004; Ли Сыгуан, 1958; Поплавский, Соловьев, 2000), содержит большое количество разномасштабных вихревых геологических структур и вихревых геофизических движений.

О новой парадигме в геологии. В рамках ротационно-упругой модели тектонические «климат» и «погода» Земли, т. е. формирование и генезис зон сжатия и растяжения и разделяющих их узлов сдвига, определяются не столько самим движением блоков и плит, сколько их *взаимодействием* – ротационно-упругими волнами. Аргументом в пользу моментной природы тектонического процесса, протекающего на Земле, является установленная корреляция между «средним полярным расстоянием плит» и скоростями субдукции и спрединга (Викулин, 2003; Пушаровский, 2005; Спорные..., 2002).

С помощью таких представлений объясняется геодинамика тектонических перестроек, связанная с направленными изменениями в расположении тектонических областей на поверхности Земли (Вихри..., 2004): во-первых, геометрической выдержанностью процесса смены простираний структур на одну и ту же величину (примерно 90°); во-вторых, тектонической цикличностью, выражающейся ритмично повторяющимся увеличением скорости вращения структурных планов; в-третьих, корреляцией вращения структурных планов с тенденцией вращения палеомеридианов (Тверитинова, Викулин, 2005).

Рассмотрение строения границ литосферных плит как зон сдвиговых деформаций в свете ротационно-упругой тектонической концепции привело к формулировке гипотезы о правозакрученном полярном планетарном вихре, объясняющем левостороннее закручивание большинства литосферных плит (Вихри..., 2004; Тверитинова, Викулин, 2005). «Следы» такого вихря проявляются, во-первых, в чередовании радиальных субмеридиональных орографически выраженных современных структур сжатия (горно-складчатых систем) и растяжения (рифтовых зон); во-вторых, в сочетании с ними незамкнутых кольцевых субширотных структур левого сдвига: зоны Тетического левостороннего

кручения, а также подобные ей Циркумарктическая и Циркумантарктическая зоны (Кэрри, 1991). Те и другие представляют собой своеобразные рукава гигантского планетарного вихря, существованием которого можно объяснить, почему согласно модели «осесимметричной одноячейковой вынужденной конвекции» (Гончаров, Галицкий, Фролова, 2005) литосферные и подлитосферные массы стягиваются к северному полушарию в виде их неравномерного северо-западного смещения (дрейфа), более быстрого в Северном полушарии относительно Южного.

Таким образом, основные особенности тектонических перестроек и движений литосферных плит хорошо укладываются в построенную нами ротационно-упругую (по сути, «вихревую») модель, что позволяет использовать ее в качестве основы при построении волновых геотектонических концепций. Поворотные движения блоков и плит, также как вихревые, ротационные и другие структуры, являются «собственными» решениями описанной ротационной задачи. Это позволяет сформулировать концепцию о собственных моментах блоков и плит в рамках модифицированной задачи Дирихле в виде более общей ротационно-упругой геодинамической модели, применимой в целом к Земле. Интенсивность вихревых (поворотных) движений на планетах, как известно, прямо пропорциональна величинам их угловых скоростей вращения. Поэтому модифицированная ротационно-упругая геодинамическая модель может быть использована для исследования тектонических процессов, протекающих на всех «твердотельных» планетах и их спутниках в Солнечной системе, включая и их взаимодействие, объясняемое моментной природой упругих полей» (Вихри..., 2004).

Примечательно, что в науках о Земле стремительное за последние 10 лет увеличение интереса к проблеме вращательных структур (Вихри..., 2004; Ротационные..., 2007; Тверитинова, Викулин, 2005), или, другими словами, переход от «линейки» к «циркулю», происходит на фоне «неуспехов» новой глобальной тектоники (Пущаровский, 2005; Ротационные..., 2007). Как видим, имеет место очевидный процесс поиска новой тектонической парадигмы, в основу которой могут быть положены представления описанной в работе ротационно-упругой тектонической модели (Викулин, 2003; Викулин, Иванчин, 1998; Тверитинова, Викулин, 2005).

Хорошим примером, иллюстрирующим «неизбежность» перехода к моделям типа модифицированной ротационно-упругой геодинамической, являются поплавковые колебания Земли, для объяснения которых необходимо выходить за рамки класса моделей механически замкнутой Земли.

Поплавковые колебания (Линьков, 1987, с. 144–163). Под поплавковыми колебаниями Земли понимаются ее перемещения на орбите в направлении оси вращения. На возможность существования поплавковых колебаний Земли указывают результаты исследования дрейфа нуля сейсмометров и гравиметров, а также результаты сопоставления приливов Северного и Южного полушарий.

Исследования дрейфа нуля приборов показали постоянство спектрального состава дрейфа во времени, синхронность дрейфа в разных пунктах установки приборов и отсутствии связи дрейфа и его спектра с местными гидрометеорологическими условиями. Такие свойства дрейфа и его спектра позволяют предположить глобальный, планетарный характер причин, вызывающих смещение нуля-пункта приборов.

Вместе с тем значительные амплитуды дрейфа (достигающие 10–15 мм при увеличении на сейсмограмме приблизительно 10^4) не находят пока объяснения, если не предположить существования перемещений всей Земли в целом. Тогда кривую дрейфа нуля можно было бы интерпретировать как запись ускорений при возмущении орбиты Земли. Так как на записи дрейфа нуля не обнаружено суточных волн с заметной амплитудой, то можно предположить, что перемещения происходят в направлениях, близких к направлению оси вращения Земли, т. е. Земля колеблется как поплавок.

Проведенные исследования показали наличие взаимосвязи между дрейфом нуля и индексами солнечной и магнитной активности. При этом ход солнечной активности

опережает ход кривой дрейфа на двое – пять суток, а ход магнитной активности практически синхронен с дрейфом нуля сейсмометра, что объясняется временем подлета к Земле заряженных частиц, излученных Солнцем.

Исследование океанических приливов показало, что наличие асинфазных океанических приливов в Северном и Южном полушариях объясняется лунно-солнечным притяжением и может служить доводом в пользу существования асинфазных вариаций силы тяжести, связанных с поплачковыми колебаниями Земли. Если допустить существование перемещений Земли на орбите, то следует прийти к выводу о связи этого явления с сейсмической активностью. Физический смысл этой связи очевиден: начиная с моментов, близких временам экстремальных значений ускорений (при поплачковых колебаниях), в теле Земли возникают дополнительные напряжения, которые могут оказаться причиной повышения планетарной сейсмической активности. Такая связь действительно была обнаружена при сопоставлении сейсмической активности Земли с кривыми дрейфа нуля сейсмометров и гравиметров.

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 1963 г. Однако до настоящего времени не установлена их природа. Можно пытаться 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.

Физический смысл связи изменения скорости вращения Земли с ее перемещениями на орбите в направлении оси вращения состоит в следующем. При ускоренном движении Земли в северном направлении на континенты будет действовать инерциальная сила, направленная к югу, что вызовет их скольжение по астеносферному каналу вдоль меридиана. При этом среднее расстояние 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 скомпенсировали бы друг друга. Но так как площадь материков Северного полушария в два раза больше площади Южного полушария, то в целом при таком движении момент инерции Земли увеличивается, следовательно, скорость вращения должна уменьшаться. При ускоренном движении Земли в южном направлении должно происходить увеличение скорости ее вращения.

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

Как видим, допуская существование поплачковых колебаний Земли, можно в рамках одной модели объяснить ряд важных эффектов, не находящих пока объяснения при существующих подходах к задачам геодинамики. Суть проблемы очевидна: для объяснения причин, вызывающих такие колебания Земли на орбите, необходимо связать механические движения Земли с движениями других тел Солнечной системы. Приведенные в настоящей работе данные позволяют это сделать в полном согласии с имеющимися геодинимическими данными.

Действительно, все земные движения, включая сейсмические, вулканические, тектонические и в целом геодинимические, коррелируют с величиной солнечной активности. По всей видимости, такой вывод является справедливым для всех планет Солнечной системы. Солнечная активность, в свою очередь, определяется орбитальными и вращательными движениями планет вокруг своих осей в основном движениями планет – гигантов Юпитера и Сатурна. Эти данные показывают, что поплачковые колебания Земли, как и такие же колебания других планет, могут являться тем свя-

зующим звеном, которое в рамках модифицированной вихревой ротационно-упругой задачи Дирихле для Солнечной системы отвечает за взаимодействие между геодинамическими планетарными процессами.

Литература

Абдурахманов А.И., Федорченко В.И. О возможном истолковании пространственно-временных связей сейсмических и вулканических явлений в Курило-Камчатской зоне // Вулканизм Курило-Камчатского региона и острова Сахалин: Тр. СахКНИИ ДВНЦ АН СССР. Вып. 48. – Южно-Сахалинск, 1976. – С. 6–16.

Артамонов А.М. Оценка прочностных свойств среды с помощью энергетической модели сейсмического режима // Исслед. по физике землетрясений. – М.: Наука, 1976. – С. 127–132.

Сейсмическая активность на краях очагов сильнейших Курило-Камчатских землетрясений и долгосрочный сейсмический прогноз // Геофизические исслед. при решении геологических задач / Б.В. Баранов, А.В. Викулин, К.А. Кечекезян, Л.И. Лобковский. – Магадан: СВКНИИ ДВО АН СССР, 1989. – С. 24–42.

Бахтиаров В.Ф., Левин В.Е. Светодальномерные измерения из обсерватории Мишенная. Анализ результатов наблюдений // Вулканология и сейсмология. – 1991. – № 3. – С. 85–89.

Берсенева И.И. Осевое вращение Земли как одна из причин геотектогенеза // Стрoение и развитие земной коры. – М.: Наука, 1964. – С. 194–200.

Быков В.Г. Нелинейные волновые процессы в геологических средах. – Владивосток: Дальнаука, 2000. – 190 с.

Быков В.Г. Деформационные волны земли: концепция, наблюдения и модели // Геология и геофизика. – 2005. – Т. 46. – № 11. – С. 1176–1190.

Буллен К.Е. Плотность Земли. – М.: Мир, 1978. – 442 с.

Ван Беммелен Р.И. Теория ундаций // Структурная геология и тектоника плит. Т. 3. Тектоника гравитационного скольжения. Эллипсоид напряжений / Под ред. К. Сейферта. – М.: Мир, 1991. – С. 200–213.

Викулин А.В. О магнитудной классификации алеутских землетрясений // Прогноз сейсмической опасности на Дальнем Востоке. – Южно-Сахалинск: МСССС, 1984. – С. 95.

Викулин А.В. Вариант долгосрочного сейсмического прогноза для Камчатского залива и Кроноцкого полуострова // Вулканология и сейсмология. – 1986. – № 3. – С. 72–83.

Викулин А.В. Особенности распределения землетрясений северо-западной части Тихого океана // Геофизические исслед. при решении геологических задач. – Магадан: СВКНИИ ДВНЦ АН СССР, 1989. – С. 43–57.

Викулин А.В. Феноменологическая волновая модель сейсмического процесса // Докл. АН СССР. – 1990. – Т. 310. – № 4. – С. 621–824.

Викулин А.В. Миграция очагов сильнейших камчатских и северокурильских землетрясений и их повторяемость // Вулканология и сейсмология. – 1992. – № 1. – С. 46–69.

Викулин А.В. О природе австралийских землетрясений // Вулканология и сейсмология. – 1994. – № 2. – С. 99–108.

Викулин А.В. Миграция сейсмичности, тектонические волны и собственные колебания планеты. – Петропавловск-Камчатский, 1997. – 20 с. – Препринт КОМСП ГС РАН. – №4.

Викулин А.В. Физика волнового сейсмического процесса. – Петропавловск-Камчатский: КОМСП ГС РАН, 2003. – 150 с.