На правах рукописи

СПИРИДОНОВ Евгений Александрович

НОВЫЕ МЕТОДЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЗЕМНЫХ ПРИЛИВОВ

Специальность 25.00.10 – Геофизика,
геофизические методы поисков полезных ископаемых

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание степени

доктора физико-математических наук

МОСКВА – 2018

Работа выполнена в Федеральном государственном учреждении науки Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН (ИФЗ РАН)

Официальные оппоненты:	**Холшевников Константин Владиславович,** доктор физико-математических наук, профессор, заслуженный деятель науки РФ, зав. кафедрой небесной механики Санкт-Петербургского Государственного Университета (СПбГУ) (г. Санкт-Петербург).
	Лебедев Сергей Анатольевич, доктор физико-математических наук, ФГБУН Геофизический Центр РАН, ведущий научный сотрудник лаборатории геоинформатики и геомагнитных исследований
	Сидоренков Николай Сергеевич, доктор физико-математических наук, Гидрометеорологический научно-исследовательский центр Российской Федерации (ФГБУ Гидрометцентр России), заведующий лабораторией планетарной циркуляции и гелиогеофизических исследований
Ведущая организация:	**ФГБУН Институт прикладной астрономии Российской академии наук (г. Санкт-Петербург)**

Защита состоится **24 января 2019 г. в 14.00** часов на заседании диссертационного совета Д 002.001.01 при ИФЗ РАН по адресу: 123242, г. Москва, ул. Большая Грузинская, д. 10, стр. 1, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФЗ РАН и на сайте www.ifz.ru. Автореферат размещен на официальном сайте Высшей аттестационной комиссии при Министерстве образования и науки Российской Федерации vak.ed.gov.ru и на сайте института www.ifz.ru.

Отзывы на автореферат, с подписью, заверенной печатью, в 2-х экземплярах, просьба направлять по адресу: 123242, г. Москва, ул. Большая Грузинская, д. 10, стр. 1, ИФЗ РАН, ученому секретарю диссертационного совета кандидату геолого-минералогических наук Камзолкину Владимиру Анатольевичу.

Автореферат разослан 17 октября 2018 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
кандидат геолого-минералогических наук

Камз

Камзолкин В.А.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы. Необходимость создания современной теории земных приливов, позволяющей, в частности, определять гравиметрические амплитудные факторы с точностью не хуже четвертого-пятого знака после запятой, назрела в нашей стране уже давно. В первую очередь, это связано со все возрастающей точностью гравиметрических наблюдений, особенно после появления за границей сверхпроводящих гравиметров, а у нас – абсолютных и относительных инструментов последних модификаций. С другой стороны, происходит постоянное уточнение моделей строения Земли и приливных океанических моделей (в т.ч. региональных). Не последнюю роль здесь играют возросшие в последние десятилетия возможности вычислительной техники. В связи с этим, обеспечение отечественной гравиметрии соответствующими теоретическими разработками, реализованными на практике в том числе в виде готового программного продукта, с возможностью его постоянного обновления, является безусловно актуальной и нужной задачей.

Целью настоящей работы является разработка новых методов моделирования земных приливов, соответствующих точности современных гравиметрических наблюдений.

Для достижения поставленной цели автором решен ряд теоретических и прикладных задач, направленных на уточнение значений чисел Лява и амплитудных дельта-факторов приливных волн для неупругой вращающейся самогравитирующей эллипсоидальной Земли с океаном. Усовершенствована методика расчета океанического гравиметрического эффекта. По результатам проведенных исследований разработана первая отечественная программа прогноза параметров земных приливов *ATLANTIDA3.1_2014*.

В соответствии с поставленной целью в работе решены следующие **задачи**:

1. Получено обобщение задачи Михаила Молоденского, описывающей состояние упругой самогравитирующей сжимаемой сферы, на случай двухосной гидростатически равновесной вращающейся эллипсоидальной неупругой оболочки. В систему уравнений шестого порядка включены поправки за относительные и кориолисовы ускорения. В отличии от работ других авторов задача решена методом Лява.
2. Разработан простой и эффективный алгоритм интегрирования краевой задачи, основанный на применении метода ломаных Эйлера.
3. В результате интегрирования краевой задачи получены обычные (2, 3 и 4 порядка) и нагрузочные (до порядка 50000) числа Лява, а также амплитудные дельта-факторы для вращающейся эллипсоидальной неупругой Земли с учетом относительных и кориолисовых ускорений. Расчеты проведены для 12 вариантов моделей, отличающихся друг от друга включением или выключением отдельных факторов, а также применением двух моделей строения Земли: *PREM* и *IASP91*. Для

учета диссипации профили продольных и поперечных сейсмических волн пересчитывались на периоды суточных и полусуточных приливных волн при помощи логарифмической функции крипа.

4. Выявлены зависимости амплитудных дельта-факторов и чисел Лява приливных волн от широты. Эти зависимости в основном обусловлены эллиптичностью мантии Земли, а также влиянием кориолисовых ускорений.

5. Произведен расчет океанического гравиметрического эффекта. Для этого котидальные карты основных приливных волн, после соответствующей интерполяции данных, были разложены по сферическим функциям до порядка $n = 720$, а для океанической приливной модели *FES2012* до $n = 1120$. При этом была применена полученная в настоящей работе система рекуррентных формул для интегралов от полиномов и присоединенных полиномов Лежандра. Показано, что подход, основанный на применении сферических функций, на практике приводит к более точным результатам, чем основанный на вычислении океанического нагрузочного эффекта при помощи функций Грина с учетом ближней зоны. Помимо этого, обоснован отказ от применения поправки за сохранение океанических масс. Суммарный (нагрузочный плюс прямое ньютоновское притяжение) океанический гравиметрический эффект вычислен для 6 различных океанических приливных моделей и двух моделей строения Земли.

6. Проведен подробный сравнительный анализ результатов вычисления океанического эффекта с работами других авторов и данными наблюдений. Сделаны выводы о степени влияния на величину эффекта диссипации, внутреннего строения верхних слоев Земли, эллиптичности, вращения, относительных и кориолисовых ускорений.

7. По значениям амплитудных дельта-факторов для Земли без океана, а также амплитудам и фазам океанического эффекта, рассчитаны прогнозные значения амплитудных факторов и сдвигов фаз для неупругой самогравитирующей вращающейся Земли с океаном. Получены прогнозные временные ряды прилива.

8. Разработана и апробирована прикладная программа прогноза параметров земных приливов *ATLANTIDA3.1_2014*. Проведен сравнительный анализ получаемых результатов с данными наблюдений на сверхпроводящих гравиметрах сети *GGP*.

9. По результатам сравнений сделан вывод о том, что рассчитанные в настоящей работе прогнозные дельта-факторы и сдвиги фаз суточных и полусуточных приливных волн для Земли с океаном лучше соответствуют данным наблюдений, нежели полученные по известной программе *PREDICT* из пакета Венцеля *ETERNA3.3*. Также лучшее согласие с наблюдениями дают полученные в настоящей работе амплитудные факторы для Земли без океана в сравнении с вычисленными согласно модели *DDW/NH* [Dehant V. et al., 1999].

Научная новизна работы определяется в первую очередь созданием новой модели, позволяющей рассчитывать значения чисел Лява и амплитудных дельта-факторов приливных волн для неупругой вращающейся эллипсоидальной Земли без океана с учетом их широтной зависимости.

В настоящее время известно достаточно большое число работ, посвященных решению этой задачи. Широко распространенным методом ее решения для асимметричной Земли является подход, основанный на разложении смещений в бесконечный ряд по сфероидальным и тороидальным функциям. Этот метод был в основном разработан в работах [Smith, 1974, 1976, 1977] и впервые реализован John Wahr [John M. Wahr, 1979, 1981a,b; Wahr, J. M., and Z. Bergen, 1986]. Хорошо известны также работы V. Dehant [Dehant V., 1987a,b; Dehant V. et al, 1999] и P. Mathews [Mathews, P.M. et al, 1995 a,b; Mathews, P.M., 2001].

Необходимо отметить, что существенным недостатком полученных при помощи указанного метода [Smith, 1974, 1976, 1977] решений является то, что используемая в них цепочка обыкновенных дифференциальных уравнений не содержит малого параметра. Поэтому вопрос о сходимости ряда и о величине ошибок, возникающих вследствие замены бесконечной системы конечной, остается открытым.

Например, в работе [Wahr, J. M., 1981a] рассмотрен прилив в эллипсоидальной вращающейся упругой Земле без океана. При расчете амплитудных факторов полусуточных волн удержаны две сфероидальные гармоники порядков 2 и 4 степени 2. Для суточных волн разложение включает опять же два сфероидальных (порядков 2 и 4 степени 1) и два тороидальных (порядков 1 и 3 степени 1) скаляра. Скаляры более высоких порядков были отсечены. Это, видимо, вполне допустимо при расчете обычных амплитудных факторов и чисел Лява, но вряд ли приемлемо при вычислении нагрузочных чисел, а также при учете латеральных неоднородностей.

Основной отличительной чертой настоящей работы является то, что задача определения чисел Лява для асимметричной Земли решена собственно методом Лява. Процедура отсечения не применяется, и решение, таким образом, не зависит от применяемого набора скаляров.

Решение задачи методом Лява столкнулось с некоторыми трудностями. В частности, пришлось поменять сам вид искомого решения. Второй проблемой являются полученные различия значений чисел Лява в широтном и долготном направлениях. Эти различия плавно нарастают от полюса к экватору. Однако они достаточно малы, т.е. составляют тысячные доли процента. Таким образом, с точностью почти до второго порядка по сжатию вполне можно обойтись набором из трех, а не из шести чисел Лява. Наконец, третья проблема связана с введением в уравнения кориолисовых ускорений. Как отмечал С.М. Молоденский, введение этих ускорений снимает в уравнениях вырождение по угловым переменным, и они уже не сводятся к обыкновенным. Здесь следует отметить, что, во-первых, указанное вырождение в полученной нами системе уже во многом снято вследствие зависимости искомых функций от широты, а, во-вторых, было показано, что эффективное действие, приводящее к смещениям, производит только часть силы Кориолиса. В совокупности это позволило включить кориолисовы ускорения в систему уравнений непротиворечивым образом.

Второй отличительной особенностью настоящей работы является учет при расчете океанического гравиметрического эффекта диссипации, особенностей строения коры и верхней мантии (замена *PREM* на *IASP91*), а также применение разложения высоты прилива по сферическим функциям.

Разработанная на основании проведенных в настоящей работе исследований программа прогноза параметров земных приливов *ATLANTIDA3.1_2014* не имеет аналогов в мировой практике, как с точки зрения заложенных в ее разработку теоретических идей, так и с точки зрения точности производимых вычислений.

Практическая значимость. Полученные в работе результаты имеют широкий спектр применения. Так, современные значения приливных дельта-факторов для Земли с океаном позволяют точнее определять теоретические значения амплитуд и сдвигов фаз приливных волн, что, в конечном счете, способствует уточнению приливного анализа гравиметрических наблюдений. В свою очередь, сами эти наблюдения позволяют решать широкий круг геодезических и геофизических задач, начиная от поиска полезных ископаемых и заканчивая уточнением особенностей внутреннего строения Земли.

Помимо этого, знание теоретических значений приливных чисел h и l с относительной погрешностью не хуже 10^{-4}, в частности, необходимо для высокоточной обработки современных *GNSS (GLONASS, GPS)* наблюдений спутникового позиционирования. Это позволяет на современном уровне прогнозировать вертикальные и горизонтальные смещения земной поверхности, т.е. способствовать повышению точности координатно-временного обеспечения.

В целях повышения прикладной значимости настоящей работы некоторые из полученных в ней теоретических результатов были применены автором к разработке прикладной программы прогноза параметров земных приливов *ATLANTIDA3.1_2014*. Выдаваемые этой программой результаты имеют важное значение при обработке данных относительных и абсолютных гравиметрических наблюдений, применяемых в дальнейшем для самых различных целей. *ATLANTIDA3.1_2014* уже успешно используется рядом специалистов в области гравиметрии и поиска полезных ископаемых как в нашей стране, так и за рубежом. Помимо этого, данная программа как идеологически, так и методически является чисто отечественной разработкой и в связи с этим входит в пакет программ, прилагающихся к выпускаемым в России абсолютным гравиметрам *GABL*. См. также [Spiridonov E., 2013].

На защиту выносятся следующие основные положения:

1. Решение новой теоретической задачи расчета чисел Лява и амплитудных дельта-факторов приливных волн для вращающейся эллипсоидальной неупругой Земли без океана с учетом их широтной зависимости.
2. Новая методика расчета океанического гравиметрического эффекта. Показано, что, с учетом точности современных гравиметрических наблюдений, при расчете океанического гравиметрического эффекта необходимо принимать во внимание более 10 дополнительных факторов. К ним относятся: выбор модели строения Земли и океанической приливной модели, учет диссипации, относительных и кориолисовых ускорений, эллиптичности Земли, сил инерции, а также сил, определяемых членами разложения геопотенциала до первого порядка по сжатию, необходимость отказа от массовой коррекции и методики, основанной на применении ближней зоны и функций Грина, и, наконец, адекватный выбор шага интегрирования при вычислении нагрузочных чисел Лява высоких порядков.
3. Новые результаты моделирования земных приливов для вращающейся эллипсоидальной неупругой Земли, в смысле близости теории к наблюдениям, получены для модели строения Земли *IASP91* и одной из наиболее современных океанических приливных моделей *FES2012*. Амплитуды разностных (прогноз минус наблюдения) векторов на европейских *SG*-станциях сети *GGP* для волн *M2* и *O1* не превышают 0.05% от наблюдаемых амплитуд этих волн.

Методы исследований. В работе применены методы численного интегрирования систем обыкновенных дифференциальных уравнений с граничными условиями (методы решения краевых задач). Помимо этого, применялось разложение высоты прилива по сферическим функциям до 1440 порядка. При этом использовались полученные в настоящей работе рекуррентные формулы для интегралов от полиномов и присоединенных полиномов Лежандра.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях:

- Симпозиуме Международной ассоциации геодезии (*IAG*) «Системы отсчета и их применение в геодезии», прошедшей в 2010 в Марн-Ла-Валле, Франция (*IAG* Commission 1 Symposium 2010, Reference Frames for Applications in Geosciences (REFAG 2010), 04.10 – 08.10, Marne-La-Vallee, France);
- Сагитовских чтениях «Солнечная система и Земля: происхождение, строение и динамика», 23 апреля 2013 г., а также 15 февраля 2016 г., ГАИШ МГУ;

- Симпозиумах Международной ассоциации геодезии (*IAG*) «Наземная, морская и аэрогравиметрия: измерения на неподвижных и подвижных основаниях», 17 – 20 сентября 2013 г., а также 12 – 15 апреля 2016 г., г. Санкт-Петербург;
- Конференции и выставке *SPE* (Society of Petroleum Engineers) по разработке месторождений в осложненных условиях и Арктике 2013, 15 – 17 октября 2013 г., Москва, ВДНХ;
- Сессиях Европейского геофизического союза (*EGU*) (Вена, Австрия) в 2011, 2012, 2014 и 2015 годах;
- Всероссийской астрометрической конференции «Пулково – 2015», 21 – 25 сентября 2015 г., г. Санкт-Петербург;
- Седьмой Всероссийской конференции «Фундаментальное и прикладное координатно-временное и навигационное обеспечение», 17 – 21 апреля 2017 г., Институт прикладной астрономии РАН, г. Санкт-Петербург.

Помимо этого, разработанная автором настоящей работы программа прогноза параметров земных приливов *ATLANTIDA3.1_2014* получила достаточно широкое распространение как в нашей стране, так и за рубежом.

Материалы диссертации опубликованы в **24** печатных работах, в т.ч. одной монографии, из них **14** статей в рецензируемых журналах, рекомендуемых ВАК РФ для публикации материалов докторских и кандидатских диссертаций. Также автору настоящей работы принадлежит патент на программу прогноза параметров земных приливов *ATLANTIDA3.1_2014*.

Личный вклад автора. Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Автором лично предложены и разработаны все представленные в диссертации методы, алгоритмы и реализующее их программное обеспечение. Отдельные фрагменты программного кода разрабатывались под непосредственным руководством автора. Автором лично получены все представленные в диссертации математические методы, выкладки и доказательства, исключая лишь некоторые необходимые формулы, приводимые со ссылкой на соответствующие работы. Все представленные в диссертации результаты расчётов получены автором лично.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 3 глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации 231 страница, из них 214 страниц текста, включая 85 рисунков и 30 таблиц. Список литературы содержит 116 наименований на 17 страницах.

Благодарности:

Автор искренне признателен и благодарен член.-корр. РАН Ю.Н. Авсюку за многолетнюю помощь и поддержку; член-корр. РАН С.М. Молоденскому за ряд ценных замечаний, существенно улучшивших содержание настоящей работы;

профессорам Бернару Дюкарму (Международный центр земных приливов (ICET), Лувенский католический университет, Бельгия**)** и Дункану Агнью (Калифорнийский университет, США), а также докторам Леониду Петрову (Астрогеоцентр НАСА, США) и Михаилу Эфроимскому (Военно-морская обсерватория США) за детальное обсуждение отдельных частей работы и сделанные ими конструктивные замечания. Отдельную благодарность автор выражает н.с. Виноградовой О.Ю. (ИФЗ РАН) за реализацию интерфейса программы и большую техническую помощь.

Работа посвящается светлой памяти моего близкого друга и коллеги Эрнста Ароновича Боярского, замечательного человека и ученого, создавшего многие прикладные программы в области гравиметрии, которыми пользуются до сих пор, и инициировавшего, в том числе, настоящую работу.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Первая глава посвящена изложению теоретических основ расчета параметров земных приливов, а также описанию используемых при этом исходных данных.

В разделе 1.1. приведены уравнения, описывающие деформированное состояние неупругой самогравитирующей сжимаемой вращающейся сферы

Все приводимые далее расчеты выполнены в сферической системе координат. Двухосная эллиптическая оболочка Земли представлена в виде сферических слоев с зависящим от широты потенциалом. Плотность ρ на сферических поверхностях зависит от ее среднего значения на эллипсоидах ρ_0, радиуса *r*, а также кошироты θ и сжатия ε следующим образом:

$$\rho = \rho_0 \left(1 - \varepsilon p_2\right). \tag{1.1.1}$$

Здесь $p_2 = 1/3 - \cos^2\theta$. Легко показать, что распределение плотности по сферическим поверхностям вида (1.1.1) соответствует реальному потенциалу эллиптической оболочки с точностью до первого порядка по сжатию. Потенциал на сферических поверхностях зависит от широты известным образом. Зависящими от широты полагаются также и три искомые функции *H, T, R*, через которые определяются обычные и нагрузочные числа Лява.

Внешний (или нагружающий) потенциал ω является однородным гармоническим многочленом порядка *n*:

$$\Delta\omega = 0, \tag{1.1.2}$$

$$r\frac{\partial\omega}{\partial r} = n\omega. \tag{1.1.3}$$

Этот потенциал, в частности, вызывает появление добавочного потенциала V_i, возникающего вследствие смещения масс из-за деформации.

Координаты вектора смещения $\vec{u}$ обозначим как u_r, u_θ, u_φ.

В приведенных обозначениях уравнение, описывающее напряженное состояние упругой оболочки без учета относительных и кориолисовых ускорений, будет иметь вид:

$$\rho\left[grad\left(\left(\vec{u}\cdot gradV\right)+\omega+V_i\right)-\delta\cdot gradV\right]+grad\left(\lambda\delta\right)+\nabla\hat{T}=0. \qquad (1.1.4)$$

Здесь $\hat{T}$ – тензор напряжений, δ – объемное расширение, V – невозмущенный геопотенциал. Здесь и далее λ и μ – параметры Ламе.

Решение уравнений (1.1.4) будем искать в виде:

$$\begin{aligned} u_r &= H\cdot\left(\frac{\varpi}{r^n}\right), \\ u_\theta &= -\frac{1}{r}\frac{\partial T}{\partial\theta}\left(\frac{\varpi}{r^n}\right)+\cdot\frac{T}{r}\cdot\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\frac{\varpi}{r^n}\right), \\ u_\phi &= T\cdot\frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\phi}\left(\frac{\varpi}{r^n}\right), \end{aligned} \qquad (1.1.5)$$

Помимо этого, введем следующие обозначения:

$$V_i+\omega=R\frac{\varpi}{r^n}; \qquad \varpi=\frac{\omega\cdot a^{n-1}}{g_0}. \qquad (1.1.6)$$

В (1.1.5) и (1.1.6) входят три вспомогательных функции глубины, широты и порядка: функция H, характеризующая радиальное смещение, T – тангенциальное смещение и R – изменение потенциала в результате деформации. Значения этих функций на поверхности Земли фактически представляют собой числа Лява n-го порядка. Здесь и далее индекс n мы опускаем.

Первый член в выражении для u_θ необходим для того, чтобы объемное расширение не зависело от производных внешнего потенциала по координатам. Его введение фактически меняет вид искомого решения при переходе от сферической к эллипсоидальной оболочке.

С учетом (1.1.5) и (1.1.6) объемное расширение равно:

$$\delta=\left(f-\varphi\right)\cdot\left(\frac{\varpi}{r^n}\right), \qquad (1.1.7)$$

где $f=H'+\frac{2}{r}\cdot H-\frac{n\left(n+1\right)}{r^2}\cdot T$, а $\varphi=\frac{1}{r^2}\left(\frac{\partial^2 T}{\partial\theta^2}+ctg\theta\frac{\partial T}{\partial\theta}\right)$.

Введем вектор $\vec{U}$, равный

$$\vec{U}=\rho\left[grad\left(\left[\vec{u}\cdot gradV\right]+\omega+V_i\right)-\delta\cdot gradV\right]+grad\left(\lambda\delta\right). \qquad (1.1.8)$$

Тогда уравнение (1.1.4) будет иметь вид:

$$\vec{U}+\nabla\hat{T}=0. \qquad (1.1.9)$$

Теперь, с учетом (1.1.5) и (1.1.7), можно получить координаты вектора $\vec{U}$:

$$U_r=\left[\rho\cdot\left(HV'+R\right)'-\rho\cdot\left(f-\varphi\right)\cdot V'+\left(\lambda\left(f-\varphi\right)\right)'\right]\cdot\left(\frac{\varpi}{r^n}\right)+\left[\rho\cdot\left(\frac{T}{r^2}\cdot\frac{\partial V}{\partial\theta}\right)'\right]\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\frac{\varpi}{r^n}\right);$$

$$U_\theta=\left[\frac{\rho}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(HV'+R\right)-\frac{\rho}{r}f\frac{\partial V}{\partial\theta}+\frac{\lambda}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}\left[\left(f-\varphi\right)\right]\right]\left(\frac{\varpi}{r^n}\right)+$$

$$+\left[\rho\left(HV'+R+\frac{T}{r^2}\cdot\frac{\partial^2 V}{\partial\theta^2}\right)+\lambda\cdot\left(f-\varphi\right)\right]\cdot\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial}{\partial\theta}\cdot\left(\frac{\varpi}{r^n}\right)+\left[\frac{\rho\cdot T}{r}\cdot\frac{\partial V}{\partial\theta}\right]\cdot\frac{1}{r^2}\cdot\frac{\partial^2}{\partial\theta^2}\cdot\left(\frac{\varpi}{r^n}\right);\quad (1.1.10)$$

$$U_\varphi=\left[\rho\left(HV'+R\right)+\lambda\left(f-\varphi\right)\right]\frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\phi}\left(\frac{\varpi}{r^n}\right)+\left[\frac{\rho T}{r}\frac{\partial V}{\partial\theta}\right]\frac{1}{r^2\sin\theta}\frac{\partial^2}{\partial\theta\partial\phi}\left(\frac{\varpi}{r^n}\right).$$

Здесь отброшены произведения частных производных от искомых функций и потенциала по кошироте, т.е. члены второго порядка по сжатию.

Составляющие тензора напряжений $\hat{T}$ равны:

$$\hat{T}_{rr}=2\mu\cdot H'\cdot\left(\frac{\varpi}{r^n}\right);$$

$$\hat{T}_{\theta\theta}=\left[\frac{2\mu}{r}H-\frac{2\mu}{r^2}\frac{\partial^2 T}{\partial\theta^2}\right]\left(\frac{\varpi}{r^n}\right)+\frac{2\mu}{r^2}T\frac{\partial^2}{\partial\theta^2}\left(\frac{\varpi}{r^n}\right);$$

$$\hat{T}_{\varphi\varphi}=\left[\frac{2\mu H}{r}-\frac{2\mu}{r^2}ctg\theta\frac{\partial T}{\partial\theta}\right]\left(\frac{\varpi}{r^n}\right)+\frac{2\mu T}{r^2}ctg\theta\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\frac{\varpi}{r^n}\right)+\frac{2\mu T}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2}{\partial\phi^2}\left(\frac{\varpi}{r^n}\right);$$

$$\hat{T}_{r\theta}=\left[\frac{\mu}{r}\tau\right]\left(\frac{\varpi}{r^n}\right)+\left[\mu T'-\frac{2\mu}{r}T+\mu H\right]\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\frac{\varpi}{r^n}\right);$$

$$\hat{T}_{r\varphi}=\left[\mu T'-\frac{2\mu}{r}T+\mu H\right]\frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\phi}\left(\frac{\varpi}{r^n}\right);$$

$$\hat{T}_{\theta\varphi}=-\frac{2\mu T}{r^2\sin\theta}ctg\theta\frac{\partial}{\partial\phi}\left(\frac{\varpi}{r^n}\right)+\frac{2\mu T}{r^2\sin\theta}\frac{\partial^2}{\partial\theta\partial\phi}\left(\frac{\varpi}{r^n}\right).\quad (1.1.11)$$

Здесь $\tau=-\frac{\partial T'}{\partial\theta}+\frac{2}{r}\frac{\partial T}{\partial\theta}+\frac{\partial H}{\partial\theta}$.

Первое слагаемое $\left[\frac{\mu}{r}\tau\right]\left(\frac{\varpi}{r^n}\right)$ в выражении для $\hat{T}_{r\theta}$ является следствием зависимости искомых функций на сферических поверхностях от широты. Сдвиговое по своей природе, это напряжение действует по нормали к сферическим поверхностям, не приводя в то же время к изменению объемного расширения (1.1.7). Анализ показывает, что данное напряжение зависит от первой производной геопотенциала по широте и производных от плотности и модуля сдвига по радиусу. (Вывод функции τ содержится в приложении D к данному разделу диссертации).

После вычисления составляющих дивергенции тензора напряжений (см. Приложение В диссертации) и подстановки их вместе с координатами вектора $\vec{U}$ (1.1.10) в (1.1.9) производилось приравнивание членов, стоящих при одинаковых производных от внешнего потенциала $\left(\frac{\varpi}{r^n}\right)$. В результате после перегруппировки слагаемых и отбрасывания членов второго порядка по сжатию была получена следующая система уравнений:

$$2\mu' H' + \frac{\mu(T'-H)\cdot n(n+1)}{r^2} + 2\mu f' + \frac{2\mu}{r}\varphi + \rho(HV'+R)' - \rho(f-\varphi)V' + (\lambda(f-\varphi))' +$$

$$+\frac{\mu}{r^2}\left(\frac{\partial\tau}{\partial\theta} + ctg\theta\cdot\tau\right) = 0, \qquad (1.1.12)$$

$$\rho(HV'+R) + \lambda(f-\varphi) + \mu T'' + 2\mu f - \mu H' + \mu'\left(T' - \frac{2T}{r} + H\right) + \rho\frac{T}{r^2}\frac{\partial^2 V}{\partial\theta^2} - \frac{2\mu}{r^2}\frac{\partial^2 T}{\partial\theta^2} = 0, \qquad (1.1.13)$$

$$\rho(HV'+R) + \lambda(f-\varphi) + \mu T'' + 2\mu f - \mu H' + \mu'\left(T' - \frac{2T}{r} + H\right) - \frac{4\mu}{r^2}ctg\theta\frac{\partial T}{\partial\theta} = 0, \qquad (1.1.14)$$

$$\frac{\rho T}{r}\frac{\partial V}{\partial\theta} + \frac{2\mu}{r}\frac{\partial T}{\partial\theta} = 0, \qquad (1.1.15)$$

$$2\mu\frac{\partial H}{\partial\theta} + \rho r^2\left(\frac{T}{r^2}\frac{\partial V}{\partial\theta}\right)' = 0, \qquad (1.1.16)$$

$$\frac{\rho}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}(HV'+R) - \frac{\rho}{r}(f-\varphi)\frac{\partial V}{\partial\theta} + \frac{\lambda}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}(f-\varphi) + \frac{2\mu}{r^2}\left(\frac{\partial H}{\partial\theta} - \frac{1}{r}\frac{\partial T}{\partial\theta}\right) - \frac{2\mu}{r}\frac{\partial\varphi}{\partial\theta} + \frac{(\mu\tau)'}{r} + \frac{2\mu\tau}{r^2} = 0. \qquad (1.1.17)$$

Уравнение (1.1.15) позволяет исключить из остальных уравнений производную $\partial T/\partial\theta$.

Численный анализ показал, что уравнения (1.1.13) и (1.1.14) приводят к одинаковым результатам вычисления дельта-факторов с точностью почти до членов второго порядка по сжатию, несмотря на то, что сами эти уравнения отличаются на величины первого порядка по сжатию. В дальнейшем мы будем рассматривать полусумму этих уравнений (1.1.19), которая приводит в итоге к уравнению (1.1.29). Применение полусуммы уравнений (1.1.13) и (1.1.14) можно обосновать следующим образом. Левые части этих уравнений представляют собой ортогональные (в направлении коширoты и долготы) составляющие одной и той же тангенциальной силы. При вычислении чисел Лява мы, строго говоря, работаем с модулем этой силы (тангенциального напряжения), а не с ее проекциями на оси (более подробно этот вопрос изложен в тексте диссертации, а также работе [Спиридонов Е.А., 2017]).

Из (1.1.12) – (1.1.17) имеем первые два необходимых уравнения:

$$-(\lambda(f-\varphi) + 2\mu H')' = \rho(HV'+R)' - \rho V' f +$$

$$+\frac{4\mu}{r}\left(H' - \frac{H}{r}\right) - \frac{n\cdot(n+1)}{r^2}\mu\cdot\left(T' + H - \frac{4T}{r}\right) + \left(\rho V' + \frac{2\mu}{r}\right)\cdot\varphi + \frac{\mu}{r^2}\left(\frac{\partial\tau}{\partial\theta} + ctg\theta\cdot\tau\right); \qquad (1.1.18)$$

$$-\left[\mu\cdot\left(T' + H - \frac{2}{r}T\right)\right]' = \rho(HV'+R) + \lambda f + \frac{2\mu}{r}\left(2H + T' - \frac{n^2+n+1}{r}T\right) - (2\mu+\lambda)\varphi. \qquad (1.1.19)$$

Третье уравнение получается из уравнения Пуассона. Оно имеет следующий вид:

$$R'' + \frac{2}{r}R' - \frac{n(n+1)}{r^2}R = 4\pi G\left[\rho(f-\varphi) + \rho' H - 3\varepsilon\rho p_2 \frac{T}{r^2}\right]. \tag{1.1.20}$$

Система уравнений (1.1.18) – (1.1.20) очень похожа на аналогичную систему из работы [М.С. Молоденский, 1953] и отличается от нее только пятью членами, содержащими φ, τ и ε. Появление этих членов связано с зависимостью от широты на сферических поверхностях потенциала и плотности и, как следствие, искомых функций H, T, и R.

Из уравнений (1.1.18) – (1.1.20) можно получить 6 уравнений первого порядка путем введения следующих переменных:

$$N = (\lambda + 2\mu)H' + \frac{2\lambda}{r}H - \lambda\left(\varphi + \frac{n(n+1)}{r^2}T\right), \tag{1.1.21}$$

$$M = r^2\mu\left(T' - \frac{2}{r}T + H\right), \tag{1.1.22}$$

$$L = r^2\left(R' - 4\pi G\rho H\right). \tag{1.1.23}$$

Эти переменные имеют тот же смысл, что и в работе [Молоденский М.С., 1961], а именно: M и N – тангенциальная и нормальная (к поверхности сферы) компоненты напряжения, L – функция, связанная с изменением потенциала в результате деформации сферы, G – гравитационная постоянная. Напряжение N (1.1.21) в силу сказанного при обсуждении равенств (1.1.11) ведет себя независимо от входящего в выражение для давления напряжения, содержащего функцию τ, и независимо входит в граничное условие (1.1.31).

При интегрировании системы (1.1.20)–(1.1.23) были приняты следующие нормировки: за единицу длины принят средний радиус Земли; за единицу плотности – ее средняя плотность, а за единицу ускорения – ускорение силы тяжести на поверхности. В эти же единицы были пересчитаны постоянные Ламе λ, μ и гравитационная постоянная. Кроме того, в связи с быстрым ростом искомых функций по мере увеличения порядка n и в связи с необходимостью дальнейшего пересчета не только обычных, но и нагрузочных чисел Лява, было предпринято следующее нормирование относительно порядка искомых функций [Перцев Б.П., 1976]:

$$H = (2n+1)\bar{H}/r^n, \qquad T = \bar{T}/r^n, \qquad R = \bar{R}/r^n,$$

$$L = (n+1)\bar{L}/r^n, \qquad M = n\bar{M}/r^n, \qquad N = n(2n+1)\bar{N}/r^n. \tag{1.1.24}$$

В результате, интегрируемая система 6 порядка принимает вид:

$$\overline{H'} = \left(n - 2\frac{\lambda}{\lambda+2\mu}\right)\frac{1}{r}\bar{H} + \left[\left[n(n+1) - \psi\right]\frac{\lambda}{\lambda+2\mu}\right]\frac{1}{2n+1}\frac{1}{r^2}\bar{T} + \frac{n}{\lambda+2\mu}\bar{N};$$

(1.1.25)

$$\overline{T'} = -(2n+1)\bar{H} + \frac{1}{r}(n+2)\bar{T} + \frac{n}{r^2\mu}\bar{M}; \tag{1.1.26}$$

$$\overline{R'} = 4\pi G\rho(2n+1)\bar{H} + \frac{n}{r}\bar{R} + \frac{1}{r^2}(n+1)\bar{L}; \tag{1.1.27}$$

$$\overline{L}' = 4\pi G\rho\left(\frac{\psi - 3\varepsilon p_2}{n+1} - n\right)\overline{T} + n\overline{R} + \frac{n}{r}\overline{L}\ ; \tag{1.1.28}$$

$$\overline{M}' = -\left[2\mu r\frac{2\mu + 3\lambda}{\lambda + 2\mu} + \rho r^2 V'\right]\frac{2n+1}{n}\overline{H} +$$

$$+\left[n(n+1)\frac{2\mu\lambda}{\lambda + 2\mu} + 2\mu(n^2 + n - 1) - \frac{4\mu(\lambda + \mu)}{\lambda + 2\mu}\psi - 2\rho r^2\Omega^2\sin^2\theta\right]\frac{1}{n}T$$

$$-\frac{\rho r^2}{n}\overline{R} + \frac{n}{r}\overline{M} - \frac{\lambda}{\lambda + 2\mu}r^2(2n+1)\overline{N}; \tag{1.1.29}$$

$$N' = \left[\frac{4}{r^2}\frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + 2\mu} + \frac{4}{r}\rho V' + \frac{2\mu\psi}{r^2} - 2\rho\Omega^2 - 4\rho\Omega^2\cos^2\theta\right]\frac{1}{n}\overline{H} -$$

$$-\left[\left(\rho V' + \frac{2}{r}\mu + \frac{4}{r}\frac{\mu\lambda}{\lambda + 2\mu}\right)\left[(n+1) - \frac{\psi}{n}\right] + \left(\frac{\rho}{2\mu}\right)' \cdot \left(\frac{2\mu}{\rho}\right)\frac{\mu\psi}{n}\right]\frac{1}{r^2}\frac{1}{2n+1}\overline{T} - \frac{\rho}{r^2}\frac{n+1}{n(2n+1)}\overline{L} +$$

$$+\frac{1}{r^4}\frac{n(n+1)}{2n+1}\overline{M} + \frac{1}{r}\left[n - 4\frac{\mu}{\lambda + 2\mu}\right]\overline{N} \tag{1.1.30}$$

Подробный вывод этих уравнений дан в Приложении С в конце данного раздела диссертации. Полученная система уравнений отличается от уравнений Михаила Молоденского [Молоденский М.С., 1961] 8 достаточно простыми слагаемыми, вводящими эллиптичность и вращение.

Входящие в уравнения (1.1.29) и (1.1.30) слагаемые $-2\rho r^2\Omega^2\sin^2\theta$, в скобках при $\frac{1}{n}\overline{T}$, и $-4\rho\Omega^2\cos^2\theta$, в скобках при $\frac{1}{n}\overline{H}$, выражают поправки за относительные и кориолисовы ускорения для полусуточных волн, вычисленные в работе [Spiridonov E.A., 2017]. Также их вывод, в том числе для полусуточных волн, показан в Приложении Е к данному разделу диссертации. Здесь Ω – средняя угловая скорость вращения Земли.

Если порядок разложения по сферическим гармоникам входящих в уравнения (1.1.25 – 1.1.30) функций $n \geq 2$, граничные условия на поверхности сферы радиуса a при расчете чисел Лява для упругой Земли без океана будут следующими [Перцев Б.П., 1976] (приводятся без нормировки):

$$N = 0, \tag{1.1.31}$$

$$M = 0, \tag{1.1.32}$$

$$L = (2n+1)a^2 g_0 - \frac{n+1}{a}R, \tag{1.1.33}$$

где ρ_m - средняя плотность Земли, $g_0 = -V'(a)$ – ускорение силы тяжести на ее поверхности. При расчете нагрузочных чисел Лява условие (1.1.31) заменяется условием:

$$\overline{N}_0 = -\frac{1}{3n}\left(\overline{g}_0^m\right)^2\overline{r}_m^{n+1}$$

(приведено с учетом нормировки).

Еще три условия определены на границе ядро-мантия:

$$L - r(n + r\nu)R + 4\pi G\rho_i r^2 H = 0, \tag{1.1.34}$$

$$M = 0, \tag{1.1.35}$$

$$N + \rho_i\left(R + V'H\right) = 0. \tag{1.1.36}$$

Здесь ρ_i – плотность ядра на границе с мантией, G – гравитационная постоянная. Функция ν вычисляется согласно [Молоденский М.С., 1953].

Значения плотности, ускорения свободного падения и потенциала в условиях (1.1.31 – 1.1.36) также полагаются зависящими от широты. Предварительно условия (1.1.31–1.1.36) нормировались согласно (1.1.24).

В заключение раздела обсуждаются особенности решения системы для случаев нулевого и первого порядка (см. также [Spiridonov E.A., 2014; Спиридонов Е.А., 2015d; Vinogradova O. Yu., Spiridonov E.A, 2013]).

Раздел имеет пять приложения: Приложение A: Вывод выражения для объемного расширения; Приложение B: Расчет составляющих дивергенции тензора напряжений $\nabla\hat{T}_r$, $\nabla\hat{T}_\theta$, $\nabla\hat{T}_\varphi$; Приложение C: Вывод уравнений (1.1.25) – (1.1.30); Приложение D: Вывод выражения для функции τ; Приложение E: Поправки за относительные и кориолисовы ускорения.

В разделе 1.2. показан метод интегрирования краевой задачи. В основу интегрирования уравнений был положен метод ломанных Эйлера, однако разобранный ниже алгоритм решения задачи можно легко переформулировать и для метода Рунге-Кутта, что, с учетом выбранного шага (33 метра), точности значений исходных данных и возможностей современной вычислительной техники, вряд ли имеет смысл.

Решение краевой задачи (1.1.25) – (1.1.36) фактически было сведено к решению задачи Коши. Для этого векторы-столбцы значений шести искомых функций на верхней ($\overline{Y}_0$) и нижней (Y_N) границах были связаны между собой уравнением:

$$\overline{Y}_N = C \cdot \overline{Y}_0, \tag{1.2.1}$$

где $\overline{Y}_N = (\overline{H}_N, \overline{T}_N, \overline{R}_N, \overline{L}_{N,} \overline{M}_N, \overline{N}_N)^T$, $\overline{Y}_0 = (\overline{H}_0, \overline{T}_0, \overline{R}_0, \overline{L}_{0,} \overline{M}_0, \overline{N}_0)^T$, а матрица C представляет собой произведение матриц P, элементы которых последовательно выражают переменные коэффициенты уравнений (1.1.25) – (1.1.30) на конкретной глубине, умноженные на шаг интегрирования *t*. К диагональным членам матриц P прибавлено 1. Таким образом,

$$C_{N+1} = \prod_{i=0}^{N} P_i, \tag{1.2.2}$$

где i – номер шага, N – количество шагов (в нашем случае количество рассматриваемых уровней от поверхности до подошвы мантии).

После вычисления матрицы C и подстановки нормированного варианта граничных условий (1.1.31) – (1.1.36) непосредственно в (1.2.1), три значения искомых функций на поверхности мантии H_0, T_0, R_0 для случая $n \geq 2$ можно найти из системы уравнений:

$$A \cdot \tilde{\overline{Y}}_0 = \overline{B}\,, \tag{1.2.3}$$

где $\tilde{\overline{Y}}_0 = \left(\overline{H}_0, \overline{T}_0, \overline{R}_0\right)^T$, а элементы матрицы A и вектора $\overline{B}$ выражаются через элементы матрицы C и входящие в граничные условия (1.1.31) – (1.1.36) константы. Далее в этом разделе диссертации опять же обсуждаются особые случаи для n = 0 и n = 1.

Раздел 1.3. посвящен вычислению чисел Лява, дельта-факторов и океанического эффекта. После вычисления для двух моделей Земли (*PREM, IASP91*) нагрузочных чисел Лява h'_n и k'_n (1.2.5) с их помощью вычислялись нагрузочные дельта-факторы и нагрузочная составляющая океанического эффекта Δg_{LOAD}. Данная составляющая связана с изменениями высоты станции и потенциала, вызванными деформацией мантии под действием приливной нагрузки. Согласно [Pertsev B.P., 1971] она равна:

$$\Delta g_{LOAD} = 8\pi G \rho_0 \sum_n \frac{h'_n - \frac{n+1}{2} k'_n}{2n+1} \sum_m H_n^m . \tag{1.3.1}$$

Здесь $\delta'_n = \frac{h'_n - \frac{(n+1)}{2} \cdot k'_n}{2n+1}$ – нагрузочные дельта-факторы, ρ_0 – плотность морской воды, G – гравитационная постоянная, $\sum_m H_n^m = Y_n$ – “игреки Лапласа” разложения высоты океанического прилива по полиномам Лежандра (см. раздел 1.5).

Вторая составляющая океанического гравиметрического эффекта – это прямое ньютоновское притяжение водных масс. Оно вычислялось по формуле:

$$\Delta g_{ATTR} = 2\pi G \rho_0 \sum_n \frac{1}{2n+1} Y_n . \tag{1.3.2}$$

Вычисления по формулам (1.3.1) и (1.3.2) производились по разложениям высоты прилива (разд. 1.5) каждой из рассматриваемых океанических моделей (разд. 1.7.2) раздельно для синфазной и аутфазной составляющих (т.е. значений высоты в каждой точке, умноженной на косинус и синус фазы соответственно). В дальнейшем по этим двум составляющим определялись суммарная амплитуда A_{oc} и локальная фаза φ_{oc} океанического эффекта.

При определении чисел Лява для упругой Земли без океана (модели *PREM* и *IASP91*) прежде всего осуществлялось их вычисление для второго порядка. При определении дельта-фактора δ_E к числам Лява k и h добавлялись соответствующие поправки за влияние относительных и кориолисовых ускорений. Вычисление этих поправок также приводится в данном разделе диссертации.

Для суточных волн была применена резонансная кривая (24) из работы [Dehant V. et al., 1999].

Дельта-факторы для волн третьего порядка рассчитывались непосредственно, т.е. без применения резонансной кривой.

Прогнозные амплитудные дельта-факторы и сдвиги фаз (в градусах) для Земли с океаном вычислялись по формулам:

$$\delta_p = \sqrt{(A \cdot \delta_E + A_{oc} \cdot cos\varphi_{oc})^2 + (A_{oc} \cdot sin\varphi_{oc})^2}/A, \qquad (1.3.3)$$

$$\Delta\varphi_p = \tan^{-1}(A_{oc} \cdot sin\varphi_{oc}/\ (A \cdot \delta_E + A_{oc} \cdot cos\varphi_{oc})) \cdot 180/\pi. \qquad (1.3.4)$$

Здесь, δ_p и $\Delta\varphi_p$ – вычисляемые прогнозные амплитудные факторы и сдвиги фаз; δ_E – амплитудный дельта-фактор для упругой Земли без океана; A_{oc} и φ_{oc} – амплитуда и локальная фаза океанического гравиметрического эффекта; A – амплитуда рассматриваемой приливной волны на твердой Земле без океана.

В разделе 1.4. обсуждается учет диссипации. Пересчет профилей скоростей продольных V_p и поперечных V_s сейсмических волн с референц-периода 1 с на периоды приливных волн 12 и 24 ч. осуществлялся согласно логарифмической функции крипа Ломница. Достаточность подобного подхода для указанных периодов обоснована в работе [Жарков В.Н., Молоденский С.М., 1977]. Профили фактора добротности брались непосредственно из таблиц *PREM* [Dziewonski, A.M., Anderson, D.L., 1981]. По полученным таким образом профилям скоростей рассчитывались зависимости от глубины упругих параметров Ламе для периодов суточных и полусуточных волн. Для сравнения с работами других авторов некоторые расчеты проведены с применением степенной функции крипа.

Что касается долгопериодных волн, то полученное автором настоящей работы ([Спиридонов Е.А., Акименко Я.В., 2003], [Спиридонов Е.А., Цуркис И.Я., 2006; 2008] и [Цуркис И.Я., Спиридонов Е.А., 2009]) при моделировании чандлеровского движения полюса оптимальное значение фактора добротности Q от 36 до 50 при возбуждении этого движения океаном и атмосферой показывает, что зависимость Q мантии от частоты в области низких частот определяется не логарифмической функцией крипа Ломница, а степенной функцией крипа с показателем степени около 0.15. Именно эту функцию автор планирует применить в дальнейшем для волн большого периода.

При рассмотрении приливных эффектов на геологических масштабах времени в силу вступают особенности приливной эволюции системы Земля-Луна. Этому вопросу посвящена работа [Авсюк Ю.Н., Спиридонов Е.А., 2001].

Разложению котидальных карт по сферическим функциям, а также вычислению поправок за сохранение масс посвящен **раздел 1.5.**

В процесс разложения высоты прилива по сферическим гармоникам автором настоящей работы были внесены некоторые усовершенствования. Они сводятся к применению рекуррентных формул не для полиномов Лежандра, а сразу для интегралов от них, взятых по элементарным сферическим площадкам. После умножения на косинус и синус фазы полученные действительная и мнимая части высоты прилива котидальных карт шести океанических моделей *CSR3.0, FES95.2, SCW80, NAO99b, CSR4.0* и *FES2012* раскладывались по нормированным и присоединенным полиномам Лежандра.

Приведенные в настоящем разделе диссертации соотношения позволяют вычислить точные значения интегралов от полиномов по площадкам, в центре которых находятся точки со значениями раскладываемой функции высоты прилива. Полученные разложения применялись для расчета океанического гравиметрического эффекта согласно формулам (1.3.1) и (1.3.2).

Далее в этом разделе вносятся некоторые уточнения в вопрос сохранения приливных масс при определении океанического гравиметрического эффекта.

В разделе 1.6 обсуждается альтернативный подход, основанный на применении функций Грина. Расчет океанического нагрузочного эффекта при помощи функций Грина с ближней зоной является в настоящей работе вспомогательным и применяется для проведения некоторых сравнений (разд.2.3) (см. также [Виноградова О.Ю., Спиридонов Е.А., 2013; Спиридонов Е., Виноградова О., 2013]). Показано, что с математической точки зрения оба метода (разложение по сферическим функциям и применение функций Грина) полностью идентичны. Тем не менее, на практике разложение по сферическим функциям приводит к более точным результатам и существенно сокращает время проведения вычислений, производимых по последним приливным океаническим моделям высокого разрешения.

В **разделе 1.7** дано краткое описание применяемых в работе моделей внутреннего строения Земли и океанических приливов.

В **подразделе 1.7.1**, в частности, отмечено, что различия моделей *PREM* и *IASP91* ощутимо сказываются на распределениях с глубиной упругих параметров Ламе. Значения параметра λ для моделей *PREM* и *IASP91* в большей степени отличаются друг от друга, чем значения параметра μ. Сделан вывод о том, что проведенный анализ изменений упругих параметров Ламе позволяет ожидать связанных с ними вариаций значений нагрузочных чисел Лява, начиная уже с 20 – 30 порядка.

Для лучшей сопоставимости результатов с работами других авторов, два верхних слоя *PREM* были заменены слоями модели *1066A*. Плотность этих слоев была уменьшена таким образом, чтобы масса модели соответствовала массе Земли, принятой в Соглашениях *IERS* [McCarthy, D.D., 1996].

Были рассмотрены как гидростатические, так и негидростатические варианты моделей. В последнем случае модельные значения сжатия заменялись рекомендованными *IERS* [McCarthy, D.D., 1996].

Подраздел 1.7.2. посвящен океаническим приливным моделям. Для расчетов, проводимых в настоящей работе, исходно применялось только три океанических модели: *CSR3.0*, *FES95.2* и модель Швидерского *SCW80*. Это было вызвано желанием сравнить результаты вычислений с уже устоявшимися данными и, в первую очередь, с результатами, получаемыми при помощи программы *LOAD89* Фрэнсиса Оливье из пакета *ETERNA* Венцеля (разд. 2.4). Тем не менее, в проводимое в главе 3 сопоставление результатов наших расчетов с данными наблюдений, а также в кратко обсуждаемые там же выводы работы [Спиридонов Е.А., Виноградова О.Ю., 2014], включены данные по 17 океаническим приливным моделям. Основные характеристики этих моделей сведены в табл. 1.7.1. В настоящем разделе дан краткий обзор некоторых из них. Наиболее современной из применяемых в настоящем исследовании океанических приливных моделей является *FES2012*. Она же как основная включена в разработанную автором настоящей работы программу прогноза параметров земных приливов *ATLANTIDA3.1_2014*.

Во **второй главе** приведены основные результаты численного моделирования земных приливов

В **разделе 2.1.** обсуждаются полученные в работе значения чисел Лява и амплитудных дельта-факторов для Земли без океана и их зависимость от широты.

Значения чисел Лява h, k и l, а также дельта-фактора δ, были определены для 12 различных моделей, отличающихся друг от друга включением или выключением отдельных параметров. Для облегчения восприятия различий между этими моделями их основные отличительные особенности сведены в первые 8 столбцов табл. 2.1.1, в которой представлены исследуемые значения для полусуточных волн. Первый столбец (Model) содержит номер модели. Для сравнения сюда также включены гидростатическая (DDW/H) и негидростатическая (DDW/NH) модели из работы [Dehant V., Defraigne P., Wahr J.M., 1999], а также результаты из работы [Mathews, P. M., 2001]. Второй столбец (Earth model) содержит краткое указание на применяемый вариант модели строения Земли. Практически все результаты получены для эллипсоидальной Земли, за исключением Модели 1. Эту позицию фиксирует третий столбец таблицы (Shape).

В последующих двух столбцах отмечено присутствие или отсутствие (+ или -) центробежной силы (столбец Centrifugal), а также относительных и кориолисовых ускорений (столбец Coriolis).

Таблица 2.1.1.

Числа Лява для полусуточных волн второго порядка (2;2)

Модель	Earth model	Shape	Centrifugal	Coriolis	tay	H/NH	Creep f	T	h	h+	k	k+	l	l+	δ	δ+
Модель 1	PREM+1066A	sphere	-	-	-	H	-	1s	0.59799	0.00000	0.29736	0.00000	0.08303	0.00000	1.15632	0.00000
Модель 2	PREM+1066A	ellips	-	-	-	H	-	1s	0.59799	-0.00203	0.29736	-0.00362	0.08303	0.00023	1.15632	0.00339
Модель 3	PREM+1066A	ellips	+	-	-	H	-	1s	0.59740	-0.00142	0.29479	-0.00104	0.08297	0.00042	1.15959	0.00013
Модель 4	PREM+1066A	ellips	+	-	-	H	log	200s	0.60096	-0.00145	0.29685	-0.00105	0.08389	0.00043	1.16009	0.00012
Модель 5	PREM+1066A	ellips	+	+	-	H	log	200s	0.60171	-0.00053	0.29721	-0.00066	0.08396	0.00037	1.16031	0.00046
DDW/H	PREM+1066A	ellips	+	+	-	H	log	300s	0.60175	-0.00048	0.29751	-0.00057	0.08392	0.00004	1.16038	0.00028
Модель 5а	PREM+1066A	ellips	+	+	-	H	log	300s	0.60198	-0.00053	0.29737	-0.00066	0.08403	0.00037	1.16035	0.00046
Модель 6	PREM+1066A	ellips	+	+	+	H	log	200s	0.60171	-0.00025	0.29721	-0.00054	0.08396	0.00037	1.16031	0.00055
Модель 7	PREM+1066A	ellips	+	+	+	NH	log	200s	0.60171	-0.00026	0.29721	-0.00056	0.08396	0.00037	1.16031	0.00057
Модель 8	PREM+1066A	ellips	+	+	+	NH	log	12h	0.60538	-0.00027	0.29934	-0.00056	0.08493	0.00038	1.16081	0.00056
Модель 9	PREM+IASP91	ellips	+	+	+	NH	log	12h	0.60627	-0.00022	0.29949	-0.00052	0.08482	0.00037	1.16147	0.00056
Mathews	PREM	ellips	+	+	-	NH	alfa	12h	0.60671	-0.00062	0.29954	-0.00080	0.08496	0.00032	-	-
Модель 10	PREM+1066A	ellips	+	+	-	NH	alfa	12h	0.60804	-0.00056	0.30049	-0.00069	0.08516	0.00038	1.16176	0.00046
Модель 11	PREM+1066A	ellips	+	+	+	NH	alfa	12h	0.60805	-0.00028	0.30052	-0.00056	0.08516	0.00038	1.16173	0.00056
Модель 12	PREM+IASP91	ellips	+	+	+	NH	alfa	12h	0.60869	-0.00024	0.30057	-0.00054	0.08507	0.00038	1.16230	0.00057
DDW/NH	PREM+1066A	ellips	+	+	-	NH	alfa	12H	0.61042	-0.00048	0.30235	-0.00058	0.08609	0.00000	1.16184	0.00040

Таблица 2.1.2.

Числа Лява h для суточных волн второго порядка (2;1)

	Модель 5		DDW/H		Модель 5a		Модель 6		Модель 8		Модель 9		Mathews (2001)		DDW/NH	
Волны	h	h+	h	h+	h	h+	h	h+	h	h+	h	h+	h	h+	h	h+
σQ1	0.59665	-0.00052	0.59667	-0.00049	0.59692	-0.00052	0.59653	-0.00025	0.60080	-0.00028	0.60167	-0.00022	0.60391	-0.00061	0.60590	-0.00049
Q1	0.59621	-0.00052	0.59623	-0.00049	0.59648	-0.00052	0.59609	-0.00025	0.60033	-0.00028	0.60119	-0.00022	0.60355	-0.00061	0.60542	-0.00049
ρ1	0.59615	-0.00052	0.59617	-0.00049	0.59642	-0.00052	0.59603	-0.00025	0.60026	-0.00028	0.60112	-0.00022	0.60348	-0.00061	0.60535	-0.00049
O1	0.59551	-0.00052	0.59553	-0.00049	0.59578	-0.00052	0.59539	-0.00025	0.59958	-0.00028	0.60044	-0.00023	0.60278	-0.00061	0.60466	-0.00049
P1	0.57409	-0.00057	0.57410	-0.00051	0.57434	-0.00057	0.57397	-0.00027	0.57716	-0.00030	0.57799	-0.00025	0.58169	-0.00063	0.58206	-0.00054
K1	0.51398	-0.00071	0.51400	-0.00066	0.51421	-0.00071	0.51386	-0.00034	0.51786	-0.00037	0.51860	-0.00030	0.52829	-0.00071	0.52226	-0.00066
ψ1	0.93384	0.00026	0.93395	0.00023	0.93426	0.00026	0.93374	0.00012	1.07751	0.00029	1.07908	0.00023	1.05684	-0.00013	1.08671	0.00051
φ1	0.65419	-0.00039	0.65422	-0.00034	0.65449	-0.00039	0.65408	-0.00018	0.66470	-0.00020	0.66565	-0.00016	0.66446	-0.00055	0.67032	-0.00037
OO1	0.60090	-0.00051	0.60092	-0.00046	0.60117	-0.00051	0.60078	-0.00024	0.60530	-0.00027	0.60617	-0.00022	0.60796	-0.00061	0.61044	-0.00049

Таблица 2.1.3.

Числа Лява k для суточных волн второго порядка (2;1)

	Модель 5		DDW/H		Модель 5a		Модель 6		Модель 8		Модель 9		Mathews (2001)		DDW/NH	
Волны	k	k+	k	k+	k	k+	k	k+	k	k+	k	k+	k	k+	k	k+
σQ1	0.29364	-0.00092	0.29393	-0.00079	0.29380	-0.00092	0.29364	-0.00075	0.29618	-0.00078	0.29633	-0.00073	0.29801	-0.00080	0.29916	-0.00081
Q1	0.29341	-0.00092	0.29371	-0.00079	0.29357	-0.00092	0.29341	-0.00075	0.29594	-0.00078	0.29609	-0.00073	0.29785	-0.00080	0.29891	-0.00081
ρ1	0.29338	-0.00092	0.29367	-0.00079	0.29354	-0.00092	0.29338	-0.00075	0.29590	-0.00078	0.29605	-0.00073	0.29781	-0.00080	0.29888	-0.00081
O1	0.29306	-0.00092	0.29335	-0.00079	0.29321	-0.00092	0.29306	-0.00075	0.29556	-0.00078	0.29571	-0.00073	0.29748	-0.00080	0.29853	-0.00081
P1	0.28221	-0.00090	0.28249	-0.00077	0.28236	-0.00090	0.28221	-0.00073	0.28427	-0.00076	0.28441	-0.00071	0.28692	-0.00078	0.28713	-0.00079
K1	0.25179	-0.00084	0.25205	-0.00073	0.25193	-0.00084	0.25179	-0.00069	0.25441	-0.00072	0.25454	-0.00067	0.25748	-0.00072	0.25697	-0.00074
ψ1	0.46427	-0.00122	0.46477	-0.00105	0.46452	-0.00122	0.46427	-0.00100	0.53619	-0.00115	0.53646	-0.00106	0.52622	-0.00125	0.54166	-0.00119
φ1	0.32275	-0.00097	0.32308	-0.00084	0.32292	-0.00097	0.32275	-0.00079	0.32834	-0.00083	0.32850	-0.00077	0.32856	-0.00086	0.33164	-0.00086
OO1	0.29577	-0.00092	0.29607	-0.00080	0.29593	-0.00092	0.29577	-0.00075	0.29843	-0.00079	0.29858	-0.00073	0.30014	-0.00080	0.30143	-0.00081

Таблица 2.1.4.

Числа Лява l для суточных волн второго порядка (2;1)

	Модель 5		DDW/H		Модель 5a		Модель 6		Модель 8		Модель 9		Mathews (2001)		DDW/NH	
Волны	l	l+	l	l+	l	l+	l	l+	l	l+	l	l+	l	l+	l	l+
σQ1	0.08292	0.00039	0.08303	0.00006	0.08299	0.00039	0.08292	0.00039	0.08415	0.00035	0.08404	0.00035	0.08450	-0.00032	0.08544	0.00003
Q1	0.08296	0.00039	0.08306	0.00006	0.08303	0.00039	0.08296	0.00039	0.08418	0.00035	0.08408	0.00035	0.08455	-0.00032	0.08548	0.00003
ρ1	0.08296	0.00039	0.08306	0.00006	0.08303	0.00039	0.08296	0.00039	0.08419	0.00035	0.08408	0.00035	0.08456	-0.00032	0.08549	0.00003
O1	0.08299	0.00039	0.08309	0.00006	0.08306	0.00039	0.08299	0.00039	0.08422	0.00035	0.08411	0.00035	0.08462	-0.00032	0.08552	0.00003
P1	0.08368	0.00043	0.08378	0.00006	0.08375	0.00043	0.08368	0.00043	0.08498	0.00039	0.08487	0.00039	0.08534	-0.00032	0.08630	0.00003
K1	0.08555	0.00053	0.08567	0.00006	0.08562	0.00053	0.08555	0.00053	0.08696	0.00050	0.08685	0.00050	0.08689	-0.00031	0.08831	0.00006
ψ1	0.07246	-0.00019	0.07248	-0.00003	0.07252	-0.00019	0.07246	-0.00019	0.06832	-0.00051	0.06823	-0.00051	0.07103	-0.00033	0.06927	-0.00006
φ1	0.08118	0.00029	0.08128	0.00003	0.08125	0.00029	0.08118	0.00029	0.08207	0.00023	0.08197	0.00023	0.08282	-0.00032	0.08332	0.00003
OO1	0.08286	0.00038	0.08297	0.00003	0.08293	0.00038	0.08286	0.00038	0.08406	0.00034	0.08396	0.00034	0.08461	-0.00032	0.08536	0.00003

Таблица 2.1.5.

Амплитудные дельта-факторы δ для суточных волн второго порядка (2;1)

	Модель 5		DDW/H		Модель 5a		Модель 6		Модель 8		Модель 9		Mathews (2001)		DDW/NH	
Волны	δ	δ+	δ	δ+	δ	δ+	δ	δ+	δ	δ+	δ	δ+	δ	δ+	δ	δ+
σQ1	1.15241	0.00024	1.15255	0.00014	1.15245	0.00024	1.15237	0.00029	1.15294	0.00036	1.15357	0.00035	1.15404	0.00014	1.15399	0.00026
Q1	1.15264	0.00023	1.15278	0.00014	1.15268	0.00023	1.15261	0.00027	1.15316	0.00035	1.15380	0.00034	1.15405	0.00014	1.15421	0.00025
ρ1	1.15265	0.00022	1.15279	0.00014	1.15269	0.00022	1.15262	0.00027	1.15317	0.00034	1.15381	0.00034	1.15405	0.00014	1.15422	0.00025
O1	1.15265	0.00020	1.15277	0.00011	1.15268	0.00020	1.15261	0.00024	1.15316	0.00032	1.15380	0.00032	1.15396	0.00014	1.15421	0.00023
P1	1.14774	-0.00058	1.14782	-0.00037	1.14778	-0.00058	1.14773	-0.00070	1.14818	-0.00039	1.14881	-0.00038	1.14889	0.00014	1.14919	-0.00029
K1	1.13312	-0.00279	1.13307	-0.00171	1.13316	-0.00278	1.13318	-0.00337	1.13420	-0.00227	1.13482	-0.00224	1.13493	0.00014	1.13512	-0.00163
ψ1	1.23541	0.01262	1.23624	0.00780	1.23545	0.01261	1.23500	0.01526	1.26638	0.01549	1.26711	0.01532	1.26531	0.00017	1.26819	0.01109
φ1	1.16730	0.00236	1.16754	0.00146	1.16734	0.00236	1.16720	0.00285	1.16890	0.00239	1.16955	0.00237	1.16926	0.00014	1.17005	0.00171
OO1	1.15461	0.00040	1.15474	0.00026	1.15465	0.00040	1.15457	0.00049	1.15517	0.00051	1.15580	0.00050	1.15551	0.00014	1.15622	0.00037

Шестой столбец (tay) показывает включение или выключение (+ или -) обсуждаемого в работе напряжения, содержащего функцию τ (см., например, обсуждение после формулы (1.1.11)). Это напряжение выделено отдельно, поскольку явно не содержится в цитируемых здесь работах других авторов. В седьмом столбце (H/NH) показан тип модели с точки зрения ее гидростатичности. Наконец, в последних двух столбцах указаны: применяемая при расчетах функция крипа (столбец Creep f), а также период (T), на который пересчитаны упругие модули модели. Символы log и alfa обозначают логарифмическую и степенную (frequency-to-the-power-α model) функции крипа соответственно. В последующих 8 столбцах приведены значения коэффициентов, входящих в формулы, предназначенные для описания широтных зависимостей чисел Лява и амплитудных дельта-факторов. Для чисел Лява h и l, а также дельта-факторов, применены формулы (1.3.5) и (1.3.6), а для числа k – формула (1.3.7).

Полученные широтные зависимости чисел Лява и амплитудных факторов были представлены в следующем виде:

$$A(\phi) = A + A^{+}\left(\frac{3}{2}\sin^2\varphi - \frac{1}{2}\right),$$

где A – средние значения дельта-факторов или чисел Лява h, k и l, A^{+} – амплитуды их широтных зависимостей, ϕ – геоцентрическая широта станции. Именно этот вид зависимости входит в формулы для расчета смещений в Соглашениях IERS. Указанная зависимость хорошо описывает изменение с широтой всех трех чисел Лява и дельта-факторов как второго, так и третьего порядка. В этом удалось убедиться непосредственно при помощи метода наименьших квадратов. Отклонение этой зависимости для всех чисел Лява и значений дельта-фактора лежит в пределах единиц в седьмом знаке после запятой.

Обсудим прежде всего результаты, полученные для полусуточных волн (табл. 2.1.1).

Модель 1 построена для сферической упругой невращающейся гидростатически уравновешенной Земли. Применена модель строения Земли *PREM*, два верхних слоя которой заменены моделью *1066A*. При построении этой модели в уравнениях были занулены все слагаемые, отвечающие за зависимость чисел Лява от широты.

Модель 2 отличается от Модели 1 введением эллиптичности (без центробежной силы). При этом появляется достаточно резкая зависимость чисел Лява и амплитудного фактора от широты. Значения чисел h и k достаточно быстро нарастают от полюса к экватору, а значения числа Лява l и дельта-фактора, наоборот, падают.

Введение центробежной силы, прежде всего, существенно снижает скорость изменения с широтой значений чисел Лява h и k, а также дельта-фактора. Включению в рассмотрение этой силы соответствует Модель 3. Так, по сравнению с Моделью 2, перепад значений между полюсом и экватором в Модели 3 уменьшается для чисел h и k в 1.4 и 3.5 раза соответственно, а для дельта-фактора почти в 26 раз, т.е. значения последнего практически перестают зависеть от широты. Скорость изменения с широтой числа l при переходе от Модели 2 к Модели 3, наоборот, нарастает почти в два раза.

Модель 4 отличается от Модели 3 только тем, что результаты здесь получены для референц-периода 200 с. Переход от 1 с к 200 с практически не меняет вида широтных зависимостей чисел Лява и дельта-фактора (значения h^+, k^+, l^+ и δ^+ в табл. 2.1.1 остаются практически неизменными), однако значимо меняет их средние значения. Средние значения чисел h, k и l увеличиваются на 0.0036 (0.6%), 0.0021 (0.7%) и 0.0009 (1.1%) соответственно. Меньше всего изменяется значение дельта-фактора. Оно увеличивается всего на 0.0005 (или 0.04%). Таким образом, наибольшие изменения касаются чисел k и l.

После добавления к результатам Модели 4 поправок за относительные и кориолисовы ускорения получаем Модель 5. При переходе от Модели 4 к Модели 5 значения чисел Лява и дельта-фактора полусуточных волн изменяются на единицы в четвертом знаке после запятой. Среднее значение числа h увеличивается на 0.00074 (0.12%), а числа k на 0.00035 (0.12%). Число l остается практически неизменным, символически уменьшаясь на 0.00006 (0.07%), а средняя величина дельта-фактора возрастает на 0.00012 (0.01%). При этом в Модели 5 значимо уменьшаются модули амплитуд широтных зависимостей чисел Лява (h^+, k^+, l^+), а модуль δ^+, наоборот, возрастает. В результате, в Модели 5, в сравнении с Моделью 4, перепад значений чисел Лява h, k и l между полюсом и экватором уменьшается в 2.7, 1.6 и 1.2 раза соответственно, а аналогичный перепад дельта-фактора возрастает в 3.8 раза. Таким образом, введение поправок за относительные и кориолисовы ускорения приводят в основном к изменению скорости роста широтных кривых. Наибольшие изменения здесь касаются дельта-фактора. Также существенно меняются средние значения чисел h и k.

Следует отметить, что результаты Модели 5 очень близки к результатам модели *DDW/H*. Так, среднее значение числа Лява h, полученное в Модели 5, всего на 0.00005 (0.008%) меньше, а значение числа l на 0.00003 (0.04%) больше соответствующих значений модели *DDW/H*. Несколько больше отличия значений числа k (0.00030 или 0.10%). Дельта-факторы отличаются на 0.00012 (0.01%). В большей степени отличаются широтные зависимости двух сравниваемых моделей. Коэффициент k^+ нашей модели превышает по модулю аналогичный коэффициент модели *DDW/H* почти на 14%, а коэффициент l^+ больше почти в 9 раз, однако его значения для обеих моделей достаточно малы. Коэффициент δ^+ возрастает на 61%. В то же время, как видно из табл. 2.1.1, коэффициенты h^+ Модели 5 и модели *DDW/H* отличаются друг от друга в меньшей степени (всего на 8%).

Как указано в работе [Dehant et al, 1999], значения чисел Лява модели *DDW/H* приведены для референц-периодов 300 с. В связи с этим, была рассмотрена дополнительная Модель 5а, которая отличается от Модели 5 только величиной периода, равного также 300 с (табл. 2.1.1, рис. 2.1.5–2.1.8). Применение этого периода приводит к уменьшению отличий средних значений числа k, а также дельта-фактора δ Модели 5а от модели *DDW/H* по сравнению с Моделью 5 почти в 2.14 и 1.5 раза соответственно. Наше число k больше полученного в DDW/H на 0.00014 (0.04%). Для дельта-фактора эти отличия составляют 0.00008 (0.01%). В то же время, соответствующие различия для чисел h и l, наоборот, несколько возрастают (в 4.6 и 3.7 раза соответственно) и составляют по абсолютной величине 0.00023 (0.04%) и 0.00011 (0.13%). Амплитуды широтных зависимостей (h^+, k^+, l^+ и δ^+) двух наших Моделей 5 и 5а не отличаются друг от друга.

В Модели 6 мы опять возвращаемся к референц-периоду 200 с Модели 5, дополнительно учитывая упомянутое выше напряжение, содержащее функцию τ. Прежде всего отметим, что эта добавка совершенно не влияет на среднее значение и амплитуду широтной зависимости числа l, т.е. значения чисел l и l^+ Моделей 5 и 6 не отличаются друг от друга. Это, очевидно, объясняется тем обстоятельством, что добавляемое напряжение действует вдоль нормали к земной поверхности. Также не меняются по абсолютной величине средние значение чисел h и k. Однако величины h^+ и k^+ в Модели 6 несколько меньше по модулю, чем в Модели 5, (-0.00025 против -0.00053 и -0.00054 против -0.00066 соответственно). То есть, величина k^+ становится ближе к аналогичному значению модели *DDW/H* (-0.00057), а величина h^+ – почти в два раза меньше принятого в *DDW/H* значения -0.00048. Величина δ при переходе от Модели 5 к Модели 6 уменьшается всего на 0.00003, а δ^+ – в 1.2 раза. Таким образом, наибольшие изменения, связанные с введением напряжения, содержащего функцию τ, претерпевает широтная зависимость h^+ числа h, что несколько удаляет значения этого числа от результатов модели *DDW/H*.

В Модели 7 дополнительно учтено негидростатическое поведение оболочки. Эта модель отличается от Модели 6 профилем сжатия. Значение сжатия на поверхности принято согласно Соглашениям *IERS* [McCarthy, D.D., 1996]. Из сравнения результатов Моделей 6 и 7 видно, что они полностью идентичны, за исключением символического изменения величины k^+. Таким образом, учет негидростатичности не оказывает практически никакого влияния на результаты, полученные для полусуточных волн. Впрочем, этот же вывод содержится и в работе [Dehant V., Defraigne P., Wahr J.M., 1999].

Обсудим теперь результаты, полученные для полусуточных волн с учетом диссипации.

Модель 8 (табл. 2.1.1, рис. 2.1.8 – 2.1.12) отличается от Модели 7 значением периода, который составляет 12 ч. Пересчет осуществлялся при помощи логарифмической функции крипа. Учет диссипации приводит к существенному росту всех трех средних значений чисел Лява и дельта-фактора. Так числа *h, k* и *l* возрастают соответственно на 0.00367 (0.6%), 0.00213 (0.7%) и 0.00097 (1.2%). Изменение дельта-фактора составило 0.00053 (0.05%). Таким образом, введение диссипации в наибольшей степени влияет на число *l*.

Модель 9 отличается от Модели 8 тем, что в ней произведена замена верхних 760 км модели *PREM* моделью *IASP91*. В результате подобной замены средние значения чисел *h* и *k* в сравнении с Моделью 8 увеличились на 0.00089 (0.15%) и 0.00015 (0.05%) при почти неизменных амплитудах их широтных зависимостей h^+, k^+. Дельта-фактор δ вырос на (0.05%). Значение числа *l*, наоборот, уменьшилось на 0.00011 (0.13%). Таким образом, наиболее чувствительными к варьированию строения коры и верхней мантии являются числа *h* и *k*. К сказанному следует добавить, что именно по Модели 9 были получены наилучшие результаты при определении амплитудных дельта-факторов для неупругой вращающейся Земли с океаном в смысле их совпадения с наблюдаемыми значениями, полученными на сети GGP для территории Европы. Подробней об этих результатах см. Главу 3.

Еще одной особенностью Модели 9 является то, что, несмотря на различие применяемых функций крипа, полученные при помощи нее результаты оказались достаточно близки к таковым из работы [Mathews, P. M., 2001]. Полученные Mathews P. M [2001] средние значения чисел *h, k* и *l* больше значений Модели 9 на 0.00044 (0.07%), 0.00005 (0.02%) и 0.00015 (0.17%) соответственно. В относительной мере наибольшее различие относится к числу *l*. Скорость изменения чисел Лява с широтой в Модели 9 также значимо меньше, чем в работе [Mathews, P. M., 2001], за исключением, пожалуй, числа *l*.

Модели 10–12 демонстрируют значения чисел Лява, рассчитанные для периода 12 часов с применением степенной функции крипа. Модель 10 аналогична Модели 5, т.е. не содержит напряжения, определяемого функцией τ. Модели 11 и 12 аналогичны Моделям 8 и 9 и отличаются от них только применяемой функцией крипа. Значения чисел Лява и дельта-факторов этих моделей занимают промежуточное положение между результатами Моделей 8, 9 и модели *DDW/NH*.

Результаты для суточных волн показаны в табл. 2.1.2–2.1.5. В этих таблицах последовательно представлены значения чисел *h, k, l*, а также дельта-фактора δ для 9 суточных волн (**σQ1, Q1, ρ1, O1, P1, K1, ψ1, φ1 и OO1).** Результаты приведены только для основных, рассмотренных выше моделей (Модели 5, 5а, 6, 8 и 9). При этом для моделей 5, 5а, и 6 применена резонансная кривая модели *DDW/H*, а для моделей 8 и 9 –

модели *DDW/NH*. Для сравнения приведены значения моделей *DDW/H*, *DDW/NH*, а также полученные Mathews [2001]. Соотношения между полученными в различных моделях значениями для суточных волн остаются теми же, что и для полусуточных волн.

Далее **в разделе 2.1** обсуждаются значения чисел Лява и дельта-факторов третьего порядка, а также приведены значения амплитудного фактора четвертого порядка.

Следующие 7 разделов диссертации посвящены особенностям расчета океанического гравиметрического эффекта.

В **разделе 2.2** прежде всего дана общая характеристика распределения океанического гравиметрического эффекта по земному шару. В частности, показано, что амплитуда океанического нагрузочного эффекта в ряде мест, расположенных вблизи береговой линии, может превышать амплитуду статического прилива.

В **разделе 2.3** проведен сравнительный анализ нагрузочных чисел Лява и функций Грина, полученных по двум различным моделям строения Земли с учетом и без учета диссипации, а также вычисленных другими авторами. Построена карта разности значений океанического эффекта, полученных по функциям Грина из настоящей работы и по программе *LOAD89* пакета *ETERNA3.3*.

Раздел 2.4 посвящен сравнению результатов расчета океанического эффекта с результатами наиболее известной программы *LOAD89* из пакета *ETERNA3.3*. В частности, показано, что применение для расчета нагрузочного эффекта функций Грина с ближней зоной в настоящее время вряд ли оправдано.

В **разделе 2.5** проведена оценка влияния на величину океанического нагрузочного эффекта региональных особенностей строения коры и верхней мантии. Сделан вывод о том, что уточнение строения коры и верхней мантии способно изменить амплитуду океанического эффекта в прибрежной зоне на 0.1 – 0.3 мкГал для волны *M2* и 0.2 – 0.6 мкГал по сумме 8 основных волн.

Раздел 2.6 посвящен отдельно вкладу диссипации в величину океанического гравиметрического эффекта, а в **разделе 2.7** дана оценка неприливного нагрузочного эффекта (см. также [Vinogradova O.Yu., Spiridonov E.A., 2013]).

Наконец, в **разделе 2.8** показаны результаты комплексного (т.е. учитывающего все перечисленные выше факторы) моделирования океанического гравиметрического эффекта. На результатах этого раздела мы остановимся здесь подробнее. В данном разделе проведена оценка совместного влияния на величину океанического гравиметрического эффекта широкой группы факторов, таких как диссипация, массовая коррекция, выбор океанической приливной модели и модели строения Земли, отказ от применения ближней зоны, учет эллиптичности Земли, относительных, кориолисовых и инерциальных ускорений.

Особенности распределения вертикальной составляющей океанического гравиметрического эффекта рассмотрены на примере волны *M2* на территории Европы.

Из представленных в разделе рисунков видно, что полученные амплитуды разностных векторов океанического гравиметрического эффекта (вариант для модели строения Земли *IASP91* с учетом диссипации, эллиптичности, центробежного, относительного и кориолисовых ускорений минус вариант для *PREM* без учета перечисленных факторов) в разы меньше соответствующих разностей, обусловленных учетом диссипации, а также особенностей строения коры и верхней мантии Земли, взятых по отдельности. Очевидно, это связано с взаимной компенсацией указанных факторов. Так, в непосредственной близости от береговой линии амплитуда разностного вектора, как правило, не превышает 0.05–0.1 мкГал, что в относительной мере составляет 0.5–0.75% от амплитуды океанического эффекта, достигая 1–2% в основном лишь вдоль берегов Ла-Манша.

Суммарный вклад в величину эффекта всех обсуждаемых факторов не превышает, как правило, 0.01 мкГал, уменьшаясь в странах Восточной Европы до 0.005 мкГал.

Несмотря на очевидную малость обсуждаемых поправок, они приводят к ощутимому с точки зрения точности современных гравиметрических наблюдений изменению прогнозных значений амплитудных дельта-факторов и сдвигов фаз, рассчитанных для неупругой Земли с океаном. Рассмотрению этого вопроса также посвящен раздел 3.8 (см. также раздел 2.9).

В разделе 2.9 рассмотрены значения амплитудных дельта-факторов для Земли с океаном. Суммарный учет объемного прилива и океанического гравиметрического эффекта позволяет вычислять прогнозные амплитудные дельта-факторы и сдвиги фаз для Земли с океаном (формулы (1.3.3) и (1.3.4)). Например, на территории Европы отклонения прогнозных амплитудных факторов волны М2 от среднего составляют одну-три сотых. В арктических областях эти отклонения достигают 5 – 6 сотых. Что касается прогнозного сдвига фазы указанной волны, то по мере приближения к атлантическому побережью Западной Европы его значения достигают нескольких градусов. Интересно, что нулевая изолиния сдвига фазы на континенте вытянута преимущественно вдоль меридиана, соответствующего 37 градусам восточной долготы, т.е. представляет собой своеобразный Московский меридиан.

В разделе 2.10. дано краткое описание программы прогноза параметров земных приливов *ATLANTIDA3.1_2014*. Эта программа реализует основные полученные в диссертации результаты для их прикладного применения в области гравиметрии.

В данном разделе прежде всего рассмотрены основные отличиях программы *ATLANTIDA3.1_2014* от предшествующих аналогов (см также [Spiridonov E.A. et al., 2015]), а также перечислены ее основные вычислительные возможности.

Подробнее ознакомиться с программой, а также скачать ее, можно на сайте ИФЗ РАН в разделе Исследования. Для этого необходимо пройти по ссылке:

http://www.ifz.ru/applied/prognoz-parametrov-zemnykh-prilivov/

Подробная информация об установках и опциях программы содержится в пользовательском *HELP*, а также работе [Spiridonov E. A. et al., 2015], которая, помимо прочего, содержит наиболее полное руководство пользователя. Методическим основам, заложенным в разработку программы, также посвящена работа [Спиридонов Е.А., 2014]. Описание прототипа программы дано в работе [Spiridonov E.A., Afanasyeva L.V., 2014]. Программа защищена Свидетельством о государственной регистрации программ для ЭВМ №2015619567 от 8 сентября 2015 года.

В **третьей главе** приведены результаты сравнения прогнозных значений параметров земных приливов с данными наблюдений. Целью данной главы является подробное сравнение результатов прогноза параметров земных приливов, получаемых при помощи разработанной автором настоящей работы программы *ATLANTIDA3.1_2014,* с данными наблюдений, произведенных на самых высокоточных гравиметрических инструментах, принадлежащих сети сверхпроводящих гравиметров Глобального геодинамического проекта (*GGP*). Таким образом, речь идет о качестве прогноза, которое, в свою очередь, определяется двумя факторами: успешностью моделирования нагрузочных и обычных дельта-факторов, а также точностью океанической приливной модели. Сравнению прогноза с данными наблюдений также посвящены работы [Спиридонов Е.А., 2015a,b,c] и [Спиридонов и др., 2014].

В **разделе 3.1** дано описание исходные данных и методов их анализа. Для анализа были применены данные с 14 пунктов сети сверхпроводящих гравиметров Глобального геодинамического проекта (*GGP*). Длина рассматриваемых рядов наблюдений колеблется от 3 (Schiltach) до 18 (Cantley) лет, составляя в среднем по четырнадцати станциям величину порядка 12 лет.

Сравнение прогноза с наблюдениями проводилось путем анализа амплитуд соответствующих разностных векторов $\vec{A}_{dif}$:

$$\vec{A}_{dif} = \vec{A}_p - \vec{A}_o, \qquad (3.1.1)$$

где $\vec{A}_p$ и $\vec{A}_o$ – прогнозируемый и наблюдаемый приливные вектора.

Из анализа значений амплитуд разностных векторов, характеризующих отклонения наблюдений от прогноза, полученного при помощи программы *ATLANTIDA3.1_2014* (*IASP91* (соответствует Модели 9, раздел 2.1), *FES2012*), получено, что в среднем по восьми волнам наименьшие значения амплитуд разностных векторов наблюдаются в Wetzell, Vienne и Strasbourg, а наибольшие, как правило, за пределами Европы: в Canberra, Cantley, Sutherland и Kamioka. Единственным европейским пунктом с достаточно большими невязками является Metsahovi. Амплитуды разностных векторов составляют обычно десятки нГал.

В таблице 3.1.5 раздела приведены значения амплитуд разностных векторов в относительной мере, т.е. в процентах от наблюдаемых амплитуд приливных волн.

Почти в 35% случаев относительные разности составляют сотые доли процента. При этом наибольшее число таких значений соответствует волнам *O1* и *M2*, а наибольшее число их в разрезе волн – станциям Wetzell и Vienne (по 5 из 8 соответственно). Если проводить анализ данных таблицы 3.1.5 только по 9 избранным европейским станциям (Bad Homburg, Medicina, Membach, Moxa, Pecny, Schiltach, Strasbourg, Vienne и Wetzell), то здесь обсуждаемые относительные разности составляют сотые доли процента уже более чем в 51% случаев.

Таблица 3.1.5

Отношение амплитуд разностных векторов к наблюдаемым амплитудам в процентах.

	Q1	**O1**	**P1**	**K1**	**N2**	**M2**	**S2**	**K2**
BAD HOMBURG	**0.21**	**0.07**	**0.10**	**0.22**	**0.11**	**0.06**	**0.39**	**0.09**
CANBERRA	**0.18**	**0.38**	**0.29**	**0.36**	**0.20**	**0.42**	**1.03**	**0.96**
CANTLEY	**0.32**	**0.28**	**0.38**	**0.43**	**0.34**	**0.18**	**0.73**	**0.27**
KAMIOKA	**0.30**	**0.09**	**0.28**	**0.21**	**0.21**	**0.09**	**0.69**	**0.25**
MEDICINA	**0.12**	**0.04**	**0.08**	**0.13**	**0.05**	**0.05**	**0.52**	**0.09**
MEMBACH	**0.13**	**0.03**	**0.10**	**0.15**	**0.01**	**0.07**	**0.47**	**0.24**
METSAHOVI	**0.18**	**0.15**	**0.40**	**0.28**	**0.09**	**0.11**	**0.40**	**0.40**
MOXA	**0.09**	**0.06**	**0.09**	**0.14**	**0.14**	**0.12**	**0.43**	**0.22**
PECNY	**0.17**	**0.05**	**0.08**	**0.22**	**0.06**	**0.03**	**0.38**	**0.14**
SCHILTACH	**0.22**	**0.00**	**0.04**	**0.16**	**0.28**	**0.02**	**0.44**	**0.20**
STRASBOURG	**0.11**	**0.01**	**0.07**	**0.16**	**0.07**	**0.04**	**0.44**	**0.14**
SUTHERLAND	**0.17**	**0.22**	**0.46**	**0.26**	**0.20**	**0.17**	**0.27**	**0.24**
VIENNE	**0.14**	**0.02**	**0.07**	**0.19**	**0.06**	**0.02**	**0.37**	**0.03**
WETZELL	**0.13**	**0.02**	**0.07**	**0.19**	**0.09**	**0.04**	**0.39**	**0.07**

Разделы 3.2 и **3.3** диссертации посвящены сравнению результатов прогноза программ *ATLANTIDA3.1_2014* и *PREDICT* и сравнению эффективности различных моделей расчета амплитудных дельта-факторов для Земли без океана соответственно.

В частности, было показано, что прогнозные значения амплитудных дельта-факторов и сдвигов фаз, полученных при помощи нашей программы *ATLANTIDA3.1_2014*, в среднем по различным критериям почти в 56% случаев приводят к меньшим отклонениям от результатов измерений, нежели аналогичные значения, рассчитанные по программе *PREDICT* из пакета *ETERNA*. По 9 избранным европейским станциям доля таких случаев достигает 63%. Причем, по полусуточным волнам успех достигается по 86% случаев, а по суточным – в 39% случаев. При этом, 100% результат достигнут для волн *M2* и *K2*.

В приведенной ниже таблице 3.3.1 представлены отношения амплитуд суммы разностных векторов для каждой приливной волны по 9 избранным станциям к суммам соответствующих приливных векторов для этой же волны в процентах. В первой строке таблицы показаны значения, вычисленные нашей программой *ATLANTIDA3.1_2014* по модели строения Земли *IASP91* и океанической приливной модели *FES2012*. Во второй и третьей строках – те же значения, полученные программой *PREDICT* из известного пакета *ETERNA3.3*, при осреднении океанического эффекта по 9 приливным моделям, и, наконец, значения, вычисленные по модели *DDW/NH* и океанической модели *FES2012*.

Из таблицы следует, что в среднем по 9 избранным европейским станциям *GGP* применение модели строения Земли *IASP91* (соответствует Модели 9 из раздела 2.1) и глобальной приливной океанической модели *FES2012* приводит для волн *O1, P1, N2* и *M2* к совпадению изложенной в настоящей работе теории с наблюдениями в пределах первых сотых долей процента (первая строка таблицы). Наша программа *ATLANTIDA3.1_2014* хуже *PREDICT* лишь по двум волнам (*Q1* и *K1*) и сопоставима с ней по волне *N2*. В то же время, заметным становится выигрыш наших результатов по волне *M2* (почти в 3.7 раза). В 6 раз ближе к наблюдениям значения, полученные при помощи *ATLANTIDA3.1_2014*, для волны *O1*. Из сравнения результатов *ATLANTIDA* и *DDW/NH*, следует, что полученная в настоящей работе модель расчета амплитудных дельта-факторов для Земли без океана уступает модели *DDW/NH* лишь по тем же двум волнам (*Q1* и *K1*). Заметен выигрыш наших результатов по волне *O1* (почти в 7 раз). В 2 раза ближе к наблюдениям, чем *DDW/NH*, значения, полученные при помощи *ATLANTIDA3.1_2014*, для волны *P1*, и в 1.7 раза – для волны M2.

Таблица 3.3.1.

Отношение амплитуд суммы разностных векторов по 9 станциям
к модулям сумм приливных векторов в % (*IASP91*, *FES2012*, *ATLANTIDA3.1_2014*).

Волны	**Q1**	**O1**	**P1**	**K1**	**N2**	**M2**	**S2**	**K2**
ATLANTIDA	0.14	0.01	0.04	0.17	0.05	0.03	0.43	0.13
PREDICT	0.09	0.06	0.07	0.11	0.05	0.11	0.55	0.39
DDW/NH	0.09	0.07	0.08	0.11	0.06	0.05	0.44	0.16

Из обсуждения, проведенного в данных разделах, видно, что полученные в настоящей работе теоретические результаты с точки зрения близости их к наблюдениям не уступают наиболее известным аналогам.

В **разделе 3.4** проведена оценка влияния диссипации при расчете океанического эффекта на результаты сравнения прогнозных и наблюдаемых значений.

В **разделе 3.5** показано, как влияет на результаты сравнения теории с наблюдениями выбор тои или иной модели строения Земли, а в **разделе 3.6** в той же связи рассмотрен вопрос о необходимости учета при расчете океанического гравиметрического эффекта массовой коррекции.

Как показали расчеты, проведенные при помощи программы *ATLANTIDA3.1_2014,* зависимость нагрузочных чисел Лява от широты достаточно слабо сказывается на результатах вычисления океанического нагрузочного эффекта. Этому вопросу посвящен **раздел 3.7**. Значимый вклад широтной зависимости был выявлен только для островов в открытом океане и зон с высокими градиентами амплитуд океанического эффекта.

И наконец, **раздел 3.8** диссертации посвящен комплексному учету факторов, влияющих на величину океанического гравиметрического эффекта в связи со сравнением прогноза с данными наблюдений. Остановимся на результатах этого раздела более подробно.

О степени взаимной компенсации различных факторов, влияющих на величину океанического эффекта, можно судить по данным табл. 3.8.1, полученным по результатам расчетов для волны M2 в Вене.

В первом столбце табл. 3.8.1 даны номера позиций. Следующие три столбца конкретизируют параметры расчета объемного прилива, а именно: модель строения Земли, учет диссипации (Д) и широтной зависимости (Ш).

Далее в 6 столбцах показаны факторы, принимаемые во внимание при определении океанического гравиметрического эффекта. Это опять же модель строения Земли, океаническая приливная модель, учет диссипации (Д), массовой коррекции (МК), широтной зависимости (Ш) и ближней зоны (БЗ). Затем в таблице приведены получаемые с учетом параметров, перечисленных в предыдущих столбцах, значения прогнозных амплитудных дельта-факторов δ и сдвигов фаз волны M2 в Вене для Земли с океаном, действительная и мнимая части суммарной (упругая Земля плюс океан) амплитуды прилива (CS и SS), а также величина амплитуды разностного вектора A (прогноз минус наблюдения). Последний столбец таблицы содержит необходимые комментарии. Наблюдаемые значения амплитудного фактора и сдвига фаз в Вене приведены в последней строке таблицы. Применен анализ наблюдений в Вене на сверхпроводящем гравиметре SUP-GWR C 025 в период с 02.08.1995 по 21.10.2007 (11.7 года).

Первая строка табл. 3.8.1 соответствует наиболее простой и ныне устаревшей схеме расчета, примененной, например, в различных версиях программ *LOAD* пакета *ETERNA* [Wenzel H.G., 1996] и распространенной вплоть до начала 2000-х годов. В частности, в этой схеме при вычислении океанического гравиметрического эффекта применена модель строения Земли *PREM* и устаревшая океаническая приливная модель *CSR3.0* без учета диссипации и широтной зависимости, но с массовой коррекцией и ближней зоной (т.е. расчет производился не по разложению высоты прилива по сферическим функциям, а при помощи функций Грина). Объемный прилив определялся также по *PREM* и с учетом диссипации, но без учета широтной зависимости. Удаление получаемого таким образом прогноза характеризуется амплитудой разностного вектора, равной 185.7 нГал.

Применение при расчете обычных чисел Лява более современной модели строения Земли *IASP91* (вторая строка табл. 3.8.1, соответствует модели 9, раздел 2.1) при прочих равных приближает прогноз к наблюдениям на 22.5 нГал, и амплитуда разностного вектора становится равной 163.2 нГал.

Таблица 3.8.1.

Основные составляющие океанического гравиметрического эффекта в Вене

N по рис.9	Объемный прилив			Океанический гравиметрический эффект										
	Модель Земли	Д	Ш	Модель Земли	Океанич. Модель	Д	МК	Ш	БЗ	δ	Фаза	CS, нГал	SS, нГал	A, нГал	Причина изменения амплитуды разностного вектора
1	PREM	+	-	PREM	CSR3.0	-	+	-	+	1.17789	1.093	-185.542	7.245	**185.7**	
2	IASP91	+	-	PREM	CSR3.0	-	+	-	+	1.17856	1.093	-163.068	7.245	**163.2**	Переход при расчете обычных чисел Лява от PREM к IASP91
3	IASP91	+	+	PREM	CSR3.0	-	+	-	+	1.18225	1.089	-40.191	7.245	**40.8**	Расчет обычных чисел Лява с учетом их широтной зависимости
4	IASP91	+	+	PREM	CSR3.0	-	+	-	-	1.18235	1.095	-37.017	11.034	**38.6**	Отказ от ближней зоны при расчете океанического эффекта
5	IASP91	+	+	PREM	FES2012	-	+	-	-	1.18335	1.041	-2.872	-25.135	**25.3**	Переход от модели CSR3.0 к более современной FES2012
6	IASP91	+	+	PREM	FES2012	+	+	-	-	1.18327	1.036	-5.360	-28.474	**29.0**	Учет диссипации при расчете океанического эффекта
7	IASP91	+	+	IASP91	FES2012	+	+	-	-	1.18335	1.038	-2.827	-27.371	**27.5**	Переход от модели PREM к IASP91 при расчете нагрузочных чисел Лява
8	IASP91	+	+	IASP91	FES2012	+	-	-	-	1.18350	1.070	1.759	-4.930	**5.2**	Отказ от массовой коррекции при расчете океанического эффекта
9	IASP91	+	+	IASP91	FES2012	+	-	+	-	1.18338	1.068	-2.211	-6.525	**6.9**	Учет широтной зависимости при расчете нагрузочных чисел Лява
										1.18345	1.078	0.000	0.000	**0.0**	Наблюдения

Условные обозначения: **Д** – диссипация; **Ш** – зависимость от широты; **МК** – массовая коррекция; **БЗ** – ближняя зона; **δ** – прогнозный амплитудный дельта-фактор; **CS, SS** - координаты точек по действительной и мнимой осям, **A** – амплитуда разностного вектора.

Данные третьей строки табл. 3.8.1 отличаются от второй только учетом широтной зависимости (т.е. всех перечисленных выше, связанных с этим факторов) при расчете объемного прилива. Учет этой зависимости приводит к почти четырехкратному уменьшению амплитуды разностного вектора до 40.8 нГал

Отказ от ближней зоны, т.е. переход к вычислению океанического эффекта при помощи разложения высоты прилива по сферическим функциям (без применения функций Грина), приближает прогноз к наблюдениям всего на 2 нГал (около 0.2% от амплитуды эффекта). Амплитуда разностного вектора уменьшается до 38.6 нГал. Применение наиболее современной океанической приливной модели *FES2012* вместо *CSR3.0* приводит к уменьшению разностного вектора сразу на 13 нГал (или 1.3% от амплитуды океанического эффекта в Вене). В табл. 2.8.1 этому переходу соответствует вектор 4-5. Амплитуда разностного вектора уменьшается сразу до 25.3 нГал. Затем она несколько повышается в результате учета диссипации при расчете океанического эффекта (вектор 5-6), а после снова незначительно падает после замены модели строения Земли *PREM* на *IASP91* при вычислении нагрузочных чисел Лява (вектор 6-7), достигая величины 27.5 нГал.

В дальнейшем, существенному уменьшению амплитуды разностного вектора до 5.2 нГал (вектор 7-8) способствует отказ от общепринятой поправки за сохранение океанических масс (массовой коррекции). Этот факт подтверждает высказывавшуюся автором настоящей работы мысль о том, что введение массовой коррекции в некоторой степени искажает данные океанических моделей.

Учет при расчете нагрузочных чисел Лява факторов, связанных с широтной зависимостью (вектор 8-9), несколько удаляет прогноз от наблюдений, устанавливая окончательную величину разностного вектора в Вене на уровне 6.9 нГал или 0.7% от величины океанического гравиметрического эффекта в этом пункте. Дальнейший прогресс здесь в основном связан как с совершенствованием океанических приливных моделей, так и с повышением точности рядов наблюдений и их анализа.

Из табл. 3.8.1 отчетливо видна значительная степень взаимной компенсации различных учитываемых при расчете океанического гравиметрического эффекта факторов. Так, вектора 3-4 и 5-6 (отказ от ближней зоны и учет диссипации), а также 6-7 и 8-9 (переход от *PREM* к *IASP91* и учет широтной зависимости) попарно почти коллинеарны, сравнимы по модулю и противоположно направлены. Также частично компенсируют друг друга вектора 4-5 и 7-8 (переход от *CSR3.0* к *FES2012* и отказ от массовой коррекции). К сказанному следует добавить, что входящие в вектор 8-9 поправки за относительные и кориолисовы ускорения также в значительной степени компенсируют друг друга. В общей сложности взаимная компенсация по всем векторам, имеющим отношение к уточнению океанического эффекта (позиции 3-9), составляет почти 54%.

Более детальные результаты сравнения прогноза земных приливов с данными наблюдений можно найти также в работах [Спиридонов Е.А., 2015a; 2015b].

В **разделе 3.9** кратко рассмотрен вопрос о том, в какой мере в суточном диапазоне периодов выбор конкретного вида резонансной кривой способен влиять на близость прогнозных и наблюдаемых значений параметров земных приливов.

В результате проведенных в настоящем разделе оценок показано, что дальнейшая доработка и улучшение резонансной кривой способны уменьшить амплитуды разностных векторов для суточных волн, т.е. приблизить прогноз к наблюдениям, в среднем еще на 50%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные выводы всей работы соответствуют защищаемым положениям:

1. Сформулирована новая постановка теоретической задачи расчета чисел Лява и амплитудных дельта-факторов приливных волн для вращающейся эллипсоидальной неупругой Земли без океана с учетом их широтной зависимости и осуществлено ее решение.
2. Разработана новая методика расчета океанического гравиметрического эффекта. Показано, что с учетом точности современных гравиметрических наблюдений, при расчете океанического гравиметрического эффекта необходимо принимать во внимание порядка 11 факторов. При этом степень взаимной компенсации этих факторов превышает 50%.
3. Наилучшие, в смысле близости теории к наблюдениям, результаты моделирования земных приливов для вращающейся эллипсоидальной неупругой Земли получены для модели строения Земли *IASP91* и одной из наиболее современных океанических приливных моделей *FES2012*. Амплитуды разностных (прогноз минус наблюдения) векторов, на европейских *SG*-станциях сети *GGP*, для волн *M2* и *O1* не превышают 0.05% от наблюдаемых амплитуд этих волн. В целом можно заключить, что полученные в настоящей работе теоретические результаты с точки зрения близости их к наблюдениям не уступают наиболее известным аналогам.

СПИСОК ОСНОВНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Статьи в журналах, включенных в Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени доктора наук:

1. Спиридонов Е.А., Акименко Я.В. Моделирование движения полюса по данным о моментах импульса атмосферы и океана. //Физика Земли, 2003, №11, сс. 64—73.
2. Спиридонов Е.А., Цуркис И.Я. Моделирование движения полюса Земли по данным об угловых моментах океана и атмосферы за 1980-2002 гг. //Физика Земли, 2006, №2, сс. 64-71.

3. Спиридонов Е.А., Цуркис И.Я. О периоде и добротности чандлеровского движения полюса. // Физика Земли. № 8. 2008. сс. 1–14.

4. Цуркис И.Я, Спиридонов Е.А. О применимости аппарата марковских процессов к описанию чандлеровского движения полюса. // Физика Земли. 2009. № 4. С.3–16.

5. Виноградова О.Ю., Спиридонов, Е.А. Сравнительный анализ океанических поправок в ускорение силы тяжести, рассчитанных по моделям PREM и IASP91. //Физика Земли, №1-2, 2012, с. 74–83.

6. Спиридонов Е.А., Виноградова О.Ю. Сравнение результатов расчета океанического гравиметрического эффекта с данными наблюдений. //Физика Земли. 2014. № 1. с. 120–128.

7. Спиридонов Е.А., Юшкин В.Д., Храпенко О.А. Приливной анализ и экспериментальный океанический нагрузочный эффект в Мурманске. //Геодезия и Картография, 2014, №12, С.21-28.

8. Спиридонов Е.А. Результаты сравнения прогнозных значений параметров земных приливов с данными наблюдений. //Сейсмические приборы. 2015a, Т.51, №2, с.5-17.

9. Спиридонов Е.А. О влиянии диссипации и выбора модели строения Земли на качество прогноза параметров земных приливов. //Сейсмические приборы. 2015b, Т.51, №3, с.47-58.

10. Спиридонов Е.А. Программа расчета параметров земных приливов ATLANTIDA 3.1_2014. Свидетельство о государственной регистрации программ для ЭВМ №2015619567 от 8 сентября 2015 года.

11. Спиридонов Е.А. Анализ данных земноприливных наблюдений на японской антарктической станции Syowa. //Проблемы Арктики и Антарктики. 2015c, №3(105), с. 27-38.

12. Спиридонов Е.А. Амплитудные дельта-факторы второго порядка и их зависимость от широты. //Геология и геофизика, 2016, №4, с.796–807.

13. Спиридонов Е.А. Поправки в числа Лява за относительные и кориолисовы ускорения и их зависимость от широты. //Геофизические процессы и биосфера. 2016, Т.15, №1, с. 73-81.

14. Спиридонов Е.А., Виноградова О.Ю. Результаты комплексного моделирования океанического гравиметрического эффекта. //Сейсмические приборы. 2017. Т. 53, № 1, с.66-80.

15. Спиридонов Е.А. Амплитудные дельта-факторы и сдвиги фаз приливных волн для Земли с океаном. //Геофизическое процессы и биосфера. 2017. Т. 16, № 2. С. 5–54.

Прочие публикации:

16. Авсюк Ю.Н., Спиридонов Е.А. Приливная эволюция системы Земля-Луна и ее сопоставление с материалами исторической геологии фанерозоя. В сб. "Проблемы геологии континентов и океанов", Магадан, 2001 г., с. 7-13.

17. Спиридонов Е., Виноградова О. Гравиметрический океанический нагрузочный эффект. Lamdert Acad. Publishing. 2013. 148 с.

18. Спиридонов Е.А. Программа анализа данных земноприливных наблюдений ATLANTIDA3.1_2014. //Наука и технологические разработки., 2014, Том 93, №3, с. 3-48.

19. Спиридонов Е.А., Виноградова О.Ю. Океанический нагрузочный эффект //Изв. ГАО, №223, Тр. Всероссийской астрометрической конференции «Пулково-2015», Санкт-Перербург, 2016, СС 143 -148.

20. Vinogradova O. Yu., Spiridonov E.A. Some Features of TOPEX/POSEIDON Data. In 2 Application in Gravimetry Z. Altamimi and X. Collilieux (eds.), Reference Frames for Applications in Geosciences, International Association of Geodesy Symposia 138, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2013, pp.229-235.

21. Spiridonov Evgeny. Oceanic Loading Effect for Gravity Prospecting. SPE Arctic and Extreme Environments Technical Conference and Exhibition, 15-17 October, Moscow, Russia, 2013, Society of Petroleum Engineers, V.1, pp. 380-412.

22. Spiridonov E.A. Tidal-Amplitude Delta-Factors and Their Dependence on Latitude. Geophysical Research Abstracts, 2014. V. 16, EGU2014-1296.

23. Spiridonov E.A., Afanasyeva L.V. The program for the oceanic gravimetric effect computation (ATLANTIDA 3.0). Proc. of IAG Symposium on Terrestrial gravimetry: Static and mobile measurements (TG-SMM 2013). 17-20 September 2013, Saint Petersburg. Concern CSRI Electropribor, 2014, pp.158–166.

24. Spiridonov E., Vinogradova O., Boyarskiy E., and Afanasyeva L. ATLANTIDA3.1_2014 for Windows: A Software for Tidal Prediction. //Bull. Inf. Marées Terrestres, Feb. 2015, №149, 12062-12082.

25. E.A. Spiridonov, O.Yu. Vinogradova. ATLANTIDA3.1_2014 for windows: A Software for Tidal Prediction. Proc. of IAG Symposium on Terrestrial gravimetry: Static and mobile measurements (TG-SMM 2016). 12-15 April 2016, Saint Petersburg. Concern CSRI Electropribor, 2016, pp.209–212.

Подписано в печать 15 октября 2018 г.
Формат 60х90/16. Усл. печ. л. 2. Тираж 100 экз.
Отпечатано в ИАЦ ИФЗ РАН