

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ЗЕМЛИ ИМ. О.Ю. ШМИДТА
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК (ИФЗ РАН)

на правах рукописи



МЯГКОВ ДМИТРИЙ СЕРГЕЕВИЧ

Исследование формирования напряжённо-деформированного состояния
эпи платформенных орогенов методом математического моделирования

Специальность 25.00.10 – «Геофизика, геофизические методы поисков
полезных ископаемых»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Ребецкий Юрий Леонидович

МОСКВА – 2022

Оглавление

Общая характеристика работы	4
Введение	9
Глава 1. Аналитический расчёт напряжённо-деформированного состояния двуслойной вязкой среды при задании возмущения вектора скорости смещения на нижней границе модели.....	17
1.1. Постановка задачи. Методика построения решения.....	17
1.2. Расчёт напряжённо-деформированного состояния двуслойной вязкой среды в стационарном случае	20
1.2.1. Задача о двуслойной модели под воздействием гармонического возмущения горизонтальной компоненты вектора скорости течения на нижней границе	23
1.2.2. Задача о двуслойной модели под воздействием гармонического возмущения вертикальной компоненты вектора скорости течения на нижней границе	27
1.2.3. Задача о двуслойной модели под воздействием гармонического возмущения вертикального нормального напряжения на поверхности	29
1.2.4. Задача о двуслойной модели под воздействием гармонического возмущения вертикального нормального напряжения на внутренней границе	32
1.3. Получение нестационарного решения.....	34
1.3.1. Эволюционные уравнения для вертикальной составляющей амплитуды смещения границ модели	34
1.3.2. Общее решение задачи, для которой базовое возмущение полагалось в виде пространственного моноколебания вектора скорости смещения	39
1.4. Исследование влияния вариации параметров модели на эволюцию напряжённо-деформированного состояния модели.	50
1.5. Выводы.	53
Глава 2. Экзогенные процессы.	54
2.1. Денудация.	57
2.1.1. Моделирования влияния процессов денудации и осадконакопления на напряжённо-деформированное состояние модели.....	58
2.1.2. Учёт влияния поверхностных процессов	60

2.1.3. Общее решение задачи (с учётом влияния экзогенных процессов) .	61
2.2. Эрозия.	67
2.3. Денудационный механизм формирования аномальных напряжений горизонтального сжатия	75
2.4. Учёт влияния упругой сжимаемости в модели с реологией вязкого тела Ньютона.	77
2.5. Выводы.	88
Глава 3. Задача о формировании напряжённо-деформированного состояния литосферы в обстановке горизонтального сжатия	92
3.1. Постановка и решение краевой задачи для двуслойной коры и мантии	93
3.2. Балочное решение для упругой коры	98
3.3. Выводы	106
Глава 4. Напряжённо-деформированное состояние системы литосфера- астеносфера в приближении трёхслойной вязкой модели с термогравитационной конвекцией в нижнем слое.	108
4.1. Постановка задачи. Методика построения решения.	108
4.2. Эволюционный метод получения решения	115
4.3. Выводы	129
Заключение	131
Литература	133

Общая характеристика работы

Работа направлена на изучение методами математического моделирования особенностей напряжённо-деформированного состояния, возникающего под влиянием разнообразных геодинамических процессов, рассматриваемых при объяснении формирования эпиплатформенных орогенов Центральной Азии.

Цели и задачи исследований

Основная цель выполненного исследования состояла в создании тектонофизической модели условий нагружения и состояния литосферы эпиплатформенных орогенов Центральной Азии, объясняющей особенности формирования его современного поля напряжений [Ребецкий, 2015]. В рамках этой темы создавались математические геодинамические модели деформации земной коры в вязкой, упруго-вязкой и упруго-пластической постановках. Полученные решения сверялись с результатами тектонофизических реконструкций напряжённого состояния Тянь-Шаня и Алтае-Саян и прочими геолого-геофизическими данными по рассматриваемым структурам, на основании чего делается вывод о степени соответствия природным данным той или иной модели.

Фактический материал и методика исследований. Личный вклад автора

Для решения поставленной задачи были использованы результаты тектонофизических реконструкций природных напряжений, полученных сотрудниками лаборатории тектонофизики ИФЗ РАН [Ребецкий, Алексеев, 2014] из сейсмологических данных о механизмах очагов землетрясений. Также был произведен детальный анализ геодинамических моделей эпиплатформенного орогенеза, опубликованных ранее в научных рецензируемых журналах, а также с результатами

физического моделирования и геолого-геофизическими данными по исследуемому региону.

Исследование проводилось в основном методами аналитического моделирования и с частичным использованием численных геомеханических расчетов. Изучалась роль маломасштабной тепловой конвекции в астеносфере на деформации в вязкой литосфере с учетом изостазии, а также процессов денудации и осадконакопления на формирующемся в модели рельефе поверхности. Рассматривались двумерные модели в рамках приближения механики сплошных сред. Для решения соответствующих краевых задач для вязкой литосферы с деформируемыми во времени границами применялся «эволюционный» метод получения частного решения краевой задачи. С этой целью основная задача для слоистой среды (кора + мантия) разбивалась на ряд подзадач, отвечающих влиянию одного из внешних или внутренних краевых условий. Для каждой из этих подзадач решается самостоятельная стационарная задача, из которых затем формируется общее нестационарное решение. Полученное, в результате моделирования, напряжённно-деформированное состояние литосферы для каждой из задач сравнивалось с таковым из природных данных. Таким образом, методика исследования – решение обратной задачи геодинамики через перебор решений прямых задач для геодинамической интерпретации данных о напряжённом состоянии эпиплатформенных орогенов Центральной Азии.

Автор лично, под руководством научного руководителя, получил описанные выше аналитические решения. На основании их были созданы соответствующие модели в программной среде matlab и fortran. Далее автором был произведён анализ результатов моделирования, в первую очередь – путём сопоставления с априорными тектонофизическими и геолого-геофизическими данными.

Научная новизна работы

Получены новые аналитические геодинамические модели эпиплатформенного орогенеза. Их аналитический вид позволил всесторонне изучить распределение напряжённого состояния в зависимости от реологических, механических и геометрических параметров, а также скорости поверхностных и глубинных (изостазия) процессов.

Показана существенная зависимость формирующегося напряжённо-деформированного состояния земной коры от формы денудационно-аккумуляционных процессов.

Примененный «эволюционный» метод позволил в аналитической форме получить решение для нестационарных моделей с геометрически нелинейной деформацией во времени. Успешный опыт моделирования позволяет развивать подобную методику для решения широкого круга краевых задач геодинамики.

Исследовано строение формирующегося поля напряжений, а также характер внутреннего течения в моделях. Полученные закономерности могут быть использованы в дальнейшем при построении геодинамических моделей и интерпретации геофизических и тектонофизических данных.

Защищаемые положения

1. Маломасштабная конвекция в астеносфере из-за наличия двух скачков плотности (кора-мантия, литосфера-астеносфера) приводит к двукратной инверсии вертикальных движений кровли коры, как в области поднятия – горы, так и в области опускания – межгорная впадина, с формированием на стадии стабилизации деформаций субгоризонтальных потоков корового вещества из зоны впадины в зону поднятия.

2. Поверхностные процессы денудации приводят к замедлению формирования рельефа, но сопровождаются при этом ускорением скорости течения в коре и увеличением интенсивности внутрикоровых

горизонтальных сжимающих напряжений при отсутствии внешнего сокращения модели, что подтверждено как в вязких, упруго-вязких, так и в упруго-пластических моделях.

3. Из двух режимов нагружения литосферы в виде общелитосферного горизонтального сжатия и маломасштабной конвекции в астеносфере последний наиболее хорошо соответствует данным тектонофизической реконструкции природных напряжений для эпиплатформенных орогенов, объясняющий создание в верхней части коры напряжений горизонтального растяжения в зонах прогибания и сжатия в зонах поднятий альпийского типа.

Теоретическое и практическое значение

Полученные результаты могут быть, в дальнейшем использованы при создании более детальных численных геодинамических моделей формирования эпиплатформенных орогенов. Также сами по себе полученные закономерности напряжённо-деформированного состояния литосферы, возникающие под влиянием рассмотренных в исследовании геодинамических процессов, представляют ценную информацию при интерпретации тектонофизических данных и решения обратных задач геодинамики, в том числе для регионов со структурами помимо эпиплатформенных орогенов.

В дальнейшем создание дополнительных моделей, аналогичным представленным в исследовании, позволит создать библиотеку базовых геодинамических моделей, необходимых для лучшего понимания как региональной, так и глобальной геодинамики. На их основе возможно будет производить и более глубокий анализ результатов численных расчётов.

Апробация работы и публикации

Результаты моделирования были представлены на 20 Всероссийских и Международных конференциях, совещаниях и семинарах:

По теме диссертации опубликовано 23 работ, в том числе 4 статьи в реферируемых журналах из списка ВАК и 19 тезисов конференций и статей в сборниках по материалам конференций.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения, списка литературы и списка опубликованных работ по теме диссертации. Общий объём работы составил 141 листа, 41 рисунка, 2 таблицы. Список литературы содержит 80 источников.

Благодарности

Выражаю особую благодарность моему научному руководителю, д. ф.-м. н. Ю.Л. Ребецкому, идеи которого легли в основу работы и руководство которого не только позволило мне выполнить исследование, но и значительно расширило научный кругозор.

Хочу поблагодарить моих коллег по лаборатории: Л.А. Сим, А.В. Маринина, А.В. Михайлову и Р.С. Алексеева, чьи исследования сформировали тот базис тектонофизической информации, на который я опирался в своей работе. Большое спасибо В.В. Погорелову, наша совместная деятельность позволила мне получить новые знания и навыки. Также выражаю благодарность В.О. Михайлову. Его работы по геодинамическому моделированию и дискуссия с ним помогла в моих диссертационных исследованиях.

Введение

В данный момент не существует единой геодинамической модели формирования эпиплатформенных орогенов, объясняющей не только геологические эмпирические данные, но и наблюдаемое для них напряжённое состояние. Согласно современным представлениям, формирование орогена связано с деформацией некоторой преимущественно плоской части платформы. Существует несколько вариантов объяснения происхождения этого процесса: деформация литосферы под воздействием общего горизонтального сжатия, результат действия на подошву литосферы астеносферной (и вообще – верхнемантийной) термогравитационной конвекции или же влияния внутренних источников энергии, таких как: наличие возможной (для разуплотнённой астеносферы) гравитационной неустойчивости в системе литосфера-астеносфера, существенной латеральной неоднородности плотности литосферы и, наличия внутренней энергии, связанной, в том числе, с метаморфическими и геохимическими процессами, протекающими под воздействием тепловой энергии, поступающей из астеносферы. Поскольку на текущий момент остаётся открытым вопрос о создании геодинамической модели, соответствующей тектонофизическим данным [Ребецкий, 2015], то возникает настоятельная потребность в исследовании вкладов всех возможных факторов в формирование наблюдаемого напряжённого-деформированного состояния (НДС) эпиплатформенных орогенов.

Проблема происхождения эпиплатформенных орогенов представляет особенный интерес, так как, с одной стороны, по данным структурам накоплено большое количество и геологических [Хаин, Ломизе, 1995; Белоусов, 1989; Буртман, 2012; Luo et al, 2021; Zubovich et al, 2010; Vinnik et al, 2002, 2006; Burtman, 2010, 2014; Cotton, . Avouac, 1994; Didienko et al, 2010; Vladimirov, 2007, Tychkov et al, 2007; Allen et al, 1992;

Goldin, Kuchai, 2007; Kroner et al, 2014; Novikov, Pospeeva, 2016; Omuralieva et al, 2009; Jiang, 2014; Yarmolyuk, 2014; Zhao et al, 2001, Li et al, 2022; Zabelina, 2013; Sun, 2021; Devlaux, 2013; Loury, 2015] и тектонофизических данных. С другой стороны, объясняющие механизм их формирования [Cloetingh et al., 2002; Cloething, Burov, 2011] исключительно за счет латерального сжатия, не подтверждаются как современными данными о закономерностях распределения напряжений в коре [Ребецкий, 2015] (рисунок 1), так и численными моделями [Mikhailov et al, 1999; Тимошкина и др., 2010; Atabekov et al 2022; Liu, 1980; J. Liu, 2007; Jourdon et al, 2017; Lei et al, 2013; Singh, Ghosh, 2020, Babichev et al, 2009; England, Molnar, 1997; England, Houseman, 1986; Kong, Bird, 1996; Peltzer, Saucier, 1996; Vogt. Gerya, 2014] (рисунок 2, 3). Распространённость эпиплатформенных орогенов на территории России (Алтай, Саяны) и ближнего зарубежья (Тянь-Шань) придаёт необходимости создания подобной модели практическую важность. Такая модель могла бы лечь в основу более детальных региональных тектонофизических моделей, на основе которых, в первую очередь, можно было бы выполнять прогноз сейсмической опасности. Отметим, что данное исследование ориентировано на приложение к проблемам тектонофизики орогенов Центральной Азии, однако рассматриваемые модели, при некотором расширении, актуальны и для континентальных орогенов в целом, в первую очередь – к орогенам Высокой Азии (Памир, Тибет) и активных континентальных окраин (Анды и пр.), для которых также имеются тектонофизические реконструкции природных напряжений и вопрос о построении соответствующей этим данным моделей их формирования также является актуальным.

В качестве источника деформаций может рассматриваться как маломасштабная астеносферная конвекция, так и общемантийная конвекция [Трубицын и др., 2006]. Последняя была, в аналитической постановке, рассмотрена в работе [Мягков, Ребецкий, 2019], построенная на её основе

модель показала большее отличие от данных тектонофизических реконструкций и рассматривается как менее перспективная.

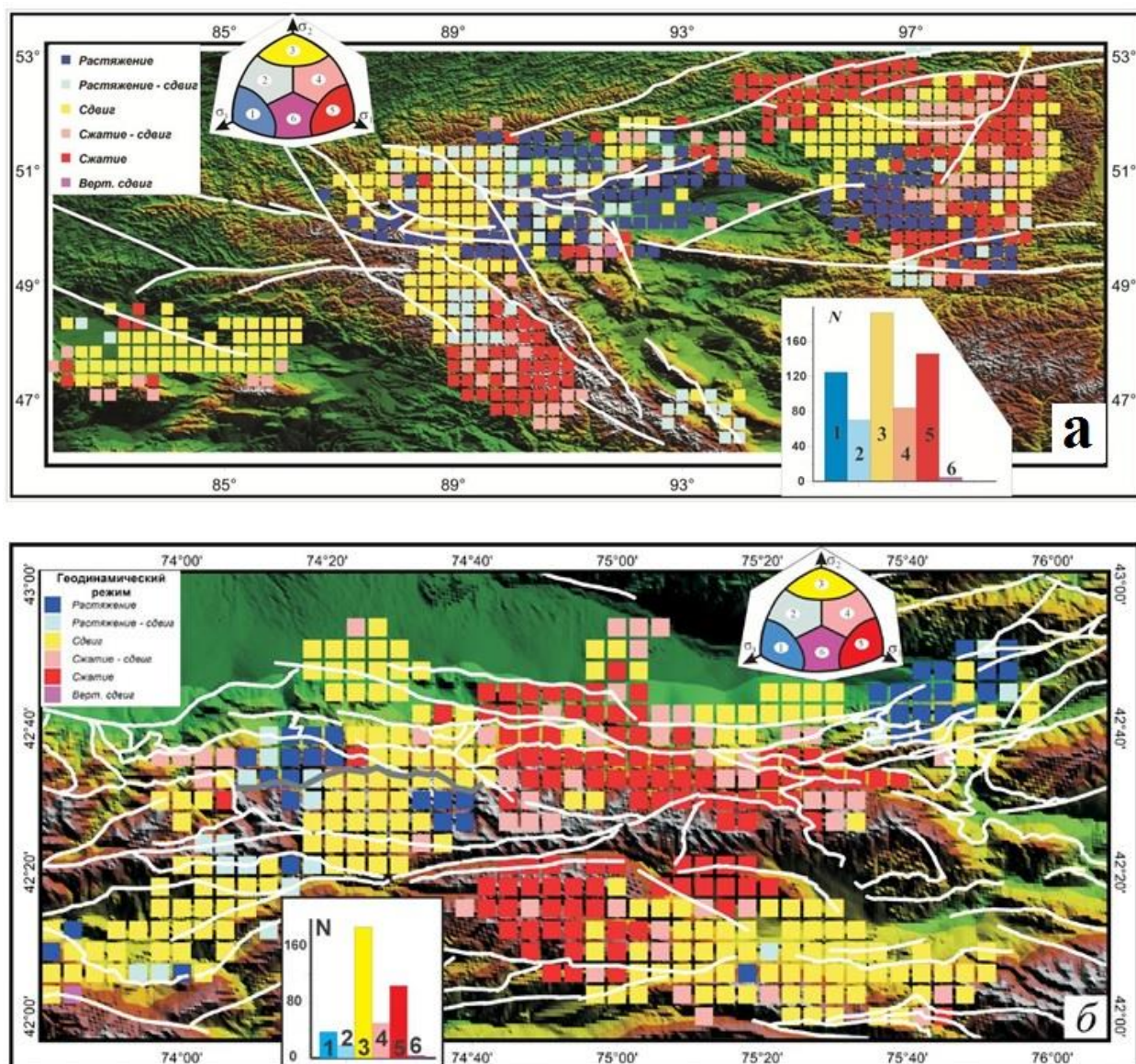


Рис. 1. Результаты тектонофизической реконструкции для Алтая (а, материал из [Ребецкий и др., 2013]) и Тянь-Шаня (б, рисунки взяты из [Ребецкий и др., 2016]). На иллюстрациях показан геодинамический тип напряжённого состояния (красным – горизонтальное сжатие, синим – горизонтальное растяжение, желтым – горизонтальный сдвиг) эпиплатформенных орогенов.

В этой же работе, а также в более ранней [Мягков, Ребецкий, 2016] рассматривалась и текущая задача, однако в значительно более упрощённой постановке, а именно, в них была представлена модель деформации

литосферы под влиянием маломасштабной астеносферной конвекции, но без непосредственного ввода астеносферы, как части модели. Модель, представленная в диссертации, является поэтому более сложной и проработанной версией моделей [Мягков, Ребецкий, 2016, 2019], в которых уже в общих чертах был решён вопрос о строении возникающего напряжённого состояния, но не были рассмотрены все этапы развития формирующегося орогена. В целом же существует ряд как математических (аналитических и численных), так и физических моделей, которые не ставили перед собой цель сравнения полученных результатов моделирования со строением напряжённого состояния в системе хребет-впадина орогена и иногда даже вовсе противоречат тектонофизическим данным о напряжённом состоянии рассматриваемых объектов.

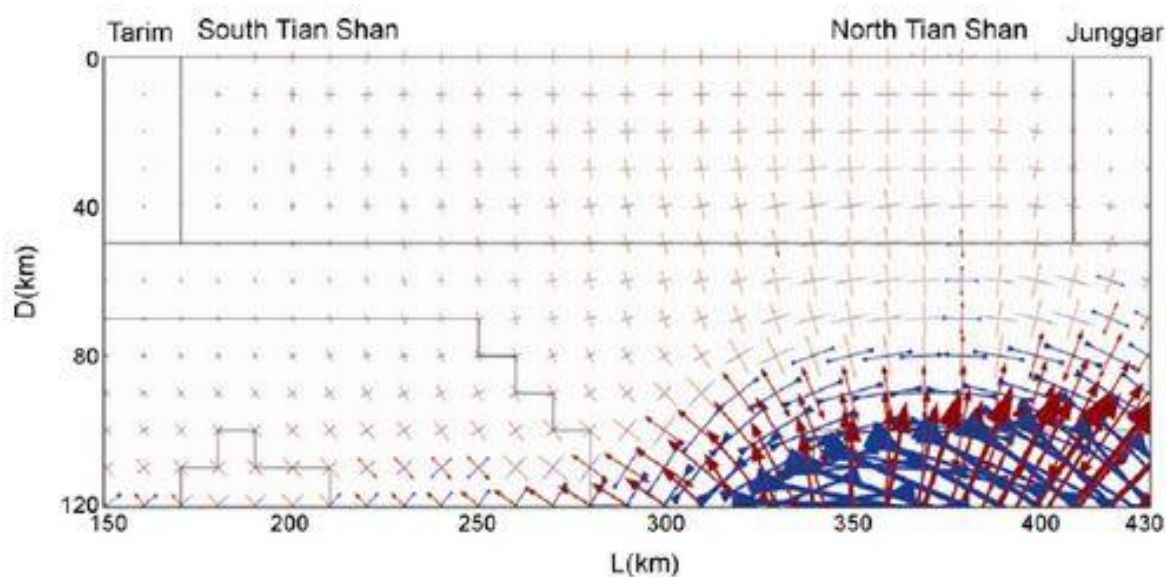


Рис. 2. Ориентации главных осей тензора напряжений. Синим отмечены оси максимального сжатия, красным – минимального. Рисунок из работы [Liu et al, 2007].

Как уже было указано, основными природными данными, с которыми сравниваются результаты моделирования, являются тектонофизические реконструкции напряжённого состояния, имеющие для орогенов Центральной Азии достаточно определённые закономерности. Тектонофизические реконструкции напряжённого состояния получены в

результате обработки сейсмологических данных (каталогов механизмов очагов землетрясений) методом катакластического анализа разрывных смещений [Ребецкий и др., 2013, 2016; Rebetsky et al., 2012]. На рисунке 1 представлены карты распределения геодинамического типа напряжённого состояния для Алтая и Тянь-Шаня. На них отчётливо прослеживается общая для эпиплатформенных орогенов Центральной Азии тенденция к преобладанию обстановки горизонтального сжатия в области хребтов орогена и, соответственно, обстановки горизонтального растяжения или сдвига в области межгорных впадин. С этой важной эмпирической закономерностью в первую очередь будут сравниваться результаты моделирования и, в случае, если рассматриваемый механизм (маломасштабная астеносферная конвекция) формирует в литосфере отличное по строению напряжённое состояние, он будет признан непригодным для объяснения эпиплатформенного орогенеза.

Существуют различные модели формирования эпиплатформенных орогенов. Принципиален вопрос о геодинамических источниках орогенеза, среди которых следует выделить внешние, по отношению к участку литосферы, где формируется ороген, и внутренние, связанные с перераспределением энергии в самом рассматриваемом участке. В качестве первых рассматриваются, в основном, термогравитационная маломасштабная конвекция в астеносфере, деформирующая вышележащую литосферу и коллизионное давление на окраины литосферной плиты со стороны иных плит, вызывающее деформацию внутренних областей плиты в обстановке горизонтального сжатия (см, напр. [Cloething, Burov, 2011, Burov et al., 2014]). Говоря об орогенах Центральной Азии имеется в виду, конечно, влияние Индийской плиты на Евразийскую. Источники второй группы – это деформации, вызванные инверсивным распределением плотности и упругих модулей в коре и литосфере [Современная геодинамика, 2005; Добрецов и др., 1995], гравитационной неустойчивостью в системе литосфера-астеносфера, существенной латеральной неоднородности плотности

литосферы и, также, перераспределения внутренней энергии, связанной, к примеру, с метаморфическими и геохимическими процессами, протекающими под воздействием тепловой энергии, поступающей из астеносферы.

V.O. Mikhailov et al. / Tectonophysics 307 (1999) 345–359

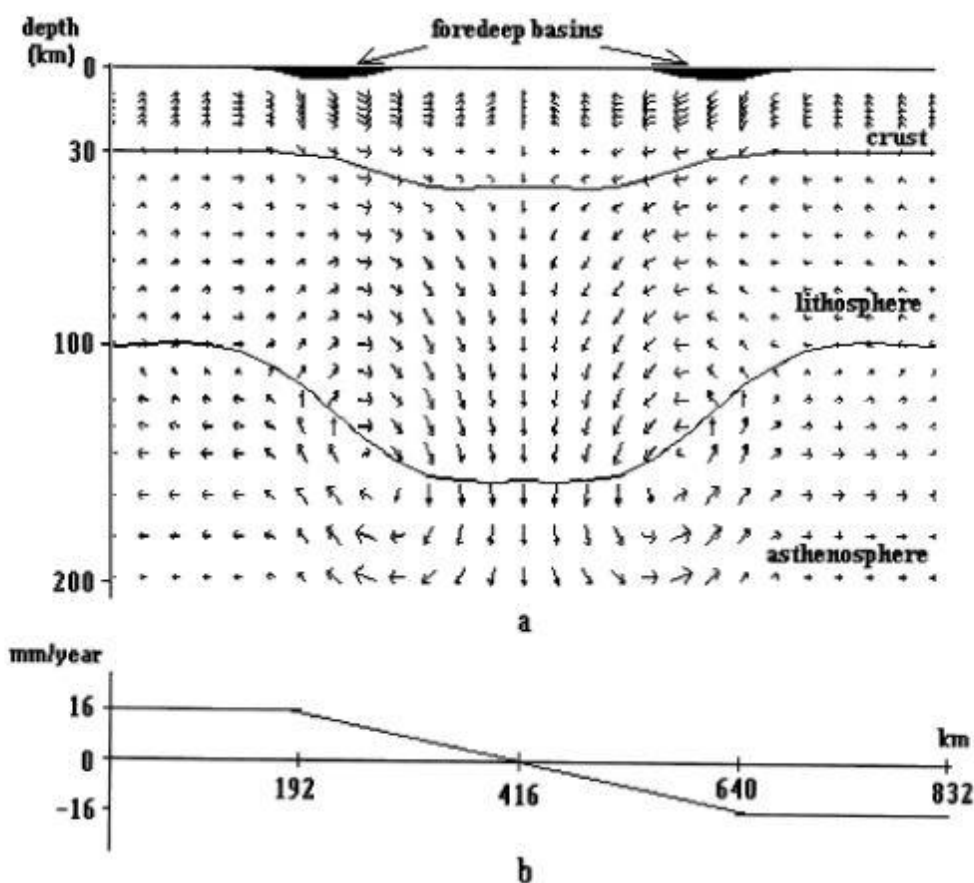


Рис. 3. Результаты моделирования модели деформации литосферы Кавказа В.О. Михайлова (рисунок взят из работы [Mikhailov et al., 1999]). На рисунке изображены скорости течения вещества в литосфере и астеносфере области формирования орогена и предгорных прогибов. Чёрным отмечено сформировавшееся положение границы Мохо и подошвы литосферы.

В работах [Ребецкий, 2012, Ребецкий, Погорелов, 2013] на основе результатов решения простых аналитических моделей обсуждалась проблема несоответствия некоторых моделей процесса формирования внутриконтинентальных орогенов имеющимся тектонофизическим данным [Ребецкий, 2015]. С целью уточнения сделанных в этих работах выводов

были проведены дополнительные исследования по созданию набора моделей деформации литосферы различными геодинамическими процессами как первого этапа в решении обратной задачи о механизме формирования внутриплитных орогенов.

Современное состояние геодинамики характеризуется использованием геомеханических моделей в приложении к практически всем изучаемым проблемам. Наибольшее развитие, однако, подобные модели получили именно в глобальной геодинамике и тектонике, где, среди прочего, приходится опираться в основном на опосредованный эмпирический материал в виде геофизических и тектонофизических данных. Вычислительные мощности позволяют, на данный момент, строить весьма сложные многопараметрические модели [Perchuk et al, 2016; Kohanpour et al, 2017 Трубицын и др., 2006], однако большинство параметров (вязко-пластические свойства геосреды) могут задаваться в широких диапазонах и, зачастую, представление об их даже приблизительном значении может заключаться в пределах нескольких порядков (вязкостные свойства мантии). Поэтому важно не только уметь разумно ограничить число используемых параметров, но и рассматривать преимущественно те процессы, которые, внося наибольший вклад в глобальную геодинамику, могут быть заданы относительно единственным образом.

Процессы эрозии и осадконакопления представляют, в этом контексте, уникальный случай таковых, которые одновременно оказывают кардинальное влияние на геодинамические процессы и, с другой стороны, могут быть исследованы непосредственно, т.к. происходят на поверхности в текущий момент, а информация о древних аккумуляционно-денудационных процессах может быть относительно полно получена посредством изучения осадочных толщ. Эти особенности показывают необходимость построения корректной и единой модели учёта эрозии и осадконакопления в геомеханике, которой, однако, на текущий момент не существует, несмотря на обилие отдельных методик.

Впервые значимость влияния экзогенных процессов на эндогенное напряжённо-деформированное состояние тектоносферы была выявлена ещё в таких работах, как [Strahler, 1950]. Физические модели показали, что влияние эрозии проявляется вплоть до границы Мохо, а вовсе не локализуется близ дневной поверхности. При этом важно отметить, что, несмотря на диссипативную природу, экзогенные процессы выполняют не релаксационную, а активную функцию, приводят к интенсификации эндогенных процессов [Ребецкий, 2012]. При этом в геомеханике эти процессы вводятся, зачастую, по «остаточному принципу» – без определения оптимального вида их учёта для данной модели, часто – в виде, сформулированном ещё в работе Куллинга [Culling, 1960]. При этом, в настоящий момент, такой подход является наиболее аргументированным с точки зрения геологии, но, всё же, требует обобщения и серьёзной модификации для приложения к исследованию геодинамики конкретных регионов.

Исследование влияния экзогенных процессов может вестись либо в чисто математической постановке (как у Куллинга), либо при фокусировке внимания на определённом регионе и геологических структурах. Поскольку в данной работе представлена попытка описания эрозии с позиций тектонофизики и геодинамики, был выбран второй вариант. За исследуемый регион была взята Центральная Азия, а в качестве исследуемых структур – Центральноазиатские эпиплатформенные орогены (Алтай, Тянь-Шань). Рассчитанные таким образом модели направлены преимущественно на изучение континентальной эрозии, хотя общность постановки задачи и позволяет, до определённой степени, транслировать полученные результаты и на морские эрозионно-аккумуляционные процессы.

Глава 1. Аналитический расчёт напряжённо-деформированного состояния двуслойной вязкой среды при задании возмущения вектора скорости смещения на нижней границе модели

В главе рассматривается применение используемых в геомеханике подходов для решения задачи о формировании напряжённого состояния литосферы, на подошве которой имитируется влияние маломасштабной термогравитационной конвекции в астеносфере. Поскольку тепловая конвекция в астеносфере здесь не рассматривается, будем данную задачу именовать как задачу о деформации литосферы под влиянием астеносферной конвекции, в отличие от задачи главы 4, где конвективный процесс непосредственно рассчитывается.

1.1. Постановка задачи. Методика построения решения

Также как и во многих предшествующих сходных работах по геодинамическому моделированию [Mikhailov et al., 1999; Тимошкина и др., 2010; Михайлов, 1999], в текущей задаче используется двумерная бесконечно протяжённая модель литосферы. Структурно модель представляет из себя два однородных, разделённых внутренней границей тела, верхнее из которых соответствует земной коре, а нижнее – мантийной литосфере. Для данной модели ниже также будет применяться название «двуслой». Астеносфера в явном виде не входит в состав модели, однако влияние астеносферы на литосферу (точнее, рассматриваемое в данной задаче воздействие маломасштабной астеносферной конвекции) присутствует в качестве заданного на нижней границе модели возмущения. Вместе с тем, считается, что малый скачок плотности между мантийной литосферой и астеносферой позволяет рассматривать нижнюю границу литосферы как эйлерову.

Так как в данном исследовании идёт речь только о сверхмедленных деформациях, по сути – квазистационарных, то здесь пренебрегается вкладом упругости в формирование напряжённо-деформированного состояния модели и рассматриваться будут исключительно вязкие процессы. В силу указанного выше ограничения на сложность структуры модели, каждое из тел двуслой реологически будет представлять собой несжимаемое линейно-вязкое тело (жидкость Ньютона, см. введение, актуальность работы). Таким образом, для того, чтобы задать реологические свойства модели, необходимы 4 постоянные – вязкость и плотность коры и аналогичные величины для мантийной части литосферы ($\eta_c, \eta_l, \rho_c, \rho_l$).



Рис. 1.1. Общая схема двуслойной модели (задача о влиянии астеносферной конвекции).

Влияние маломасштабной астеносферной конвекции на механическое состояние литосферы, изучаемое в рассматриваемой задаче, будет, в рамках рассматриваемой модели, задаваться в виде скорости смещения на нижней границе модели (соответствующей тектонической границе литосфера/астеносфера). В силу линейной постановки задачи суперпозиция заданных таким образом некоторых возмущений формирует такое же напряжённо-деформированное состояние модели, какое получилось бы в результате суммирования полей деформаций и напряжения,

соответствующих данным возмущениям. Этот факт также будет использоваться на следующих стадиях решения задачи и, далее, будет подробнее рассмотрен. Таким образом, вместо полного вектора скорости смещения, можно задавать в качестве возмущения отдельно компоненты этого вектора, а общее решение получить суперпозицией полученных решений. В текущей главе в разделе 1.2.1 будет решена задача, где в качестве базового возмущения будет положена горизонтальная компонента вектора скорости смещения ($v_x^{\text{BOЗМ}}$), а в разделе 1.2.2 - вертикальная.

Так как для рассматриваемого типа конвективного движения характерна определённая периодичность в пространстве, то для используемого здесь возмущения будет использован гармонический вид:

$$v_x^{\text{BOЗМ}}(x, y) = v_0 \sin(kx), \quad (1.1)$$

$$v_y^{\text{BOЗМ}}(x, y) = v_0 \cos(kx),$$

где v_0 – заданная амплитуда возмущения, а k – пространственная частота возмущения. Отсюда ясно, что и все моделируемые физические поля будут латерально гармоническими. Такая постановка задачи соответствует моделированию системы хребет-впадина эпиплатформенных орогенов Центральной Азии

Аналитическое решение получено в линейной постановке. При этом из-за искривления границ модели деформационный процесс является нелинейным. Для линеаризации решения использован подход Лява [Love, 1911]: границы модели будут предполагаться плоскими в каждый момент времени, а их искривление будет учитываться в виде приложенной к ним дополнительной нагрузки (в качестве граничных условий при решении задачи). Такой подход оправдан только при условии малости деформаций в модели, что и предполагается в данном исследовании.

Так как задача решается в линейной постановке (относительно поля напряжений, но не деформации границ слоёв во времени), то для всех

моделируемых здесь полей применим принцип суперпозиции, и рассматриваемую задачу оказывается возможным разбить на 3 отдельные стационарные подзадачи, каждая из которых представляет собой исследование формирования напряжённо-деформированного состояния модели под воздействием возмущения, заданного на одной из трёх границ слоёв. Затем уже из этих стационарных решений будет получено то общее квазистационарное решение задачи, о котором говорилось выше.

Одной из задач исследования является изучение влияния экзогенных процессов (эрозии, переноса и аккумуляции осадочного материала) в окрестности дневной поверхности. Поэтому полученное на первичном этапе решение будет далее модифицировано для учёта влияния данных процессов.

1.2. Расчёт напряжённо-деформированного состояния двуслойной вязкой среды в стационарном случае

Обозначенные выше подзадачи являются краевыми и стационарными, поэтому определение произвольных постоянных будет происходить только исходя из граничных условий. Так как рассматриваемые подзадачи различаются только граничными условиями то сначала будет выведена общая часть решения, а затем уже получены частные решения для каждой из подзадач.

Для линейно-вязкого несжимаемого тела выполняются следующие реологические соотношения:

$$2\eta\dot{\varepsilon}_{ij} = \sigma_{ij} - \delta_{ij}\sigma, \quad i, j = x, y, \quad (1.2)$$

где σ_{ij} – компоненты тензора напряжения, δ_{ij} – символ Кронекера, ε_{ij} – компоненты тензора деформаций, а σ – шаровая часть тензора напряжений, равная:

$$\sigma = (\sigma_{xx} + \sigma_{yy})/2 \quad i, j = x, y. \quad (1.3)$$

Далее, в линейном случае связь между компонентами тензора деформаций и вектора скорости смещения имеет следующий вид:

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = (v_{i,j} + v_{j,i})/2, \quad i, j = x, y, \quad (1.4)$$

где v_i – компоненты вектора скорости смещения. Так как рассматриваются несжимаемые тела, то уравнение неразрывности имеет следующий вид:

$$v_{i,i} = 0, \quad i = x, y. \quad (1.5)$$

Завершает необходимую для решения поставленной задачи систему уравнений общие уравнения движения сплошной среды:

$$\rho \dot{v}_i = \sigma_{ij,j} + \rho g_i \quad i, j = x, y, \quad (1.6)$$

где $\rho \mathbf{g}$ – массовая сила. Приведённая выше совокупность уравнений представляют собой замкнутую систему уравнений. Далее, учитывая структуру (1.1) исходного возмущения, все рассматриваемые величины будут, как уже говорилось, гармоническими по x -координате функциями, а именно иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} v_x(x, y) &= \tilde{v}_x(y) \sin(kx), \\ v_y(x, y) &= \tilde{v}_y(y) \cos(kx), \\ \sigma_{xx}(x, y) &= \tilde{\sigma}_{xx}(y) \cos(kx), \end{aligned} \quad (1.7)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{xy}(x, y) &= \tilde{\sigma}_{xy}(y) \sin(kx), \\ \sigma_{yy}(x, y) &= \tilde{\sigma}_{yy}(y) \cos(kx), \\ \sigma(x, y) &= \tilde{\sigma}(y) \cos(kx). \end{aligned} \quad ,$$

Используя соотношения (1.7), можно произвести разделение переменных во всех рассматриваемых выше уравнениях. После этого, подставляя (1.4) в (1.2), а (1.2) и (1.5) в (1.6) и учитывая, что речь идёт об устоявшемся течении жидкости, получим гармоническое уравнение относительно вектора скорости смещения:

$$v_{i,ii} = 0 \quad i = x, y. \quad (1.8)$$

Что, для у-составляющей:

$$\tilde{v}_{i,yy} - k^2 \tilde{v}_i = 0 \quad i = x, y \quad (1.9)$$

выражения (1.9) представляет собой систему обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка с постоянными коэффициентами и может быть элементарно разрешена. Для $\tilde{v}_i$ имеем:

$$\tilde{v}_x = C_1 ch\chi + C_2 sh\chi + C_3 \chi ch\chi + C_4 \chi sh\chi, \quad (1.10)$$

$$\tilde{v}_y = (C_3 - C_2) ch\chi + (C_4 - C_1) sh\chi - C_3 \chi sh\chi - C_4 \chi ch\chi,$$

где C_i – произвольные постоянные, а $\chi \stackrel{\text{def}}{=} ky$. Учитывая соотношения (1.3) и (1.5) для тензора напряжения находим:

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_{xx} &= 2\eta k(C_1 ch\chi + C_2 sh\chi + C_3(2sh\chi + \chi ch\chi) \\ &\quad + C_4(2ch\chi + \chi sh\chi)), \\ \tilde{\sigma}_{xy} &= 2\eta k(C_2 ch\chi + C_1 sh\chi + C_4 \chi ch\chi + C_3 \chi sh\chi), \\ \tilde{\sigma}_{yy} &= 2\eta k(-C_1 ch\chi - C_2 sh\chi + C_3(2sh\chi - \chi ch\chi) \\ &\quad + C_4(2ch\chi - \chi sh\chi)), \\ \tilde{\sigma} &= 2\eta k(C_3 sh\chi + C_4 ch\chi), \end{aligned} \quad (1.11)$$

(1.10) и (1.11) представляют собой искоемое общее решение. С помощью выражений (1.1), можно получить используемые в тектонофизики компоненты тензора напряжений – величины и направления главных напряжений, максимальное касательное напряжение:

$$\begin{aligned} \sigma_{1,3} &= \sigma \mp \sqrt{(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2 + 4\sigma_{xy}^2}, \\ \tau_{max} &= (\sigma_1 - \sigma_2)/2, \\ \alpha &= \arctan\left(\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx} - \sigma_2}\right), \end{aligned} \quad (1.12)$$

α - угол между координатной осью x и осью напряжений минимального сжатия σ_1 ($\sigma_3 > \sigma_1$ напряжения растяжения положительные). В этом случае напряжения максимального сжатия σ_3 .

1.2.1. Задача о двуслойной модели под воздействием гармонического возмущения горизонтальной компоненты вектора скорости течения на нижней границе

В этом разделе будет рассмотрена первая из указанных выше трёх подзадач. В качестве возмущения, выводящего модель из нормального состояния, будет взята функция (1.1.1) на нижней границе двуслоя. Вертикальная компонента вектора скорости на данной границе будет равна нулю.

В решении (1.10) содержатся 8 произвольных постоянных – по 4 для каждого тела двуслоя. Здесь и далее принадлежность константы к конкретному телу-слою будет определяться нижним индексом. Все 8 констант будут определены из граничных условий, что, в свою очередь, определяет 8 уравнений, даваемых граничными условиями.

После разделения переменных в уравнениях будут рассматриваться только y -составляющие соответствующих функций. На границе астеносфера/литосфера в качестве граничных условий необходимо принять вид скорости смещения, формируемых возмущением:

$$\tilde{v}_x = v_0; \tilde{v}_y = 0. \quad (1.13)$$

Для внутренней границы двуслоя должно выполняться условие неразрывности полей скорости смещения, u - и x -компонент тензора напряжения:

$$[\tilde{v}_x] = 0; [\tilde{v}_y] = 0; [\tilde{\sigma}_{xy}] = 0; [\tilde{\sigma}_{yy}] = 0. \quad (1.14)$$

Здесь, как это принято, оператор [...] возвращает разность значений соответствующей функции, возникающую при переходе через границу. Для внешней границы, так как, в рамках текущей модели, выше данной границы располагается пустое полупространство, полагается равенство нулю нормальных вертикальных и касательных напряжений:

$$\tilde{\sigma}_{xy} = 0; \tilde{\sigma}_{yy} = 0. \quad (1.15)$$

Уравнения (1.13), (1.14) и (1.15) представляют все, рассматриваемы в рамках данной подзадачи, граничные условия и достаточны для определения искомых постоянных.

Теперь выпишем в явном виде систему уравнений относительно искомых постоянных. Для упрощения искомой системы введём отдельные системы координат для каждого тела двуслоя. Соответственно этому условия (1.13) будут записаны в координатной системе, привязанной к коре, условия (1.15) – в координатной системе, привязанной к мантии, а в условиях (1.14) соответствующие функции будут записаны в своих координатных системах. Учитывая приведённые рассуждения и подставляя (1.10-1.11) в (1.13-1.15). В итоге получим следующую систему:

$$\left\{ \begin{array}{l} C_1^c = C_4^c, \quad C_1^l = v_0, \quad C_2^c = 0, \quad C_2^l = C_3^l, \\ \\ C_3^c \chi_c \operatorname{ch} \chi_c + C_4^c (\operatorname{ch} \chi_c + \chi_c \operatorname{sh} \chi_c) = \\ = -C_2^l (\operatorname{sh} \chi_l + \chi_l \operatorname{ch} \chi_l) + C_4^l \chi_l \operatorname{sh} \chi_l + v_0 \operatorname{ch} \chi_l, \\ \\ C_3^c (\operatorname{ch} \chi_c - \chi_c \operatorname{sh} \chi_c) - C_4^c (\chi_c \operatorname{ch} \chi_c) = \\ = -C_2^l \chi_l \operatorname{sh} \chi_l - C_4^l (\operatorname{sh} \chi_l - \chi_l \operatorname{ch} \chi_l) + v_0 \operatorname{sh} \chi_l, \\ \\ C_3^c (\operatorname{sh} \chi_c - \chi_c \operatorname{ch} \chi_c) - C_4^c \chi_c \operatorname{sh} \chi_c = \\ = \eta (C_2^l (\chi_l \operatorname{ch} \chi_l) + C_4^l (\operatorname{ch} \chi_l - \chi_l \operatorname{sh} \chi_l) - v_0 \operatorname{ch} \chi_l), \\ \\ C_3^c \chi_c \operatorname{sh} \chi_c + C_4^c (\operatorname{sh} \chi_c + \chi_c \operatorname{ch} \chi_c) = \\ = \eta (C_2^l (\operatorname{ch} \chi_l + \chi_l \operatorname{sh} \chi_l) - C_4^l \chi_l \operatorname{ch} \chi_l - v_0 \operatorname{sh} \chi_l). \end{array} \right. \quad (1.16)$$

Здесь были введены обозначения: $\chi_c = \chi(h_c)$, $\chi_l = \chi(h_l)$ и $\eta = \eta_l/\eta_c$. Система (1.16) представляет собой систему неоднородных линейных уравнений первого порядка, имеет единственное решение и может быть разрешена элементарным образом. Тем не менее, решение данной системы крайне громоздко и, поэтому, здесь не будет приводиться. Решение системы (1.16), совместно с (1.10-1.11), представляют собой решение поставленной подзадачи.

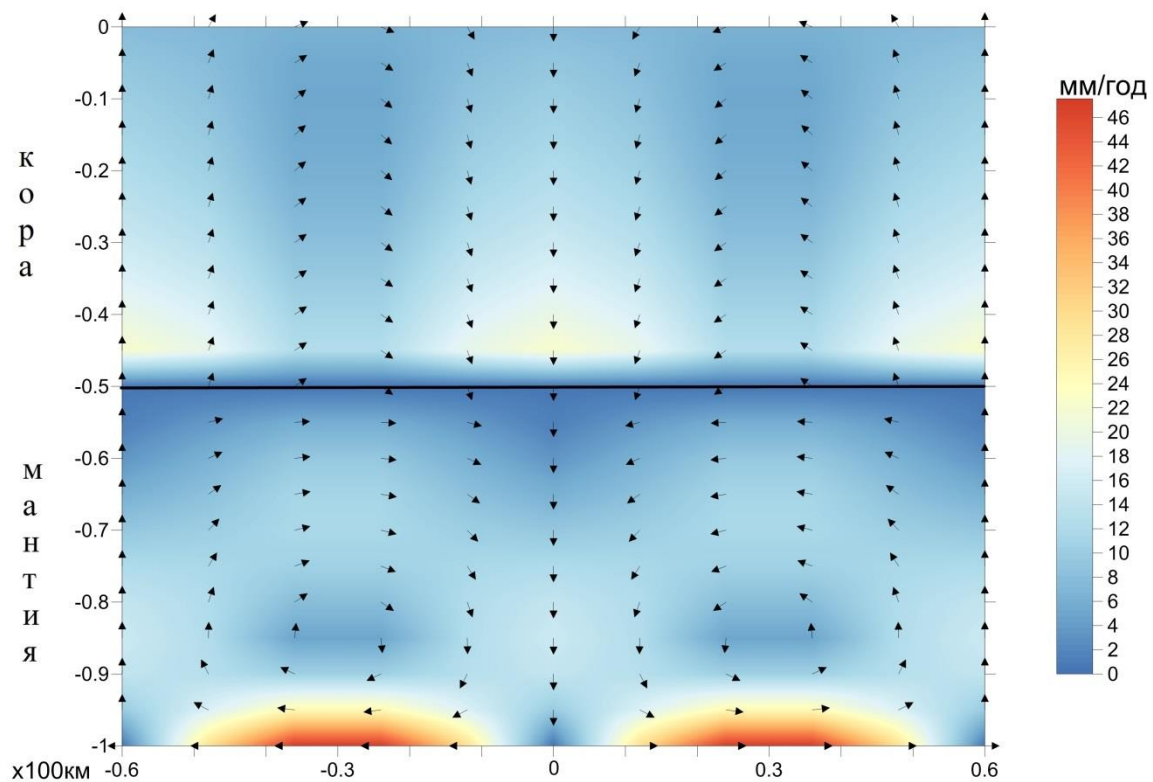


Рис. 1.2. Задача о деформации литосферы (под влиянием астеносферной конвекции) при задании на ее подошве горизонтальной скорости течения.

Поле абсолютных значений вектора скорости течения и ориентация вектора скорости течения, рассчитанные в стационарном приближении при условии отсутствия искривления границ модели. Абсолютные значения скорости в коре увеличены в 100 раз. Использовался базовый набор параметров модели.

Для анализа полученных результатов представим решение для определённого набора параметров модели (геометрических и реологических). Ранее (введение) уже рассматривался возможный диапазон значений этих

величин. Здесь будут рассмотрены результаты представленной задачи только для одного набора параметров (который будет, далее, считаться базовым), более подробный анализ получаемых данных при вариации параметров модели будет проделан ниже для финальной задачи. Положим $h_c = h_l = 50$ км, $L = 120$ км. Будем считать $\rho_c = 2.7$ г/см³, $\rho_l = 3.1$ г/см³ ($\Delta\rho = 0.4$ г/см³), $\eta_c = 3 \cdot 10^{22}$ Па*с, $\eta_l = 3 \cdot 10^{20}$ Па*с. Начальное возмущение $v_0 = 5$ см/год. Выбранная длина L является характерным усреднённым размером системы хребет-впадина Тянь-Шаня и Алтая.

Представим, сначала, поле вектора скорости течения (рисунок 1.2). Здесь и далее для искомых физических полей будут визуализироваться значения для одного периода гармонической функции латерального распределения, причём в центре изображения будет расположена вертикальная ось, отвечающая нулю возмущения (1.1). На данном рисунке значения скоростей для коры были, для наглядности, увеличены в 100 раз. Цветовая шкала отвечает абсолютному значению скорости течения. Очевидно, что подсчитанные значения поля скоростей полностью удовлетворяют поставленным граничным условиям. На данном рисунке видно, что в литосферной части мантии формируются замкнутые конвективные ячейки, тогда как в коре течение линии тока не замкнуты. Следует обратить внимание, что, согласно с видом заданного возмущения, на подошве литосферы максимумы скорости чередуются с минимумами, проходящими через ноль, тогда как на подошве коры локальные максимумы чередуются с локальными минимумами, не достигающими нуля – прямое следствие условия неразрывности потока. В то же время, максимум скорости течения в коре (около 0.2 мм/год) на два порядка (так же, как и вязкость) отличается от заданного максимума в литосфере и латерально располагается напротив минимума в литосфере. Скорость деформации коры (по вертикали, $\dot{\epsilon}_{yy}$) составляет $0.5 \cdot 10^{-8}$ ед/год. Отметим, что, как будет показано в главе 2, при учёте поверхностных процессов скорости течения и деформации значительно возрастают.

Данное решение для финального, квазистационарного решения основной задачи представляет собой начальный этап финального решения.

1.2.2. Задача о двуслойной модели под воздействием гармонического возмущения вертикальной компоненты вектора скорости течения на нижней границе

Для получения решения первой, статической задачи, необходимо произвести аналогичное рассмотренному в п. 1.2.1.1 исследование, где в качестве возмущения на подошве двуслоя будет взята функция (1.1.2), горизонтальная компонента вектора скорости смещения будет, при этом, положена равной нулю, что соответствует влиянию непосредственно восходящей и нисходящей ветви астеносферной конвекции.

Последовательность решения исследуемой здесь задачи полностью совпадает с таковой задачи раздела 1.2.1.1, поэтому здесь будут приведены лишь основные моменты решения. Граничные условия для данной задачи те же, что и (1.13) – (1.15), за исключением только, что теперь:

$$\tilde{v}_x = 0; \quad \tilde{v}_y = v_0.$$

Таким же образом, как была получена система (1.16), получаем:

$$\left\{ \begin{array}{l} C_1^c = C_4^c, \quad C_1^l = 0, \quad C_2^c = 0, \quad C_2^l = C_3^l - v_0, \\ C_3^c \chi_c ch \chi_c + C_4^c (ch \chi_c + \chi_c sh \chi_c) = \\ = -C_3^l (sh \chi_l + \chi_l ch \chi_l) + C_4^l \chi_l sh \chi_l + v_0 sh \chi_l, \\ C_3^c (ch \chi_c - \chi_c sh \chi_c) - C_4^c (\chi_c ch \chi_c) = \\ = -C_3^l \chi_l sh \chi_l - C_4^l (sh \chi_l - \chi_l ch \chi_l) + v_0 ch \chi_l, \\ C_3^c (sh \chi_c - \chi_c ch \chi_c) - C_4^c \chi_c sh \chi_c = \\ = \eta (C_3^l (\chi_l ch \chi_l) + C_4^l (ch \chi_l - \chi_l sh \chi_l) - v_0 sh \chi_l), \\ C_3^c \chi_c sh \chi_c + C_4^c (sh \chi_c + \chi_c ch \chi_c) = \\ = \eta (C_3^l (ch \chi_l + \chi_l sh \chi_l) - C_4^l \chi_l ch \chi_l - v_0 ch \chi_l). \end{array} \right. \quad (1.17)$$

Рассчитанное для базового набора параметров решение приведено на следующих рисунках.

Приведённые данные имеют ряд отличий от полученных ранее. В первую очередь это проявляется в структуре поля скоростей (рисунок 1.3) в мантии – вместо замкнутой конвективной ячейки получена разомкнутая, полуячейка, со скоростью течения несколько выше, чем в предыдущей задаче. Это легко объяснить: задавая в предыдущем разделе возмущение в виде горизонтальных смещений на подошве модели мы, тем самым, исключили возможность притока (и оттока) вещества в модель извне, в результате чего вихрь течения в нижнем теле неизбежно должен был быть замкнутым (в силу потенциальности течения). При этом максимум скорости течения в коре, локализованный близ внутренней границы двуслоя, имеет тот же порядок, что и в предыдущей задаче (0.3 мм/год).

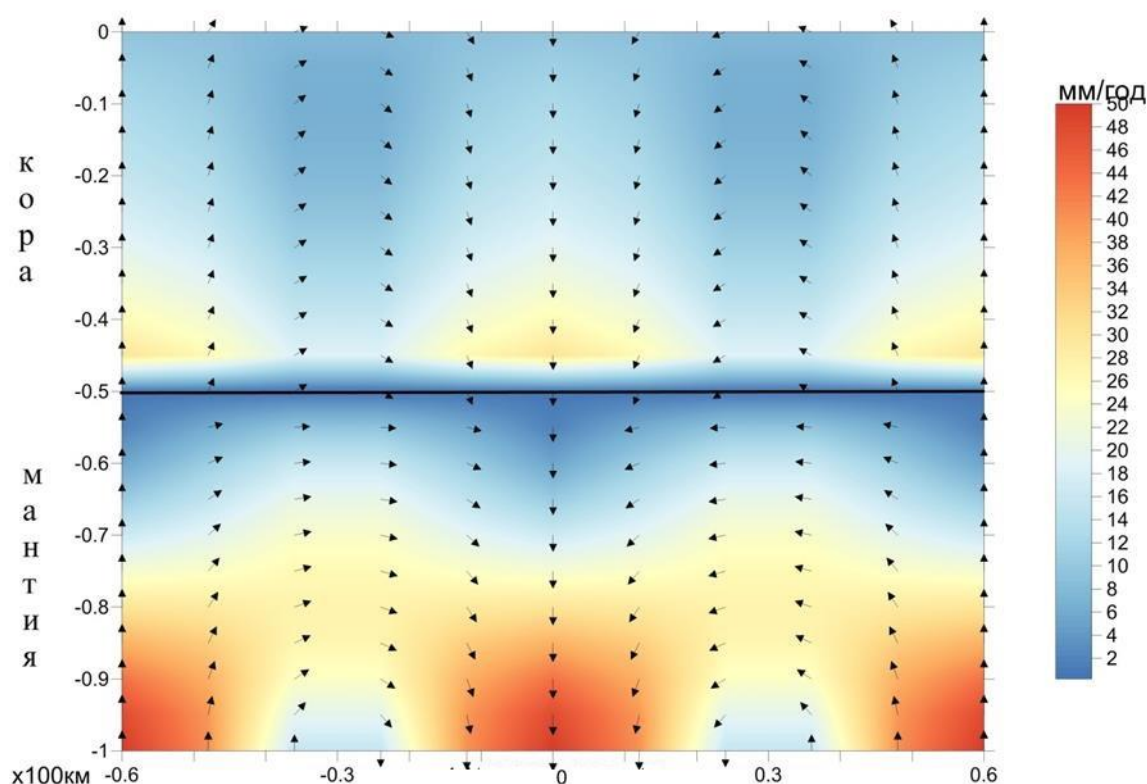


Рис.

1.3. Задача о деформации литосферы (под влиянием астеносферной конвекции) при задании на ее подошве вертикальной скорости течения.

Поле абсолютных значений вектора скорости течения и ориентация вектора скорости течения, рассчитанные в стационарном приближении при условии отсутствия искривления границ модели. Абсолютные значения скорости в коре увеличены в 100 раз. Использовался базовый набор параметров модели.

Поле максимального касательного напряжения имеет меньшие амплитуды чем в предыдущем случае. В силу отсутствия такого мощного источника касательных напряжений, как возмущение горизонтальных смещений в предыдущей задаче. Однако в коре распределение касательных напряжений не сильно отличается от полученного ранее. Это же можно сказать и для ориентации главных осей тензора. Таким образом, можно сделать вывод: напряжённо-деформированное состояние коры, рассчитанное в текущем приближении мало зависит от выбора между видом возмущения (1.1) и (1.2), каждая компонента полновекторного возмущения на подошве модели вносит сопоставимый как по абсолютным значениям, так и по виду вклад в формирование напряжённо-деформированного состояния коры.

1.2.3. Задача о двуслойной модели под воздействием гармонического возмущения вертикального нормального напряжения на поверхности

В предыдущих разделах рассматривались задачи с плоскими границами. Получим теперь искомое решение с деформируемыми границами. Для этого учтём факторы, приводящие к их искривлению, именно: гравитационное влияние участков модели в области искривления границ.

Рассматривается модель с плоскими границами, относительно которых формирование положительных форм рельефа эквивалентно дополнительной нагрузке за счёт веса данной формы рельефа. Аналогично, отрицательные формы (так как граница отделяет более плотное тело от менее плотного) оказывают обратные по направлению нагрузки за счёт архимедовых сил (модель - ньютоновская жидкость). Предполагается, что искривление границ

мало по сравнению с размерами тел модели, поэтому формирующаяся нагрузка может быть принята равной весу соответствующего столба жидкости (для отрицательных форм рельефа – с противоположным знаком). Т.е., если в некоторой точке высота рельефа границы равна ζ , то возникающая дополнительная нагрузка:

$$f_{\text{доп}} = \Delta \rho g \zeta, \quad (1.18)$$

где $\Delta \rho$ – разность плотности между разграниченными телами (в данном разделе, очевидно, ρ_c), а g – ускорение свободного падения.

Так как, для соответствующей границы, $\zeta = u_y$, а u_y , также как и v_y , имеет гармоническое по x -координате распределение, то и ζ будет иметь соответствующий вид:

$$\zeta = \tilde{\zeta} \cos(kx). \quad (1.19)$$

Отсюда, очевидно, следует аналогичный вид и для $f_{\text{доп}}$ (схема на рисунке 1.4). Так что, учитывая этот дополнительный член в уравнении для нормального вертикального напряжения на дневной поверхности из числа граничных условий, далее будет решаться задача относительно нового типа возмущения - $f_{\text{доп}}$ на поверхности модели. Возмущение на подошве литосферы, введённое в предыдущей подзадаче, здесь рассматриваться не будет. Так как данная подзадача имеет общее решение, тождественное предыдущей, то единственное, что здесь требуется – сформировать новый набор граничных условий.

Как уже было сказано, условия (1.13), (1.14) и (1.15) отличаются от текущих только тем, что на границе литосфера/мантия:

$$\tilde{v}_x = 0;$$

и, на дневной поверхности:

$$\tilde{\sigma}_{yy} = \tilde{f}_{\text{доп}}.$$

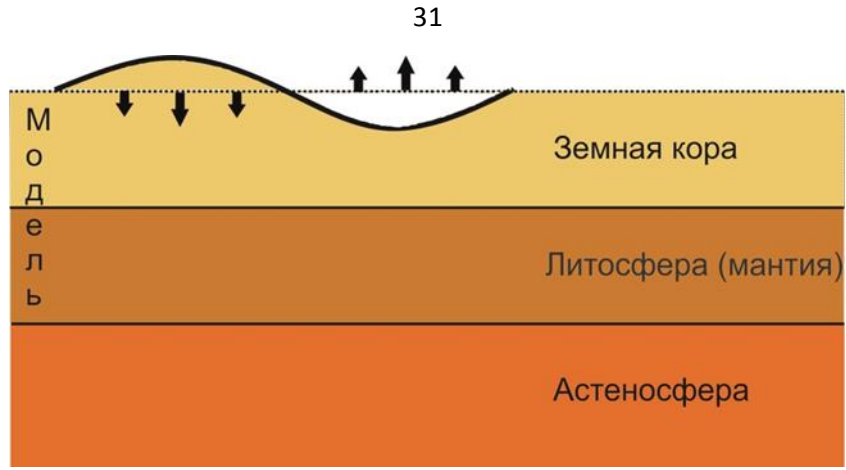


Рис. 1.4. Общая схема действующего возмущения нормального вертикального напряжения, возникающего за счёт искривления поверхности двуслоя.

С учётом приведённых выражений, аналогично (1.16) предыдущей задаче (используя те же координатные системы), формируется система уравнений относительно произвольных постоянных, требующих определения для поставленных граничных условий:

$$\left\{ \begin{array}{l} C_1^c = 2C_4^c - \hat{f}_{\text{доп}} , \quad C_1^l = 0 , \quad C_2^c = 0 , \quad C_2^l = C_3^l , \\ C_3^c \chi_c \operatorname{ch} \chi_c + C_4^c (2 \operatorname{ch} \chi_c + \chi_c \operatorname{sh} \chi_c) = \\ = -C_2^l (\operatorname{sh} \chi_l + \chi_l \operatorname{ch} \chi_l) + C_4^l \chi_l \operatorname{sh} \chi_l + \hat{f}_{\text{доп}} \operatorname{ch} \chi_c , \\ C_3^c (\operatorname{ch} \chi_c - \chi_c \operatorname{sh} \chi_c) - C_4^c (\operatorname{sh} \chi_c + \chi_c \operatorname{ch} \chi_c) = \\ = -C_2^l \chi_l \operatorname{sh} \chi_l - C_4^l (\operatorname{sh} \chi_l - \chi_l \operatorname{ch} \chi_l) + \hat{f}_{\text{доп}} \operatorname{sh} \chi_c , \\ C_3^c (2 \operatorname{sh} \chi_c - \chi_c \operatorname{ch} \chi_c) - C_4^c \chi_c \operatorname{sh} \chi_c = \\ = \eta \left(-C_2^l (\operatorname{sh} \chi_l - \chi_l \operatorname{ch} \chi_l) + C_4^l (2 \operatorname{ch} \chi_l - \chi_l \operatorname{sh} \chi_l) \right) - \hat{f}_{\text{доп}} \operatorname{ch} \chi_c , \\ C_3^c \chi_c \operatorname{sh} \chi_c + C_4^c (2 \operatorname{sh} \chi_c + \chi_c \operatorname{ch} \chi_c) = \\ = \eta \left(C_2^l (\operatorname{ch} \chi_l + \chi_l \operatorname{sh} \chi_l) - C_4^l \chi_l \operatorname{ch} \chi_l \right) - \tilde{\hat{f}}_{\text{доп}} \operatorname{sh} \chi_c , \end{array} \right. \quad (1.20)$$

где $\tilde{\hat{f}}_{\text{доп}} = \hat{f}_{\text{доп}} / (k\eta_c)$.

Определённые из (1.20) константы, совместно с (1.10-1.11), представляют собой решение поставленной подзадачи. Т.к. данная подзадача в большей степени, в отличие от предыдущей, носит вспомогательный

характер, то здесь мы не будем подробно анализировать полученное решение. Важно заметить, что рассматриваемое решение зависит от некоторого изначально неопределённого параметра - $\tilde{f}_{\text{доп}}$, который будет только в п. 1.4. Поэтому в данном разделе не рассматриваются результаты, полученные для величин, зависящих от величины $\tilde{f}_{\text{доп}}$.

1.2.4. Задача о двуслойной модели под воздействием гармонического возмущения вертикального нормального напряжения на внутренней границе

В предыдущем разделе исследовалось влияние искривление поверхности двуслоя на напряжённо-деформированное состояние модели. Очевидно, такое же исследование необходимо произвести и для внутренней границы двуслоя. В данном разделе рассматривается подзадача, полностью аналогичная по своей структуре предыдущей, с единственным отличием – возмущение задано на подошве коры. Природа возмущения, его свойства и используемая методика решения здесь точно копирует аналогичные моменты предыдущего раздела, поэтому здесь будут лишь в краткой форме приведены основные выкладки.

Возмущение задано в виде граничного условия для внутренней границы двуслоя $[\tilde{\sigma}_{yy}] = \tilde{f}_{\text{доп}}$ (схема на рисунке 1.5).

Прочие граничные условия подобны сформулированным в предыдущей задаче (естественно, на дневной поверхности $\tilde{\sigma}_{yy} = 0$). Аналогично тому, как была сформирована система (1.19), выпишем:

$$\left\{ \begin{array}{l} C_1^c = 2C_4^c, \quad C_1^l = 0, \quad C_2^c = 0, \quad C_2^l = C_3^l, \\ C_3^c \chi_c \operatorname{ch} \chi_c + C_4^c (2 \operatorname{ch} \chi_c + \chi_c \operatorname{sh} \chi_c) = \\ = -C_2^l (\operatorname{sh} \chi_l + \chi_l \operatorname{ch} \chi_l) + C_4^l \chi_l \operatorname{sh} \chi_l, \\ C_3^c (\operatorname{ch} \chi_c - \chi_c \operatorname{sh} \chi_c) - C_4^c (\operatorname{sh} \chi_c + \chi_c \operatorname{ch} \chi_c) = \\ = -C_2^l \chi_l \operatorname{sh} \chi_l - C_4^l (\operatorname{sh} \chi_l - \chi_l \operatorname{ch} \chi_l), \\ C_3^c (2 \operatorname{sh} \chi_c - \chi_c \operatorname{ch} \chi_c) - C_4^c \chi_c \operatorname{sh} \chi_c = \\ = \eta \left(-C_2^l (\operatorname{sh} \chi_l - \chi_l \operatorname{ch} \chi_l) + C_4^l (2 \operatorname{ch} \chi_l - \chi_l \operatorname{sh} \chi_l) \right), \\ C_3^c \chi_c \operatorname{sh} \chi_c + C_4^c (2 \operatorname{sh} \chi_c + \chi_c \operatorname{ch} \chi_c) = \\ = \eta \left(C_2^l (\operatorname{ch} \chi_l + \chi_l \operatorname{sh} \chi_l) - C_4^l \chi_l \operatorname{ch} \chi_l \right) - \tilde{f}_{\text{доп}}. \end{array} \right. \quad (1.21)$$

Здесь, также, $\tilde{f}_{\text{доп}} = \tilde{f}_{\text{доп}} / (k\eta_c)$.

Важно отметить, что, в связи с видом условия (1.21), в данной подзадаче поле σ_{yy} имеет разрыв на границе кора/мантия, равный по величине заданному возмущению. При построении окончательного решения это приведёт к наличию разрыва поля вертикального нормального напряжения и для всего финального решения.

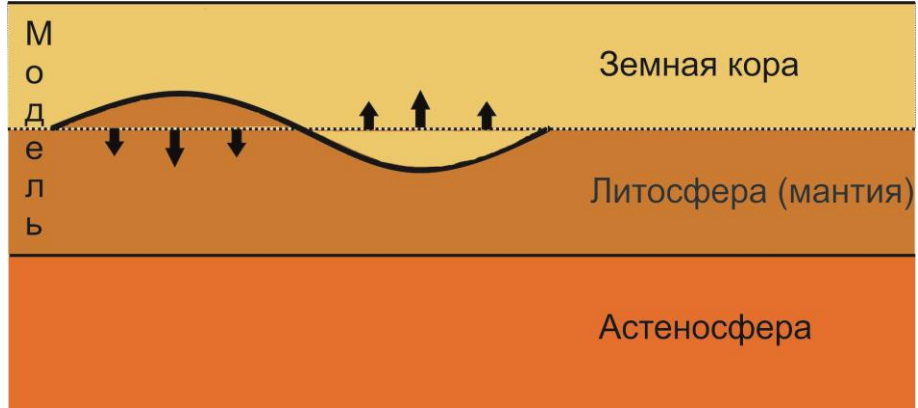


Рис. 1.5. Общая схема действующего возмущения нормального вертикального напряжения, возникающего за счёт искривления внутренней границы двуслоя.

Получив решения всех поставленных подзадач, можно перейти к построению финального нестационарного решения.

1.3. Получение нестационарного решения

Тот факт, что данное исследование проводится в линейном приближении, позволяет, как уже отмечалось в п. 1.1, учитывать вклад в общее напряжённо-деформированное состояние модели действия исходного возмущения и влияния искривления границ модели обособлено друг от друга, разбивая, таким образом, общее решение на три самостоятельные задачи. Влияние искривления границ двуслоя учитывалось в виде дополнительной нагрузки, распределённой по поверхностям, совпадающим с положением исходных плоских границ. Чтобы получить общее решение требуется, очевидно, связать функцию данных нагрузок с функцией исходного возмущения. Поскольку появление нагрузок на границах связано с их искривлением, проистекающим постепенно во времени (ведь за основное состояние модели, как было указано ранее, принимается состояние с плоскими границами), то и функции нагрузок будут сходным образом зависеть от времени. Тем самым, происходит переход к изучению нестационарных процессов в модели.

1.3.1. Эволюционные уравнения для вертикальной составляющей амплитуды смещения границ модели

Для искомого нестационарного решения, исходя из вышесказанного, имеют место соотношения:

$$\sigma_{ij}^{\text{общее}} = \sigma_{ij}^1 + \sigma_{ij}^2 + \sigma_{ij}^3, \quad i, j = x, y, \quad (1.22)$$

$$v_i^{\text{общее}} = v_i^1 + v_i^2 + v_i^3, \quad i = x, y,$$

где верхний правый индекс указывает на принадлежность функции к решению соответствующей подзадачи. Так как (1.22) верно для любой

области двуслоя, то, соответственно, можно записать данное выражение и для верхней границы модели, имеем:

$${}_c\tilde{v}_y^{\text{общее}} = {}_c\tilde{v}_y^1 + {}_c\tilde{v}_y^2 + {}_c\tilde{v}_y^3, \quad (1.23)$$

где нижний левый индекс c указывает на то, что значение соответствующих функций взято на верхней границе двуслоя (в ранее использовавшейся системе координат, привязанной к дневной поверхности (см. рисунок 1.1), ${}_c\tilde{v}_y = \tilde{v}_y(0)$). Далее, так как, исходя из постановок второй и третьей подзадач, для $\tilde{\sigma}_{yy}$ имеет место уравнение:

$$\tilde{\sigma}_{yy} = \hat{\sigma}_{yy} \tilde{f}_{\text{доп}}$$

или же, учитывая (17):

$$\tilde{\sigma}_{yy} = \hat{\sigma}_{yy} \rho_c g \tilde{\zeta}_c$$

Далее, учитывая тот факт, что, исходя из реологических соотношений (1.2) и выражений (1.3) и (1.5), для $\tilde{y}_{yy}$ можно написать:

$$\tilde{\sigma}_{yy} = 2 \frac{\eta}{k} (\tilde{v}_{y,y} + (\tilde{v}_{x,x} - k^2 \tilde{v}_x)/k),$$

что, учитывая условие неразрывности потока (1.5), можно переписать в виде:

$$\tilde{\sigma}_{yy} = 2 \frac{\eta}{k} (\tilde{v}_{y,y} - (\tilde{v}_{y,y} - k^2 \int \tilde{v}_{y,y} dx)/k) \quad (1.24)$$

и это выражение представляет собой, по сути, уравнение:

$$\tilde{\sigma}_{yy} = L(\tilde{v}_y), \quad (1.25)$$

где L – соответствующий линейный оператор. Поэтому, учитывая свойства линейных операторов, из (1.24) и (1.25) непосредственно следует:

$$\tilde{v}_y = \hat{v}_y \Delta c g \tilde{\zeta}. \quad (1.26)$$

Но, так как:

$$\tilde{\zeta}_c \stackrel{\text{def}}{=} {}_c\tilde{v}_y^{\text{общее}},$$

то уравнение (1.23), учитывая (1.26), можно переписать в следующем виде:

$$\dot{\zeta}_c = {}_c\hat{v}_y^1 v_0 + {}_c\hat{v}_y^2 \rho_c g \tilde{\zeta}_c + {}_c\hat{v}_y^3 \Delta \rho g \tilde{\zeta}_m.$$

В последнем выражении было введено обозначение $\hat{v}_y^1$, аналогичное ранее введённым. Все выкладки, проделанные ранее для дневной поверхности, можно провести и для границы кора/мантия абсолютно аналогичным образом. В результате получим:

$$\begin{cases} \dot{\zeta}_c = {}_c\hat{v}_y^1 v_0 + {}_c\hat{v}_y^2 \rho_c g \tilde{\zeta}_c + {}_c\hat{v}_y^3 \Delta \rho g \tilde{\zeta}_m \\ \dot{\zeta}_m = {}_m\hat{v}_y^1 v_0 + {}_m\hat{v}_y^2 \rho_c g \tilde{\zeta}_c + {}_m\hat{v}_y^3 \Delta \rho g \tilde{\zeta}_m \end{cases} \quad (1.27)$$

где все соответствующие обозначения введены аналогичным образом. (1.27) представляет собой систему неоднородных ОДУ первого порядка с постоянными коэффициентами относительно переменных $\tilde{\zeta}_c$ и $\tilde{\zeta}_m$, которую, учитывая тот факт, что в начальный момент времени модель находится в основном состоянии, можно дополнить начальными условиями:

$$\tilde{\zeta}_c(0) = 0; \quad \tilde{\zeta}_m(0) = 0. \quad (1.28)$$

В результате решения системы (1.27) будут получены функции высоты рельефа границ двуслоя, зависящие от времени. Эти функции показывают эволюцию процесса формирования рельефа на границах модели, поэтому далее, для краткости, для них будет использоваться название «эволюционные кривые». Уже сами по себе они определяют высоты поднятий и прогибов модели эпиплатформенного орогена. С точки зрения получения общего решения эти функции определяют те самые произвольные параметры, от которых зависят решения второй и третьей подзадач (см. п. 1.2.2). Таким образом, используя эти функции, можно получить согласованные относительно друг друга решения трёх подзадач, суперпозиция которых будет представлять окончательное решение. К тому же решения второй и третьей подзадачи будут теперь определяться параметром, зависящим от времени, а значит и сами будут зависеть от времени, теряя, в этом смысле, свою стационарность. Поскольку при каждом значении данного параметра полученные решения являются, всё же, стационарными, а скорости

формирования рельефа (как и все скорости течения в модели) представляют собой результат сверхмедленного вязкого течения геологической среды, то общее решение является квазистационарным. Иными словами, можно утверждать, что в каждый момент времени состояние модели мало отклоняется от стационарного.

Теперь, получим непосредственно решение системы (1.27). Для этого необходимо сначала получить общее решение соответствующей однородной системы:

$$\begin{cases} \dot{\tilde{\zeta}}_c = {}_c\hat{v}_y^2 \rho_c g \tilde{\zeta}_c + {}_c\hat{v}_y^3 \Delta \rho g \tilde{\zeta}_m \\ \dot{\tilde{\zeta}}_m = {}_m\hat{v}_y^2 \rho_c g \tilde{\zeta}_c + {}_m\hat{v}_y^3 \Delta \rho g \tilde{\zeta}_m \end{cases} \quad (1.29)$$

Будем искать частное решение в виде:

$$\tilde{\zeta}_c = \xi_c e^{\gamma t} \quad \tilde{\zeta}_m = \xi_m e^{\gamma t},$$

где ξ_i – константы. После подстановки (29) в (28) необходимо (для получения нетривиального решения) потребовать равенство нулю определителя полученной системы; получаем характеристическое уравнение:

$$\gamma^2 - ({}_m\hat{v}_y^3 \Delta \rho + {}_c\hat{v}_y^2 \rho_c) g \gamma + \rho_c \Delta \rho g ({}_c\hat{v}_y^2 {}_m\hat{v}_y^3 - {}_c\hat{v}_y^3 {}_m\hat{v}_y^2) = 0$$

откуда:

$$\begin{aligned} \gamma_{1(2)} = & \\ & 0.5g({}_m\hat{v}_y^3 \Delta \rho + {}_c\hat{v}_y^2 \rho_c) \pm \\ & \pm \sqrt{({}_m\hat{v}_y^3 \Delta \rho + {}_c\hat{v}_y^2 \rho_c)^2 - 4\rho_c \Delta \rho ({}_c\hat{v}_y^2 {}_m\hat{v}_y^3 - {}_c\hat{v}_y^3 {}_m\hat{v}_y^2)} \end{aligned} \quad (1.30)$$

Подставляя полученный результат обратно в систему (28) и полагая $\xi_c \stackrel{\text{def}}{=} \Delta \rho g {}_c\hat{v}_y^3 C_{1(2)}$, получаем для ξ_m :

$$\xi_m = (\gamma_{1(2)} - \rho_c g {}_c\hat{v}_y^2) C_{1(2)},$$

и, в результате, искомое общее решение:

$$\begin{cases} \tilde{\zeta}_c = \Delta \rho g {}_c\hat{v}_y^3 C_1 e^{\gamma_1 t} + \Delta \rho g {}_c\hat{v}_y^3 C_2 e^{\gamma_2 t} , \\ \tilde{\zeta}_m = (\gamma_1 - \rho_c g {}_c\hat{v}_y^2) C_1 e^{\gamma_1 t} + (\gamma_2 - \rho_c g {}_c\hat{v}_y^2) C_2 e^{\gamma_2 t} . \end{cases} \quad (1.31)$$

где $\gamma_{1(2)}$ – из (1.30). Теперь, имея решение системы (1.31), можно получить решение неоднородной системы (1.27). Для этого воспользуемся методом вариации произвольных постоянных. Положим $C_i = C_i(t)$, тогда, опуская стандартные выкладки, получаем систему:

$$\begin{cases} \Delta \rho g_c \hat{v}_y^3 \dot{C}_1 e^{\gamma_1 t} + \Delta \rho g_c \hat{v}_y^3 \dot{C}_2 e^{\gamma_2 t} = {}_c \hat{v}_y^1 v_0, \\ (\gamma_1 - \rho_c g_c \hat{v}_y^2) \dot{C}_1 e^{\gamma_1 t} + (\gamma_2 - \rho_c g_c \hat{v}_y^2) \dot{C}_2 e^{\gamma_2 t} = {}_m \hat{v}_y^1 v_0. \end{cases} \quad (1.32)$$

Получая отсюда выражения для $\dot{C}_i$ и интегрируя по времени, имеем:

$$\begin{cases} C_1 = -\frac{v_0}{\gamma_1(\gamma_1 - \gamma_2)} \left({}_m \hat{v}_y^1 + {}_c \hat{v}_y^1 \left(\frac{\rho_c g_c \hat{v}_y^2 - \gamma_2}{\Delta \rho g_c \hat{v}_y^3} \right) \right) e^{-\gamma_1 t} + \tilde{C}_1, \\ C_2 = \frac{v_0}{\gamma_2(\gamma_1 - \gamma_2)} \left({}_m \hat{v}_y^1 + {}_c \hat{v}_y^1 \left(\frac{\rho_c g_c \hat{v}_y^2 - \gamma_1}{\Delta \rho g_c \hat{v}_y^3} \right) \right) e^{-\gamma_2 t} + \tilde{C}_2, \end{cases} \quad (1.33)$$

где $\tilde{C}_i$ – новый набор неопределённых констант, которые далее будем обозначать C_i . Система (1.31) с C_i из (1.33) представляет собой искомое решение системы (1.27). Теперь, когда решение получено, определим из начальных условий (1.28) значения произвольных констант. Опуская тривиальные выкладки, получаем, в итоге:

$$\begin{cases} C_1 = \frac{v_0}{\Delta \rho g_c \hat{v}_y^3 (\gamma_1 - \gamma_2)} \left({}_c \hat{v}_y^1 + \frac{1}{\gamma_1} (\Delta \rho g_c \hat{v}_y^3 {}_m \hat{v}_y^1 + \right. \\ \quad \left. + {}_c \hat{v}_y^1 (\rho_c g_c \hat{v}_y^2 - (\gamma_1 + \gamma_2))) \right), \\ C_2 = -\frac{v_0}{\Delta \rho g_c \hat{v}_y^3 (\gamma_1 - \gamma_2)} \left({}_c \hat{v}_y^1 + \frac{1}{\gamma_2} (\Delta \rho g_c \hat{v}_y^3 {}_m \hat{v}_y^1 + \right. \\ \quad \left. + {}_c \hat{v}_y^1 (\rho_c g_c \hat{v}_y^2 - (\gamma_1 + \gamma_2))) \right). \end{cases} \quad (1.34)$$

Система (1.31), с константами из (1.33) и (1.34), представляет собой окончательное решение рассматриваемой задачи об эволюции рельефа границ модели.

Следует обратить внимание на знаки γ_1 и γ_2 . Они определяют колебательный характер границ. Для геодинамически допустимого диапазона параметров γ_2 всегда меньше 0, а γ_1 – положительно. Как будет показано ниже, это отвечает наличию изостатической инверсии амплитуды рельефа модели, происходящей по мере её деформации.

Теперь можно проанализировать полученные результаты. Как видно из (1.31), каждая из эволюционных кривых представляет собой суперпозицию двух экспоненциальных функций (затухающих на физически реализуемой области времени). Очевидно, для допустимых значений времени такая функция может иметь не более одного экстремума (экстремум отсутствует, если он достигается на отрицательных временах). Согласно граничным условиям, функция в начале координат выходит из нуля, а далее проходя через экстремум (если он имеется) асимптотически стремится к некоторому в общем случае ненулевому значению.

1.3.2. Общее решение задачи с базовым возмущение в виде пространственного моноколебания вектора скорости смещения

Эволюционные кривые, полученные для базового набора параметров и построенные с использованием решения из раздела 1.2.1.1, приведены на рисунок 1.6. Здесь так же, как и ранее, использована система координат, ось ординат которой направлена перпендикулярно дневной поверхности к центру Земли. Полученные кривые соответствуют двум случаям, о которых говорилось выше: эволюционная кривая дневной поверхности имеет экстремум (на времени около 3 млн. лет), эволюционная кривая, соответствующая внутренней границе, монотонно возрастает. Такое распределение выполняется, на самом деле, для любых значений определяющих параметров из рассматриваемого в данной задаче диапазона.

Этот факт имеет важное значение и физически объясним тем, что изначальное заданное на подошве литосферы возмущение вызывает отток вещества из рассматриваемой области близ границы. Напоминаем, что здесь рассматриваются только y -составляющие соответствующих функций, гармонически латеральных, поэтому проводимый здесь анализ относится только к одной точке на каждой из границ модели, здесь и далее – для точки с $x = 0$, которая, исходя из вида (1.1) начального возмущения, соответствует

восходящей ветви астеносферного конвективного течения и, следовательно, - нисходящей ветви течения в литосферной мантии. В процессе деформации модели постепенно формируется депрессия на кровле мантии, чему и соответствует вид рассматриваемой эволюционной кривой. Для дневной же поверхности изначально имеет место аналогичный процесс.

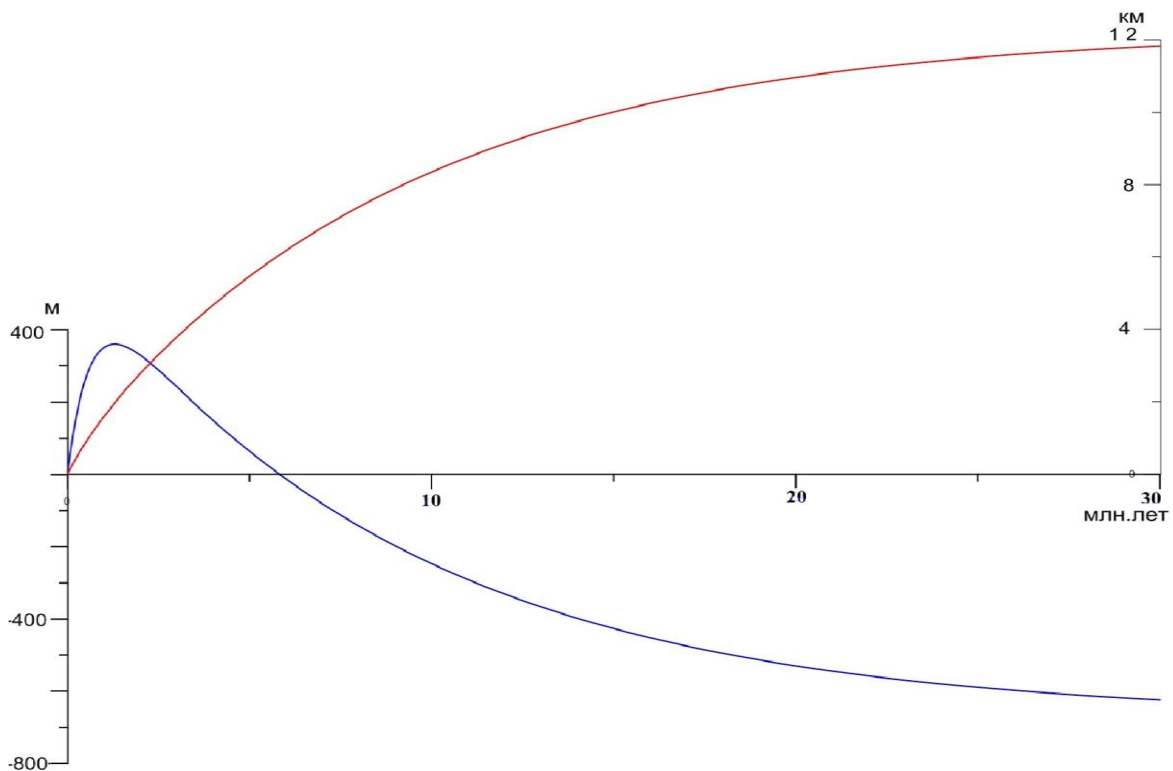


Рис. 1.6. Задача о деформации литосферы под влиянием астеносферной конвекции,. Функции эволюции амплитуды рельефа дневной поверхности (синим цветом, построена относительно левой вертикальной шкалы) и подошвы коры (красным цветом, построена относительно правой вертикальной шкалы).

Далее под влиянием на течения в коре и искривления границ модели (см. рисунок 1.6) в ней начинает развиваться обратный приток вещества. Чем более погружается подошва земной коры, тем сильнее действуют архимедовы силы на соответствующую границу. Приток вещества (в том числе – латеральный) в рассматриваемую область коры приводит к росту мощности коры и постепенному уравниванию сил плавучести. Иными словами – происходит изостатическая компенсация. Учитывая однородность тел двуслоя, здесь имеет место стремление к изостазии соответствующее

модели Эри. Отсутствие явления изостазии в мантии объясняется заданием стационарных граничных условий на подошве литосферы, соответствующим наличию неизменной плоской границы. Важно отметить, что в некоторых сходных работах по моделированию, выполненных численными методами, стремление к изостазии вводится искусственно, выполняемое в каждый момент времени [Mikhailov et al., 1999], что, в данном случае, демонстрирует имеющиеся преимущества использования аналитического подхода для исследования изучаемой проблемы.

Окончательный результат этого процесса начинает проявляться на временах от 20-30 млн. лет – скорость движения границ замедляется, асимптотически приводя к формированию устойчивого рельефа. В то же время, как видно из рисунка 1.7, изостатические процессы приводят к тому, что для дневной поверхности формируются, в результате, положительные формы рельефа в исследуемой области. Происходит изостатическая инверсия (в данном случае время релаксации рельефа дневной поверхности и последующего формирования положительного рельефа составляет 6 млн. лет). Значение максимального погружения для дневной поверхности – 370 м, а амплитуда устоявшегося положительного рельефа – 620 м, тогда как для подошвы коры амплитуда максимального погружения – около 12 км. Этот результат находится в согласии с разнообразными результатами моделирования, доказывающим, что, в подобной ситуации, смещение на подошве слоя на порядки выше смещения для кровли слоя, причём это выполняется и для упругих моделей коры, см., например, [Дубровский, 1985]. Нужно отметить, что хотя модель аналитическая и время процесса может варьироваться вместе с параметрами модели, полученные времена эволюции эпиплатформенного орогена (от неск. млн.лет до первых десятков млн.лет) согласуются с геологическими данными, представленными, например, в работе [Оллиер, Пайн, 2019]. Важно учитывать, что система не достигает состояния изостазии, пока на подошве литосферы искусственно заданы скорости течения. При их снижении до нуля (или ввода деформируемой границы, как в главе 4) система к концу эволюционного процесса достигает полной изостазии.

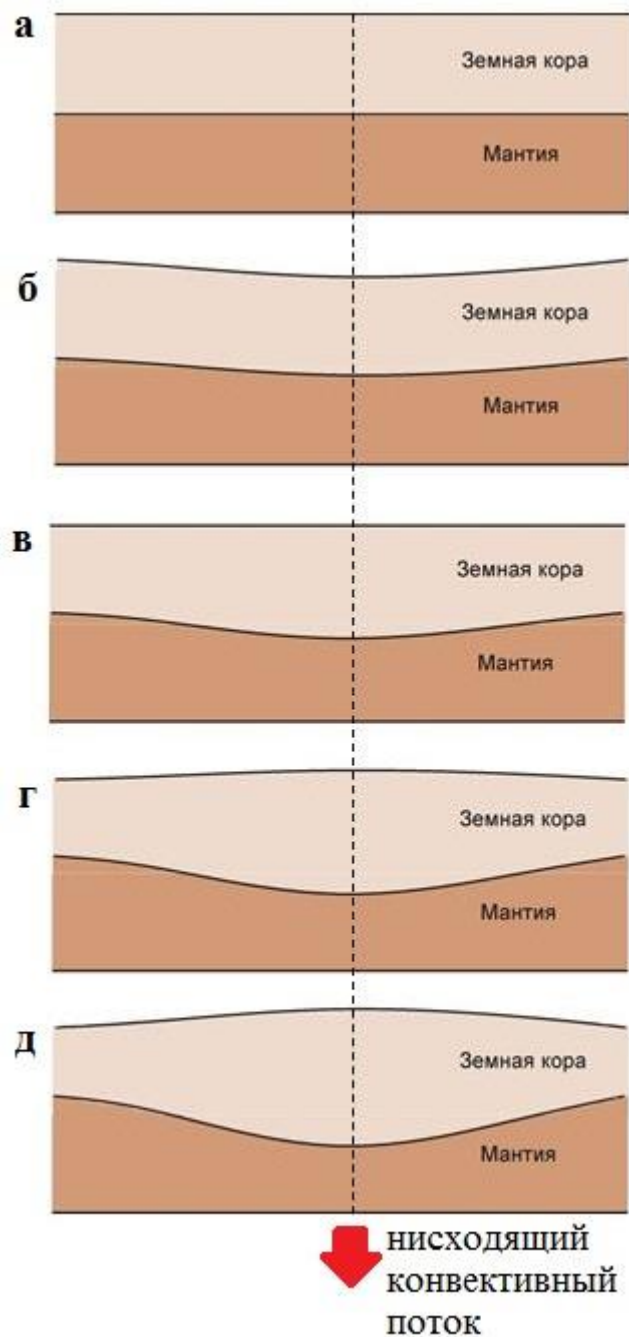


Рис. 1.7. Основные этапы деформации модели. Буквами обозначены следующие этапы (от более раннего к позднему):

а – модель перед началом деформации

б – общий прогиб модели при первоначальном воздействии конвекции

в – изостатическая релаксация поверхности модели

г – рост инверсионной формы рельефа за счёт изостатических процессов

д – модель на финальном этапе деформации.

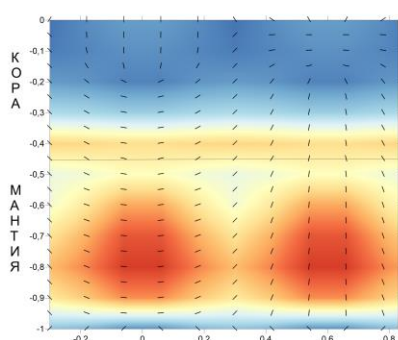
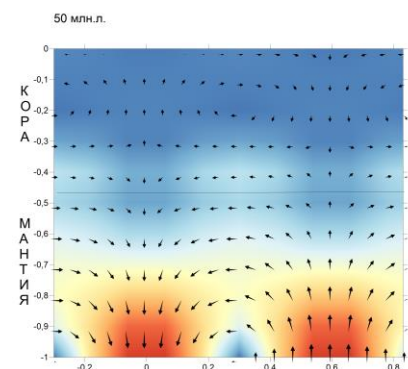
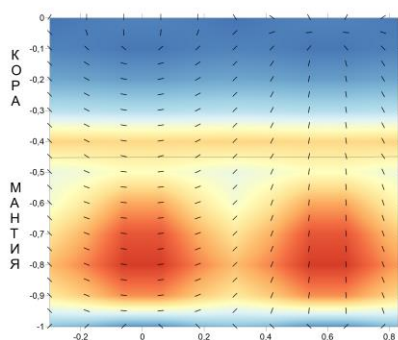
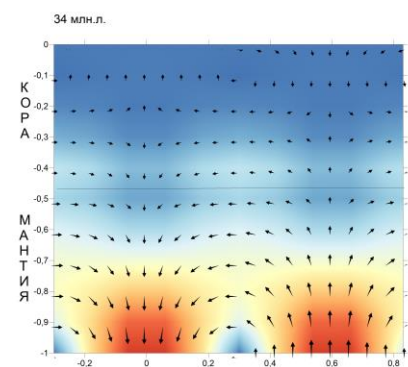
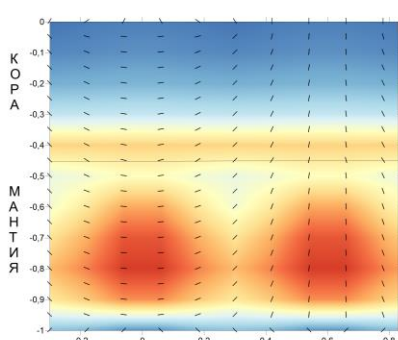
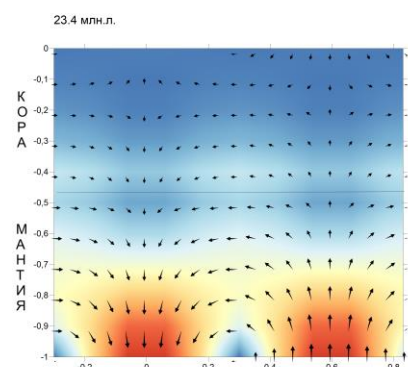
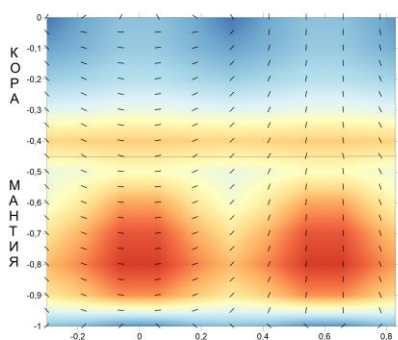
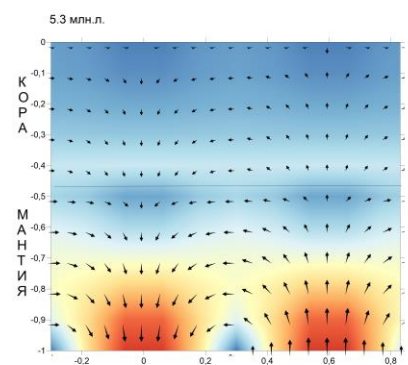
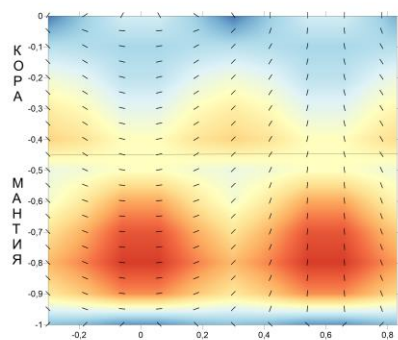
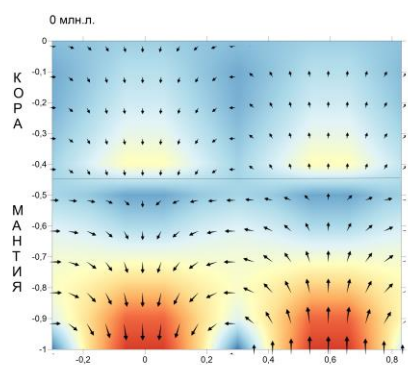
Теперь, имея функции эволюции рельефа для границ двуслоя, можно непосредственно выписать финальное решение поставленной задачи. Оно, как уже говорилось, имеет вид (1.22.1) и (1.22.2). Для σ_{ij}^k и v_i^k , где $i, j = x, y$, $k = 2, 3$, выполняется (1.26) и (1.24). Функции ζ_i из этих выражений – эволюционные кривые (1.31). Для каждого момента времени, подставляя соответствующее выражение для ζ_i в (1.17), формируются решения подзадач

2 и 3 с полученной из (1.31) амплитудой. Суммируя полученные решения с решением для первой подзадачи, получаем окончательное решение.

Рассмотрим полученные результаты (рисунки 1.8, 1.9, 1.10). Так как ход деформации модели соответствует, в большей степени, эволюционной кривой дневной поверхности (имеющей более сложное строение, по сравнению с кривой подошвы коры), то результаты будут представлены для особых точек (и промежуточных между ними) данной эволюционной кривой (показаны на вспомогательном графике справа от основного изображения). Эти точки соответствуют следующим этапам деформации земной коры: начальный момент (основное состояние), формирование депрессии (амплитуда прогиба – половина максимальной амплитуды погружения), момент максимального погружения дневной поверхности, релаксация депрессии (амплитуда прогиба – снова соответствует половине максимальной), выравнивание рельефа кровли коры и, наконец, выход на асимптоту (формирование стабильной положительной формы рельефа). Теперь необходимо рассмотреть основные особенности полученных данных.

Здесь анализ будет произведён достаточно кратко, подробнее результаты решения задачи будут проанализированы в следующем разделе, после получения решения, учитывающего влияние экзогенных процессов на напряжённо-деформированное состояние модели.

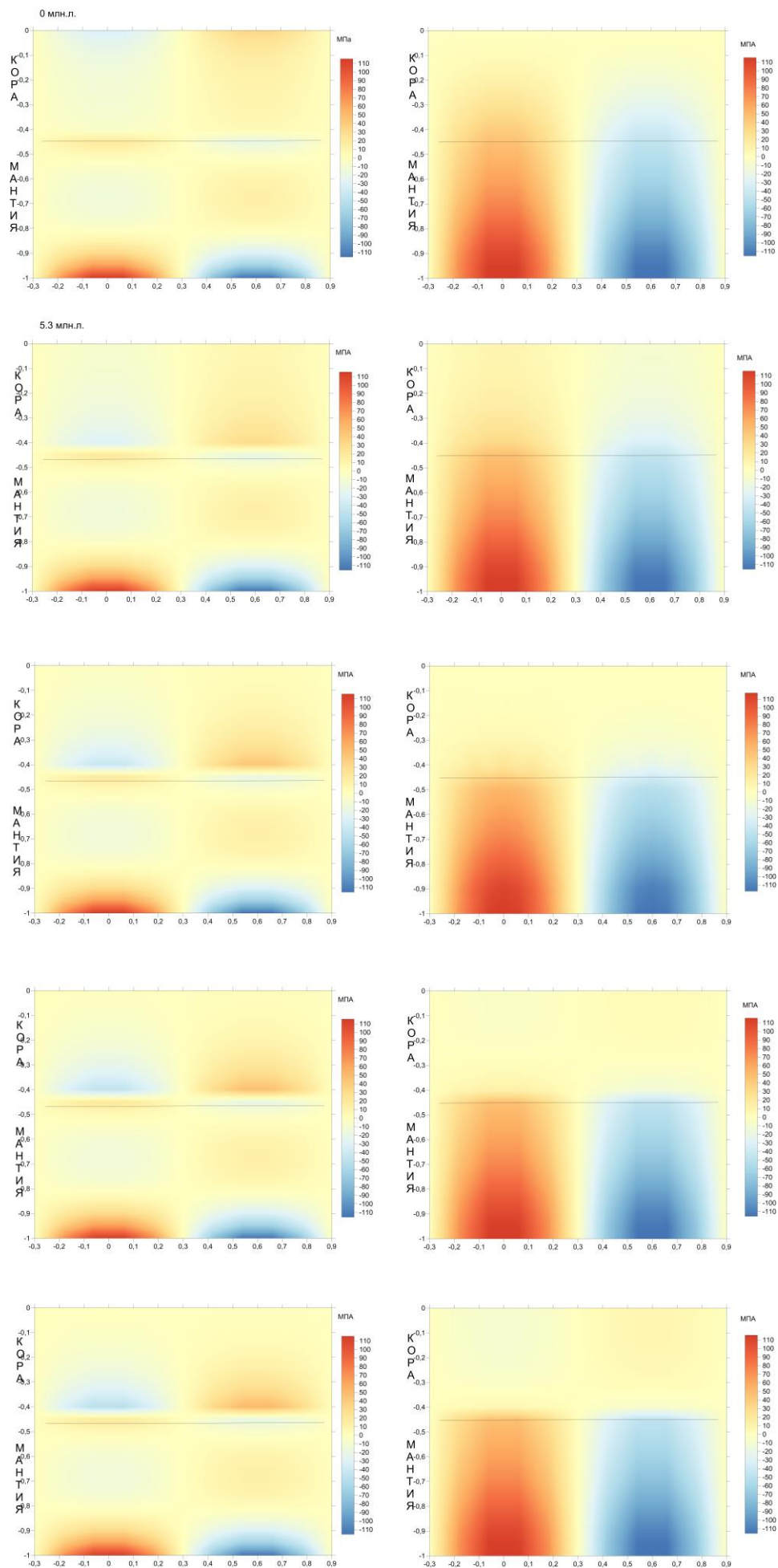
Рис. 1.8. Задача о деформации литосферы под влиянием астеносферной конвекции. В левой колонке абсолютные значения вектора скорости течения, с нанесёнными поверх ориентациями вектора скорости. **Абсолютные значения скорости в коре увеличены в 100 раз.** В правой колонке максимальные касательные напряжения, с нанесёнными поверх ориентациями оси σ_3 . Данные приведены последовательно (сверху вниз) для значений времени **0, 5.3, 23.4, 34, 50** млн.лет.



В первую очередь необходимо рассмотреть эволюцию поля скоростей. Как и ожидалось, после достижения рельефом дневной поверхности положения, отвечающего точке полной релаксации (8 млн. лет) и по мере последующего роста положительных форм рельефа данной границы, существенно изменяется геометрия течения в коре. Формируется замкнутая конвективная ячейка. Данный результат вполне закономерен и, как отмечалось в соответствующем разделе, для первой подзадачи только жёстко заданные граничные условия препятствовали формированию такой ячейки. Для абсолютного значения скорости в коре характерен постепенный спад – от 0.2 до 0.12 мм/год (амплитуда возмущения скорости течения на подошве модели – 50 мм/год), в то же время, скорости течения в мантии стабильны.

В общем, и для скоростей течения, и для напряжений не наблюдается заметных изменений в нижнем теле двуслоя в процессе деформации модели, в коре же строение рассматриваемых полей меняется кардинально, особенно после изостатической инверсии положения кровли коры. Для всех рассчитанных параметров поля напряжения наблюдается их резкая релаксация в коре по достижению состояния изостатической компенсации и далее. Для поля среднего напряжения и вертикального нормального напряжения также наблюдается инверсия (что, в общем-то, очевидно – при ином режиме напряжений возникновение положительных форм рельефа на дневной поверхности было бы невозможно).

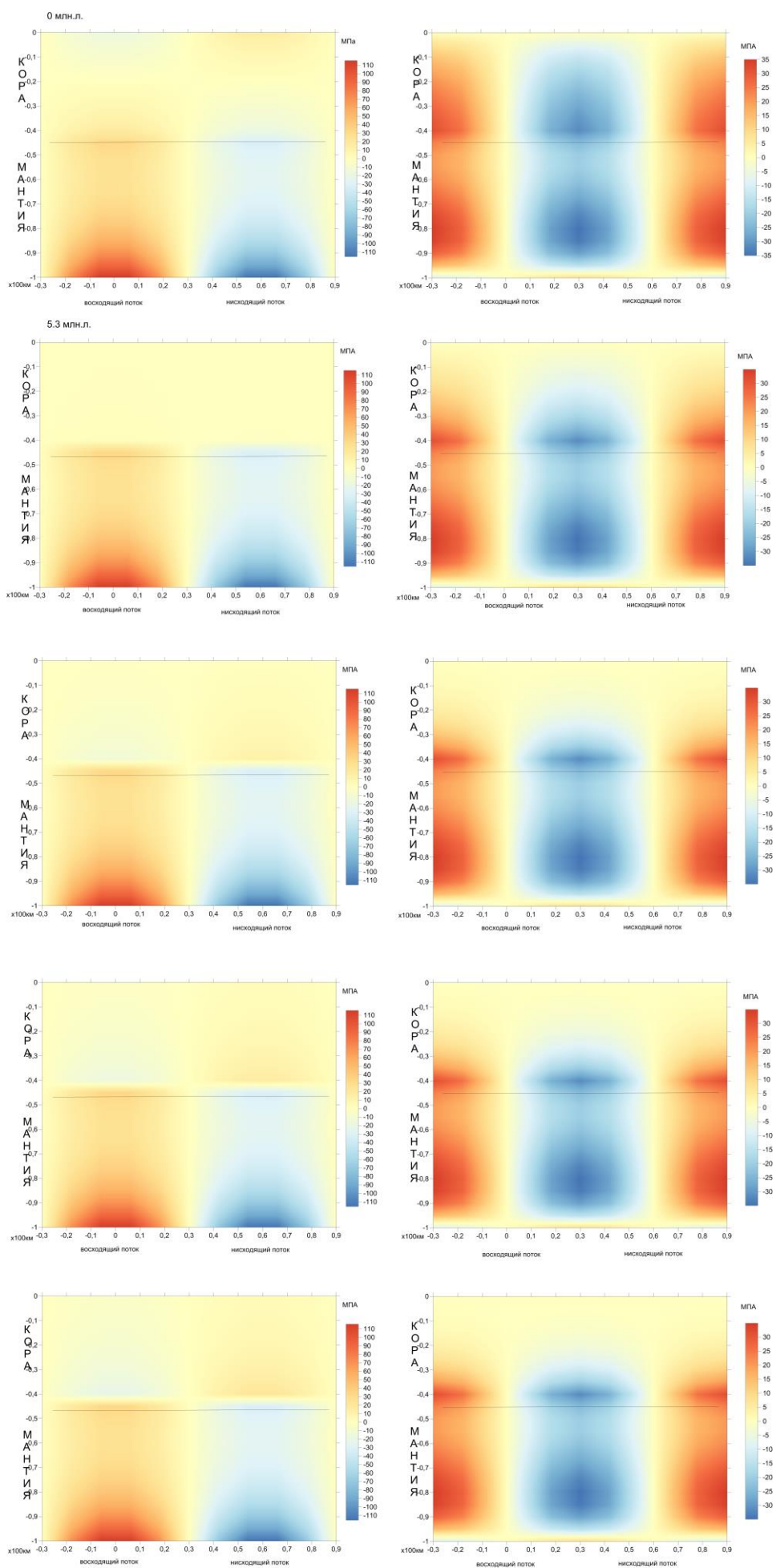
Рис. 1.9. Задача о деформации литосферы под влиянием астеносферной конвекции. В левой колонке горизонтальные нормальные напряжения. В правой колонке вертикальные нормальные напряжения. Данные приведены последовательно (сверху вниз) для значений времени 0, 5.3, 23.4, 34, 50 млн.лет.



Для всех полей компонент и инвариантов тензора напряжения средние значения в мантии на порядок выше, чем в коре, к примеру, среднее значение вертикального нормального напряжения в литосферной мантии (относительно распределения по у-координате вдоль линии $x = 0$) на всём рассматриваемом отрезке времени примерно равно 15 МПа, тогда как для коры оно изменяется, вначале, от 4 МПа до -3 МПа на больших временах, при этом в момент полной релаксации рельефа коры данное значение близко к нулю. Для всех представленных здесь компонент тензора напряжения (при базовом значении параметров) для мантии характерны значения порядка первых десятков МПа, а для коры – первых МПа. Исключение составляет поля максимального касательного напряжения, которое быстро затухает вверх от подошвы литосферы и для большей части модели не превышает 10 МПа.

Анализируя полученные ориентации главных осей тензора напряжения, максимальные нормальные и касательные напряжения, можно видеть, что тектоническая обстановка в коре наиболее контрастна, как по своей пространственной изменчивости, так и по динамике развития, в наиболее глубокой части слоя близ подошвы и, напротив, в верхней части коры, в области, непосредственно прилегающей к границе. Сравнивая эти данные с результатами для поля течения, можно легко объяснить данный факт геометрией формирующейся конвективной ячейки в процессе изостатической компенсации.

Рис. 1.10. Задача о деформации литосферы под влиянием астеносферной конвекции. В левой колонке шаровая часть тензора напряжений. В правой колонке касательные напряжения. Данные приведены последовательно (сверху вниз) для значений времени 0, 5.3, 23.4, 34, 50 млн.лет.



1.4. Исследование влияния вариации определяющих параметров на эволюцию напряжённно-деформированного состояния модели

Выше уже были названы основные параметры модели – геометрические (мощности тел двуслоя, пространственная частота основного возмущения), кинематические (скорость основного возмущения), реологические (вязкости и плотности тел) и определённый в предыдущем разделе коэффициент скорости денудации λ . Ниже исследуется зависимость полученного решения от значений данных параметров.

Очевидно то, что от значений рассматриваемых параметров, не зависят особенности решения любой из рассмотренных ранее подзадач, а только амплитуды напряжений и скоростей течения. Финальное решение представляет собой суперпозицию указанных подзадач, поэтому, окончательный вид финального решения определяется только видом эволюционных кривых. Таким образом, проводимое в данном разделе исследование разбивается на две части: изучение зависимости от значений параметров: 1) амплитуд напряжений модели и, 2) вида эволюционных кривых.

Для исследования первой взаимосвязи достаточно лишь общих соображений теории размерности, теории подобия и вида исследуемых величин. Одновременное увеличение значения вязкости для каждого тела приводит к пропорциональному увеличению величины компонентов поля напряжения. Уменьшение или увеличение скорости основного возмущения приводит к пропорциональному изменению скорости течения и напряжений. Изменения плотности тел в рамках используемой реологической модели вязкого тела для заданной амплитуды возмущения, вообще не влияют на девиаторные напряжения или соответствующее им поле скоростей течения. Одновременное увеличение, как мощностей слоёв модели, так и длины волны основного пространственного возмущения никак не сказывается (как следует из теории подобия) на значениях поля скоростей. Однако это

приводит к пропорциональному уменьшению величины компонент тензора напряжения (однако, при пропорциональном увеличении амплитуды основного возмущения они сохраняются). Поле скоростей течения одинаково изменяется как при уменьшении мощностей слоёв, так и при пропорциональном увеличении длины волны основного возмущения (при этом напряжения будут больше во втором случае). Коэффициент денудации, очевидно, не влияет напрямую на распределение величин исследуемых полей.

Рассмотрим, как изменяются эволюционные кривые при соответствующих вариациях. Так как исследуемые вариаций инвариантны относительно вида базового возмущения ((1.1) или (1.2)), то дальнейший анализ будет произведён для базового возмущения в виде (1.1). Покажем, как система реагирует на изменение скорости основного возмущения. Положим его равным 1 см/год. Это изменение не влияет на характерные временные значения процесса, а лишь снижает абсолютные значения амплитуды рельефа (здесь максимум погружения дневной поверхности – 9 м). При увеличении на порядок вязкостей для обоих тел ($\eta_c = 10^{24}$ Па*с, $\eta_l = 10^{22}$ Па*с) на порядок возрастают как амплитуды кривых, так и характерные времена процесса. Для отдельного увеличения вязкости коры характерно увеличение времени эволюции, но, при этом, амплитуды практически не меняются. Для аналогичного повышения вязкости мантии ($\eta_c = 10^{23}$ Па*с, $\eta_l = 10^{22}$ Па*с) характерно, наоборот, рост амплитуд без изменений во временах.

Рассмотрим теперь, как реагирует система на изменение плотности тел. Уменьшим $\Delta\rho$ в два раза (положим $\rho_c = 2.9$ г/см³, $\rho_l = 3.1$ г/см³), вязкости вернём к базовым значениям. Изменение параметра привело к замедлению эволюции состояния модели в два раза и, при этом, на порядок возросли амплитуды. При росте $\Delta\rho$ в два раза (положим $\rho_c = 2.5$ г/см³, $\rho_l = 3.1$ г/см³) происходит ускорение эволюционных процессов и снижение амплитуд формирующегося рельефа на внутренней границе и, в меньшей степени, на

дневной поверхности (выравнивание рельефа на дневной поверхности происходит на 6 млн.лет).

О вариации мощности всего двуслоя, без изменения соотношений мощностей его тел, говорилось ранее. Для эволюции системы увеличение мощности литосферы (при сохранении амплитуды основного возмущения) приводит, очевидно, к соответствующему уменьшению как амплитуд эволюционных кривых, так и характерных времён эволюции. Положим $h_c = 34$ км, $h_l = 66$ км (случай тонкой коры). Произошло практически четырёхкратное снижение амплитуды рельефа подошвы коры и некоторое (несущественное) снижение амплитуды для дневной поверхности. При этом скорость эволюции возросла в два раза (что равно значению $h_l / h_c = 2$). Данный результат легко объясним – поле скоростей затухает по мере удаления от источника возмущения, поэтому для кровли мантии начальная скорость течения будет ниже, следовательно – весь процесс будет менее инерционным. Для обратной ситуации ($h_c = 66$ км, $h_l = 34$ км, $h_l / h_c = 0.5$ – случай мощной коры) эволюция замедляется в два раза, а при незначительном росте амплитуды эволюционной кривой для дневной поверхности, амплитуда рельефа для мантийной кривой увеличивается в три раза.

В действительности кору правильнее моделировать не вязким, а упруго-пластическим телом (что невозможно в рамках текущего аналитического расчёта и, отчасти, реализовано в разделе 2.3 главы 2). Из-за этого в рассматриваемой модели возникает некоторое несоответствие между временами формирования структуры и напряжениями в случае принятия стандартных значений вязкости в литосфере и коре, кроме того используемые в модели вязкости получают эффективно заниженными.

Таблица. 1. Результаты качественного анализа влияния параметров модели на вид эволюционных кривых.

Влияние повышения на Параметр	скорость эволюции	амплитуду рельефа дневной поверхности	на амплитуду рельефа на подошве коры
v_0	не влияет	+	+
η_c	-	не влияет	не влияет
η_l	не влияет	+	+
η_l , η_c (одновременно на порядок)	-	+	+
$\Delta\rho$	+	не влияет	-
h_l, h_c	-	-	-
h_l/h_c	+	не влияет	-

Как уже говорилось, сами по себе приведённые выше закономерности не зависят от скорости денудации и осадконакопления. Рассмотрим подробнее влияние значения коэффициента λ на вид эволюционных кривых. Так как скорости эволюции после изостатической инверсии не изменяются при разных значениях λ , а изменение амплитуды максимального погружения дневной поверхности соответствует аналогичному изменению амплитуды устоявшегося состояния (они различаются меньше, чем на порядок), то здесь мы будем рассматривать эволюцию системы на малых временах (вплоть до достижения выравнивания дневной поверхности). Для $\lambda = 0, 0.1, 0.5, 1$ ед/год времена выравнивания поверхности модели незначительно снижаются с увеличением значения λ – принимая значения 5.7, 4.4, 4.2, 4.15 млн.лет. При этом амплитуды прогиба снижаются с 9 м, до 3.2, 0.98 и 0.55 м, а времена максимального прогиба – с 2.6 млн.лет до 1.2, 0.33 и 0.2 млн.лет. Важно отметить, что несмотря на пренебрежительно малую кривизну дневной поверхности на протяжении всего времени эволюции модели влияние экзогенных процессов (интенсивность которых зависит от контрастности рельефа) оказывает столь существенное влияние на всё напряжённо-

деформированное состояние модели в целом. Этот факт ещё раз доказывает то, насколько существенно учитывать действие экзогенных процессов в общей тектонической картине литосферы с точки зрения тектонофизики.

1.5. Выводы

В первой главе была в приближенной постановке решена геомеханическая задача для модели литосферы, формирующейся под действием маломасштабной астеносферной конвекции (сама конвекция в астеносфере не рассматривалась), на основе которой выполнено исследование эволюции напряженно-деформированного состояния в литосфере во времени. Пока что поставленная проблема рассматривалась исключительно с позиций механики и, в рамках такой постановки, решение было найдено. Далее (глава 4), опираясь на полученные результаты, будет построено решение задачи для трехслойной термомеханической модели, характеризующей состояние литосферы и астеносферы.

Отметим, главные выводы:

1. Двуслойные вязкие модели литосферы с одним скачком плотности (кора-мантия) с гармонической нагрузкой на подошве приводят к нелинейному процессу течения с формированием инверсии вертикальных движений на кровле коры, в результате которых на стадии стабилизации деформирования над опусканием и поднятием подошвы двуслоя – литосферы возникает поднятие – горы и опускание – впадина соответственно.
2. Режим нагружения литосферы в виде маломасштабной конвекции в астеносфере приводит к формированию напряженного состояния преимущественно (глубины 15-40 км, 60% мощности земной коры) горизонтального сжатия в коре поднятия и растяжения в коре прогиба, что соответствует тектонофизическим данным о природных напряжениях. Для глубин менее 15 км такого соответствия нет.

Глава 2. Экзогенные процессы

В этой главе изучается степень и характер влияния экзогенных факторов в виде эрозии горных поднятий и аккумуляции продуктов эрозии во впадинах на формирующееся под действием тектонических процессов напряжённое состояние континентальной литосферы. Представлены две модели экзогенных процессов, условно названные денудационной и эрозионной. Первая традиционно используется в геомеханике и в ней интенсивность процесса определяется амплитудой рельефа земной коры (денудационная), во второй, также используемой в ряде работ, наибольшая интенсивность определяется зонами наибольшего градиента рельефа. В силу отсутствия на текущий момент ясного представления о конкретном способе учёта эрозии и аккумуляции геоматериала в математических геодинамических моделях, рассматривается вопрос о возможном пути выработки такого подхода. Для этой цели предложенные модели исследуются в широком диапазоне параметров, причём за показатель результативности применения конкретного вида каждой из них принято соответствие строения рассчитанного напряжённого состояния земной коры данным тектонофизических реконструкции природных напряжений. Экзогенные процессы рассматриваются не изолированно, а в составе более глобальной геодинамической модели эпиплатформенного орогенеза.

Современное состояние геодинамики характеризуется использованием геомеханических моделей в приложении к практически всем изучаемым проблемам. Наибольшее развитие, однако, подобные модели получили именно в глобальной геодинамике и тектонике, где, среди прочего, приходится опираться в основном на опосредованный эмпирический материал в виде геофизических и тектонофизических данных. Вычислительные мощности позволяют, на данный момент, строить весьма сложные многопараметрические модели [Perchuk et al, 2016,

Трубицын и др., 2006], однако большинство параметров (вязко-пластические свойства геосреды) могут задаваться в широких диапазонах и, зачастую, представление об их даже приблизительном значении может заключаться в пределах нескольких порядков (вязкостные свойства мантии). Поэтому важно не только уметь разумно ограничить число используемых параметров, но и рассматривать преимущественно те процессы, которые, внося наибольший вклад в глобальную геодинамику, могут быть заданы относительно единственным образом.

Процессы эрозии и осадконакопления оказывают кардинальное влияние на геодинамические процессы и могут быть исследованы непосредственно, т.к. проистекают на поверхности в текущий момент. В настоящее время существует необходимость построения корректной и единой модели учёта эрозии и осадконакопления в геомеханике, которой пока нет, несмотря на обилие отдельных методик.

Впервые значимость влияния экзогенных процессов на эндогенное напряжённо-деформированное состояние тектоносферы была показана ещё в таких работах, как [Strahler, 1950]. Физические модели позволили установить, что влияние эрозии должно проявляться вплоть до границы Мохо, а вовсе не локализуется близ дневной поверхности. Необходимо отметить, что, несмотря на диссипативную природу, экзогенные процессы выполняют не релаксационную, а активную функцию, приводят к интенсификации эндогенных процессов [Ребецкий, 2012]. Но в геомеханике эти процессы вводятся, зачастую, по «остаточному принципу» – без определения оптимального вида их учёта для данной модели, часто – в виде, сформулированным ещё в работе Куллинга [Culling, 1960]. Тем не менее, в настоящий момент, такой подход является наиболее аргументированным с точки зрения геологии, но, всё же, требует обобщения и серьёзной модификации для приложения к исследованию геодинамики конкретных регионов.

Исследование влияния экзогенных процессов может вестись либо в чисто математической постановке (как у Куллинга), либо при фокусировке внимания на определённом регионе и геологических структурах. Поскольку в данной работе представлена попытка описания эрозии с позиций тектонофизики и геодинамики, был выбран второй вариант и в качестве региона была взята Центральная Азия, а в качестве исследуемых структур – центральноазиатские эпиплатформенные орогены (Алтай, Тянь-Шань). Рассчитанные таким образом модели направлены преимущественно на изучение континентальной эрозии, хотя общность постановки задачи и позволяет, до определённой степени, переносить полученные результаты и на морские эрозионно-аккумуляционные процессы.

Моделирование указанных экзогенных процессов будет производиться в рамках представленной в предыдущей главе двуслойной модели эпиплатформенного орогенеза. При этом в данной главе (как было указано выше) исследуется именно форма влияния экзогенных процессов, а не вопрос об эпиплатформенном орогенезе. В то же время, при сохранении в ходе геологического процесса условий внешнего (или внутреннего) нагружения, экзогенный процесс является не пассивным релаксационным процессом, но напротив ускоряет деформацию литосферы – активно влияя на формирующееся НДС. Наибольшая интенсивность эрозии/денудации [Ahnert, 1970] наблюдается в Центральной Азии – области наличия мощных и, в то же время, быстрорастущих орогенов. Для получения ответа на поставленный в работе вопрос будем рассматривать экзогенное воздействие именно в связке с активным геодинамическим процессом, для чего в нашей работе и используется модель эпиплатформенного орогенеза. Корректность данной модели не влияет напрямую на выводы относительно экзогенных процессов.

Проблема необходимости учёта при геомеханическом моделировании процессов эрозии геоматериала и последующего осадконакопления была исследована ещё в 70-х годах, как с математической [Culling, 1960], так и с

геологической [Ahnert, 1970] стороны. Было показано (в том числе и на физических моделях), что действие рассматриваемых процессов не просто влияет на НДС геосреды близ дневной поверхности, но коренным образом видоизменяет режим деформации исследуемого геологического объекта, а девиаторное напряжённое состояние, если рассматриваются крупные объекты (участки литосферы), может испытывать большие преобразования вплоть до нижней коры включительно.

Ни одна серьёзная геодинамическая математическая модель в настоящий момент не строится без учёта экзогенных процессов в той или иной форме (см., напр., [Тимошкина и др., 2010, Perchuk et al, 2016]). Однако, при этом, нет единой позиции о конкретном способе учёта этих процессов, а при построении геомеханической модели, как правило, не исследуют зависимость получаемых результатов от особенностей воздействия данных процессов, а лишь от интенсивности.

Наиболее устоявшийся и традиционный подход вноса эрозионных процессов в модель был разработан и предложен ещё в статье [Culling, 1960]. В данной работе за этим подходом будет закреплён термин «денудационный», а процессы, учтённые посредством него, будут в общем именоваться «денудацией».

2.1. Денудация

2.1.1. Влияние денудации и осадконакопления на напряжённо-деформированное состояние модели

Экзогенные процессы, связанные с разрушением, переносом и переотложением геоматериала, могут оказывать существенное влияние на напряжённо деформированное состояние литосферы [Makarov, 1995], особенно это актуально для той геологической ситуации (мощная

континентальная кора), относительно которой и ведётся текущее исследование. Эти процессы имеют крайне сложную и разнообразную природу – от чисто механического разрушения цельной среды в приповерхностных областях земной коры и последующего переноса и отложения возникающего материала до сложных физических, химических и биологических процессов, сопровождающих как первичное отложение осадков, так и седиментогенез. В рамках данной работы будут исследоваться только наиболее существенные и общие моменты данного процесса.

В первую очередь – так как используемая модель кусочно-однородна по плотности, процессы преобразования осадочного материала после непосредственного отложения (породообразование) и его миграцию на существенных, с геологической точки зрения, интервалах времени здесь не могут быть учтены. Необходимо будут рассматриваться именно процессы первичного разрушения и переотложения материала близ верхней границы модели, что, с геологической точки зрения, соответствует формированию терригенного осадочного материала и, учитывая, что исследование ориентировано для приложения к исследованию процессов в области развития эпиплатформенного орогенеза, является актуальным.

2.1.2. Формализация влияния поверхностных процессов

С математической точки зрения, рассматриваемый процесс будет включён в модель в виде дополнительного граничного условия на дневной поверхности. При этом необходимо, чтобы интенсивность данного процесса зависела от контрастности рельефа и согласовывалась с некоторыми начальными условиями (основным состоянием модели). Опираясь на многочисленные уже существующие работы по моделированию, где рассматривалась данная проблема [Михайлов, 1983; Horovitz, 1976], мы будем моделировать данный процесс, как описываемый уравнением:

$$\dot{\zeta}_c = \lambda \Delta \zeta_c, \quad (2.1)$$

где λ – некоторый числовой коэффициент, характеризующий интенсивность рассматриваемого процесса и имеющий обратную ко времени размерность (обычно исчисляется в [ед/год], а дифференцирование ведётся по латеральным пространственным координатам. Этот подход к моделированию рассматриваемых процессов хорошо изучен (в многочисленных работах, например, см. [Culling, 1960]) и количественно согласуется с имеющейся эмпирической базой геологических наблюдений, имея, в то же время, физическое обоснование [Blatt et al., 1972; Ahnert, 1970]. Выражение (1.35) фактически определяет максимальную скорость денудации для наиболее приподнятой формы рельефа.

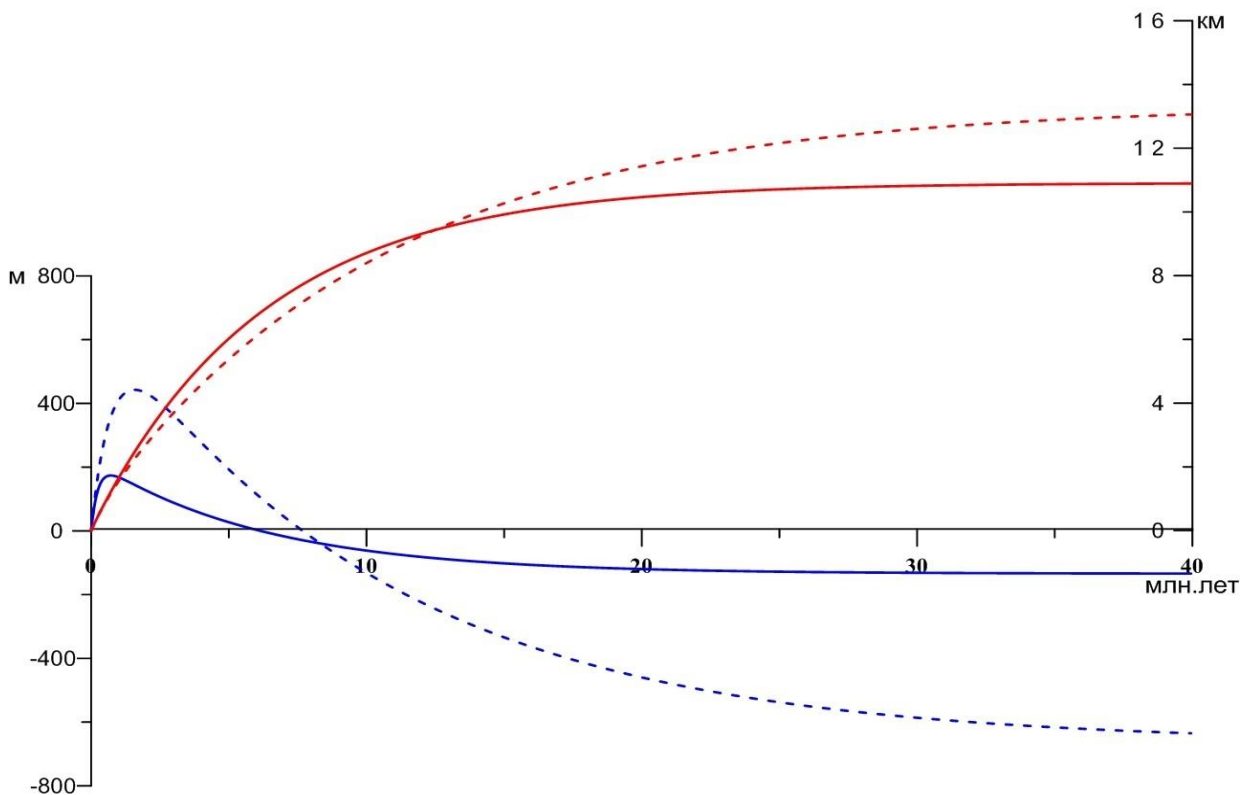


Рис. 2.1. Задача о деформации литосферы под влиянием астеносферной конвекции. Функции эволюции амплитуды рельефа дневной поверхности (синим цветом, построена относительно левой вертикальной шкалы) и подошвы коры (красным цветом, построена относительно правой вертикальной шкалы). Кривые выполнены пунктиром. Сплошные линии соответствуют задаче без учёта влияния денудационных процессов, описанной в главе 1.

В данной работе использование этого подхода особенно удобно, так как, учитывая квазистационарность процесса и принятый вид основного состояния модели, можно положить:

$$\dot{\zeta}_c = 0, \quad \text{при условии: } \zeta_c(0) = 0.$$

Таким образом, влияние процессов денудации и осадконакопление может быть здесь учтено в виде добавочного члена $\lambda \Delta \zeta_c$ уравнения (1.27) относительно амплитуды рельефа дневной поверхности, сформированного для получения эволюционных кривых. Более того, учитывая двумерную постановку задачи и латеральную гармоничность рассматриваемой амплитуды рельефа, $\Delta \zeta_c$ можно переписать в виде $-k^2 \zeta_c$.

Имеем, следовательно, вместо (1.27):

$$\begin{cases} \dot{\tilde{\zeta}}_c = {}_c\hat{v}_y^1 v_0 + {}_c\hat{v}_y^2 c_c g \tilde{\zeta}_c + {}_c\hat{v}_y^3 \Delta \rho g \tilde{\zeta}_m - k^2 \lambda \tilde{\zeta}_c, \\ \dot{\tilde{\zeta}}_m = {}_m\hat{v}_y^1 v_0 + {}_m\hat{v}_y^2 \rho_c g \tilde{\zeta}_c + {}_m\hat{v}_y^3 \Delta \rho g \tilde{\zeta}_m \end{cases}$$

откуда видно, что решение данной системы полностью тождественно уже полученному при использовании замены:

$${}_c\hat{v}_y^2 \rightarrow {}_c\hat{\hat{v}}_y^2 = {}_c\hat{v}_y^2 - (k^2 \lambda / \Delta \rho g) \quad (2.2)$$

В результате, решением рассматриваемой задачи будет:

$$\begin{cases} \tilde{\zeta}_c = -\frac{v_0 \Delta \rho g {}_c\hat{v}_y^3}{\gamma_1(\gamma_1 - \gamma_2)} \left({}_m\hat{v}_y^1 + {}_c\hat{v}_y^1 \left(\frac{\rho_c g {}_c\hat{\hat{v}}_y^2 - \gamma_2}{\Delta \rho g {}_c\hat{v}_y^3} \right) \right) + \\ + \Delta \rho g {}_c\hat{v}_y^3 \frac{v_0}{\gamma_2(\gamma_1 - \gamma_2)} \left({}_m\hat{v}_y^1 + {}_c\hat{v}_y^1 \left(\frac{{}_c g {}_c\hat{\hat{v}}_y^2 - \gamma_1}{\Delta \rho g {}_c\hat{v}_y^3} \right) \right) + \\ + \Delta \rho g {}_c\hat{v}_y^3 (C_1 e^{\gamma_1 t} + C_2 e^{\gamma_2 t}), \\ \tilde{\zeta}_m = -\frac{v_0(\gamma_1 - \rho_c g {}_c\hat{\hat{v}}_y^2)}{\gamma_1(\gamma_1 - \gamma_2)} \left({}_m\hat{v}_y^1 + {}_c\hat{v}_y^1 \left(\frac{\rho_c g {}_c\hat{\hat{v}}_y^2 - \gamma_2}{\Delta \rho g {}_c\hat{v}_y^3} \right) \right) + \\ + \frac{v_0(\gamma_2 - \rho_c g {}_c\hat{\hat{v}}_y^2)}{\gamma_2(\gamma_1 - \gamma_2)} \left({}_m\hat{v}_y^1 + {}_c\hat{v}_y^1 \left(\frac{\rho_c g {}_c\hat{\hat{v}}_y^2 - \gamma_1}{\Delta \rho g {}_c\hat{v}_y^3} \right) \right) + \\ + (\gamma_1 - \rho_c g {}_c\hat{\hat{v}}_y^2) C_1 e^{\gamma_1 t} + (\gamma_2 - \rho_c g {}_c\hat{\hat{v}}_y^2) C_2 e^{\gamma_2 t} \end{cases} \quad (2.3)$$

с константами C_i :

$$\begin{cases} C_1 = \frac{v_0}{\Delta \rho g_c \hat{v}_y^3 (\gamma_1 - \gamma_2)} ({}_c \hat{v}_y^1 + \frac{1}{\gamma_1} (\Delta \rho g_c \hat{v}_y^3 {}_m \hat{v}_y^1 + \\ \quad + {}_c \hat{v}_y^1 (\rho_c g_c \hat{v}_y^2 - (\gamma_1 + \gamma_2))), \\ C_2 = - \frac{v_0}{\Delta \rho g_c \hat{v}_y^3 (\gamma_1 - \gamma_2)} ({}_c \hat{v}_y^1 + \frac{1}{\gamma_2} (\Delta \rho g_c \hat{v}_y^3 {}_m \hat{v}_y^1 + \\ \quad + {}_c \hat{v}_y^1 (\rho_c g_c \hat{v}_y^2 - (\gamma_1 + \gamma_2))), \end{cases} \quad (2.4)$$

$$\gamma_{1(2)} = 0.5 g ({}_m \hat{v}_y^3 \Delta \rho + {}_c \hat{v}_y^2 \rho_c \pm \sqrt{({}_m \hat{v}_y^3 \Delta \rho + {}_c \hat{v}_y^2 \rho_c)^2 - 4 \rho_c \Delta \rho ({}_c \hat{v}_y^2 {}_m \hat{v}_y^3 - {}_c \hat{v}_y^3 {}_m \hat{v}_y^2)})$$

с ${}_c \hat{v}_y^2$ из (2.2). Этим исчерпывается учёт влияния экзогенных процессов в рамках данной задачи. Теперь можно проанализировать полученный результат.

2.1.3. Общее решение задачи с учётом влияния экзогенных процессов

Полученные эволюционные кривые для базового набора параметров при $\lambda = 0.5$ ед/год представлены на рисунке 2.1 в том же временном масштабе. По сравнению с результатами, полученными без учёта экзогенных процессов, кривая эволюции рельефа внутренней границы двуслоя похожа на предыдущую, но имеет чуть более низкое значение на асимптоте, явные изменения присутствуют только для эволюционной кривой дневной поверхности. Для этой же кривой полностью изменилась как вид, так и характерные амплитуды.

Физически данный эффект можно описать следующим образом: за счёт денудации идёт перенос осадочного материала из области поднятий во впадины, скорость погружения последних снижается. С ростом контрастности рельефа, рассматриваемые экзогенные процессы ускоряются, замедляя погружение, которое останавливается, достигнув максимальной амплитуды. На искривление кровли мантии, однако, эти процессы практически не оказывают влияние. Система, далее, развивается к изостазии. Но кровля мантии пока сравнительно слабо погрузилась, амплитуда рельефа на дневной поверхности также незначительна, поэтому система и так близка к изостазии. Так что, до момента, когда кровля мантии погрузится настолько, что наступит полная релаксация рельефа дневной поверхности, эволюция последнего будет происходить крайне медленно.

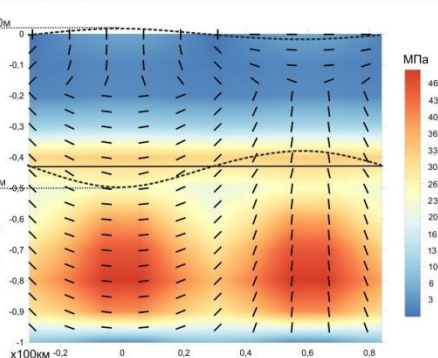
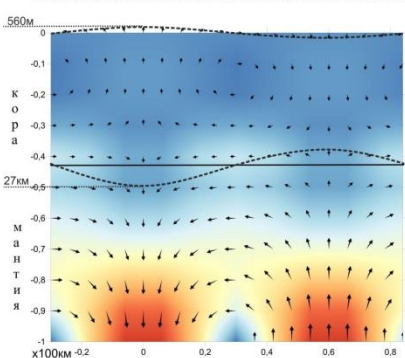
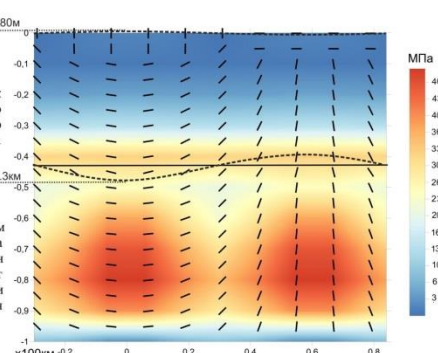
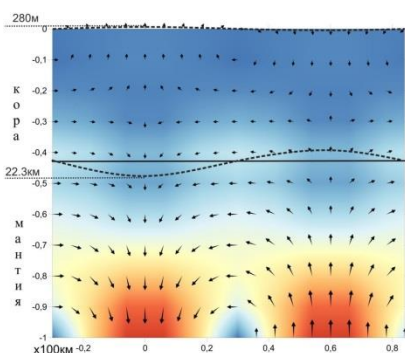
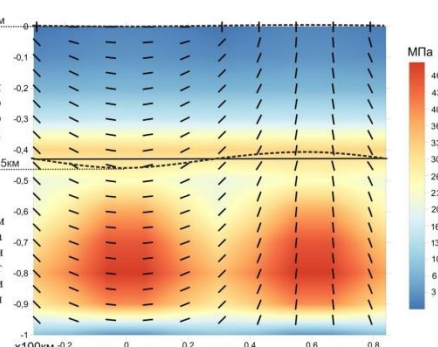
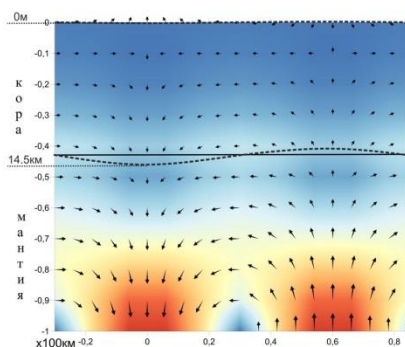
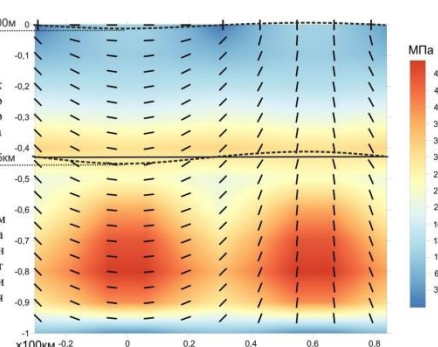
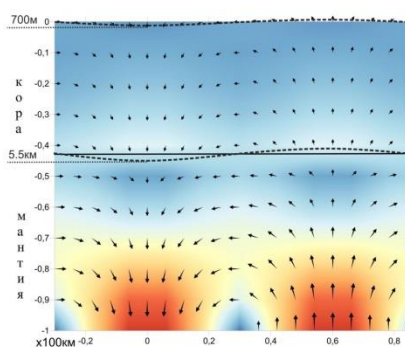
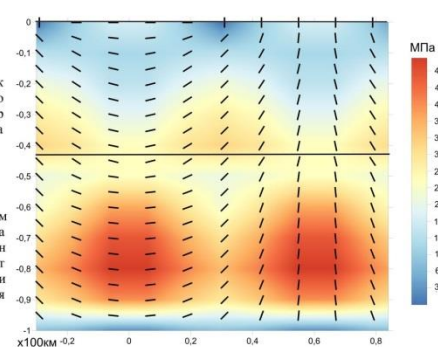
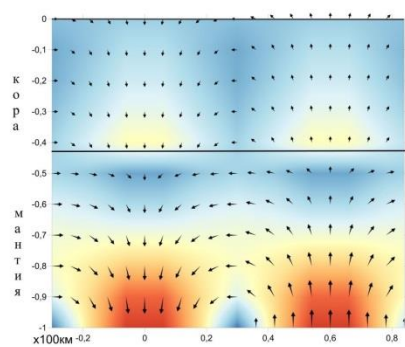


Рис. 2.2. Задача о деформации литосферы под влиянием астеносферной конвекции с экзогенным процессом по модели I. В левой колонке абсолютные значения вектора скорости течения, с нанесёнными поверх ориентациями вектора скорости. **Абсолютные значения скорости в коре увеличены в 100 раз.** В правой колонке максимальные касательные напряжения, с нанесёнными поверх ориентациями оси σ_3 . Данные приведены последовательно (сверху вниз) для значений времени **0, 3.5, 20.5, 31.3, 50** млн.лет..

По мере ускорения поднятия дневной поверхности за счёт усиливающегося стремления системы к достижению изостазии, контрастность рельефа будет падать, что дополнительно замедляет процесс. В результате, на протяжении первых 10-ти млн.лет дневная поверхность движется со скоростью $6.5 \cdot 10^{-3}$ мм/год. Отметим, что вклад в изостазию вносит и граница литосфера/астеносфера, которая сейчас не рассматривается, но будет включена в состав модели главы 4, что позволит уточнить детали эволюции форм рельефа дневной поверхности и Мохо.

Далее, необходимо рассмотреть полученное решение для искомых полей скорости течения и напряжения (рисунки 2.2-2.4). Для этого будет взято $\lambda = 0.5$ ед/год (что соответствует амплитудам вертикальной компоненты скорости в 1 мм/год на 1 км рельефа) и использован базовый набор параметров. Результаты будут представлены в том же виде, как и в предыдущем разделе. Сравнивая полученные результаты с ранее рассмотренными, можно сказать, что, в среднем, характерные значения и строение исследуемых физических полей изменилось только в отдельных деталях.

Важно отметить, что, согласно с представлениями о влиянии денудации и осадконакопления на напряжённо-деформированное состояние среды, под влиянием экзогенных процессов в верхнем слое модели формируется не замкнутая, как ранее, а разомкнутая, на поверхности двуслоя, конвективная ячейка. При этом, характерные скорости процесса существенно выше, чем в рассмотренном в разделе 1.3 случае, при заданном выше «мягком» режиме эрозии ($\lambda = 0.5$ ед/год) скорости течения возрастают примерно в 5 раз.

Рис. 2.3. Задача о деформации литосферы под влиянием астеносферной конвекции с экзогенным процессом по модели I. В левой колонке горизонтальные нормальные напряжения. В правой колонке вертикальные нормальные напряжения. Данные приведены последовательно (сверху вниз) для значений времени **0, 3.5, 20.5, 31.3, 50** млн.лет.

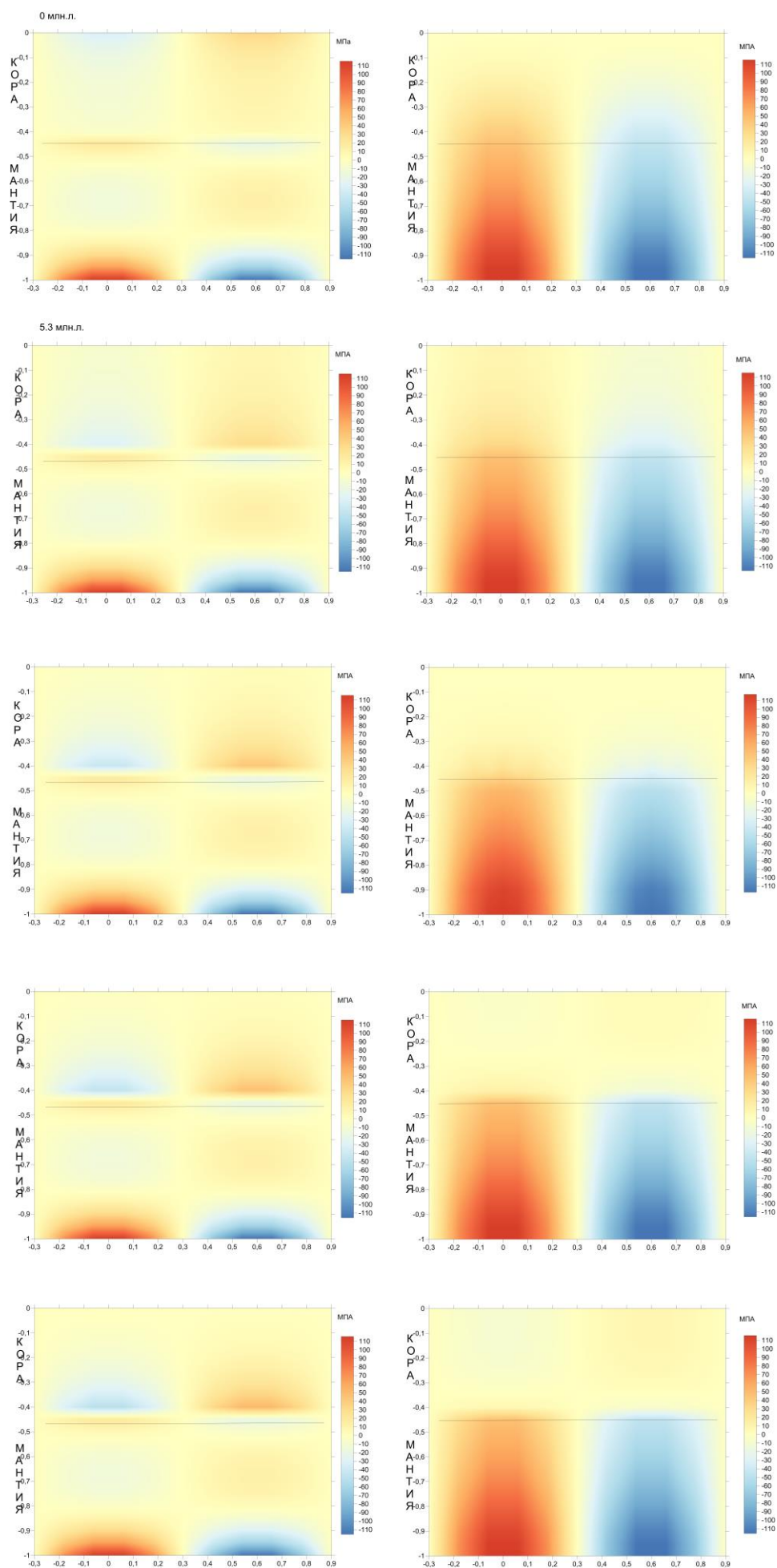


Рис. 2.4. Задача о деформации литосферы под влиянием астеносферной конвекции с экзогенным процессом по модели I. В левой колонке шаровая часть тензора напряжений. В правой колонке касательные напряжения. Данные приведены последовательно (сверху вниз) для значений времени **0, 3.5, 20.5, 31.3, 50** млн.лет.

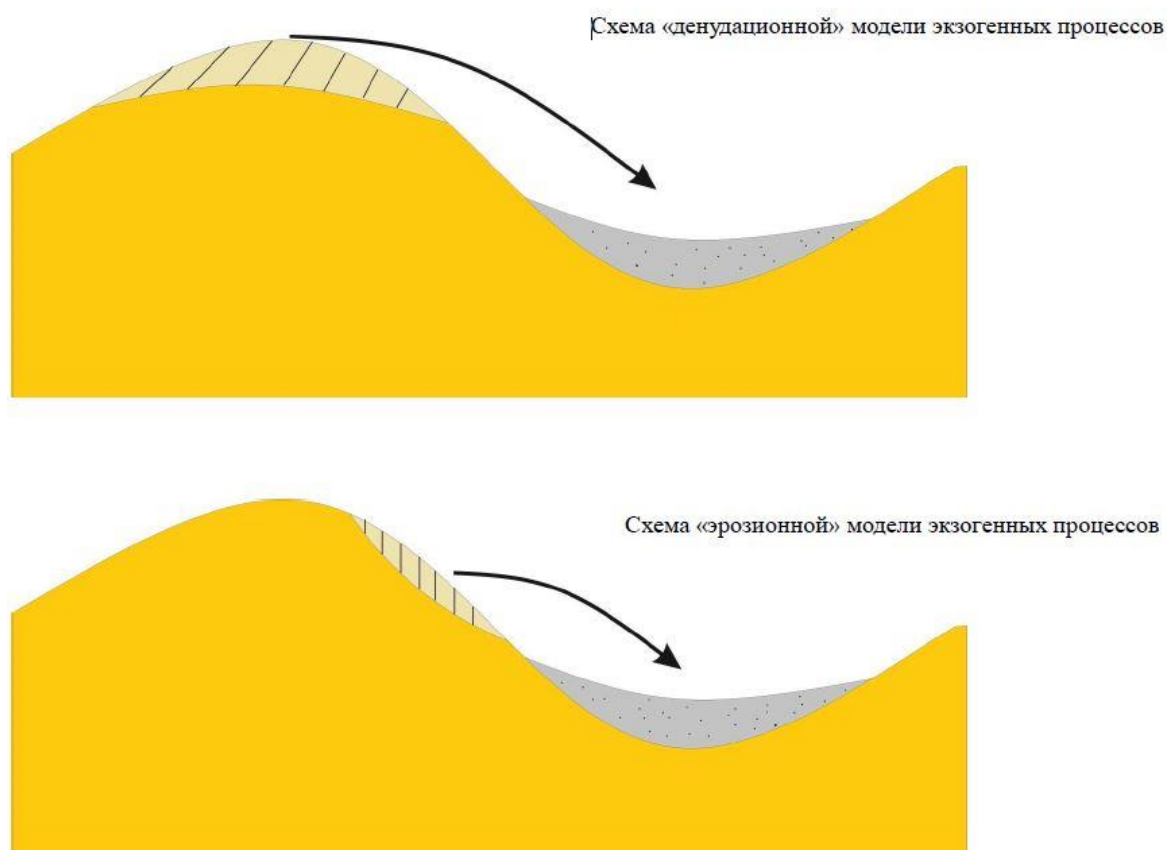


Рис 2.5. Общие принципиальные схемы «денудационной» и «эрозионной» модели учёта экзогенных процессов.

При подобной форме учёта экзогенных процессов наибольшая интенсивность сноса приходится на наиболее высокие области горно-складчатого сооружения, а наибольшая интенсивность привноса осадочного материала – на центральные зоны депрессий (рисунок. 2.5). Это не вполне корректно в ряде случаев, как, к примеру, когда для некоторых орогенов характерно наличие остаточного пенеплена в области максимальных поднятий (хребтов), что имеет место быть для районов Алтае-Саян или Тянь-Шаня. В этом случае скорее имеет место зависимость непосредственно от

градиента рельефа, что, впрочем, также является приблизительной математической моделью. Этот способ учёта экзогенных процессов будет назван «эрозионным» и рассматривается в следующем разделе.

Укажем, что при использовании базового набора параметров экзогенного процесса увеличение абсолютной величины вектора скорости течения в среднем в коре за счёт этого фактора происходит, более чем в пять раз. Форма влияния экзогенных процессов, введённых подобным образом, будет рассмотрена в разделе «результаты».

2.2. Эрозия.

Вторая рассматриваемая в работе модель денудационно-аккумуляционных процессов будет именоваться «эрозионной». В рамках неё предлагается учитывать интенсивность сноса в зависимости от градиента рельефа, а не от лапласиана, как ранее. Данная модель гораздо лучше, с геологической точки зрения, соответствует реальным процессам для склоновой области орогена, но не вполне подходит для центральных зон депрессий рельефа (рисунок 2.5). Поэтому для геомеханических моделей конкретных регионов корректнее сочетать предложенные подходы, в рамках же данной работы они, необходимо, исследуются изолированно.

Специфика ввода эрозии в модель исходно похожа на таковую для денудации, с заменой лапласиана на градиент (ниже – для двумерного случая):

$$\dot{\zeta} = C_e \zeta_{,x}, \quad (2.5)$$

где x – латеральная координата, а C_e – коэффициент, аналогичный λ . Ввести (2.5) в систему (2.6), однако, не представляется возможным также непосредственно, как и (1.9), т.к. соотношение (2.5) не удовлетворяет соотношениям симметрии (1.7) базовой модели. Это, в свою очередь,

означает невозможность решения поставленной задачи в аналитической форме, соответственно чему решение искалось численно, что, однако, при аналитической форме базовой модели, позволяет поместить его в класс полуаналитических и проводить исследование зависимости системы от значений входных параметров так же, как и для чисто аналитического случая.

Для получения решения выпишем аналог системы (1.27) в двумерной области, какой она была бы без разделения переменных (1.7). Имеем:

$$\begin{cases} \dot{\zeta}_c = \hat{v}_{yc}^1 v_0 \cos(kx) + \hat{v}_{yc}^2 \rho_c g \zeta_c + \hat{v}_{yc}^3 \Delta \rho g \zeta_m + C_e \zeta_{c,x}, \\ \dot{\zeta}_m = \hat{v}_{ym}^1 v_0 \cos(kx) + \hat{v}_{ym}^2 \rho_c g \zeta_c + \hat{v}_{ym}^3 \Delta \rho g \zeta_m \end{cases}, \quad (2.6)$$

Хотя система уравнений (2.6) построена в отсутствие предположения о её латеральной гармоничности, отметим, что латеральная периодичность сохраняется.

Решение поставленной задачи ищется следующим образом. Непосредственно решить численно систему (2.6) нельзя, т.к. коэффициенты наподобие $\hat{v}_{yc}^2$ вводились в системе (9) для строго определённой частоты k , здесь же они, в общем-то, представляют собой функции x -координаты (или пространственной частоты k), что можно записать в виде (сохраняя за базовой частотой системы k обозначение k_0):

$$\begin{cases} \dot{\zeta}_c(k) = \hat{v}_{yc}^1 v_0 \cos(k_0 x) + \hat{v}_{yc}^2(k) \rho_c g \zeta_c(k) + \hat{v}_{yc}^3(k) \Delta \rho g \zeta_m(k) + C_e \zeta_c(k)_{,x}, \\ \dot{\zeta}_m(k) = \hat{v}_{ym}^1 v_0 \cos(k_0 x) + \hat{v}_{ym}^2(k) \rho_c g \zeta_c(k) + \hat{v}_{ym}^3(k) \Delta \rho g \zeta_m(k). \end{cases},$$

Предлагается следующая численная (методом конечных разностей) методика решения (2.6):

1. На шаге i по времени рассчитываются коэффициенты разложения в ряд Фурье $\zeta_c(k_j)$ и $\zeta_m(k_j)$, где $j = 1, \dots, j_{max}$, где j_{max} – количество членов разложения в ряд.

2. Рассчитывается $\zeta_c(k)_{,x} = \sum_j \zeta_c(k_j)_{,x} = -jk_j \sum_j \zeta_c(k_j)$, где $\zeta_c(k_j)$ рассчитываются на предыдущем этапе.

3. Полученные величины вставляются в систему (2.6), где производные заменены конечными разностями, откуда выражаются и рассчитываются $\zeta_m(k)$ и $\zeta_c(k)$ на $i+1$ шаге по времени:

$$\begin{cases} \zeta_{ci+1} = \zeta_{ci} + \Delta_t (\hat{v}_{yc}^1 v_0 \cos(k_0 x) + \sum_j (\hat{v}_{yc}^2(k_j) c_c g \zeta_{ci}(k_j) + \hat{v}_{yc}^3(k_j) \Delta \rho g \zeta_{mi}(k_j) - j k_j C_e \zeta_c(k_j))) \\ \zeta_{mi+1} = \zeta_{mi} + \Delta_t \left(\hat{v}_{ym}^1 v_0 \cos(k_0 x) + \sum_j \left(\hat{v}_{ym}^2(k_j) \rho_c g \zeta_{ci}(k_j) + \hat{v}_{ym}^3(k_j) \Delta \rho g \zeta_{mi}(k_j) \right) \right). \end{cases},$$

Далее полученные функции ζ_{ci+1} и ζ_{mi+1} используются как входные на этапе 1 и так далее, до завершения расчёта. Параметры $\hat{v}_{yc}^2(k_j)$ и подобные рассчитываются единожды, как решения задачи, представленной в предыдущем разделе. Δ_t здесь – шаг по времени разностной схемы. Отметим, что эродированный на каждом шаге материал распределяется (в виде соответствующей добавки к первому члену) в зоне опускания, что обеспечивает сохранение совокупной массы вещества земной коры.

Само решение базовой задачи строиться подобным образом, как в предыдущем случае, с тем различием, что строиться отдельно для каждой частоты k_j , после чего ищется суперпозиция по всем рассчитанным частотам, представляющая искомое решение. Результаты и их анализ представлены в следующем разделе.

Результаты моделирования будут, в первую очередь, рассматриваться с точки зрения особенностей формирующегося напряжённого состояния в земной коре, т.е. анализироваться будут преимущественно кинематические характеристики эволюции моделей. Среди таких наиболее важной являются ориентации главных осей тензора напряжений. Это один из наиболее информативных параметров, получаемый по результатам тектонофизических реконструкций, который мало зависит от локальных особенностей структур. Так как данное исследование ведётся в двумерной постановке, то достаточно

ориентации одной оси, примем в качестве неё ось максимального девиаторного сжатия σ_3 . На рисунке 2.6 оси σ_3 выводятся справа поверх поля значений максимального касательного напряжения, слева даётся геометрия течения вещества моделей – наиболее важная кинематическая характеристика. Модели экзогенных процессов являются модификациями базовой модели эпиплатформенного орогенеза, описанного в первом разделе, результаты представлены для следующих её параметров: расстояние между хребтами $L = 120$ км, мощности мантийной литосферы и земной коры $h_m = 60$ км, $h_c = 40$ км, плотности: $\rho_m = 3.1$ г/см³, $\rho_c = 2.7$ г/см³, вязкости: $\eta_m = 3.3 \cdot 10^{20}$, $\eta_c = 3.3 \cdot 10^{22}$, модули объёмного сжатия: $K_m = 90$ кБар, $K_c = 30$ кБар. Скорость астеносферной конвекции $v_0 = 1$ дм/год. Коэффициенты эрозии задаются так, чтобы скорость сноса геоматериала для формирующихся амплитуд рельефа не превышала 1 мм/год (мягкая эрозия).

Заметим, что выбранная мощность модели, равная мощности литосферы, не дает возможности учета влияния на изостазию скачка плотности, наблюдаемого на границе литосфера-астеносфера. Однако это скачек плотности (0.02-0.03 Г/см³) на порядок ниже скачка плотности на границе кора-мантия (0.3-0.4 Г/см³) и в случае аномально разогретой мантии что вероятно имеет место для внутриконтинентальных орогенов, он может быть еще меньше или даже стать отрицательным (инверсия плотности).

Рассмотрим сначала структуру эволюции модели в целом. Её схема представлена на рисунке 1.7 раздела 1.3.2. Изначально участок модели под нисходящим конвективным током испытывает прогиб (аналогично воздыманию под восходящим). Далее, с течением времени начинают проявляться изостатические процессы и под действием гравитационных сил, происходит выравнивание прогиба дневной поверхности (при продолжающемся погружении Мохо и нижележащего слоя), которое затем сменяется воздыманием, т.е. происходит инверсия вертикальных движений поверхности. Хотим обратить внимание на то, что в модели,

рассматриваемой в работе [Михайлов, Тимошкина, 2006] подобной инверсии вертикальных движений поверхности не получено. Это связано с тем фактом, что нелинейный процесс влияния изостазии на течение в литосфере за счет применения упрощений теории Слёзкина был заменен на линейный с директивным требованием выполнения изостазии на каждом шаге численного расчета.

При наличии эрозионной модели учёта экзогенных процессов ситуация несколько сложнее. Рельеф постепенно теряет исходную гармоническую симметрию. Уже по прошествии первых 10 млн. лет (первая кривая на рисунке. 2.6) дно прогиба несколько выполаживается, что происходит из-за давления поступающих осадков, тогда как поднятие, напротив, приобретает «заострённую» форму близ вершины, что объясняется постепенным ростом

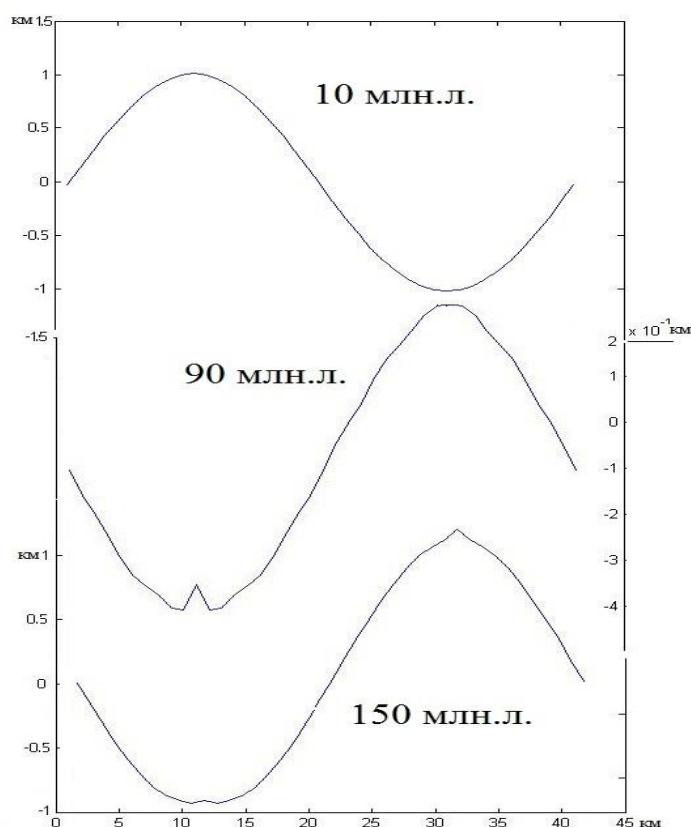


Рис. 2.6. Срезы рельефа поверхности модели на трёх принципиальных этапах её эволюции.

градиента рельефа поверхности в сторону от вершины, за счёт чего эрозия выполаживает данный участок. Далее, где градиент изначально близок к

постоянному, эрозия действует равномерно, сохраняя исходную форму. В результате поднятие разделяется на склоновую часть и вершину, отделённую от первого перегибом. Далее такой вид как поднятия, так и впадины сохраняется до того момента (~75 млн. лет), когда происходит изостатическое выравнивание исходного прогиба. Отметим, что подобная форма рельефа в большей степени соответствует наблюдаемой у реальных орогенов, чем гармоническая у денудационной модели. После изостатической инверсии (2 и 3 кривые на рисунке 2.6) наблюдается, в общем-то, сходная картина, что и на доинверсионной стадии, положение поднятий и впадин взаимозаменяется, но имеется ещё одна особенность – в центральной зоне впадины остаётся реликт доинверсионного хребта в виде малого рудиментарного поднятия, которое эрозия не срезает, а поддерживает в той же форме, что и центральную зону поднятия. Отметим, что и эта особенность наблюдается во многих впадинах центральноазиатских орогенов.

Рассмотрим теперь строение формирующегося поля течения. Для эрозионной модели видим качественные отличия от денудационной (раздел 2.2.1): ячейки неизометричны, вытянуты по вертикали, причём центр погружен на 35 км (практически у Мохо). Сами ячейки слабо разомкнуты близ поверхности, однако между ними формируется зона мощного, высокоскоростного нисходящего/восходящего потока, имеющего практически плоскую форму. Скорости в таких областях почти равномерно выдержаны по вертикали и заметно превышают таковые для денудационной модели – в центре восходящего тока 3 мм/год близ Мохо, 2.2 мм/год близ поверхности, в среднем – 2.8 мм/год, что на порядок превышает полученные значения для первой модели (напомним, что скорость базового астеносферного возмущения одинакова и равна 1 дм/год). Формирование подобных плоских потоков связано с интенсивной эксгумацией склоновых областей поднятия, что выравнивает скорости течения в восходящем коровом потоке, максимум скорости которого изначально жёстко привязан к центру

воздымания (аналогично для впадин, здесь имеется дополнительное погребение бортов впадины).

Рассмотрим теперь, как столь различное поведение моделей проявляется в поле напряжений (рисунки 2.7, 2.8). Для эрозионной модели получена полностью иная ситуация, чем для денудационной. В плоских потоках наблюдается обратный по отношению к результатам тектонофизических реконструкций геодинамический тип напряжённого состояния – в зоне постинверсионного поднятия – латеральное растяжение, тогда как в зоне погружения – сжатия. «Правильные» ориентации имеются лишь в переходной области сочленения плоского корового потока с конвективными мантийными полуячейками близ Мохо, что, впрочем, не играет особой роли. Сами напряжения, при этом, как и скорости течения, значительно выше, чем для денудационной модели – в среднем в коре около 300 МПа, а в области локальных максимумов – более 400 МПа.

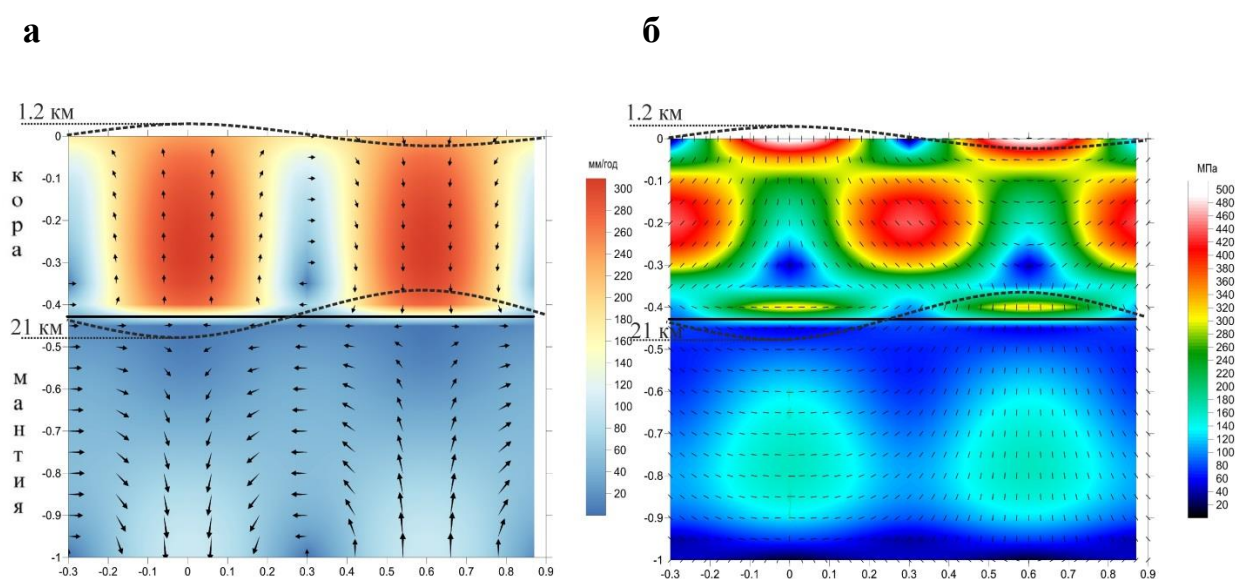


Рис. 2.7. Задача о деформации литосферы под влиянием астеносферной конвекции с экзогенным процессом по эрозионной модели. В левой колонке (а) абсолютные значения вектора скорости течения, с нанесёнными поверх ориентациями вектора скорости. В правой колонке (б) максимальные касательные напряжения, с нанесёнными поверх ориентациями оси σ_3 .

Полученные результаты доказывают, что для одного и того же эндогенного геодинамического процесса влияние экзогенных факторов весьма существенно. При различном только виде экзогенных процессов в представленных моделях менялась кардинально не только геометрия, но и абсолютные значения формирующегося напряжённо-деформированного состояния. Влияние экзогенных процессов распространялось при этом вплоть до границы кора/литосфера, что не позволяет рассматривать их в качестве локальных, «приповерхностных» факторов. При этом здесь вовсе не утверждается, что рассмотренные в данной работе модели – эрозионная и денудационная – достаточны для описания влияния этих факторов. В разных

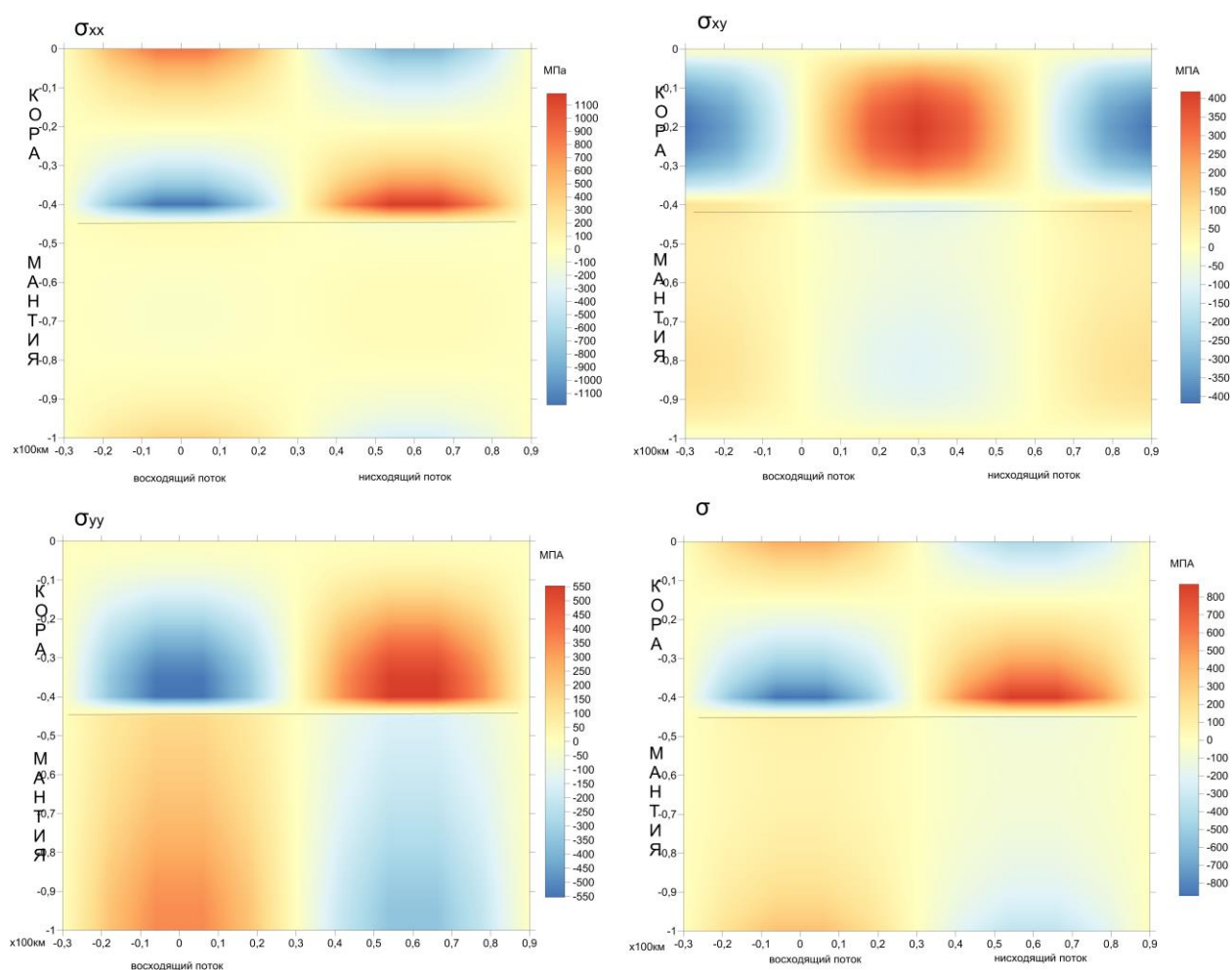


Рис. 2.8. Задача о деформации литосферы под влиянием астеносферной конвекции с экзогенным процессом по эрозионной модели. В левой колонке горизонтальные и вертикальные нормальные напряжения. В правой колонке касательные напряжения и шаровая часть тензора напряжений.

структурах, в той или иной пропорции, действуют обе эти модели, кроме того, действуют другие, существенные на рассматриваемых временах (первые и первые десятки млн. лет) факторы, важнейший из которых – латеральный снос геоматериала крупными реками.

2.3. Денудационный механизм формирования аномальных напряжений горизонтального сжатия

Опишем кратко предлагаемый механизм формирования аномальных напряжений горизонтального сжатия (подробнее см. [Ребецкий, 2008]). Верхние области коры в случае действия только силы тяжести находятся в чисто упругом напряжённом состоянии. Отношение напряжений σ_{xx} к σ_{zz} равно $\nu/(1-\nu)$, где ν – коэффициент Пуассона. С глубиной давление, связанное с гравитационным напряжённым состоянием, достигает уровня, при котором среда переходит в закритическое состояние. Согласно Николаевскому [1983] уровень напряжений, при котором развивается истинная (дислокационная) пластичность достигается на глубине Мохо, выше же в среде накапливаются разномасштабные разнонаправленные разрывные нарушения и деформация среды реализуется за счёт подвижек по данным нарушениям, причём подобное движение достаточно схоже с пластическим течением и в тектонофизике оно названо катакластическим, а в геомеханике псевдопластическим.

Таким образом, на некоторой глубине, которая в зависимости от состава, флюидонасыщенности и других параметров среды определяется примерно равной 1-2 км, имеет место переход в закритическое состояние. Здесь за счёт катакластического течения отношение напряжений σ_{xx} и σ_{zz} больше чем $\nu/(1-\nu)$ и с увеличением глубины приближается к 1. Если в результате денудационных процессов рассматриваемый участок среды будет

испытывать восходящее движение, перемещаясь в области низких давлений, то в нем происходит разгрузка, которая произойдёт по упругому закону. В условиях горизонтального стеснения вещества коры это приведёт к формированию остаточных напряжений горизонтального сжатия (точная аналитическая формула величины последних приведена в [Ребецкий, 2008]). Таким образом, денудационно-аккумулятивные процессы могут привести к формированию искомых аномальных напряжений в верхней коре, если, конечно, амплитуда денудации достигает определённого уровня.

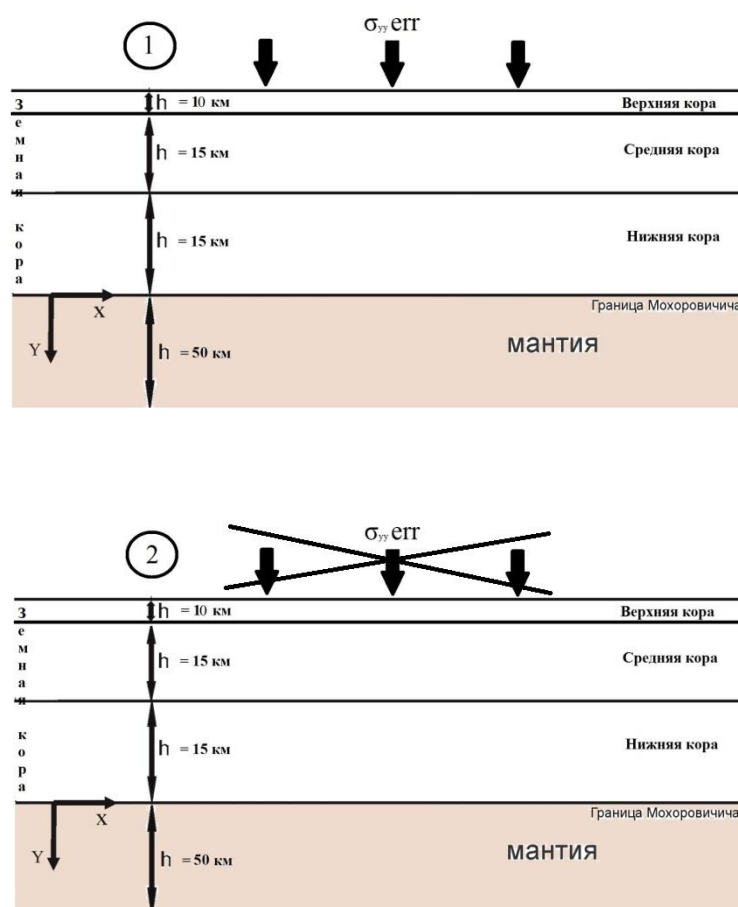


Рис. 2.9. Схема задачи денудации поверхности для упруго-пластического тела. Этапы нагрузки в численной модели.

2.3.1. Методика численного геомеханического моделирования. Схема и характер нагружения

Опишем кратко методику исследования формирования напряженного состояния в верхних горизонтах коры, испытывающих денудацию поверхности. Исследование ведётся методом численного моделирования. Созданы несколько моделей участков континентальной литосферы и один – субдукционной зоны, в которых вводятся денудационные (и, если требуется, аккумулятивные) процессы требуемого вида и строения. Для численного расчёта используется конечно-разностная схема по методике Ю.П. Стефанова [Стефанов, 2005], которая представляет собой модифицированную для применения в задачах геомеханики схему Уилкинса [Wilkins, 1972]. В рамках данного подхода тела модели являются упруго-пластическими, причём используется специально адаптированных для геосреды неассоциированный закон пластического течения Друккера-Прагера-Николаевского. Модель – двумерная. Тип напряжённого состояния – плоская деформация.

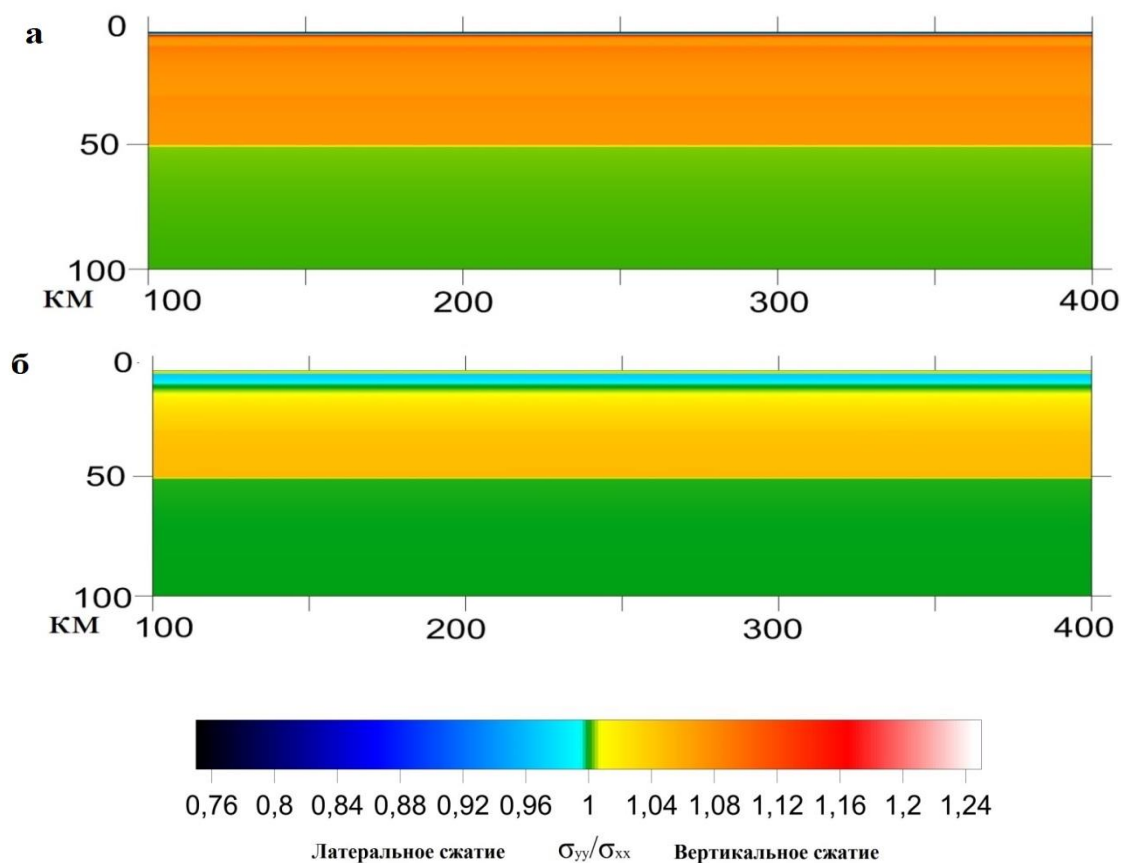


Рис. 2.10. Задача о денудации поверхности в модели упруго-пластического тела. Распределение по глубине отношения горизонтальных и вертикальных нормальных напряжений. а – до денудации, б – после.

Схема модели представлена на рисунке 2.9. Денудация вводится следующим образом: на первом этапе рассчитывается нормальное гравитационное напряжённое состояние. Далее на дневной поверхности задаются дополнительные σ_{zz} напряжения, амплитуда которых соответствует мощности денудированного слоя (берётся 0.5 – 1.0 км). Наконец, на последнем этапе, напряжения снимаются, после чего формируются искомые аномальные напряжения в верхней части модели. Упруго-прочностные параметры слоёв модели были подобраны следующим образом: плотности верхней мантии, нижней, средней и верхней коры взяты равными 3.1, 2.7, 2.5, 2.3 г/см³ соответственно. Скорости р-волны: 7.9, 6.7, 6.2, 5.6 км/с. Когезия: 50, 30, 15 и 3 Бар, коэффициент угла внутреннего трения брался 0 в мантии и 0.1 в коре. Коэффициент Пуассона во всех слоях брался равным 0.25. Мантия рассматривалась как тело Мизеса, кора – Друккера-Прагера-Николаевского.

Проведённая серия численных экспериментов показала пригодность рассматриваемого физического механизма для объяснения формирования аномальных напряжений горизонтального сжатия и позволила установить некоторые закономерности данного процесса. Для формирования значимых по мощности областей превышения горизонтальных нормальных напряжений над вертикальными требовалась амплитуда денудации от 0.5 км и более. При этом формировались аномальные напряжения по амплитуде равные первым десяткам МПа (точное значение в зависимости от параметров нагружения и прочностных свойств коры модели). При амплитуде денудации от 1 км в модели I формировался слой мощностью более 3 км, где σ_{xx}

напряжения превышали вертикальные, т.е. здесь имеет место режим горизонтального сжатия.

Следует отметить, что существуют проблемы численного расчета упруго-пластических задач, в которых размеры областей закритического состояния превышают 20% объема. В решаемой задаче 90% объема находится в закритическом состоянии на стадии нагружения массовыми силами. Области, оставшиеся в упругом состоянии, примыкают к поверхности. В процессе денудации поверхности закритическое состояние захватывает еще большие области, за счёт роста общего уровня напряжений при генерации аномальных. Таким образом, существуют сложности в создании режима горизонтального сжатия в пределах слоя большего, чем 3 км. Однако полученный результат следует рассматривать как подтверждение аналитического решения по оценке остаточных напряжений горизонтального сжатия, которое было получено в работе [Ребецкий, 2008].

На рисунке 2.10 представлено строение формирующегося напряжённого состояния в модели I, а именно – отношение вертикальных и горизонтальных нормальных напряжений, при переходе среды в закритическое состояние этот параметр, как указывалось выше, постепенно принимает значение 1. Если он меньше единицы, мы имеем искомое аномальное состояние с сильным превышением уровня напряжений горизонтального сжатия над гравитационным. В зависимости от латерального распределения интенсивности денудационных (либо ещё и аккумулятивных) процессов данный слой может иметь сложную геометрию.

2.4. Учёт влияния для вязкой модели упругой сжимаемости

Описанный в предыдущем разделе механизм формирования аномальных напряжений горизонтального сжатия является показательным примером тех процессов, которые не учитываются в вязких моделях, в отличие от упруго-

пластических. Тем не менее, ввод в вязкую модель упругой составляющей, переход к упруго-вязкой модели, уже компенсирует некоторые недостатки подхода с использованием чисто вязких моделей. Поэтому здесь будет добавлена упругость в вышеописанные аналитические модели.

В данном разделе представлено расширение полученного в предыдущей главе решения путём учета в вязкой модели упругой сжимаемости. При этом данный подход не вполне отвечает переходу в модели от тела линейно вязкого тела Ньютона к упруго-вязкому телу Максвелла, т.к. учитывается только упругая составляющая, обусловленная с массовыми силами. Идея такого подхода связана с тем, что в процессе вязкого течения в поле силы тяжести упругим изменением объема, вызванным самим течением, можно пренебречь в сравнении с изменением объема, определяемого массовыми силами.

В такой постановке в восходящей ветви конвекции должно происходить упругая разгрузка вещества, сжатого на больших глубинах. Следствием этого будет увеличение объема вещества в восходящей ветви из-за чего здесь должны возникать дополнительные горизонтальные сжимающие напряжения, отсутствовавшие в модели вязкого течения для тела Ньютона. Соответственно в нисходящей ветви конвекции должны возникать растягивающие напряжения.

В рамках такого вязко-упругого тела решение краевой задачи задаётся системой уравнений [Ребецкий, 2011]:

$$\sigma_{ij,j} = 0, \quad (2.7)$$

$$\sigma_{ij} = \sigma \delta_{ij} + \eta(v_{i,j} + v_{j,i} + \delta_{ij} \dot{\theta}_{\Delta\rho}), \quad (2.8)$$

$$v_{i,i} = -\dot{\theta}_{\Delta\rho}, \quad i, j = x, y, \quad (2.9)$$

$$\dot{\theta}_{\Delta\rho} = \rho g v_y / K,$$

$$\gamma_i = \left(-\left(\frac{\rho g}{K}\right) \pm \sqrt{\left(\frac{\rho g}{K}\right)^2 + 4k^2} \right), \quad i = 3, 4.$$

В выражениях (2.8) – (2.9) знаки скорости объемной деформации записаны для вертикальной оси, противоположной вектору силы тяжести.

Система (2.7) – (2.9) стандартными выкладками сводиться к единому уравнению (Навье – Стокса), в данном случае принимающему следующий вид:

$$v_{y,k,k,j,j} + \rho g v_{y,y,j,j}/K = 0, \quad i, j, k = x, y, \quad (2.10)$$

Или же:

$$\frac{d^4 v_y}{dy^4} + \rho g \frac{d^3 v_y}{dy^3}/K - k^2 \frac{d^2 v_y}{dy^2} - k^2 \rho g \frac{d v_y}{dy}/K = 0.$$

Промежуточные выкладки (дифференцируя (2.8) по j и суммируя):

$$\sigma_{,i} = -\eta(v_{i,j,j} + v_{j,i,j} + \rho g v_{y,i}/K).$$

$$\sigma_{xy} = 2\eta(v_{x,y} + v_{y,x})$$

$$\sigma_{,xx} = -2\eta \left(\Delta_{\Gamma} v_{y,x} + 2 \frac{\rho g}{K} v_{y,xx} \right). \quad (2.11)$$

$$\sigma_{xy,x} = 2\eta \left(\Delta_{\Gamma} v_y + \frac{\rho g}{K} v_{y,x} \right).$$

Соответственно, беря (2.9) и интегрируя по x, окончательно получим:

$$v_x = -k^{-1}(\rho g v_y/K + \frac{d v_y}{dy}),$$

$$\sigma = -\eta(k^{-2}(\frac{d^3 v_y}{dy^3} + \rho g \frac{d^2 v_y}{dy^2}/K - k^2 \frac{d v_y}{dy} - k^2 \rho g v_y/K)),$$

$$\sigma_{xy} = -\eta k^{-1} \left(\frac{d^2 v_y}{dy^2} + \rho g \frac{d v_y}{dy}/K + k^2 v_y \right),$$

$$\sigma_{yy} = \eta(-k^{-2}(\frac{d^3 v_y}{dy^3} + \rho g \frac{d^2 v_y}{dy^2}/K) + 4 \frac{d v_y}{dy} + 2 \rho g v_y/\eta K).$$

Аналитический вид полученных в итоге компонент:

$$\tilde{v}_x = -C_1 \left(ch\chi + \left(\frac{\rho g}{kK} \right) sh\chi \right) - C_2 \left(sh\chi + \left(\frac{\rho g}{kK} \right) ch\chi \right) - C_3 \left(\left(\frac{\rho g}{kK} \right) + \gamma_3 \right) \exp(\gamma_3 y) - C_4 \left(\left(\frac{\rho g}{kK} \right) + \gamma_4 \right) \exp(\gamma_4 y) ,$$

$$\tilde{v}_y = C_1 sh\chi + C_2 ch\chi + C_3 \exp(\gamma_3 y) + C_4 \exp(\gamma_4 y) ,$$

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_{xy} = & \eta k \left(-C_1 \left(2sh\chi + \left(\frac{\rho g}{kK} \right) ch\chi \right) - C_2 \left(2ch\chi + \left(\frac{\rho g}{kK} \right) sh\chi \right) + \right. \\ & \left. + \frac{C_3 \left(k^2 + \gamma_3^2 + \gamma_3 \left(\frac{\rho g}{K} \right) \right) \exp(\gamma_3 y)}{k^2} + \frac{C_4 \left(k^2 + \gamma_4^2 + \gamma_4 \left(\frac{\rho g}{K} \right) \right) \exp(\gamma_4 y)}{k^2} \right) , \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_{xx} = & \eta k \left(-C_1 \left(2ch\chi + \left(\frac{\rho g}{kK} \right) sh\chi \right) - C_2 \left(2sh\chi + \left(\frac{\rho g}{kK} \right) ch\chi \right) - C_3 \left(0.5 \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) + \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4k^2 \right)^{0.5} \right) k^{-1} \right) \right. \\ & \left(1 + \left(0.5 \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) + \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4k^2 \right)^{0.5} \right) k^{-1} \right) \left(\frac{\rho g}{kK} \right) + \left(0.5 \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) + \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4k^2 \right)^{0.5} \right) k^{-1} \right)^2 \right) \cdot \exp \left(\left(0.5 \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) + \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4k^2 \right)^{0.5} \right) y \right) \right) - C_4 \left(0.5 \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) + \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4k^2 \right)^{0.5} \right) k^{-1} \right) \right. \\ & \left(1 + \left(0.5 \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) - \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4k^2 \right)^{0.5} \right) k^{-1} \right) \left(\frac{\rho g}{kK} \right) + \left(0.5 \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) - \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4k^2 \right)^{0.5} \right) k^{-1} \right)^2 \right) \exp \left(\left(0.5 \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) - \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4k^2 \right)^{0.5} \right) y \right) \right) \right) \cos(kx) ; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_{yy} = & \eta k \left(C_1 \left(2ch\chi + \left(\frac{\rho g}{kK} \right) sh\chi \right) + C_2 \left(2sh\chi + \left(\frac{\rho g}{kK} \right) ch\chi \right) + C_3 \left(\left(0.5 \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) + \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4k^2 \right)^{0.5} \right) k^{-1} \right) \right. \right. \\ & \left. \left(1 + \left(0.5 \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) + \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4k^2 \right)^{0.5} \right) k^{-1} \right) + \left(\frac{\rho g}{kK} \right) \right) \left(2 - \left(0.5 \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) + \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4k^2 \right)^{0.5} \right) k^{-1} \right)^2 \right) \right) \cdot \exp \left(\left(0.5 \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) + \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4k^2 \right)^{0.5} \right) y \right) \right) + C_4 \left(\left(0.5 \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) - \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4k^2 \right)^{0.5} \right) k^{-1} \right) \right. \right. \\ & \left. \left(1 + \left(0.5 \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) - \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4k^2 \right)^{0.5} \right) k^{-1} \right) + \left(\frac{\rho g}{kK} \right) \right) \left(2 - \left(0.5 \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) - \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4k^2 \right)^{0.5} \right) k^{-1} \right)^2 \right) \right) \exp \left(\left(0.5 \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) - \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4k^2 \right)^{0.5} \right) y \right) \right) \right) \cos(kx) . \end{aligned}$$

Решается краевая задача:

$$1,2 \quad \tilde{v}_x = v_{0x} , \quad \tilde{v}_y = v_{0y} , \quad (\text{нижняя граница})$$

$$3,4,5,6 \quad [\tilde{v}_x] = 0 , \quad [\tilde{v}_y] = 0 , \quad [\tilde{\sigma}_{xy}] = 0 , \quad [\tilde{\sigma}_{yy}] = 0 , \quad (\text{внутренняя граница})$$

$$7,8 \quad \tilde{\sigma}_{xy} = 0 , \quad \tilde{\sigma}_{yy} = 0 . \quad (\text{верхняя граница})$$

Соответствующая система ГУ:

$$1: -C_{1l} \left(ch\chi_l + \left(\frac{\rho g}{kK} \right) sh\chi_l \right) - C_{2l} \left(sh\chi_l + \left(\frac{\rho g}{kK} \right) ch\chi_l \right) - C_{3l} \left(\left(\frac{\rho g}{kK} \right) + \gamma_3 \right) \exp(\gamma_3 y_l) - C_{4l} \left(\left(\frac{\rho g}{kK} \right) + \gamma_4 \right) \exp(\gamma_4 y_l) = v_{0x} ,$$

$$2: C_{1l} sh\chi_l + C_{2l} ch\chi_l + C_{3l} \exp(\gamma_3 y_l) + C_{4l} \exp(\gamma_4 y_l) = v_{0y} ,$$

$$3: -C_{1l} \left(ch\chi_c + \left(\frac{\rho g}{kK} \right) sh\chi_c \right) - C_{2l} \left(sh\chi_c + \left(\frac{\rho g}{kK} \right) ch\chi_c \right) - C_{3l} \left(\left(\frac{\rho g}{kK} \right) + \gamma_3 \right) \exp(\gamma_3 y_c) - C_{4l} \left(\left(\frac{\rho g}{kK} \right) + \gamma_4 \right) \exp(\gamma_4 y_c) = -C_{1c} \left(ch\chi_c + \left(\frac{\rho g}{kK} \right) sh\chi_c \right) - C_{2c} \left(sh\chi_c + \left(\frac{\rho g}{kK} \right) ch\chi_c \right) - C_{3c} \left(\left(\frac{\rho g}{kK} \right) + \gamma_3 \right) \exp(\gamma_3 y_c) - C_{4c} \left(\left(\frac{\rho g}{kK} \right) + \gamma_4 \right) \exp(\gamma_4 y_c) ,$$

$$4: C_{1l} sh\chi_c + C_{2l} ch\chi_c + C_{3l} \exp(\gamma_3 y_c) + C_{4l} \exp(\gamma_4 y_c) = C_{1c} sh\chi_c + C_{2c} ch\chi_c + C_{3c} \exp(\gamma_3 y_c) + C_{4c} \exp(\gamma_4 y_c) ,$$

$$5: (\eta_l/\eta_c) \left(-C_{1l} \left(2sh\chi_c + \left(\frac{\rho g}{kK} \right) ch\chi_c \right) - C_{2l} \left(2ch\chi_c + \left(\frac{\rho g}{kK} \right) sh\chi_c \right) + \frac{C_{3l} \left(k^2 + \gamma_3^2 + \gamma_3 \left(\frac{\rho g}{K} \right) \right) \exp(\gamma_3 y_c)}{k^2} + \frac{C_{4l} \left(k^2 + \gamma_4^2 + \gamma_4 \left(\frac{\rho g}{K} \right) \right) \exp(\gamma_4 y_c)}{k^2} \right) = -C_{1c} \left(2sh\chi_c + \left(\frac{\rho g}{kK} \right) ch\chi_c \right) - C_{2c} \left(2ch\chi_c + \left(\frac{\rho g}{kK} \right) sh\chi_c \right) + \frac{C_{3c} \left(k^2 + \gamma_3^2 + \gamma_3 \left(\frac{\rho g}{K} \right) \right) \exp(\gamma_3 y_c)}{k^2} + \frac{C_{4c} \left(k^2 + \gamma_4^2 + \gamma_4 \left(\frac{\rho g}{K} \right) \right) \exp(\gamma_4 y_c)}{k^2} ,$$

$$6: (\eta_l/3_c) \left(C_{1l} \left(2ch\chi_c + \left(\frac{\rho g}{kK} \right) sh\chi_c \right) + C_{2l} \left(2sh\chi_c + \left(\frac{\rho g}{kK} \right) ch\chi_c \right) + C_{3l} \left(\left(\left(\frac{\rho g}{K} \right) + \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4*k^2 \right)^{0.5} * k^{-1} \right) + \left(\left(0.5 * \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) + \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4*k^2 \right)^{0.5} * k^{-1} \right) + \left(\frac{\rho g}{kK} \right) \right) * \left(2 - \left(0.5 * \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) + \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4*k^2 \right)^{0.5} * k^{-1} \right)^2 \right) \right) \right) \right) * \exp \left(\left(0.5 * \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) + \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4*k^2 \right)^{0.5} * k^{-1} \right) * y_c \right) + C_{4l} \left(\left(0.5 * \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) - \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4*k^2 \right)^{0.5} * k^{-1} \right) + \left(\left(0.5 * \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) - \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4*k^2 \right)^{0.5} * k^{-1} \right) + \left(\frac{\rho g}{kK} \right) \right) * \left(2 - \left(0.5 * \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) - \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4*k^2 \right)^{0.5} * k^{-1} \right)^2 \right) \right) \right) \right) * \exp \left(\left(0.5 * \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) - \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4*k^2 \right)^{0.5} * k^{-1} \right) * y_c \right) \right) = C_{1c} \left(2ch\chi_c + \left(\frac{\rho g}{kK} \right) sh\chi_c \right) + C_{2c} \left(2sh\chi_c + \left(\frac{\rho g}{kK} \right) ch\chi_c \right) + C_{3c} \left(\left(\left(\frac{\rho g}{K} \right) + \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4*k^2 \right)^{0.5} * k^{-1} \right) + \left(\left(0.5 * \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) + \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4*k^2 \right)^{0.5} * k^{-1} \right) + \left(\frac{\rho g}{kK} \right) \right) * \left(2 - \left(0.5 * \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) + \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4*k^2 \right)^{0.5} * k^{-1} \right)^2 \right) \right) \right) \right) * \exp \left(\left(0.5 * \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) + \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4*k^2 \right)^{0.5} * k^{-1} \right) * y_c \right) \right) + C_{4c} \left(\left(0.5 * \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) - \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4*k^2 \right)^{0.5} * k^{-1} \right) + \left(\left(0.5 * \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) - \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4*k^2 \right)^{0.5} * k^{-1} \right) + \left(\frac{\rho g}{kK} \right) \right) * \left(2 - \left(0.5 * \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) - \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4*k^2 \right)^{0.5} * k^{-1} \right)^2 \right) \right) \right) \right) * \exp \left(\left(0.5 * \left(-\left(\frac{\rho g}{K} \right) - \left(\left(\frac{\rho g}{K} \right)^2 + 4*k^2 \right)^{0.5} * k^{-1} \right) * y_c \right) \right) \right)$$

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\rho g}{kK}\right) ch\chi_c) + C_{3c} * ((0.5 * (-\left(\frac{\rho g}{K}\right) + ((\frac{\rho g}{K})^2 + 4 * k^2)^{0.5} * k^{-1}) + ((0.5 * (-\left(\frac{\rho g}{K}\right) + ((\frac{\rho g}{K})^2 + 4 * k^2)^{0.5} * k^{-1}) + \left(\frac{\rho g}{kK}\right)) * (2 - (0.5 * (-\left(\frac{\rho g}{K}\right) + ((\frac{\rho g}{K})^2 + 4 * k^2)^{0.5} * k^{-1})^2))) * \exp((0.5 * (-\left(\frac{\rho g}{K}\right) + ((\frac{\rho g}{K})^2 + 4 * k^2)^{0.5} * y_c) + C_{4c} * ((0.5 * (-\left(\frac{\rho g}{K}\right) - ((\frac{\rho g}{K})^2 + 4 * k^2)^{0.5} * k^{-1}) + ((0.5 * (-\left(\frac{\rho g}{K}\right) - ((\frac{\rho g}{K})^2 + 4 * k^2)^{0.5} * k^{-1}) + \left(\frac{\rho g}{kK}\right)) * (2 - (0.5 * (-\left(\frac{\rho g}{K}\right) - ((\frac{\rho g}{K})^2 + 4 * k^2)^{0.5} * k^{-1})^2))) * \exp((0.5 * (-\left(\frac{\rho g}{K}\right) - ((\frac{\rho g}{K})^2 + 4 * k^2)^{0.5} * y_c) , \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 7: -C_{1c} \left(2sh\chi + \left(\frac{\rho g}{kK}\right) \right) + \\ + \frac{C_{3c} \left(k^2 + \gamma_3^2 + \gamma_3 \left(\frac{\rho g}{K}\right) \right)}{k^2} + \frac{C_{4c} \left(k^2 + \gamma_4^2 + \gamma_4 \left(\frac{\rho g}{K}\right) \right)}{k^2} = 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 8: C_{1c}(2) + C_{2c} \left(\frac{\rho g}{kK}\right) + C_{3c} * ((0.5 * (-\left(\frac{\rho g}{K}\right) + ((\frac{\rho g}{K})^2 + 4 * k^2)^{0.5} * k^{-1}) + ((0.5 * (-\left(\frac{\rho g}{K}\right) + ((\frac{\rho g}{K})^2 + 4 * k^2)^{0.5} * k^{-1}) + \left(\frac{\rho g}{kK}\right)) * (2 - (0.5 * (-\left(\frac{\rho g}{K}\right) + ((\frac{\rho g}{K})^2 + 4 * k^2)^{0.5} * k^{-1})^2))) + C_{4c} * ((0.5 * (-\left(\frac{\rho g}{K}\right) - ((\frac{\rho g}{K})^2 + 4 * k^2)^{0.5} * k^{-1}) + ((0.5 * (-\left(\frac{\rho g}{K}\right) - ((\frac{\rho g}{K})^2 + 4 * k^2)^{0.5} * k^{-1}) + \left(\frac{\rho g}{kK}\right)) * (2 - (0.5 * (-\left(\frac{\rho g}{K}\right) - ((\frac{\rho g}{K})^2 + 4 * k^2)^{0.5} * k^{-1})^2))) = 0 . \end{aligned}$$

Данное решение необходимо использовать вместо полученного в предыдущей главе для учёта влияния упругой дилатансии при перемещении вещества литосферы вдоль вертикальной оси. Принципиального влияния на строение полученного решения не наблюдается, основные выводы, сделанные в предыдущей главе, сохраняются (ср. эволюционные кривые на рисунках 2.11 и 2.1). Основным результатом влияния учёта упругой сжимаемости в модели является показанное на рисунке 2.12 заметное изменение наклона осей главного сжатия в верхней части коры. Рассмотрим, для примера, область над нисходящим током. При модуле объёмного сжатия порядка 1 ГПа происходит переход к меньшей субвертикальности оси σ_1 . Это приближает полученное решение к представленным во введении природным данным о напряжённом состоянии эпиплатформенных орогенов.

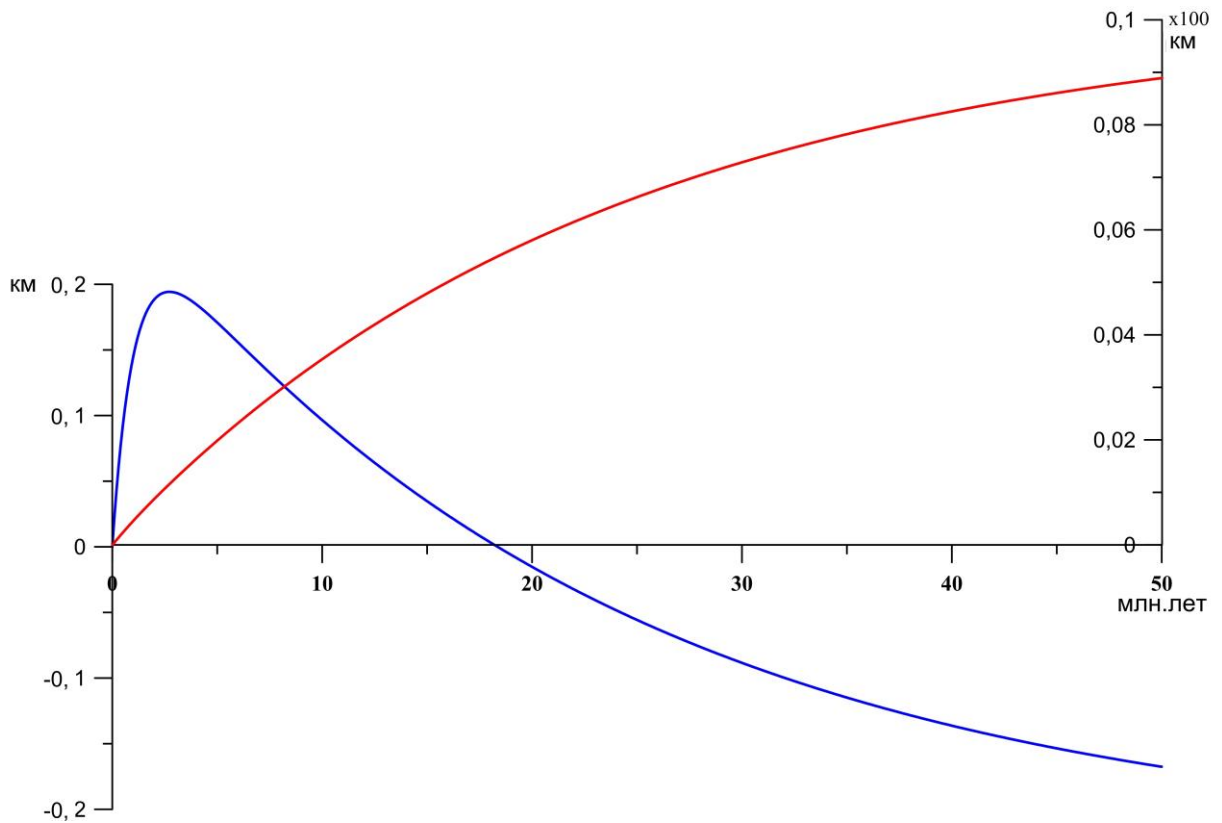


Рис. 2.11. Задача о деформации литосферы под влиянием астеносферной конвекции с учётом упругой сжимаемости. Функции эволюции амплитуды рельефа дневной поверхности (синим цветом, построена относительно левой вертикальной шкалы) и подошвы коры (красным цветом, построена относительно правой вертикальной шкалы).

Отметим, однако, что более заметное влияние, проявляющееся в уменьшении размеров области инверсного напряжённого состояния, описанного в главе 1, раздел 1.3 (верхние 10-15 км, горизонтальное сжатие во впадинах и растяжение в области поднятий), происходит при задании величины модуля объёмного сжатия от 300 МПа и меньше.

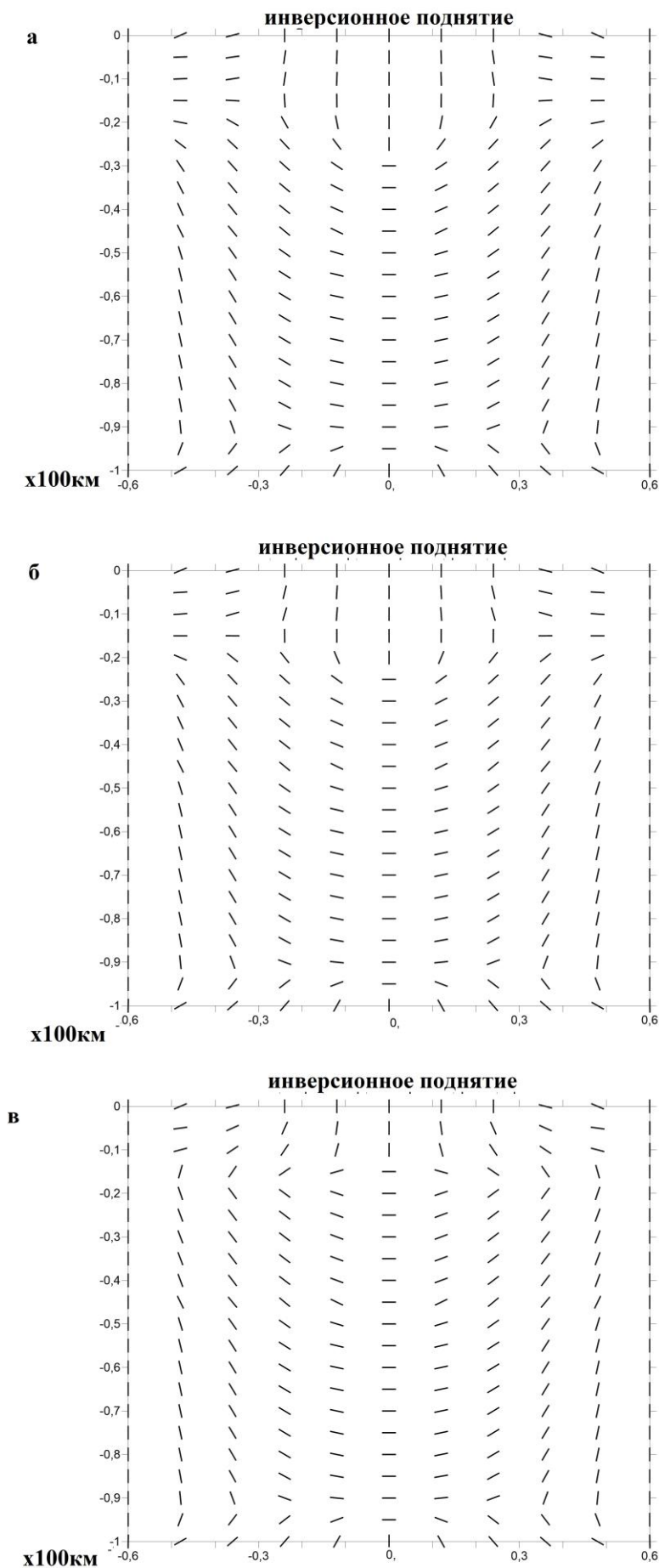


Рис. 2.12. Задача о деформации литосферы под влиянием астеносферной конвекции для модели с введёнными экзогенными процессами и упругой сжимаемостью: Оси максимального сжатия. в) модуль объёмного сжатия в земной коре – 300 МПа; а) **чисто вязкая модель** без экзогенных процессов. Результаты представлены для постинверсионной стадии. На рис. б) представлена задача о деформации литосферы под влиянием астеносферной конвекции **в вязкой модели с денудацией**. На рис. в) результат решения задачи, представленный в текущем разделе с **упругой сжимаемостью и денудацией**.

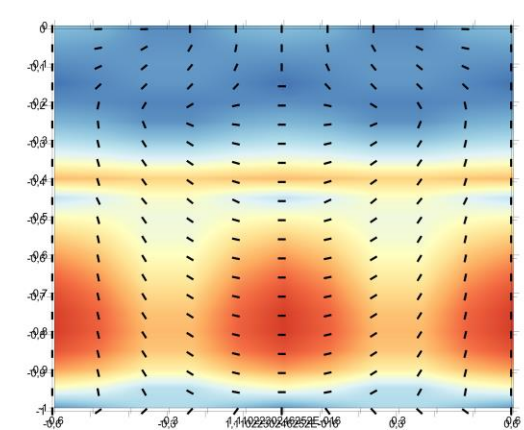
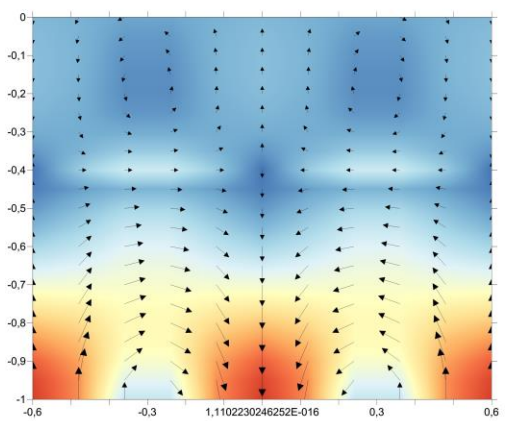
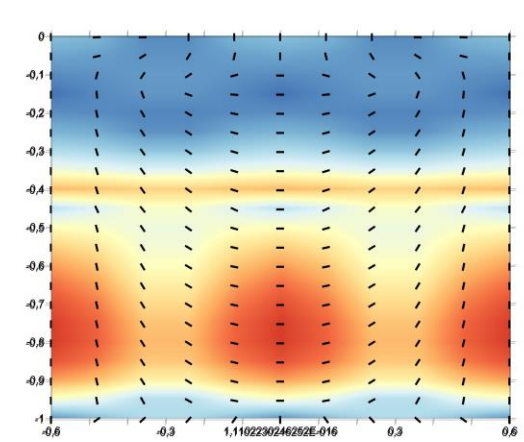
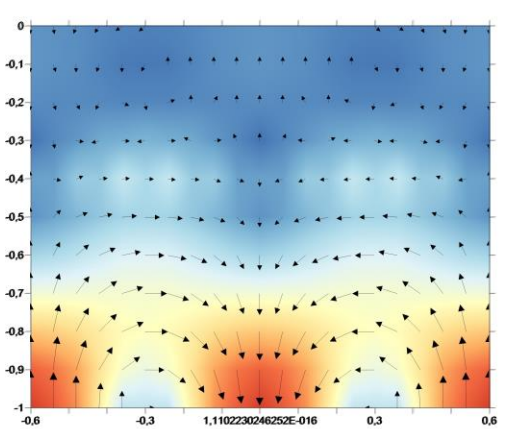
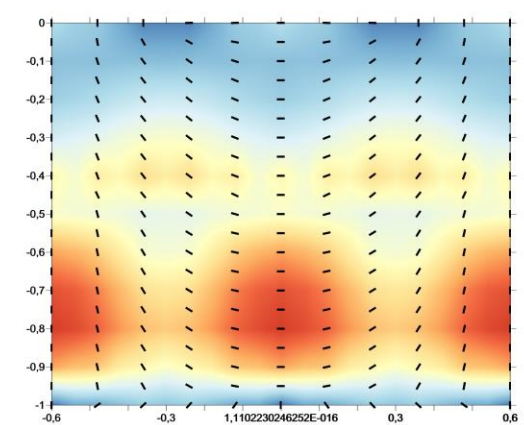
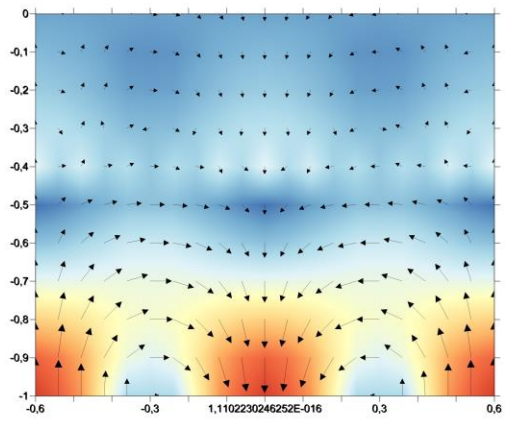
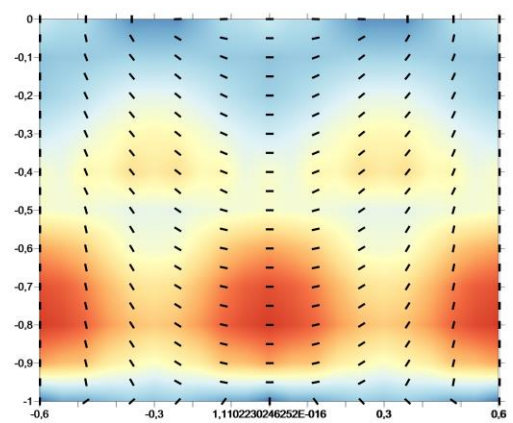
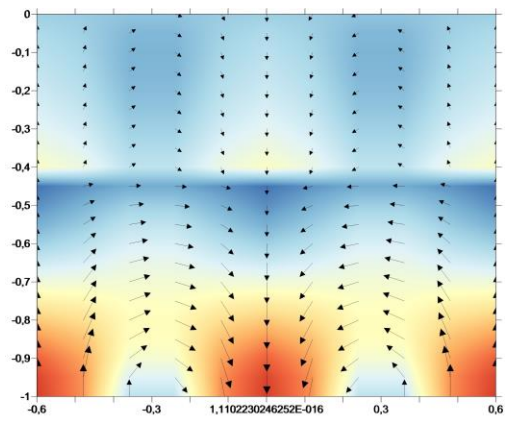


Рис. 2.13. Задача о деформации литосферы под влиянием астеносферной конвекции с экзогенным процессом по денудационной модели, с учётом упругой сжимаемости. В левой колонке абсолютные значения вектора скорости течения, с нанесёнными поверх ориентациями вектора скорости. **Абсолютные значения скорости в коре увеличены в 100 раз.** В правой колонке максимальные касательные напряжения, с нанесёнными поверх ориентациями оси σ_3 . Данные приведены последовательно (сверху вниз) для значений времени **0, 0.5, 10.5, 50** млн.лет.

При 100 МПа и базовом наборе параметров рассматриваемая область сокращается на 5 км, что существенно приближает полученный результат к данным тектонофизических реконструкций. Однако такое значение модуля объёмного сжатия является искусственно заниженным. Полный набор результатов моделирования представлен на рисунках 2.13-2.15. В целом его описание соответствует таковому без учёта упругой сжимаемости, представленному в разделе 2.3, за исключением некоторых особенностей, главнейшая из которых была указана выше.

2.5. Выводы

Модели (денудационная и эрозионная) дали принципиально различные результаты как по строению формирующегося в коре напряжённно-деформированного состояния, так и по абсолютным значениям рассчитанных напряжений. В частности, ориентации главных осей тензора напряжений – основной параметр, получаемый из данных тектонофизических реконструкций природного напряженного состояния, в рассчитанных моделях были практически противоположны.

В качестве основных выводов необходимо отметить следующие:

1. Поверхностные процессы денудации в поднятиях и осадконакопления во впадинах приводят к замедлению формирования рельефа, но сопровождаются при этом ускорением процесса деформации коры и увеличением интенсивности внутрикоровых напряжений.

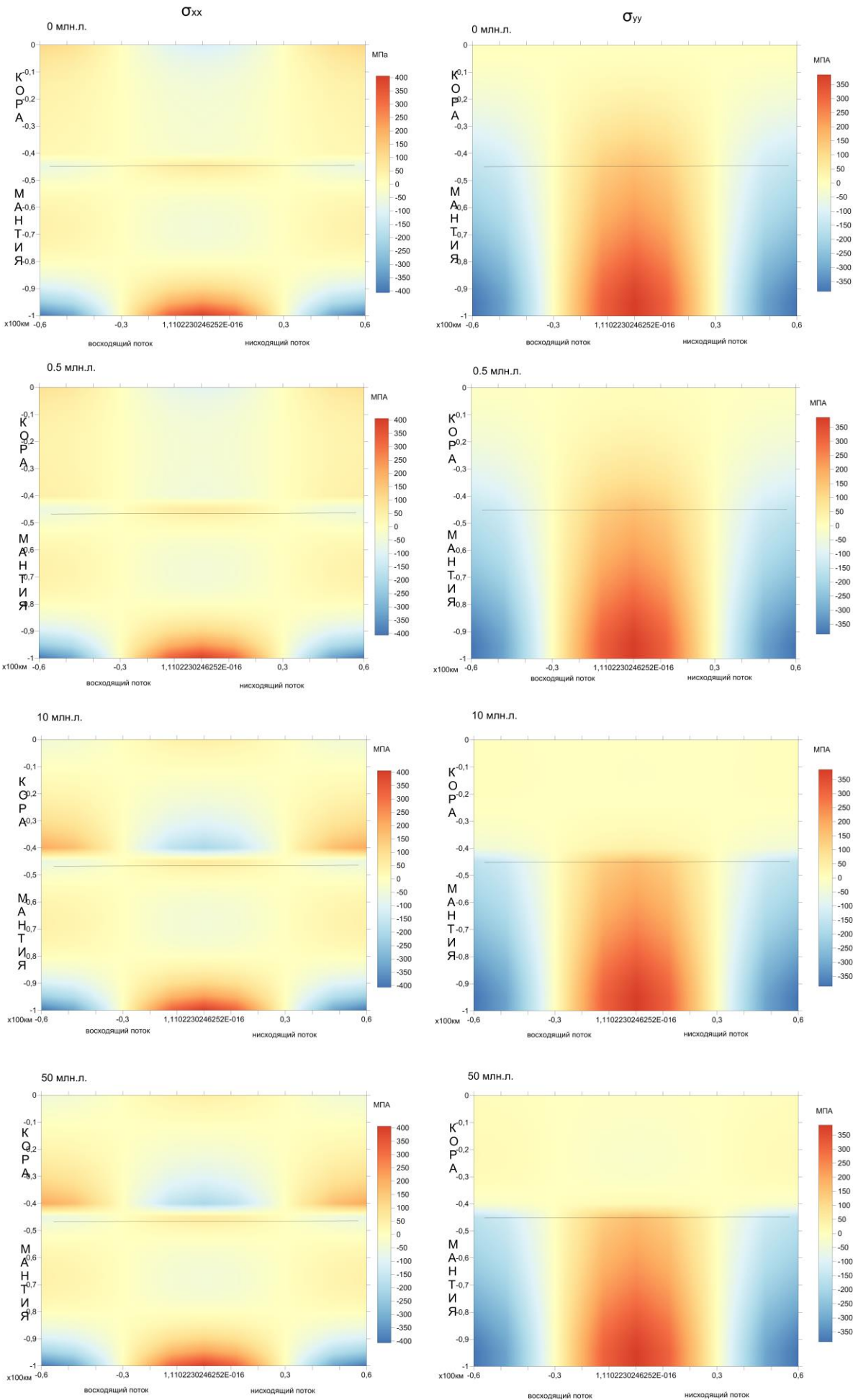


Рис. 2.14. Задача о деформации литосферы под влиянием астеносферной конвекции с экзогенным процессом по эрозионной модели. В левой колонке горизонтальные нормальные напряжения. В правой колонке вертикальные нормальные напряжения

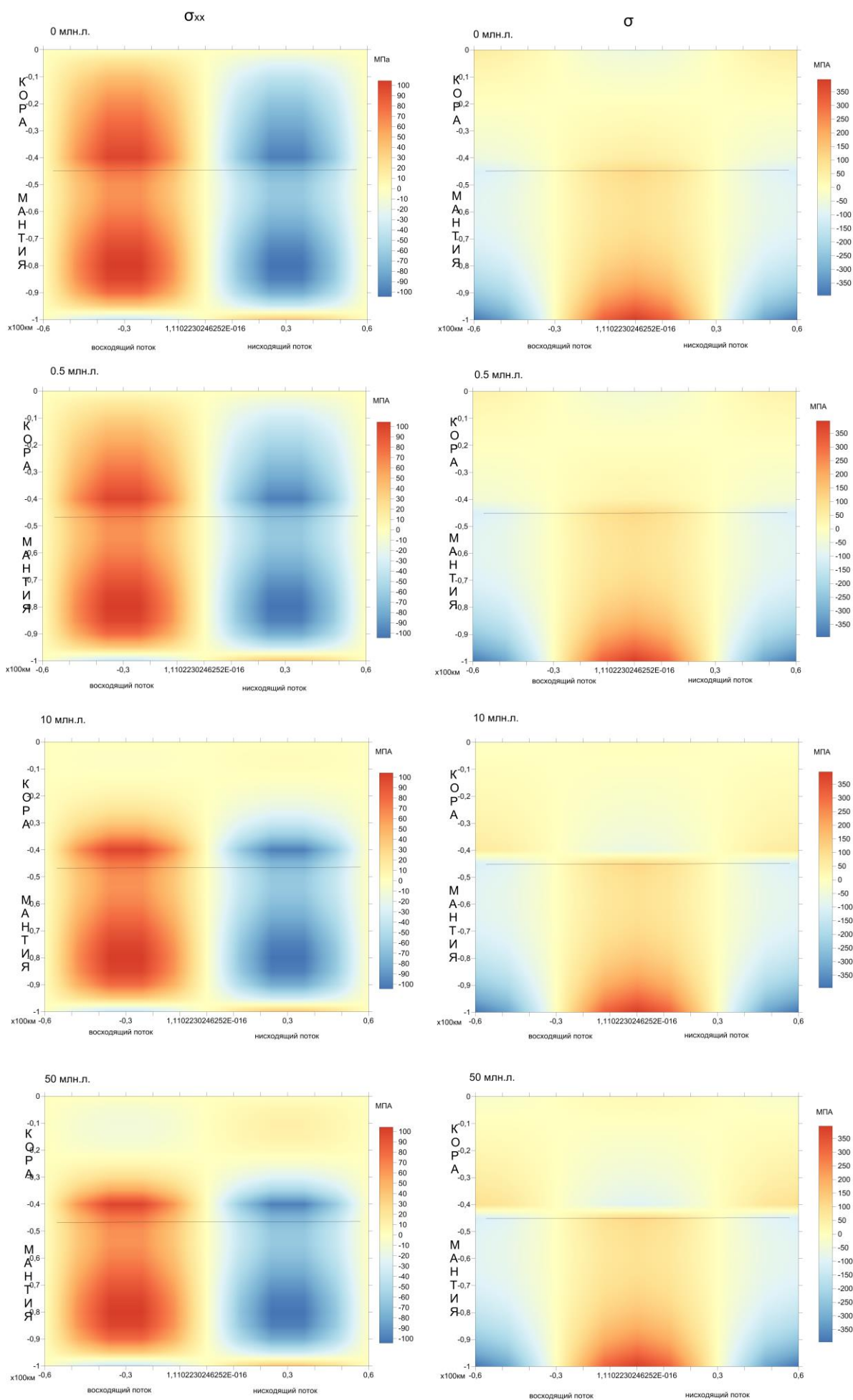
2. Переход от стандартной формы учёта поверхностных процессов денудационного типа, пропорциональной амплитуде рельефа, на эрозию склонов гор, приводит к ещё большему (в пределах порядка) возрастанию скорости деформации коры и созданию геометрии течения блокового типа с резкой сменой знака течения в вертикальном направлении.

3. Показано, что для вязкой реологии коры учет поверхностных процессов модели маломасштабной конвекции приближает распределение напряжений в коре к данным тектонофизической реконструкции природных напряжений (степень соответствия возрастает с менее 60% до 65% в пересчёте на мощность земной коры), а переход к упруго-вязкой модели ещё в большей степени приближает данные моделирования к природным (степень соответствия 70% в пересчёте на мощность земной коры) .

4. Для упруго-пластической модели свойств коры учет поверхностных процессов приводит к появлению в верхней части поднятий (0-5 км) практически повсеместно режима горизонтального сжатия, а в коре прогиба – режима горизонтального растяжения

Отсюда становится возможным сформулировать второе защищаемое положение: поверхностные процессы денудации приводят к замедлению формирования рельефа, но сопровождаются при этом ускорением скорости течения в коре и увеличением интенсивности внутрикоровых горизонтальных сжимающих напряжений при отсутствии внешнего сокращения модели, что подтверждено как в вязких, упруго-вязких, так и в упруго-пластических моделях.

Рис. 2.15. Задача о деформации литосферы под влиянием астеносферной конвекции с экзогенным процессом по эрозионной модели. В левой колонке касательные напряжения. В правой колонке шаровая часть тензора напряжений



Глава 3. Напряжённо-деформированного состояния литосферы в обстановке горизонтального сжатия

Одной из важнейших проблем, с которыми сталкивается тектонофизика при изучении формирования орогенов Центральной (Алтай-Саяны, Тянь-Шань) и Высокой (Тибет, Памир) Азии, является вопрос о роли и степени влияния коллизии Индостана и Евразии на формирования данных структур. Несмотря на обилие как геолого-геофизических данных, так и созданных математических геодинамических моделей, до сих пор дискуссионными остаются следующие вопросы: является ли передача горизонтальных напряжений от коллизионного пояса в глубь Евразии одним из определяющих факторов формирования эпиплатформенных орогенов и, в случае, попытки подобного объяснения, каков конкретный механизм передачи напряжений сжатия, удовлетворяющий имеющимся природным данным, в первую очередь, тектонофизическим. Согласно последним, Центральноазиатские эпиплатформенные орогены в настоящее время не находятся в состоянии доминирующей обстановки горизонтального сжатия, для обширных областей межгорных и внутригорных впадин имеет место обстановка горизонтального растяжения и сдвига соответственно. Для крупных плато Высокой Азии (Восточный Памир, Тибет) и вовсе преобладают обстановки сдвига и растяжения [Ребецкий, Алексеев, 2015]. Эти особенности природного напряжённого состояния требуют количественного объяснения в рамках математических моделей.

В текущей главе представлена математическая модель формирования напряжённо-деформированного состояния, возникающего в условиях потери устойчивости и последующей активной деформации земной коры в условиях горизонтального сжатия. Рассматриваются принципиальные особенности не только пространственного распределения напряженного состояния и его амплитуд, но и некоторые, возникающие в рассматриваемых условиях,

особенности кинематики складчатых поясов. Представленный аналитический расчёт показывает, что полученное в моделях строение напряжённого состояния не соответствует природным данным для орогенов Центральной Азии (Тянь-Шань, Алтае-Саяны). Однако и численные модели также способны лишь воспроизвести геометрию Центральноазиатских орогенов, при том, что напряжённое состояние в подобных моделях так же не соответствует природным данным.

3.1. Постановка и решение краевой задачи для двуслойной коры и мантии

Как уже было сказано, этой главе вязкая реология аппроксимирует реально упруго-пластическое деформирование литосферы. При этом верхняя кора [Николаевский, 1983] находится в закритическом состоянии только зонах разломов, разделяющих ее на блоки, которые могут быть представлены упругим телом. В предыдущей задаче земная кора была представлена единым слоем, в результате чего корректнее было представить её в виде вязкого тела (т.к. верхняя кора составляет относительно небольшую (меньше четверти) часть всей коры). В текущей задаче рассматривается НДС, формирующееся в коре (области формирования эпиплатформенных орогенов Центральной Азии) в обстановке горизонтального сжатия, как результат влияния коллизии плит. В этих условиях основная часть силового воздействия передаётся именно через упругую верхнюю часть коры, поэтому в текущей модели (рисунок 3.1) она фигурирует отдельно.

Этапы решения текущей задачи строятся так же, как и для предыдущей, поэтому здесь мы только кратко обрисуем последовательность построения решения. Деформации верхней коры будут рассматриваться в рамках балочной теории. Считается, что за счёт давления со стороны соседней плиты происходит потеря устойчивости балки при превышении

эйлеровой (первой критической) силы. Для оценки значения этой силы с учетом влияния вязкой коры и мантии можно воспользоваться решением, приведенным в монографии [Schubert et al., 2001].

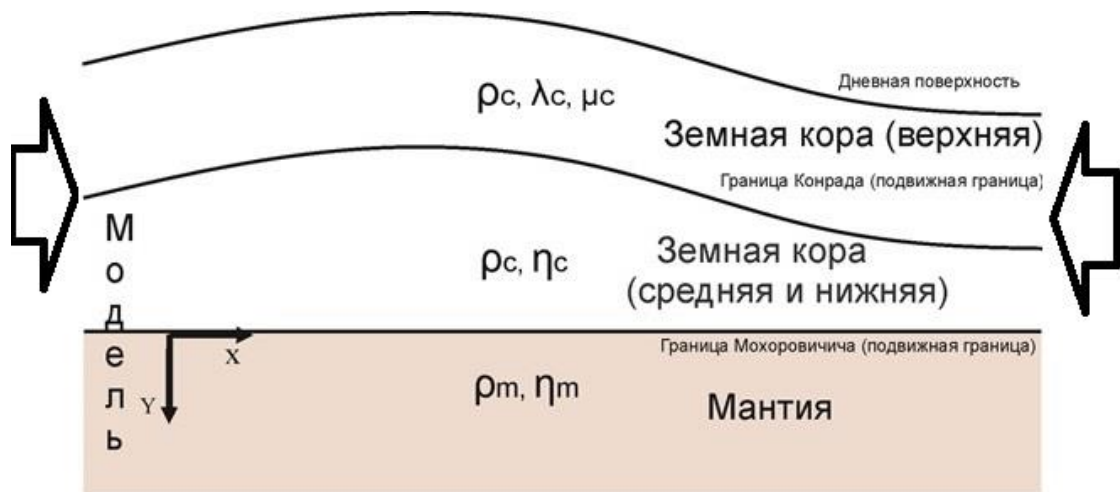


Рис. 3.1. Общая схема модели (задача о горизонтальном сокращении литосферы).

В приложении к исследованию эпплатформенного орогенеза будем считать, что потеря устойчивости балки происходит с той же длиной волны, что и в предыдущей задаче (равной размеру цикла хребет-впадина). Образующееся НДС самой верхней коры будет рассмотрено в следующем разделе, здесь же покажем как, с помощью эволюционного подхода, получается решение для прочей части модели. Поскольку, как будет видно далее, основная часть энергии концентрируется в коре, текущая модель не содержит мантийной литосферы в качестве отдельного тела. Ниже коры в модель включается аппроксимирующее мантию полупространство.

В отличие от предыдущей задачи (с маломасштабной конвекцией), базовым возмущением данной модели является движение потерявшей устойчивость верхней коры. Положим, что кора сокращается с постоянной скоростью деформации $\dot{\epsilon}_{xx}^0$. Из элементарных геометрических соотношений следует:

$$\tilde{v}_y^0 = \beta L^2 |\dot{\epsilon}_{xx}^0|, \quad (3.1)$$

где $\tilde{v}_y^0$ - амплитуда вертикальной скорости движения осевой поверхности балки, а β для условий рассматриваемой геомеханической задачи в приложении к Алтаю может быть прямо равным 15, что дает скорости порядка 1-2 мм/год. В рамках балочного приближения корректно считать, что это и скорость верхней поверхности вязкой части модели. Условие (3.1) полностью аналогично (1.1) из предыдущей главы. Однако теперь базовое возмущение задаётся на поверхности модели, а не на подошве. Не дублируя аналогичные предварительные рассуждения, выпишем граничные условия для соответствующих подзадач. Для основной подзадачи, связанной с давлением балки:

$$\tilde{v}_y = \tilde{v}_y^0, \quad \tilde{\sigma}_{xy} = 0, \quad (\text{верхняя граница})$$

$$[\tilde{v}_x] = 0, \quad [\tilde{v}_y] = 0, \quad [\tilde{\sigma}_{xy}] = 0, \quad [\tilde{\sigma}_{yy}] = 0, \quad (\text{внутренняя граница})$$

$$\tilde{v}_x = 0, \quad \tilde{v}_y = 0. \quad (\text{на бесконечности})$$

В качестве второго условия на верхней границе было выбрано условие отсутствие проскальзывания между верхней и средней корой. Для задачи, связанной с искривлением границы Мохо:

$$\tilde{v}_y = 0 \quad \tilde{\sigma}_{xy} = 0 \quad (\text{верхняя граница})$$

$$[\tilde{v}_x] = 0 \quad [\tilde{v}_y] = 0 \quad [\tilde{\sigma}_{xy}] = 0 \quad [\tilde{\sigma}_{yy}] = (\rho_m - \rho_c) g \tilde{\zeta}_m \quad (\text{внутренняя граница})$$

$$\tilde{v}_x = 0 \quad \tilde{v}_y = 0. \quad (\text{на бесконечности})$$

Так как литосферная мантия здесь не вводится как отдельная часть модели, мы рассчитываем только две подзадачи. Однако эволюционных кривых будет при этом по-прежнему две, в качестве первой будет выступать кривая для рельефа поверхности коры, определяемая тем же соотношением (3.1). По аналогии с предыдущей задачей выпишем уравнение для определения второй эволюционной кривой (граница Мохо):

$$\dot{\tilde{\zeta}}_m = \hat{v}_{ym}^1 \tilde{v}_y^0 + \hat{v}_{ym}^2 \Delta \rho g \tilde{\zeta}_m. \quad (3.2)$$

Так же, рельеф в начальный момент времени полагается плоским. Решение (3.2) запишем в виде:

$$\tilde{\zeta}_m = C_m(\exp(\hat{v}_{ym}^2 \Delta \rho g t) - 1) \quad \text{при} \quad C_m = \frac{\hat{v}_{ym}^1 \tilde{v}_y^0}{\hat{v}_{ym}^2 \Delta \rho g}. \quad (3.3)$$

Следует, однако, учесть и тривиальное напряжённое состояние, формирующееся чисто за счёт сокращения самой вязкой части модели (до этого анализировался только вклад давления упругой балки на вязкую часть коры). Добавка к напряжённому состоянию вязкой средней и нижней коры будет состоять только из горизонтальной нормальной компоненты тензора напряжений и равна:

$$\sigma_{xx}^{\text{доп}} = 2\eta \dot{\epsilon}_{xx}^0. \quad (3.4)$$

Однако важнее не только учесть (3.2), но и тот факт, что горизонтальное сокращение вязкой части коры приводит к её утолщению (упругая часть коры реагирует потерей устойчивости). При постоянной скорости деформации толщина вязкой части коры будет утолщаться следующим образом:

$$h_c = h_{c0} \exp(|\dot{\epsilon}_{xx}^0| t),$$

откуда, дифференцируя по времени, получаем добавку к скорости:

$$\tilde{v}_y^{\text{доп}} = |\dot{\epsilon}_{xx}^0| h_{c0} \exp(|\dot{\epsilon}_{xx}^0| t),$$

которую необходимо учесть в виде дополнительного члена в (3.3). Так как этот член – функциональный, он несколько усложняет получение решения, т.ч., опустив для краткости выкладки, выпишем лишь конечный результат:

$$\tilde{\zeta}_m = C_m + \left(\frac{|\dot{\epsilon}_{xx}^0| h_{c0}}{|\dot{\epsilon}_{xx}^0| - \hat{v}_{ym}^2 \Delta \rho g} \right) \exp(|\dot{\epsilon}_{xx}^0| t) + \left(C_m - \frac{|\dot{\epsilon}_{xx}^0| h_{c0}}{|\dot{\epsilon}_{xx}^0| - \hat{v}_{ym}^2 \Delta \rho g} \right) \exp(\hat{v}_{ym}^2 \Delta \rho g t). \quad (5)$$

Кривые, определяемые выражениями (20) и (24) представлены на рисунке 3.2. В качестве значения $\dot{\epsilon}_{xx}^0$ была взята величина 10^{-9} ед/год.

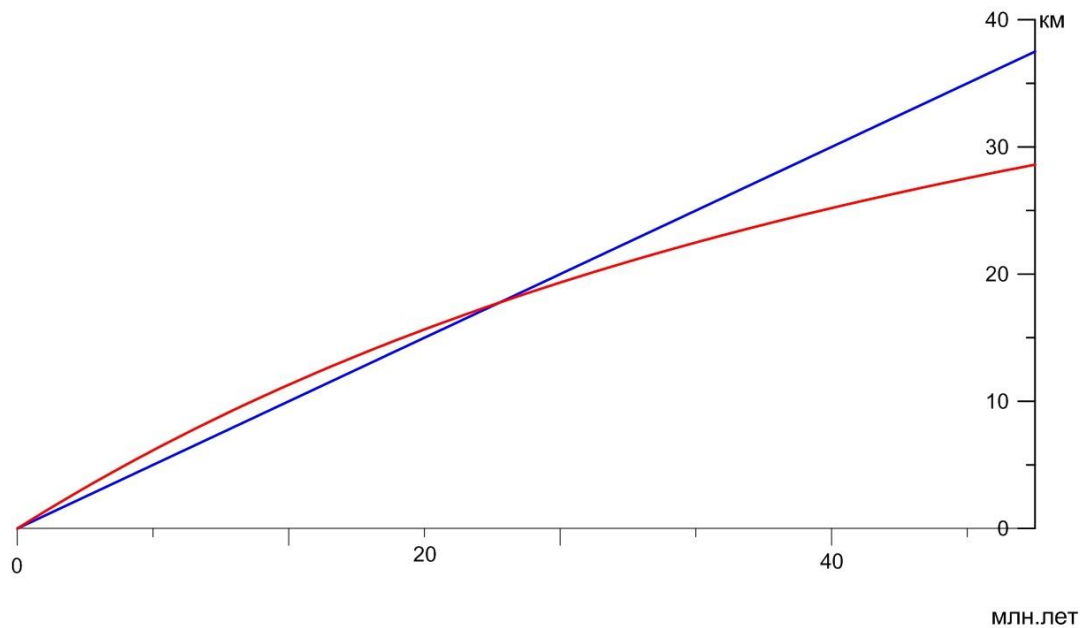


Рис. 3.2. Функции эволюции амплитуды рельефа границы Конрада (синим цветом) и подошвы коры (красным цветом) для модели с латеральным сокращением.

Существенным моментом, определяющим различие между этапами эволюции в текущей и предыдущей задачах, является отсутствие инверсионных процессов для рельефа, формирующегося на границах модели (см. рисунок 3.3). Этот результат никак не связан с относительной простотой моделью, необходимой для проведения аналитического расчёта.

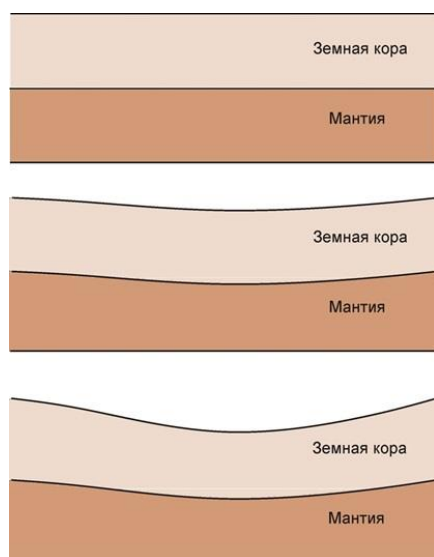


Рис. 3.3. Основные этапы деформации модели II. Ср. с рисунком 1.7

По изложенной выше методике были рассчитаны и более сложные модели, включающие, к примеру, среднюю кору как отдельное тело. Однако и они дали сходные результаты. Кроме того, существуют и численные модели, согласные с рассматриваемой здесь. Например, в статье [Cloetingh et al, 2002] получены сходные результаты для коры Иберии. Таким образом следует считать, что НДС литосферы, формирующееся в результате потери устойчивости упругой части коры в обстановке горизонтального сжатия не приводит к формированию корней/антикорней в горно-складчатой системе, что одно уже говорит против использования этого процесса для объяснения эпиплатформенного орогенеза.

3.2. Балочное решение для верхней коры

Для решения общего вопроса об особенностях НДС, возникающего в обстановке горизонтального сжатия литосферы, достаточно было рассмотреть эволюцию системы, литосфера которой испытывала горизонтальное сокращение с постоянной скоростью деформации $\dot{\epsilon}_{xx}^0$. В этих условиях влияние упругой верхней коры (балки) на вязкую часть модели могло быть учтено в виде кинематического граничного условия, определяемого формулой (3.1), никакого дополнительного знания о процессах, происходящих в самой балке, не требовалось. Для определения же НДС упругой коры, представляющего самостоятельный интерес, необходимо учитывать взаимовлияние упругой и вязкой частей модели друг на друга. Ниже кратко представлена последовательность построения подобного решения.

Во-первых, определим величину первой критической силы, достижение которой необходимо для потери устойчивости балки. Она рассчитывается по формуле [Тёркот, Шуберт, 1985]:

$$P_{\text{э}} = \left(\frac{E h_{c1}^3 \rho_{c1} g}{3(1 - \eta^2)} \right)^{1/2}, \quad (3.6)$$

где ν – коэффициент Пуассона балки, E – модуль Юнга. Удобнее, правда, пересчитать P_3 в терминах напряжений, соответствующее критическое напряжение получается в результате нормировки P_3 в (3.4) на мощность верхней коры h_{c1} . Полученное значение приблизительно равно 30 МПа и, очевидно, достигается.

Теперь получим непосредственное решение для напряжений в балке. Для этого необходимо учесть все действующие на балку силы (представлены на схеме на рисунке 3.4), это:

1. Сила продольного сжатия P (нормированная на площадь сечения балки), соответствующая деформации ε_{xx}^0 .
2. Силы реакции со стороны вязкого слоя $q_r(x) = \sigma_{yy}^c$ (на границе вязкая/упругая кора).
3. Массовые силы гравитационной природы, аналогичные рассмотренным во вспомогательных подзадачах для основных задач ранее $q_m(x) = \rho_c g \zeta_c$, где ζ_c – амплитуда рельефа поверхности вязкой части модели, которая, в балочном приближении, равна смещению осевой поверхности балки $\zeta_c = u_y^0$.

Соответственно, уравнение изгиба упругой балки [Работнов, 1988] запишем в виде:

$$EI_x u_{y,x,x,x,x}^0 + P h_{c1} u_{y,x,x}^0 + q_r + q_m = 0. \quad (3.7)$$

Решение (3.7) ищется посредством разделения переменных, при постоянной скорости деформации $\dot{\varepsilon}_{xx}^0$ решение для продольной силы будет следующим:

$$P = ((EI_x k^4 + \rho_c g) u_y^0 + \sigma_{yy}^c) / h_{c1} k^2 u_y^0, \quad (3.8)$$



Рис. 3.4. Силы, воздействующие на Верхнюю кору в балочном решении на общей схеме модели.

где u_y^0 определено (3.1) и равно $\tilde{v}_y^0 t$. На основе (8) рассчитываются компоненты тензора напряжений, здесь мы приведём только конечные формулы:

$$\tilde{\sigma}_{xx}^6 = Ek^2 u_y^0 w + P,$$

$$\tilde{\sigma}_{xy}^6 = \frac{2}{3} EI_x k^3 u_y^0 \left(1 - \left(\frac{w}{h_{c1}}\right)^2\right) / h_{c1}, \quad (3.9)$$

$$\tilde{\sigma}_{yy}^6 = \frac{2}{3} EI_x k^3 u_y^0 \left(w - \frac{4}{3} \frac{w^3}{h_{c1}^2} + \frac{2}{3} h_{c1} + \sigma_{yy}^c\right),$$

где была введена вспомогательная переменная w – соответствующая измерению по вертикали отдельно в балке. Необходимо объяснить откуда взялись последние два выражения

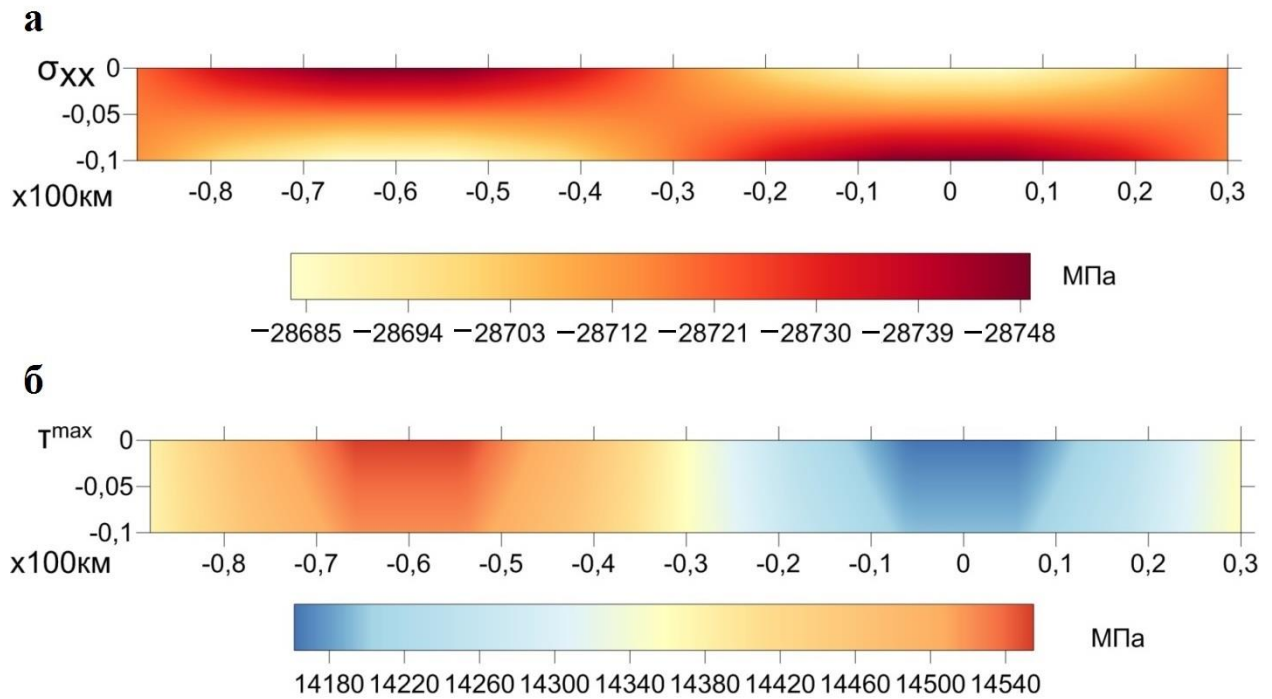


Рис. 3.5. Результаты балочного решения для верхней коры (амплитуды поднятия – 1 км). Представлены распределения горизонтальных нормальных напряжений (**а**) и максимальных касательных напряжений (**б**).

Результаты расчёта по формуле (3.8) строились для того же сечения, что и эволюционные кривые ранее. Приведём результаты расчёта по формулам (3.8) и (3.9) для значения $E = 5$ ГПа и амплитуды рельефа $u_y^0 = 0.5$ км, считая $h_{c1} = 10$ км (рисунок 3.5). Получим значение отношения продольной силы к площади сечения балки $P = 29$ ГПа, тогда как связанные с изгибом (без учёта P) напряжения $\tilde{\sigma}_{xx}^b$ колеблются в пределах от 340 до -340 МПа. Это означает, что горизонтальные нормальные напряжения не меняют свой знак в вертикальном сечении балки.

Отметим, что существуют представления в геологии, что изгиб упругой литосферы должен на поверхности в областях поднятия приводить к растяжению, а в областях прогибания – к сжатию. Это не всегда верно. Как это было показано в лабораторных экспериментах М.В.Гзовского [1975] такое распределение напряжений соответствует складкам поперечного изгиба, когда

изгиб изначально горизонтального слоя создается за счет действия поперечных (вертикальных) сил (рисунок 3.6). В том случае, когда имеет место складка продольного изгиба, формирование которой определяется горизонтальными силами, знаки напряжений у поверхности антиклинали и синклинали зависит от соотношения амплитуды складки к ее длине волны. В лабораторных экспериментах обычно имеет место случай попарно совпадающих знаков до перехода складки к состоянию нелинейного деформирования (рис. 3.6)

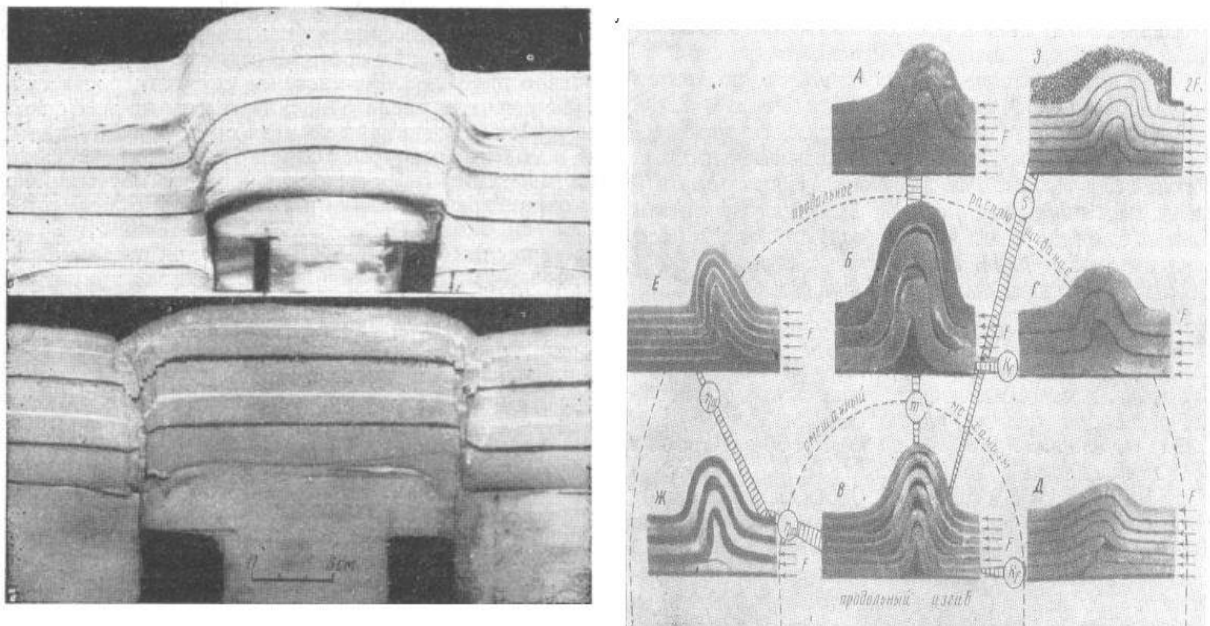


Рис. 3.6. Складки поперечного (слева) и продольного (справа) изгиба, полученные в результате лабораторных экспериментов. Рисунок взят из монографии «Основы тектонофизики» [Гзовский, 1975].

В данном случае вся литосфера в целом находится под действием высокоамплитудных продольных сил сжатия. В этой ситуации даже там, где изгиб приведёт к снижению величины σ_{xx} , оно всё же останется того же знака, что и в остальных частях системы, т.е. сжатие. Таким образом, верхняя кора целиком находится в обстановке горизонтального сжатия. Кроме того, отметим необходимость достижения колоссального уровня горизонтальных напряжений (десятки ГПа) для реализации вышеописанной потери устойчивости верхней коры, что означает, что в действительности она в подобной геодинамической

обстановке достаточно быстро деструктирована посредством формирования шарьяжей и надвигов, что само по себе говорит против соответствия модели природным данным. Уровень горизонтальных напряжений при этом снизится до соответствующего пределу прочности вещества верхней коры. Однако принципиально важно, что структура напряжённого состояния не изменится, повсюду останется горизонтальное сжатие, как в области хребтов, так и впадин.

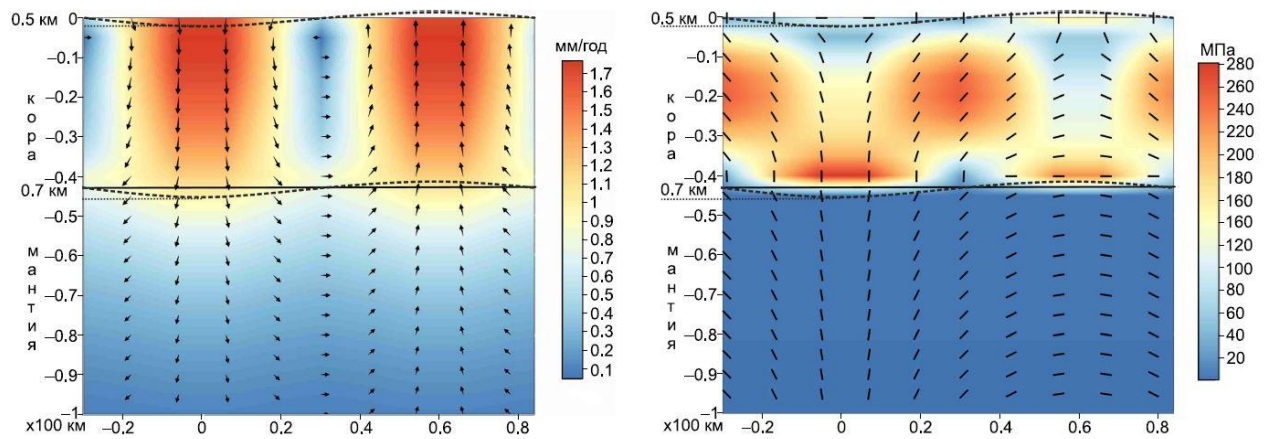


Рис. 3.7. Задача общелитосферной складки. Сводная таблица полученных данных (для указанного в тексте базового набора параметров) для вязкой части модели (средняя и нижняя кора и мантия) деформации литосферы в обстановке горизонтального сжатия. В левой колонке абсолютные значения вектора скорости течения, с нанесёнными поверх ориентациями вектора скорости. В правой колонке максимальные касательные напряжения, с нанесёнными поверх ориентациями оси σ_1 . Данные приведены последовательно (сверху вниз) для значений времени **0,27** млн. лет.

Модель показала несоответствие природным данным ещё на стадии получения эволюционных кривых: отсутствие инверсии (в разделе, где давалось построение решения этот вопрос детальнее освещался) является существенным недостатком с точки зрения соответствия природным данным.

Рассмотрим эволюцию напряжённого состояния, полученного для данной модели. Геометрия течения здесь не представляет особого интереса, на рисунке 3.7 она достаточно явно дана и не требует отдельных пояснений. Напряжённое же состояние имеет достаточно

сложное строение, связанную с тем, что составляющая (3.2) нарушает исходную латеральную симметрию НДС. Результаты моделирования представлены для времени 0.3 млн. лет, соответствующего моменту формирования рельефа с перепадом высот 1 км. В области прогиба мы наблюдаем преобладание субвертикальной ориентации оси σ_3 на глубинах ниже 15 км. Однако в верхней части модели под погружающейся верхней корой, во впадинах, всё же преобладают субгоризонтальные ориентации оси σ_3 , как и в области поднятий. Отметим, что речь идёт сейчас только о средней и нижней коре, для верхней коры было использовано балочное решение, подробнее см. в соответствующем разделе. Кроме несоответствия ориентаций осей главных напряжений для модели II также получен крайне высокий (200 – 300 МПа) уровень напряжений, что на порядок выше реальных значений. Скорость деформации коры (по вертикали, $\dot{\epsilon}_{yy}$) составляет для вязкой части модели $0.9 \cdot 10^{-8}$ ед/год.

Резюмируя, можно утверждать, что результаты моделирования выявили несоответствие «плейт-тектонической» модели и имеющихся для эпиплатформенных орогенов тектонофизических данных. Геодинамическое происхождение этого феномена стоит искать «на месте» – в подстилающей литосфере мантии или в самой литосфере орогенных областей. Моделирование показало, что деформационный процесс в литосфере, формирующийся именно под влиянием маломасштабной астеносферной конвекции, приводит к формированию НДС, наблюдаемого у эпиплатформенных орогенов Центральной Азии. Именно эта модель, с незначительными оговорками, показывает соответствие результатам тектонофизических реконструкций.

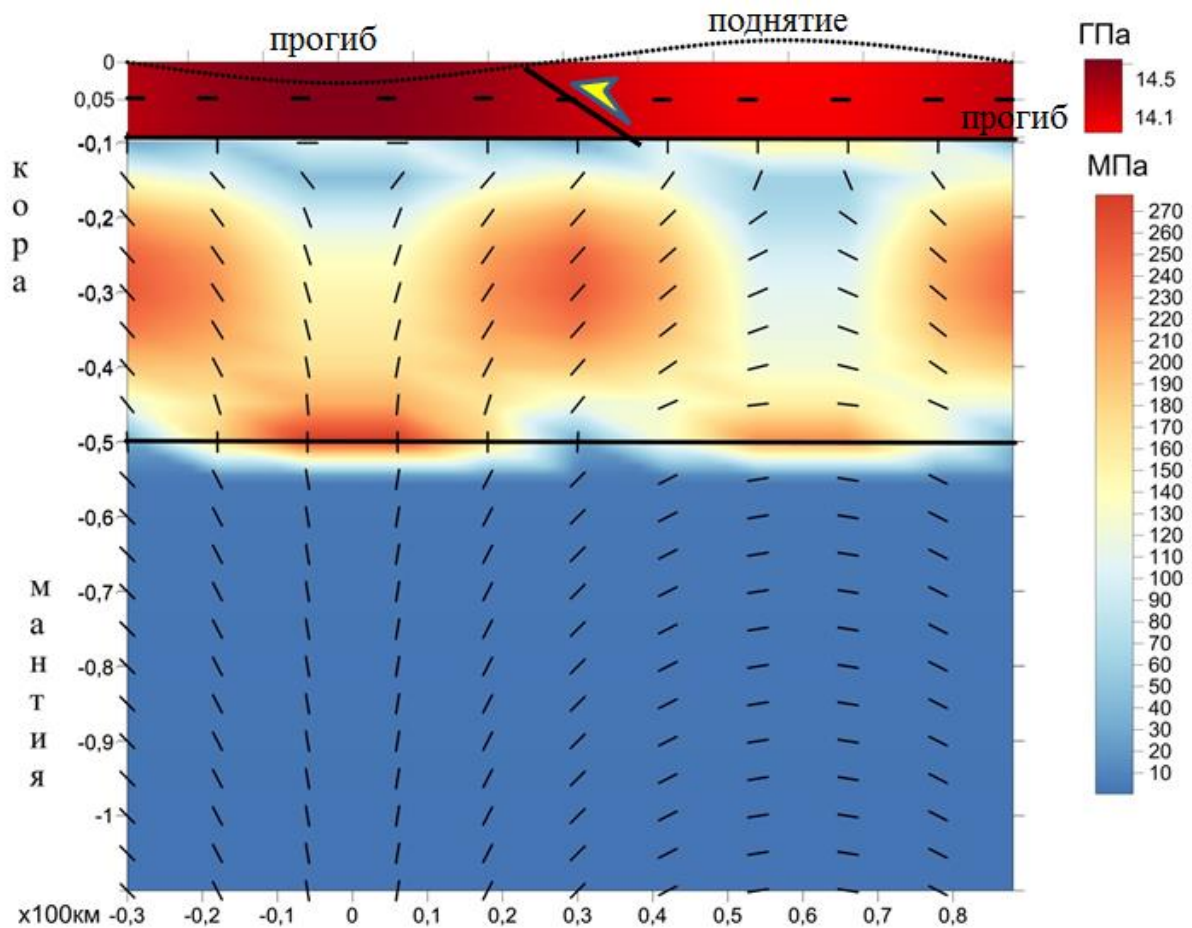


Рис. 3.8. Задача общелитосферной складки. Общий результат для упругого решения верхней коры и вязкого решения остальной части модели для времени 0.7 млн.л.

Следует отметить, что в нашем решении получены слишком большие времена формирования орогенов, превышающие реально наблюдаемые на порядок и даже более. Это связано с используемой для коры реологической модели в виде вязкого тела. В реальности верхняя часть коры (5-10 км) упруга в зонах консолидированных блоков и вязко-пластична в зонах разломов, эти блоки разделяющих. Средняя и нижняя кора в большей степени отвечает упруго-пластическому телу [Николаевский, 1983]. Таким образом, в реальности приращения деформации пород коры определяются прямо интенсивностью нагружения (идет мгновенная реакция на приращение нагружения), в то время как скорость деформаций в теле с вязкой реологией зависит от скорости нагружения. Использование упруго-пластической

модели коры и упруго-вязкой модели литосферы и астеносферы должно дать более реалистическое значение времен процесса.

3.3. Выводы

В качестве выводов отметим, что результаты аналитического расчёта для модели формирования напряжённо-деформированного состояния континентальной литосферы при потери устойчивости верхней коры в условиях горизонтального сокращения (модель общелитосферной складки) показали, что в Земной коре формируется обстановка горизонтального сжатия как в области хребтов орогена, так и межгорных впадин. Средний уровень напряжений горизонтального сжатия в аналитической модели (при формировании перепада амплитуды рельефа в 1 км) превышает 200 МПа, а в упругой верхней коре - 10 ГПа. В верхней коре присутствует меньшего уровня, до 5 МПа, компонента растяжения в общем поле напряжений, связанная с изгибом, но её влияние на общую структуру напряжённого состояния (горизонтального сжатия) несущественно.

Таким образом, режим нагружения, создающий общелитосферную складку сжатия, приводит к формированию в верхней – сейсмогенной части коры (0-15 км) режима горизонтального сжатия. Эта область соответствует упругой части задачи. В области зон опускания и поднятия верхней части средней коры формируется режим горизонтального сжатия и, соответственно, растяжения, что также не совпадает с тектонофизическими данным о природных напряжениях. Лишь в нижней половине модели формируется искомое строение поля напряжений. Напряжённое состояние для упругой и вязкой частей решения представлены на рисунке 3.8. 50% мощности земной коры (причём верхние, наиболее сейсмически активные) дают обратный природным данным геодинамический тип напряжённого состояния. Таким образом, результаты моделирования для созданной в главе

3 модели определённым образом противоположны таковым для модели главы 1.

Это позволяет сформулировать третье защищаемое положение: из двух режимов нагружения литосферы в виде общелитосферного горизонтального сжатия и мелкомасштабной конвекции в астеносфере последний наиболее хорошо соответствует данным тектонофизической реконструкции природных напряжений для внутриконтинентальных орогенов, объясняющий создание в верхней части коры напряжений горизонтального растяжения в зонах прогибания и сжатия в зонах поднятий альпийского типа.

Глава 4. Напряжённо-деформированное состояние системы литосфера-астеносфера в приближении трёхслойной вязкой модели с термогравитационной конвекцией в нижнем слое

В данной главе приводится аналитическое решение задачи для трёхслойной упруго-вязкой модели под влиянием заданного термического градиента в нижнем слое. Данная задача уточняет рассмотренное в первой главе решение для двухслойной модели с возмущением скорости на подошве.

Принципиальным отличием этой модели от предыдущей является не только непосредственно введённый в состав модели конвективный процесс в астеносфере, но и наличие дополнительной подвижной плотностной границы литосфера/астеносфера, что позволит более качественно исследовать эволюцию деформации модели. Так как течение вещества литосферы теперь не поддерживается искусственно посредством задания постоянных кинематических краевых условий на подошве, а является следствием естественного механического взаимодействия с конвертирующей астеносферой, то система, на финальной стадии эволюции сможет достигнуть состояния изостазии. При всём этом, как будет показано ниже, распределение напряжённого состояния в литосфере принципиально не меняется за счёт ввода третьего слоя. Таким образом, основным предметом исследования данной главы является вопрос об общей структуре деформации модели во времени, уточнение последовательности инверсий вертикальных движений в слоях модели и вопрос о изостатической скомпенсированности модели.

4.1. Постановка задачи. Методика построения решения

Методика решения поставленной задачи не отличается принципиально от представленной в главе 2 (раздел 2.1 и 2.2). Решается система уравнений:

$$\sigma_{ij,j} + K^T \delta_{iy}(T - T^0) = 0, \quad (4.1)$$

$$\sigma_{ij} = \sigma \delta_{ij} + \eta(v_{i,j} + v_{j,i}), \quad (4.2)$$

$$cv_{i,i} = 0, \quad (4.3)$$

$$v_i(T' + T^0)_{,i} = a(T' + T^0)_{,i,i}, \quad i, j = x, y, \quad (4.4)$$

где (4.1) – уравнения движения, записанное в квазистатическом приближении, (4.2) – уравнения связи для реологии тела ньютона, (4.3) – уравнение неразрывности. Член с постоянной K^T в (4.1) определяет силу плавучести, возникающую из-за отклонения термического поля T от начального T^0 . $K^T = -\rho g \alpha$, где α – коэффициент термического расширения. (4.4) – стационарное уравнение конвективного теплопереноса, a – коэффициент температуропроводности. Будем считать также, что начальное распределение температуры T^0 в модели (и в астеносфере, и в литосфере) не зависит от латеральной координаты x и линейно:

$$T^0 = T_0 y. \quad (4.5)$$

Здесь T_0 – константа, ось y направлена к центру Земли. Уравнение (4.1) – уравнение равновесия для дополнительного напряжённого состояния, основным состоянием системы считается то, что характеризуется наличием только литостатического давления, т.е. нулевыми девиаторными напряжениями и нормальными, равными:

$$\sigma_{ii}^0 = -gy \int_0^y \rho(y) dy, \quad i = x, y, \quad (4.6)$$

где g – ускорение свободного падения. Уравнения (4.1 - 4.5) представлены в наиболее общем виде, в полученном решении для начального состояния плотность считалась постоянной отдельно в пределах коры и верхней мантии.

Проведём (с учётом (4.5)) стандартные преобразования над системой (4.1-4.4):

Подставим $T' = (T - T^0) \rightarrow$ (4.1) продифференцируем (4.2) по j и подставим в полученное выражение (4.1):

$$\eta(v_{i,j} + v_{j,i})_{,j} + \sigma_{,i} = -K^T \delta_{iy} (T')_{,j}. \quad (4.7)$$

Так как $(v_{i,j} + v_{j,i})_{,j} = v_{i,jj} (\Delta v_i)$, то, дифференцируя покомпонентно и последовательно вычитая продифференцированную по x y -компоненту уравнения (4.7) из продифференцированной по y x -компоненты, получаем:

$$\eta(\Delta v_{x,y} + \Delta v_{y,x}) = K^T T'_{,x}.$$

Подставим в полученное уравнение (4.3) и продифференцируем результат по x . Получим:

$$\eta \Delta \Delta v_y + K^T T'_{,xx} = 0. \quad (4.8)$$

Выпишем уравнение (4.4), оставив только члены первого порядка малости, и подставим в него (4.5):

$$v_y T_0 = a(T')_{,i,i}, \quad i, = x, y. \quad (4.9)$$

Решение (4.7) будет искаться методом Фурье, применение которого базируется на вышеупомянутой латеральной гармонической периодичности моделей. Введём пространственную частоту $k = 2\pi/\lambda$, где λ – длина волны системы (латеральный размер цикла хребет - впадина). Гармоничность периодичности означает возможность представления базовых механических функций системы (компоненты вектора скорости, тензора деформации и напряжений) в виде:

$$\begin{aligned} v_x(x, y) &= \tilde{v}_x(y) \sin(kx), \\ v_y(x, y) &= \tilde{v}_y(y) \cos(kx), \\ T(x, y) &= \tilde{T}(y) \cos(kx), \end{aligned} \quad (4.10)$$

и аналогичных выражений для всех компонент тензора напряжений. Подставляя соотношения (4.10) в (4.8) и (4.9), получаем совокупность 2-х обыкновенных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами (так как всё дифференцирование ведётся только по y , то для удобства оператор дифференцирования будем обозначать просто «,»):

$$\tilde{T}_{,,} - k^2 \tilde{T} = \tilde{v}_y T_0 / a,$$

$$\tilde{v}_{y,4} - 2k^2 \tilde{v}_{y,,} + k^4 \tilde{v}_y - (K^T / \eta) k^2 \tilde{T} = 0.$$

Полученные уравнения сводятся к дифференциальному уравнению 6-го порядка относительно одной из переменных. Пусть это будет $\tilde{T}$. Также введём обозначения $T_{0a} = T_0 / a$, $K = (K^T / \eta) k^2$. Получим:

$$\tilde{v}_y = T_{0a}^{-1} (\tilde{T}_{,,} - k^2 \tilde{T}), \quad (4.11)$$

$$\tilde{T}_{,6} - 3k^2 \tilde{T}_{,4} + 3k^4 \tilde{T}_{,,} - k^6 \tilde{T} - K T_{0a} \tilde{T} = 0. \quad (4.12)$$

Выражение (4.11) понадобится нам в дальнейшем, уравнение (4.12) получено путём подстановки (4.11) в последнее из приведённых чуть выше уравнений.

Уравнение (4.12) – однородное линейное дифференциальное уравнение с постоянными коэффициентами, будем решать его стандартным образом. Выпишем характеристическое уравнение для (4.12):

$$x^6 - 3k^2 x^4 + 3k^4 x^2 - k^6 - K = 0.$$

Введём замену $x^2 = t$, получим:

$$(t - k^2)^3 = K T_{0a},$$

что равнозначно:

$$t = k^2 + (K T_{0a})^{1/3},$$

или:

$$x_{1/2/3} = (k^2 + (K T_{0a})^{1/3})^{1/2}, \quad x_{4/5/6} = -(k^2 + (K T_{0a})^{1/3})^{1/2}.$$

Введём обозначение: $R = |(k^2 + (K T_{0a})^{1/3})^{1/2}|$. Запишем решение характеристического уравнения:

$$x_{1/2/3} = i|R|, \quad x_{4/5/6} = -i|R|,$$

где i – мнимая единица, так как подкоренное выражение в R предполагается отрицательным (каким оно и является для параметров модели, заданных в

разумном с точки зрения геодинамики диапазоне; для положительного значения решение задачи будет иметь иной вид, чем приводится далее).

Для полученных значений корней характеристического уравнения, решение (4.10) будет иметь следующий вид:

$$\tilde{T} = \exp(Ry) (C_1 + C_2y + C_3y^2) + \exp(-Ry) (C_4 + C_5y + C_6y^2),$$

или же, переопределив соответствующим образом константы и, перейдя к переменной $\varkappa = Ry$, напомним то же в форме:

$$\tilde{T} = C_1 \sin \varkappa + C_2 \cos \varkappa + C_3 \varkappa \sin \varkappa + C_4 \varkappa \cos \varkappa + C_5 \varkappa^2 \sin \varkappa + C_6 \varkappa^2 \cos \varkappa. \quad (4.13.a)$$

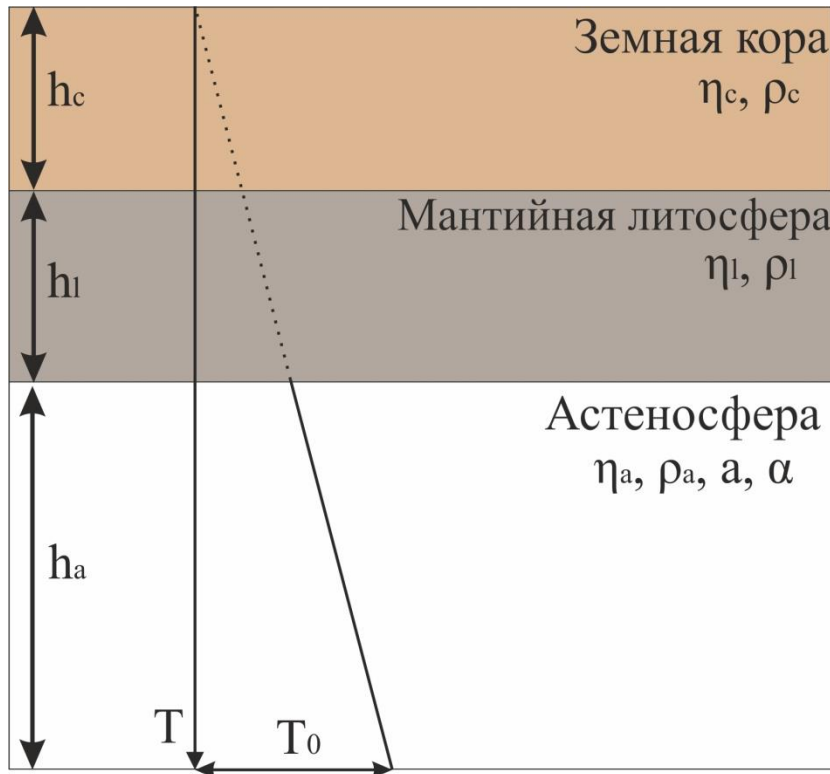


Рис. 4.1. Общая схема модели. На рисунке приведены обозначения для параметров тел модели. Для верхних слоёв решается механическая задача, для астеносферы – термомеханическая. η – вязкость, a – коэффициент температуропроводности, α – коэффициент теплового расширения.

Выражение (4.13.a) является решением системы (4.1-4.4), остаётся только выписать аналогичные выражения для компонент вектора скорости и тензора напряжений.

Для нахождения выражения для $\tilde{v}_y$ воспользуемся уравнением (4.11), после элементарного дифференцирования получим:

$$\begin{aligned} \tilde{v}_y = & -T_{0a}^{-1}(C_1 M \sin \alpha + C_2 M \cos \alpha + C_3 (M \alpha \sin \alpha - 2R^2 \cos \alpha) + \\ & C_4 (M \alpha \cos \alpha + 2R^2 \sin \alpha) + C_5 (M \alpha^2 \sin \alpha - 2R^2 (2\alpha \cos \alpha + \sin \alpha)) + \\ & C_6 (M \alpha^2 \cos \alpha + 2R^2 (2\alpha \sin \alpha - \cos \alpha))), \end{aligned} \quad (4.13.б)$$

где было введено обозначение $M = R^2 + k^2$. Далее найдём выражение для $\tilde{v}_x$, для чего воспользуемся уравнением (4.3), которое, с учётом (4.10), можно записать как:

$$\tilde{v}_x = -k^{-1} \tilde{v}_{y,y},$$

откуда сразу получаем:

$$\begin{aligned} \tilde{v}_x = & -(R/T_{0a}k)(-C_1 M \cos \alpha + C_2 M \sin \alpha - C_3 (M \alpha \cos \alpha + \\ & (2R^2 + M) \sin \alpha) + C_4 (M \alpha \sin \alpha - (2R^2 + M) \cos \alpha) - C_5 (M \alpha^2 \cos \alpha + 2(M + \\ & 2R^2) \alpha \sin \alpha - 6R^2 \cos \alpha) + C_6 (M \alpha^2 \cos \alpha - 2(M + 2R^2) \alpha \cos \alpha - \\ & 6R^2 \sin \alpha)). \end{aligned} \quad (4.13.в)$$

Далее выпишем выражения для компонент тензора напряжений. Для этого воспользуемся уравнением (4.7), которое для $i = x$ будет иметь следующий вид:

$$\sigma_{,x} = \eta(v_{x,j} + v_{j,x})_{,j} = \eta(v_{x,jj} + v_{j,jx})_{(3)} = \eta(v_{x,y,y} - k^2 v_x).$$

Поскольку $\sigma(x, y) = \tilde{\sigma}(y) \cos(kx)$, то, проводя элементарное интегрирование по x , получим:

$$\tilde{\sigma} = k\eta(k^{-2} \tilde{v}_{x,y,y} - \tilde{v}_x). \quad (4.14)$$

Рассчитаем производные по y от $\tilde{v}_x$:

$$\begin{aligned} \tilde{v}_{x,y} = & -(R^2/T_{0a}k)(C_1 M \sin \alpha + C_2 M \cos \alpha + C_3 (M \alpha \sin \alpha - \\ & 2(M + R^2) \cos \alpha) + C_4 (M \alpha \cos \alpha + 2(M + R^2) \sin \alpha) + C_5 (M \alpha^2 \sin \alpha - \\ & 4(M + R^2) \alpha \cos \alpha - 2(M + 5R^2) \sin \alpha) + C_6 (M \alpha^2 \cos \alpha + 4(M + R^2) \alpha \sin \alpha - \\ & 2(M + 5R^2) \cos \alpha)), \end{aligned}$$

$$\tilde{v}_{x,y,y} = -(R^3 / T_{0a} k) (C_1 M \cos \alpha - C_2 M \sin \alpha + C_3 (M \alpha \cos \alpha + (3M + 2R^2) \sin \alpha) - C_4 (M \alpha \sin \alpha - (3M + 2R^2) \cos \alpha) + C_5 (M \alpha^2 \cos \alpha + 2(3M + 2R^2) \alpha \sin \alpha - 2(3M + 7R^2) \cos \alpha) - C_6 (M \alpha^2 \sin \alpha - 2(3M + 2R^2) \alpha \cos \alpha - 2(3M + 7R^2) \sin \alpha)).$$

Вторую из полученных формул подставим в (4.13), что даёт выражение для $\tilde{\sigma}$:

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma} = & -(\eta R / T_{0a}) (C_1 M (\bar{R}^2 + 1) \cos \alpha - C_2 M (\bar{R}^2 + 1) \sin \alpha + \\ & C_3 (M (\bar{R}^2 + 1) \alpha \cos \alpha + ((M + 2R^2)(\bar{R}^2 + 1) + 2M\bar{R}^2) \sin \alpha) - C_4 (M (\bar{R}^2 + 1) \alpha \sin \alpha - \\ & ((M + 2R^2)(\bar{R}^2 + 1) + 2M\bar{R}^2) \cos \alpha) + C_5 (M (\bar{R}^2 + 1) \alpha^2 \cos \alpha + \\ & 2((M + 2R^2)(\bar{R}^2 + 1) + 2M\bar{R}^2) \alpha \sin \alpha - 2(3R^2(\bar{R}^2 + 1) + (3M + 4R^2)\bar{R}^2) \cos \alpha) - \\ & C_6 (M (\bar{R}^2 + 1) \alpha^2 \sin \alpha - 2((M + 2R^2)(\bar{R}^2 + 1) + 2M\bar{R}^2) \alpha \cos \alpha - \\ & 2(3R^2(\bar{R}^2 + 1) + (3M + 4R^2)\bar{R}^2) \sin \alpha)), \end{aligned} \quad (4.15.a)$$

где $\bar{R} = R / K$. Аналогично тому, как было получено выражение (4.14), составим подобное соотношение для $\tilde{\sigma}_{xy}$:

$$\tilde{\sigma}_{xy} = k\eta(k^{-1}\tilde{v}_{x,y} - \tilde{v}_2).$$

Воспользовавшись полученным выше уравнением для производной $\tilde{v}_x$ и (4.13.б), получим:

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_{xy} = & -(k\eta / T_{0a}) (C_1 M (\bar{R}^2 - 1) \sin \alpha + C_2 M (\bar{R}^2 - 1) \cos \alpha + \\ & C_3 (M (\bar{R}^2 - 1) \alpha \sin \alpha - 2(R^2(\bar{R}^2 - 1) + M\bar{R}^2) \cos \alpha) + C_4 (M (\bar{R}^2 - 1) \alpha \cos \alpha + \\ & 2(R^2(\bar{R}^2 - 1) + M\bar{R}^2) \sin \alpha) + C_5 (M (\bar{R}^2 - 1) \alpha^2 \sin \alpha - \\ & 4(R^2(\bar{R}^2 - 1) + M\bar{R}^2) \alpha \cos \alpha - 2(R^2(\bar{R}^2 - 1) + (M + 4R^2)\bar{R}^2) \sin \alpha) + \\ & C_6 (M (\bar{R}^2 - 1) \alpha^2 \cos \alpha - 4(R^2(\bar{R}^2 - 1) + M\bar{R}^2) \alpha \sin \alpha - 2(R^2(\bar{R}^2 - 1) + \\ & (M + 4R^2)\bar{R}^2) \cos \alpha)). \end{aligned} \quad (4.15.б)$$

Теперь выпишем выражения для нормальных компонент тензора напряжений. Имеем:

$$\tilde{\sigma}_{yy} = \tilde{\sigma} + 2\eta\tilde{v}_{y,y} = \tilde{\sigma} - 2\eta k\tilde{v}_x, \quad \tilde{\sigma}_{xx} = 2\tilde{\sigma} - \tilde{\sigma}_{yy} = \tilde{\sigma} + 2\eta k\tilde{v}_x.$$

Подставляя в первое из этих уравнений выражения (4.15.a) и полученное выше выражение для $\tilde{v}_{x,y}$, получим:

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_{yy} = & -(\eta R / T_{0a})(C_1 M(\bar{R}^2 + 3)\cos\alpha - C_2 M(\bar{R}^2 + 3)\sin\alpha + \\ & C_3(M(\bar{R}^2 + 3)\alpha\cos\alpha + ((M + 2R^2)(\bar{R}^2 + 3) + 2M\bar{R}^2)\sin\alpha) - C_4(M(\bar{R}^2 + \\ & 3)\alpha\sin\alpha - ((M + 2R^2)(\bar{R}^2 + 3) + 2M\bar{R}^2)\cos\alpha) + C_5(M(\bar{R}^2 + 3)\alpha^2\cos\alpha + \\ & 2((M + 2R^2)(\bar{R}^2 + 3) + 2M\bar{R}^2)\alpha\sin\alpha - 2(3R^2(\bar{R}^2 + 3) + (3M + \\ & 4R^2)\bar{R}^2)\cos\alpha) - C_6(M(\bar{R}^2 + 3)\alpha^2\sin\alpha - 2((M + 2R^2)(\bar{R}^2 + 3) + \\ & 2M\bar{R}^2)\alpha\cos\alpha - 2(3R^2(\bar{R}^2 + 3) + (3M + 4R^2)\bar{R}^2)\sin\alpha)). \end{aligned} \quad (4.15.в)$$

Выражения (4.13) и (4.15) составляют общее решение представленной выше системы уравнений (4.1-4.4). Зная их, далее можно сформулировать конкретную краевую задачу и выписать её граничные условия (ГУ) в явном виде.

4.2. Эволюционный метод получения решения

Получив общее решение (4.13) и (4.15), требуется далее найти удовлетворяющие краевым условиям частные решения поставленных краевых задач. При том, что задача решается в двумерной и линейной постановке, деформация границ модели и распределение формирующегося напряженно-деформированного состояния (НДС) характеризуются достаточно сложным и нелинейным поведением во времени даже с учётом латеральной гармонической симметрии модели, что требует поиска специальных и нестандартных подходов для получения аналитического решения. В рамках текущего исследования будет применяться подход, который будет далее называться эволюционным и методика которого будет детально раскрыта в применении к рассматриваемой в этом разделе задаче о формировании НДС литосферы под влиянием маломасштабной термогравитационной конвекции в астеносфере.

Модель литосферы, используемая в задаче о влиянии конвекции, уже была выше кратко обрисована и представлена на рисунке 4.1. Она состоит из трёх однородных линейно-вязких тел, верхнее из которых соответствует земной коре, среднее - мантийной литосфере, а нижнее – астеносфере (далее,

учитывая **структуру модели**, будем применять термин «трёхслой», аналогично двуслою из главы 1). В обзорной работе [Добрецов и др., 2013] приведены характерные скорости конвективного процесса, составляющие первые см/год.

В нашей модели влияние астеносферной конвекции на литосферу не задаётся в виде кинематического краевого условия на подошве двуслоя, как в статье [Мягков, Ребецкий, 2016], где в качестве соответствующего кинематического условия задавалось распределение горизонтальной компоненты вектора скорости смещения. Такой вид краевых условий в той работе был использован для сопоставления получаемого решения с результатами, представленными в работе [Mikhailov et al, 1999; Тимошкина и др., 2010]. Здесь же будет рассмотрено воздействие астеносферной конвекции, возникающей в модели естественным образом за счёт заданного градиента начального распределения температуры (4.8). Отметим, что в работе [Бобров, Трубицин, 2003] показано, что конвекция в мантии способна создать на подошве литосферы дополнительное давление в области восходящего потока до 40 МПа. В данной работе мы рассматриваем именно влияние вертикальной компоненты скорости течения конвективного процесса на подошве литосферы.

Будем рассматривать модель, границы которой в начальный момент времени являются плоскими. Сформулируем сначала задачу в стационарном приближении, считая, что границы модели остаются плоскими. Зададим следующие граничные условия:

ГУ на подошве астеносферы:

$$a/m \quad {}_{14}T' = 0, \quad {}_{11,12}v_i = 0, \quad i, = x, y.$$

ГУ на кровле астеносферы:

$$l/a \quad {}_{13}T' = 0, \quad {}_{7,8}[[v_i]] = 0, \quad {}_{9,10}[[\sigma_{i2}]] = 0, \quad i, = x, y.$$

ГУ на подошве коры:

$$c/l \quad {}_{3,4}[[v_i]] = 0, \quad {}_{5,6}[[\sigma_{i2}]] = 0, \quad i, = x, y.$$

ГУ на кровле коры (дневная поверхность):

$$n/c \quad {}_{1,2}\sigma_{i2} = 0, \quad i, = x, y.$$

Сформулирована система из 14 уравнений для определения 14 свободных постоянных – 6, фигурирующих в выражениях (4.14) для астеносферы, и по 4 постоянных для литосферной мантии и Земной коры (для этих тел не решалась связанная термомеханическая задача, использовались выражения из задачи для вынужденной конвекции, см. [Тёркот, Шуберт, 1985]). Запишем матрицу коэффициентов данной системы:

$$\begin{aligned}
 1 \quad & A = [1, 0, 0, -1, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0; \\
 2 \quad & 0, 1, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0; \\
 3 \quad & ch\chi_c, sh\chi_c, \chi_c ch\chi_c, \chi_c sh\chi_c, -ch\chi_c, -sh\chi_c, -\chi_c ch\chi_c, -\chi_c sh\chi_c, 0, 0, 0, 0, 0, 0; \\
 4 \quad & -sh\chi_c, -ch\chi_c, ch\chi_c - \chi_c sh\chi_c, sh\chi_c - \chi_c ch\chi_c, sh\chi_c, ch\chi_c, -ch\chi_c + \chi_c sh\chi_c, \\
 & sh\chi_c + \chi_c ch\chi_c, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0; \\
 5 \quad & \eta_{cl} sh\chi_c, \eta_{cl} ch\chi_c, \eta_{cl} \chi_c sh\chi_c, \eta_{cl} \chi_c ch\chi_c, -sh\chi_c, -ch\chi_c, -\chi_c sh\chi_c, -\chi_c ch\chi_c, \\
 & 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0; \\
 6 \quad & -\eta_{cl} ch\chi_c, -\eta_{cl} sh\chi_c, \eta_{cl} (sh\chi_c - \chi_c ch\chi_c), \eta_{cl} (ch\chi_c - \chi_c sh\chi_c), ch\chi_c, sh\chi_c, - \\
 & (sh\chi_c - \chi_c ch\chi_c), -(ch\chi_c - \chi_c sh\chi_c), 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0; \\
 7 \quad & 0, 0, 0, 0, ch\chi_l, sh\chi_l, \chi_l ch\chi_l, \chi_l sh\chi_l, v1_coefM \cos\alpha_l, -v1_coefM \sin\alpha_l, \\
 & v1_coef(M \alpha_l \cos\alpha_l + (2 R^2 + M) \sin\alpha_l), -v1_coef(M \alpha_l \sin\alpha_l - (2 R^2 + \\
 & M) \cos\alpha_l), v1_coef(M \alpha_l^2 \cos\alpha_l + 2(M + 2 R^2) \alpha_l \sin\alpha_l - 6 R^2 \cos\alpha_l), - \\
 & v1_coef(M \alpha_l^2 \sin\alpha_l - 2(M + 2 R^2) \alpha_l \cos\alpha_l - 6 R^2 \sin\alpha_l); \\
 8 \quad & 0, 0, 0, 0, -sh\chi_l, -ch\chi_l, ch\chi_l - \chi_l sh\chi_l, sh\chi_l - \chi_l ch\chi_l, T_{0a}^{-1} M \sin\alpha_l, \\
 & T_{0a}^{-1} M \cos\alpha_l, T_{0a}^{-1} (M \alpha_l \sin\alpha_l - 2 R^2 \cos\alpha_l), T_{0a}^{-1} (M \alpha_l \cos\alpha_l + 2 R^2 \sin\alpha_l), \\
 & T_{0a}^{-1} (M \alpha_l^2 \sin\alpha_l - 2 R^2 (\sin\alpha_l + 2 \alpha_l \cos\alpha_l)), T_{0a}^{-1} (M \alpha_l^2 \cos\alpha_l + 2 R^2 (-\cos\alpha_l + \\
 & 2 \alpha_l \sin\alpha_l)); \\
 9 \quad & 0, 0, 0, 0, \eta_{a1} sh\chi_l, \eta_{a1} ch\chi_l, \eta_{a1} \chi_l sh\chi_l, \eta_{a1} \chi_l ch\chi_l, M(\bar{R}^2 - 1) \sin\alpha_l, M(\bar{R}^2 - \\
 & 1) \cos\alpha_l, (M(\bar{R}^2 - 1) \alpha_l \sin\alpha_l - 2(R^2(\bar{R}^2 - 1) + M \bar{R}^2) \cos\alpha_l), (M(\bar{R}^2 - \\
 & 1) \alpha_l \cos\alpha_l + 2(R^2(\bar{R}^2 - 1) + M \bar{R}^2) \sin\alpha_l), (M(\bar{R}^2 - 1) \alpha_l^2 \sin\alpha_l - 4(R^2(\bar{R}^2 - 1) +
 \end{aligned}$$

$$M\bar{R}^2) \mathfrak{x}_l \cos \mathfrak{x}_l - 2(R^2(\bar{R}^2 - 1) + (M + 4R^2) \bar{R}^2) \sin \mathfrak{x}_l), (M(\bar{R}^2 - 1) \mathfrak{x}_l^2 \cos \mathfrak{x}_l + 4(R^2(\bar{R}^2 - 1) + M\bar{R}^2) \mathfrak{x}_l \sin \mathfrak{x}_l - 2(R^2(\bar{R}^2 - 1) + (M + 4R^2) \bar{R}^2) \cos \mathfrak{x}_l)$$

$$10 \quad 0, 0, 0, 0, -\eta_{a2} ch \chi_l, -\eta_{a2} sh \chi_l, \eta_{a2} (sh \chi_l - \chi_l ch \chi_l), \eta_{a2} (ch \chi_l - \chi_l sh \chi_l), \\ M(\bar{R}^2 + 3) \cos \mathfrak{x}_l, -M(\bar{R}^2 + 3) \sin \mathfrak{x}_l, (M(\bar{R}^2 + 3) \mathfrak{x}_l \cos \mathfrak{x}_l + ((2R^2 + M)(\bar{R}^2 + 3) + 2M\bar{R}^2) \sin \mathfrak{x}_l), \\ -(M(\bar{R}^2 + 3) \mathfrak{x}_l \sin \mathfrak{x}_l - ((2R^2 + M)(\bar{R}^2 + 3) + 2M\bar{R}^2) \cos \mathfrak{x}_l), \\ (M(\bar{R}^2 + 3) \mathfrak{x}_l^2 \cos \mathfrak{x}_l + 2((M + 2R^2)(3 + \bar{R}^2) + 2M\bar{R}^2) \mathfrak{x}_l \sin \mathfrak{x}_l - 2(3R^2(3 + \bar{R}^2) + (3M + 4R^2) \bar{R}^2) \cos \mathfrak{x}_l), \\ -(M(\bar{R}^2 + 3) \mathfrak{x}_l^2 \sin \mathfrak{x}_l - 2((M + 2R^2)(3 + \bar{R}^2) + 2M\bar{R}^2) \mathfrak{x}_l \cos \mathfrak{x}_l - 2(3R^2(3 + \bar{R}^2) + (3M + 4R^2) \bar{R}^2) \sin \mathfrak{x}_l)$$

$$11 \quad 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, M \cos \mathfrak{x}_a, -M \sin \mathfrak{x}_a, M \mathfrak{x}_a \cos \mathfrak{x}_a + (2R^2 + M) \sin \mathfrak{x}_a, \\ -(M \mathfrak{x}_a \sin \mathfrak{x}_a - (2R^2 + M) \cos \mathfrak{x}_a), (M \mathfrak{x}_a^2 \cos \mathfrak{x}_a + 2(M + 2R^2) \mathfrak{x}_a \sin \mathfrak{x}_a - 6R^2 \cos \mathfrak{x}_a), \\ -(M \mathfrak{x}_a^2 \sin \mathfrak{x}_a - 2(M + 2R^2) \mathfrak{x}_a \cos \mathfrak{x}_a - 6R^2 \sin \mathfrak{x}_a)$$

$$12 \quad 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, M \sin \mathfrak{x}_a, M \cos \mathfrak{x}_a, M \mathfrak{x}_a \sin \mathfrak{x}_a - 2R^2 \cos \mathfrak{x}_a, \\ M \mathfrak{x}_a \cos \mathfrak{x}_a + 2R^2 \sin \mathfrak{x}_a, M \mathfrak{x}_a^2 \sin \mathfrak{x}_a - 2R^2(\sin \mathfrak{x}_a + 2 \mathfrak{x}_a \cos \mathfrak{x}_a), M \mathfrak{x}_a^2 \cos \mathfrak{x}_a + 2R^2(-\cos \mathfrak{x}_a + 2 \mathfrak{x}_a \sin \mathfrak{x}_a)$$

$$13 \quad 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, \sin \mathfrak{x}_l, \cos \mathfrak{x}_l, \mathfrak{x}_l \sin \mathfrak{x}_l, \mathfrak{x}_l \cos \mathfrak{x}_l, \mathfrak{x}_l^2 \sin \mathfrak{x}_l, \mathfrak{x}_l^2 \cos \mathfrak{x}_l$$

$$14 \quad 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, \sin \mathfrak{x}_a, \cos \mathfrak{x}_a, \mathfrak{x}_a \sin \mathfrak{x}_a, \mathfrak{x}_a \cos \mathfrak{x}_a, \mathfrak{x}_a^2 \sin \mathfrak{x}_a, \\ \mathfrak{x}_a^2 \cos \mathfrak{x}_a].$$

Здесь были введены следующие обозначения: $v1_coef = -R/(T_{0a} k)$, $\eta_{cl} = \eta_c/\eta_l$, $\eta_{a1} = 2\eta_l T_{0a}/\eta_a$, $\eta_{a1} = 2\eta_l k T_{0a}/(\eta_a R)$. Матрица A задаёт систему ГУ при умножении слева на вектор определяемых констант:

$$A_{ij} C_j = 0. \quad (4.16)$$

Система (4.16) – искомая система заданных ГУ. Она однородная, так как описывает свободную термогравитационную конвекцию в астеносфере. Её решение ищется стандартным путём.

Запишем условие, определяющее возможность наличия нетривиального решения системы уравнений (4.16):

$$\det(A) = 0. \quad (4.17)$$

Будем считать, что $A = A(k)$, тогда уравнение (4.17) определяет такое значение k_a (или набор значений), которое соответствует длине волны формирующейся неустойчивости в астеносфере и, далее, собственно конвекции.

Решение уравнения (4.17) можно получить непосредственно в аналитическом виде. При этом можно будет выделить комплекс параметров модели, аналогичный числу Рэлея для однослойной конвекции, который будет задавать пороговое значение градиента температуры (при фиксированных реологических и пр. параметрах модели), при котором в астеносфере возникает конвекция. Мы, однако, в силу крайней громоздкости подобного решения, будем искать корни уравнения (4.17) численно, а для сравнения с другими моделями (в т.ч. численными) будем использовать «стандартное» число Рэлея (выведенное для однослойной модели с ГУ равенства нулю нормальной компоненты скорости на граница слоя и равенства нулю касательных напряжений), допуская, что при задаваемом превышении вязкости на границе астеносфера/литосфера в два порядка или более, эта оценка достаточно точна.

Будем считать, что $A = A(k)$, тогда уравнение (4.17) определяет такое значение k_a (или набор значений), которое соответствует длине волны формирующейся неустойчивости в астеносфере и, далее, собственно конвекции.

Приведём ниже два варианта решения, полученных для разных параметров модели. Первый вариант будет представлен для следующего набора параметров: $h_c = 40$ км, $h_l = 60$ км, $h_a = 100$ км, $\rho_c = 2.7$ г/см³, $\rho_l = 3.1$ г/см³, $\rho_a = 3.15$ г/см³, $\eta_c = 10^{23}$ Па*с, $\eta_l = 10^{21}$ Па*с, $\eta_a = 10^{19}$ Па*с, $a = 10^{-6}$ м²/с, $\alpha = 3 \cdot 10^{-5}$ К⁻¹, $T_0 = 0.0075$ К/м (750° на 100 км астеносферы). Оценим коэффициент R , а также покажем знак подкоренного выражения в нём, равного $k^2 + (KT_{0a})^{\frac{1}{3}}$. Величина $KT_{0a} = -(K^T/\eta)k^2T_0/a = -\rho g \alpha k^2 T_0/(\eta a)$. Тогда кубический радикал будет равен:

$$-(KT_{0a})^{\frac{1}{3}} = -(3.15*9.8*3*10^{-5}*(2\pi)^2*(2.45*10^5)^{-2}*7.5*10^{-3}*10^{-19}*10^6)^{1/3} =$$

$$=-(4.57*10^{-28})^{1/3} = -7.7*10^{-10}$$

Здесь взято волновое число $k = 2.56*10^{-5} \text{ м}^{-1}$, соответствующее длине волны, равной 245 км. Тогда $k^2 = 6.55 \cdot 10^{-10} \text{ м}^{-2}$, и подкоренная величина в R равна:

$$k^2 + (KT_{0a})^{\frac{1}{3}} = (6.6 - 7.7) * 10^{-10} = 0.9*10^{-10}$$

Для данных параметров построим график $\det(A(k))$, дан на рисунке 4.2.

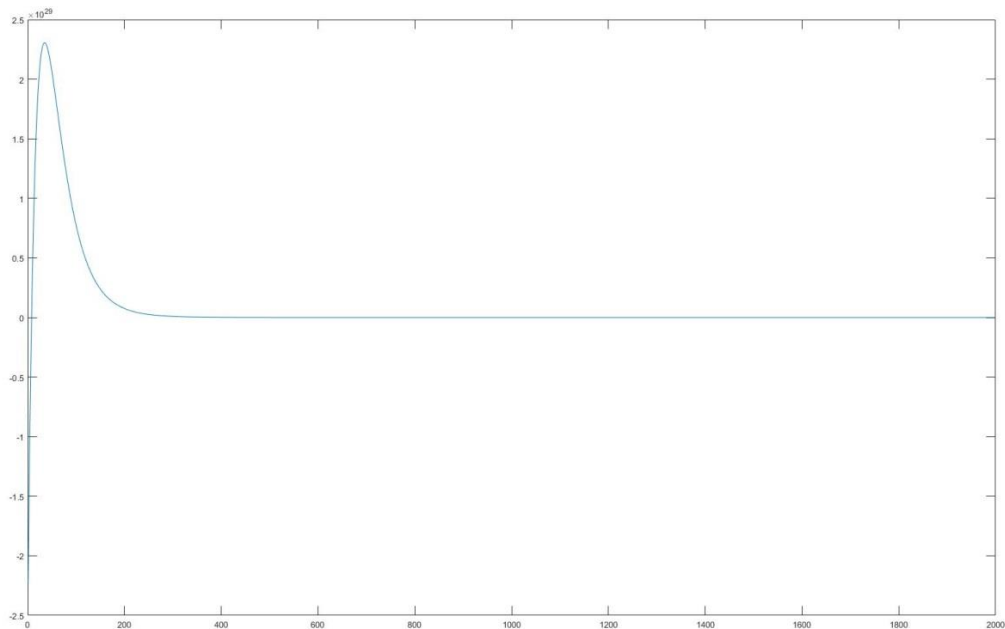


Рис. 4.2. График величины $\det(A(k))$. Пояснения даны в текущем разделе.

На выбранном диапазоне длин волн (от 50 до 300 км) имеются два корня k_a , соответствующие длинам вол 55 и 245 км. Рассмотрим последний вариант, как более геодинамически приемлемый. Для него составим решение со значениями параметров модели, которые были приведены выше.

Теперь, в соответствии с намеченным подходом, получим решения краевых задач, для которых НДС формируется за счёт действия только одного из намеченных факторов: базового возмущения, искривления внутренней

границы модели и искривления поверхности модели. Эти подзадачи рассматриваются в стационарном приближении, нестационарным предполагается уже финальное решение. Граничные условия и методика их решения для первой подзадачи была представлена непосредственно выше.

Граничные условия для второй подзадачи (возмущение – искривление внутренней границы), вытекает из (4.12), здесь, очевидно, $\Delta\rho = \rho_m - \rho_c$. Имеем:

$$\begin{aligned} \tilde{v}_x &= 0 & \tilde{v}_y &= 0 & \tilde{T} &= 0 & \text{(нижняя граница)} \\ [\tilde{v}_x] &= 0 & [\tilde{v}_y] &= 0 & [\tilde{\sigma}_{xy}] &= 0 & [\tilde{\sigma}_{yy}] &= 0 & \tilde{T} &= 0 & \text{(граница астеносфера/литосфера)} \\ [\tilde{v}_x] &= 0 & [\tilde{v}_y] &= 0 & [\tilde{\sigma}_{xy}] &= 0 & [\tilde{\sigma}_{yy}] &= (\rho_m - \rho_c)g\tilde{\zeta}_m & & & \text{(граница Мохо)} \\ \tilde{\sigma}_{xy} &= 0 & \tilde{y}_{yy} &= 0. & & & & & & \text{(верхняя граница)} \end{aligned}$$

Аналогично, Граничные условия для третьей, связанной с искривлением поверхности, подзадачи:

$$\begin{aligned} \tilde{v}_x &= 0 & \tilde{v}_y &= 0 & \tilde{T} &= 0 & \text{(нижняя граница)} \\ [\tilde{v}_x] &= 0 & [\tilde{v}_y] &= 0 & [\tilde{\sigma}_{xy}] &= 0 & [\tilde{\sigma}_{yy}] &= 0 & \tilde{T} &= 0 & \text{(граница астеносфера/литосфера)} \\ [\tilde{v}_x] &= 0 & [\tilde{v}_y] &= 0 & [\tilde{\sigma}_{xy}] &= 0 & [\tilde{\sigma}_{yy}] &= (\rho_m - \rho_c)g\tilde{\zeta}_m & & & \text{(граница Мохо)} \\ \tilde{\sigma}_{xy} &= 0 & \tilde{\sigma}_{yy} &= \rho_c g\tilde{\zeta}_c. & & & & & & \text{(верхняя граница)} \end{aligned}$$

Наконец для последней границы:

$$\begin{aligned} \tilde{v}_x &= 0 & \tilde{v}_y &= 0 & \tilde{T} &= 0 & \text{(нижняя граница)} \\ [\tilde{v}_x] &= 0 & [\tilde{v}_y] &= 0 & [\tilde{y}_{xy}] &= 0 & [\tilde{y}_{yy}] &= 0 & \tilde{T} &= 0 & \text{(граница астеносфера/литосфера)} \\ [\tilde{v}_x] &= 0 & [\tilde{v}_y] &= 0 & [\tilde{y}_{xy}] &= 0 & [\tilde{y}_{yy}] &= (c_m - c_c)g\tilde{\alpha}_m & & & \text{(граница Мохо)} \\ \tilde{y}_{xy} &= 0 & \tilde{y}_{yy} &= c_c g\tilde{\alpha}. & & & & & & \text{(верхняя граница)} \end{aligned}$$

Необходимо отдельно подчеркнуть, что данные краевые задачи решаются так же, как и аналогичные (для двуслоя) из главы 1, ведь в данном случае задаётся непосредственное возмущение $\tilde{y}_{yy}$ на одной из границ

модели и решаемая система уравнений (опущена для краткости), аналогичная (4.16), неоднородна и решается тривиально.

Полученные решения зависят от параметров T^{gr} , $\tilde{\alpha}_m$, $\tilde{\alpha}_l$, $\tilde{\alpha}_c$, первый из которых определяет скорость астеносферной конвекции, является входным параметром модели и считается постоянным. Для рельефа подвижных границ известно лишь начальное значение (ноль), характер его изменения как раз требуется выяснить – это и будут искомые эволюционные кривые. Для этого рассмотрим, для определённости, поверхность модели и запишем для неё соотношение (4.12) (будем добавлять нижний индекс «с» для обозначения принадлежности к этой границе, и, далее, «m» – для Мохо и «a» – для подошвы литосферы):

$$v_{yc}^{общее} = v_{yc}^1 + v_{yc}^2 + v_{yc}^3 + v_{yc}^4 \quad (4.18)$$

Для поля $\tilde{y}_{yy}$, полученного из решения третьей подзадачи имеет место, как зависящего от параметра:

$$\tilde{y}_{yy} = \hat{y}_{yy} \tilde{f}_{доп},$$

или же, учитывая (4.12):

$$\tilde{y}_{yy} = \hat{y}_{yy} c_c g \tilde{\zeta}_c.$$

Откуда, аналогично переходу от (4.12) к (4.13), следует:

$$\tilde{v}_y = \hat{v}_y c_c g \tilde{\zeta}.$$

Но, так как:

$$\dot{\tilde{\zeta}}_c \stackrel{\text{def}}{=} \tilde{v}_{yc}^{общее},$$

то уравнение (4.15), учитывая (4.18), можно переписать в следующем виде:

$$\dot{\tilde{\zeta}}_c = \hat{v}_{yc}^1 T^{gr} + \hat{v}_{yc}^2 \Delta c_a g \tilde{\zeta}_a + \hat{v}_{yc}^2 \Delta c_m g \tilde{\zeta}_m + \hat{v}_{yc}^3 c_c g \tilde{\zeta}_c. \quad (4.19.a)$$

В последнем выражении было введено обозначение $\hat{v}_y^1$, аналогичное прочим, произведены полностью аналогичные преобразования члена v_{yc}^2 и,

для краткости, введено обозначение $\Delta c_a = c_a - c_m$, $\Delta c_m = c_m - c_c$. Аналогичным образом получим для внутренней границы:

$$\dot{\tilde{\zeta}}_m = \hat{v}_{ym}^1 T^{gr} + \hat{v}_{ym}^2 \Delta c_a g \tilde{\zeta}_a + \hat{v}_{ym}^3 \Delta c_m g \tilde{\zeta}_m + \hat{v}_{ym}^4 c_c g \tilde{\zeta}_c. \quad (4.19.б)$$

$$\dot{\tilde{\zeta}}_a = \hat{v}_{ya}^1 T^{gr} + \hat{v}_{ya}^2 \Delta c_a g \tilde{\zeta}_a + \hat{v}_{ya}^3 \Delta c_m g \tilde{\zeta}_m + \hat{v}_{ya}^4 c_c g \tilde{\zeta}_c. \quad (4.19.в)$$

Решение системы (4.15), дополненное вышеуказанными начальными условиями (плоские границы в начальный момент времени), даёт выражения для амплитуд рельефа в явном виде, это и есть искомые эволюционные кривые:

$$\begin{cases} \tilde{\zeta}_c = C_{0c} + C_{1c} \exp(\gamma_1 t) + C_{2c} \exp(\gamma_2 t) + C_{3c} \exp(\gamma_3 t) \\ \tilde{\zeta}_m = C_{0m} + C_{1m} \exp(\gamma_1 t) + C_{2m} \exp(\gamma_2 t) + C_{3m} \exp(\gamma_3 t) \\ \tilde{\zeta}_a = C_{0a} + C_{1a} \exp(\gamma_1 t) + C_{2a} \exp(\gamma_2 t) + C_{3a} \exp(\gamma_3 t) \end{cases} \quad (4.19)$$

где выражения для констант C_{ij} и γ_i опущены из-за громоздкости.

Приведём ниже два варианта решения, полученных для разных параметров модели. Первый вариант будет представлен для следующего набора параметров: $h_c = 40$ км, $h_l = 60$ км, $h_a = 100$ км, $c_c = 2.7$ г/см³, $c_l = 3.1$ г/см³, $c_a = 3.15$ г/см³, $z_c = 10^{23}$ Па*с, $z_l = 10^{21}$ Па*с, $z_a = 10^{19}$ Па*с, $a = 10^{-6}$ м²/с, $\alpha = 3 \cdot 10^{-5}$ К⁻¹, $T_0 = 0.0025$ К/м (250° на 100 км астеносферы). Этапы деформации модели, соответствующая этим кривым схематически изображена на рисунке 4.4. Полученные эволюционные кривые (рисунок 4.3) полностью определяют ход деформации модели и требуют отдельного пояснения.

Отметим, что приведенные далее данные о временах изменения геометрии коры, также как и скорости внутрилitosферного течения и напряжения существенно зависят от принятых выше значений вязкости коры и мантии. Однако, если выполнить уменьшение вязкости, сохраняя характерное соотношение между корой и мантии (в два порядка), то геометрия поля напряжения в модели остаётся неизменной и при этом пропорционально увеличиваются скорости и уменьшается время

формирования характерных структурных форм коры. В общем-то, даже приблизительные значения эффективной вязкости литосферы являются не вполне известными.

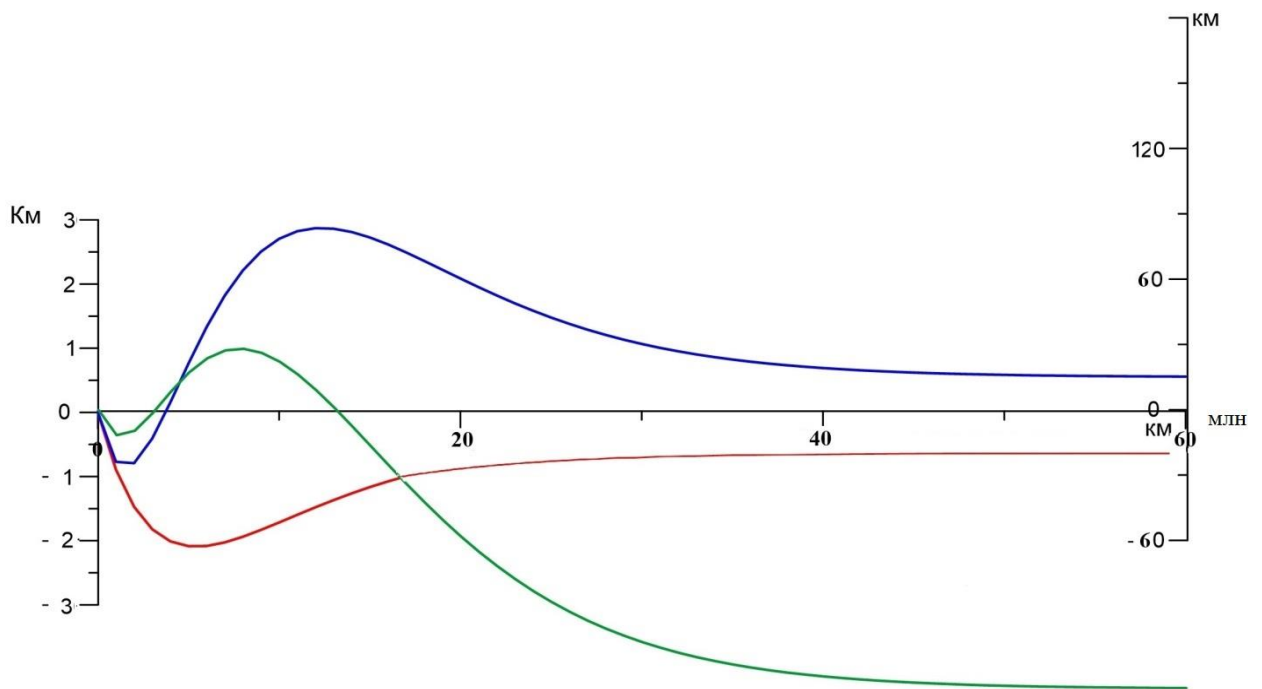


Рис. 4.3. Функции амплитуды погружения рельефа дневной поверхности (синим цветом, построена относительно левой вертикальной шкалы), подошвы коры (зелёным цветом, построена относительно левой вертикальной шкалы) и подошвы литосферы коры (красным цветом, построена относительно правой вертикальной шкалы) построенные для модели учёта влияния астеносферной конвекции.

Рассмотрим теперь общий характер деформации модели, в первую очередь в отношении формирования геометрии рельефа. Результаты моделирования показывают, что система приходит в состояние равновесия после прохождения ряда состояний, соответствующих определённому колебательному процессу, структура которого зависит от строения модели и, в первую очередь, от наличия контрастных плотностных границ между основными структурными элементами модели. Именно: при наличии двух контрастных плотностных границ (считая и дневную поверхность), что соответствует упрощённой модели, рассматриваемой в

[Мягков, Ребецкий, 2019], в которой нижнее тело (астеносфера) не вводилось и моделировалась изолированно деформация литосферы, при формировании эпиплатформенного орогена происходил двухстадийный процесс, при котором на первой стадии на месте будущего хребта под нисходящим конвективным током формировался прогиб, а на второй – поднятие с корнем (аналогично, прогиб с антикорнем для межгорной впадины). Для трёхслойной модели с астеносферой наличие слабоконтрастной граница литосфера/астеносфера приводит к возникновению дополнительной стадии общего колебательного процесса. Именно: после общего прогиба литосферы под нисходящим током, происходит изостатическая инверсия вертикального движения верхней части литосферы (с корой включительно), после чего только формируются коровые корни хребтов и антикорни впадин. Только после прохождения всех стадий колебательного процесса система достигает (асимптотически) состояния изостазии. Данный результат обобщается на случай большего количества границ (например, при введении границы Конрада в коре возникнет дополнительная колебательная стадия кора/верхняя кора, аналогичная последней стадии (литосфера/кора) в трёхслойной модели.

Рассматриваемая модель позволила детализировать структуру эволюции модели, рассмотренной в главах 1 и 2, выявив наличие специфических колебательных процессов в системе литосфера/астеносфера. Рассмотрим эволюцию напряжённого состояния, полученного для данной модели. Структура течения, представленная на рисунке 4.5, здесь не представляет особого интереса, для литосферы она достаточно ясно дана в главе 1, движение же вещества астеносферы практически не подлежит природной верификации. Структура напряжённого состояния литосферы (ориентация главных осей тензора напряжений), в целом также находится в согласии с полученной в более ранних моделях. Опишем её кратко.

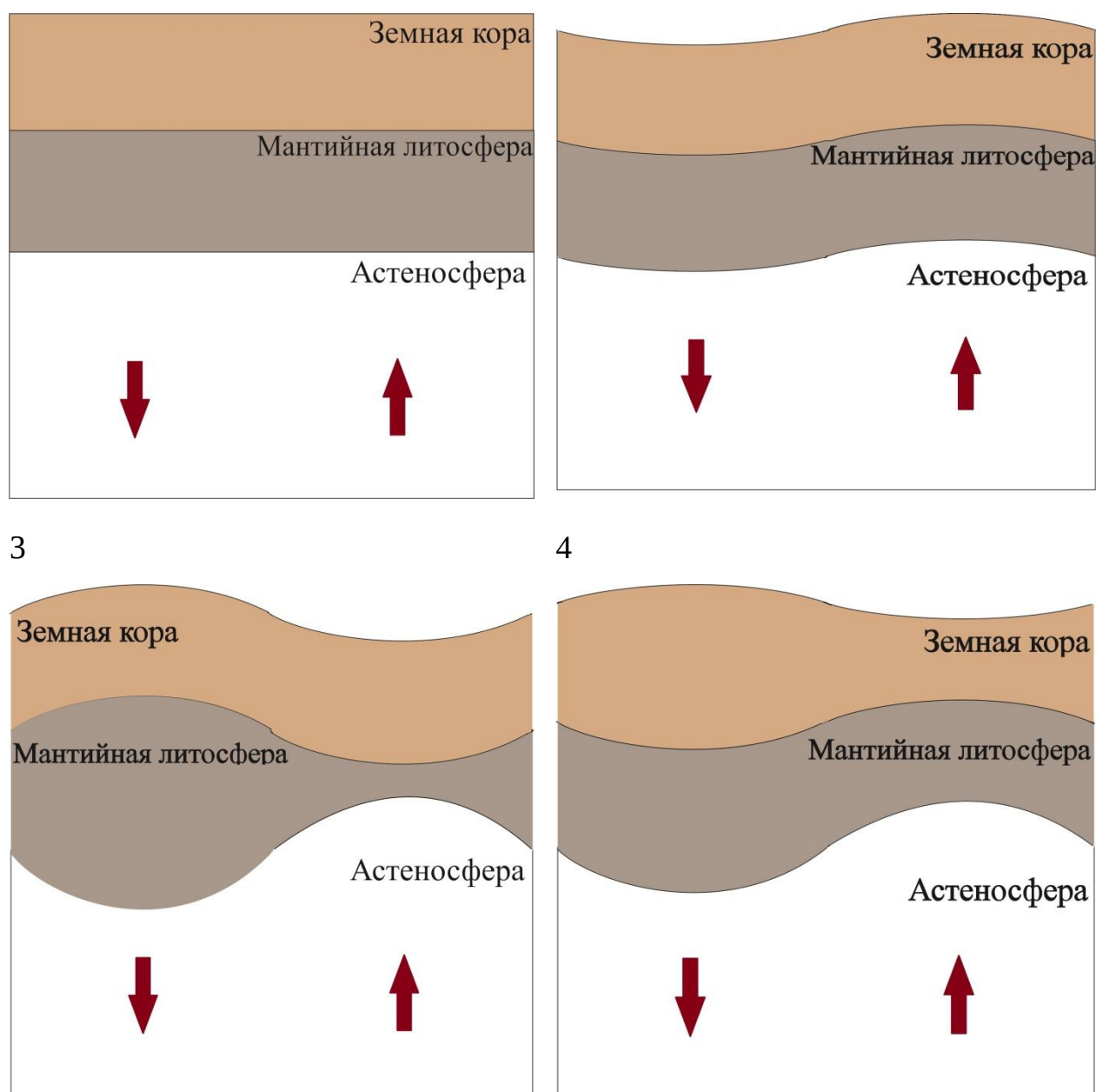


Рис. 4.4. Основные этапы деформации модели. 1 – начальная стадия (0 млн.л.). 2 – стадия общего прогиба (2.7 млн.л.). 3 – первичная изостатическая инверсия (18 млн.л.). 4 – стадия окончательной изостатической инверсии (40 млн.л.).

Основные этапы деформации модели представлены на рисунке 4. Первый этап характеризуется ростом поднятия над восходящим астеносферным током и впадины над нисходящим. Далее, в силу полной симметрии системы будем говорить об области над нисходящим током, где изначально литосфера погружается. Этот процесс продолжается (для представленного выше набора параметров модели) 2 млн. лет, постепенно

замедляясь (средняя скорость течения в коре порядка 0.4 мм/год). К его концу амплитуда погружения достигает 1 км. К концу данного этапа система достигает максимально изостатически некомпенсированного состояния, в результате чего, под действием гравитационных сил происходит инверсия вертикальной компоненты скорости течения и погружение сменяется воздыманием (2 этап эволюции системы), продолжающийся следующие 10 млн. лет. Примерно на времени 4 млн. лет прогиб полностью выравнивается, происходит изостатическая инверсия, причём всей Земной коры, включая и границу Мохо.

К 12 млн. лет инверсионное поднятие достигает максимального значения в 3 км, после чего система переходит к последнему этапу, в результате которого снова происходит погружение дневной поверхности и Мохо, однако при этом подошва литосферы испытывает поднятие. При этом скорость погружения инверсионного поднятия снижается практически до нуля задолго до выравнивания поднятия и инверсионная форма рельефа (поднятие над нисходящим конвективным током) стабилизируется к 40-50 млн. лет с амплитудой около 800 м. Мохо же выравнивается на времени в 13 млн. лет и снова формирует впадину, которая, вместе с мантийной литосферой формирует корни у инверсионного поднятия, в области же восходящего конвективного тока формируются антикорни под инверсионной впадиной. Этим завершается активная эволюция орогена. Она состоит из 3-х этапов с двумя последовательными инверсиями – сначала течения во всей литосфере в целом, потом – преимущественно в Земной коре. Количество этапов строго совпадает с числом подвижных границ модели с перепадом плотности, а число инверсий – с количеством внутренних границ модели. В более упрощённой модели в работе [Мягков, Ребецкий, 2019] граница астеносфера/литосфера не вводилась в модель и число основных этапов деформации модели равнялось двум, с одной инверсией. При этом добавление дополнительных вязкостных, но не плотностных границ в модель (например, выделение катакластической нижней коры) не приводило к формированию дополнительных колебательных циклов.

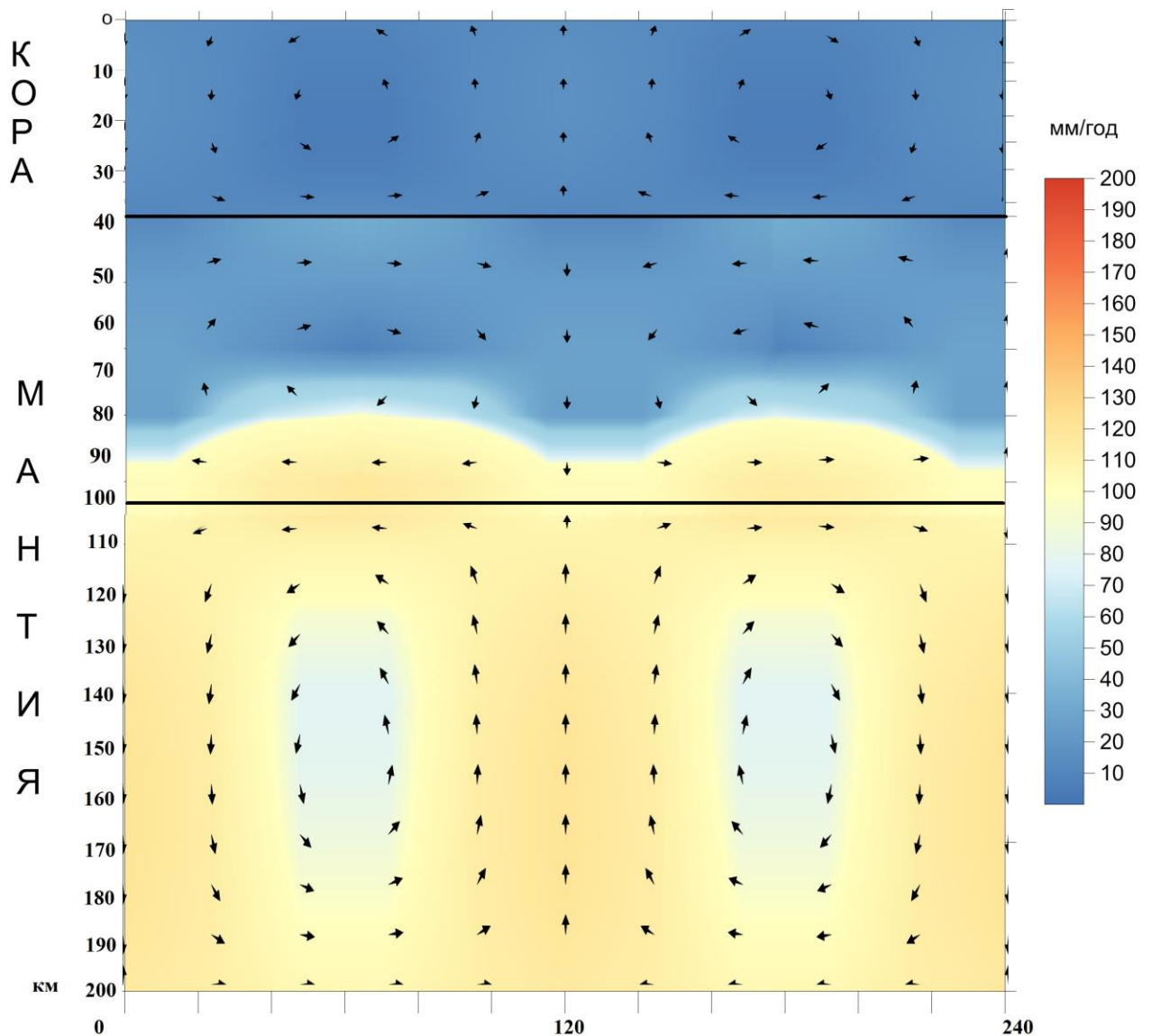


Рис. 4.5. Скорости течения вещества в трёхслойной модели с генерируемой за счёт заданного термического градиента конвекцией в астеносфере. Время – **50 млн.л** соответствует 3 этапу на рисунке 4.4. Горизонтальный масштаб уменьшен относительно вертикального. Параметры модели указаны в тексте в текущем разделе.

Как уже было указано, картина напряжённого состояния в коре не отличается принципиально от полученной в более простых моделях (глава 1 и 2). Опишем структуру поля напряжений на основных этапах деформации. Также, как и при кинематическом описании, будем рассматривать область над нисходящим конвективным током. Согласно

тектонофизическим данным [Ребецкий и др., 2013, 2016] в области хребтов в коре доминирует обстановка горизонтального сжатия (ось σ_3 субгоризонтальна), а в области впадин – растяжения (ось σ_3 субвертикальна). На первом этапе (впадины) ось σ_3 субгоризонтальна, что противоречит тектонофизическим данным, уровень напряжений в коре (здесь и далее – максимальных касательных) в среднем равняется 40-45 МПа. На втором этапе впадина сменяется поднятием, однако, по мере роста инверсионного поднятия, в верхней части коры обстановка сжатия сменяется на обстановку растяжения, таким образом противоречие результатов моделирования с тектонофизическими данными сохраняется. Только на третьем этапе, когда амплитуда поднятия стабилизируется, большая часть коры поднятия находится в состоянии горизонтального сжатия и соответствует природным данным. Впрочем, в самой верхней (10-15 км) части модели субвертикальная ориентация оси σ_3 сохраняется. Уровень напряжений в начале второго этапа немного снижается, но по мере роста поднятия и, соответственно, вклада экзогенных процессов, растёт до значения более 60 МПа. К концу третьего этапа происходит снижение до значения около 25-30 МПа.

4.3. Выводы

Таким образом, в данной главе представлена улучшенная, усложнённая версия модели с влиянием маломасштабной конвекции в астеносфере из главы 1. Произведён переход от механической задачи к термомеханической, а термогравитационная конвекция в мантии непосредственно введена в состав модели (как процесс в нижнем слое). При этом данная модель так же является аналитической, что позволяет, также, при необходимости вместо астеносферной конвекции перейти к верхнемантийной в рамках данной модели. Также отсутствие принципиальных отличий в распределении

напряжённого состояния в данной модели и в модели главы 1 доказывает корректность модели главы 1 в отношении напряжённого состояния (но не вопроса изостатического равновесия и общего характера эволюции модели).

Результаты моделирования по структуре напряжённого состояния продемонстрировала, в целом, соответствие с более простыми моделями (глава 1 и 2), но позволила более детально проследить этапы и структуру деформации модели. Модель позволила детальнее изучить структуру инверсионных процессов, чем в работах [Мягков, Ребецкий, 2016, 2019] продемонстрировав колебательный процесс в системе литосфера/астеносфера, предваряющий формированию корней/антикорней для поднятий и впадин, что позволяет несколько иначе взглянуть на некоторые геологические данные. В итоге модель дала сходную геометрию поднятий и прогибов с более ранними, подтвердив корректность тех допущений, что в неё вводились. Однако результаты моделирования позволяют утверждать, что система литосфера-астеносфера под влиянием конвективного воздействия проходит через ряд последовательных инверсионных колебательных процессов, число которых строго соответствует количеству выраженных плотностных границ в модели и только после прохождения данного ряда система может достигнуть изостатического равновесия.

В качестве основного вывода необходимо отметить следующее: маломасштабная конвекция в астеносфере из-за наличия двух скачков плотности (кора-мантия, литосфера-астеносфера) приводит к двукратной инверсии вертикальных движений, как в области поднятия – горы, так и в области опускания – межгорная впадина кровли коры с формированием на стадии стабилизации деформаций потоков корового вещества из зоны впадины в зону поднятия. Особенности напряженного состояния литосферы и направленность вертикальных движений кровли и подошвы коры при разных условиях внешнего нагружения литосферы в целом связаны с достижением изостатической компенсации на кровле мантии и кровле астеносферы, которые имеют разные скорости.

Заключение

Представленная работа обобщает ряд аналитических, полуаналитических и численных геодинамических моделей эпиплатформенного орогенеза. Результатом являются рассчитанные параметры напряжённого состояния моделей и их кинематика, представленные в дискретной временной развёртке. Эти параметры сравнивались с исходными тектонофизическими данными о современном напряжённом состоянии эпиплатформенных орогенов Центральной Азии. Степень соответствия, в первую очередь пространственного распределения геодинамических типов напряжённого состояния, позволила сделать заключения о возможности геодинамического процесса каждой модели сформировать внутриплитные орогены Центральной Азии. Также полученные решения могут быть использованы при решении обратных задач геодинамики.

Созданы модели 2 групп:

1. Модели формирования напряжённого состояния континентальной литосферы за счёт маломасштабной термогравитационной конвекции в астеносфере. Данные модели представлены в главах 1, 2 и 4. Результаты моделирования в этой группе являются для большей части пространства моделей соответствующими природным данным. Именно, были получено поле напряжения, в хребтах преимущественно геодинамического типа «горизонтального сжатия», а в области впадин – «горизонтального растяжения».
2. Модель формирования напряжённого состояния континентальной литосферы в условиях горизонтального сжатия и, как следствия, потери устойчивости упругой части земной коры. Полученные для этой модели особенности напряжённого состояния находятся в сильном несоответствии с природными данными. В верхней коре геодинамический тип напряжённого состояния всюду горизонтального сжатия, в средней и нижней коре чередуются по высоте области горизонтального растяжения и сжатия.

Отдельно рассмотрен вопрос о форме учёта экзогенных (денудационно-аккумулятивных) процессов. Показана активная функция экзогенных процессов, наличие которых снижало амплитуду рельефа формирующегося орогена, но кратно повышало амплитуду внутрикоровых напряжений. При этом показано, что разный тип распределения сноса – склоновый и классический (с максимумом в области наибольшего рельефа), приводят к различному росту внутрикоровых напряжений, склоновая, «эрозионная» форма учёта экзогенных процессов приводит к большему росту напряжений. Представленные выводы относительно разных видов ввода экзогенных процессов в модель могут быть использованы при создании региональных аналитических и численных геодинамических моделей. Также был исследован вопрос о генерации аномальных напряжений горизонтального сжатия. На примере численной модели денудации континентальной коры было показано, что подобные процессы могут формировать значительный по амплитуде уровень напряжений порядка 10-15 МПа и выше. Таким образом, экзогенный фактор необходимо должен рассматриваться в качестве самостоятельного геодинамического источника формирования аномального напряжения в земной коре.

Отдельным результатом является полученная последовательность этапов деформации литосферы и их связь с количеством имеющихся в ней контрастных плотностных границ. На примере моделей с маломасштабной астеносферной конвекцией оказано, что при изменении рельефа подошвы литосферы последняя достигает изостазии через прохождение нескольких этапов последовательного формирования инверсионных форм рельефа на её плотностных границах, количество которых совпадает с количеством контрастных подвижных плотностных границ.

Литература

1. Белоусов, В.В. Основы геотектоники / В.В. Белоусов — М.: Недра. — 1989 — 382 с.
2. Бобров, А.М., Баранов, А.А. Горизонтальные напряжения в мантии и в движущемся континенте для двумерной мантийной конвекции с переменной вязкостью / А.М. Бобров, А.А. Баранов // Физика Земли. — 2011. — №9. — С. 57-71.
3. Бобров А.М., Трубицын В.П. Эволюция вязких напряжений в мантии и в движущихся континентах в процессе образования и распада суперконтинента / А.М. Бобров, В.П. Трубицын // Физика Земли. — 2003. — № 12. — С. 3-13.
4. Буртман В.С. Тянь-Шань и Высокая Азия. Геодинамика в кайнозое / В.С. Буртман — М. Геос. — 2012. — 188 с.
5. Добрецов Н.Л., Берзин Н.А., Буслов М.М., Ермиков В.Д. Общие проблемы эволюции Алтайского региона и взаимоотношения между строением фундамента и развитием неотектонической структуры / Н.Л. Добрецов, Н.А. Берзин, М.М. Буслов, В.Д. Ермиков // Геология и геофизика. — 1995. — Т. 36, № 10. — С. 5-19.
6. Добрецов Н.Л., Кулаков И.Ю., Полянский О.П. Геодинамика, поля напряжений и условия деформаций в различных геодинамических обстановках / Н.Л. Добрецов, И.Ю. Кулаков, О.П. Полянский // Геология и геофизика. — 2013. — Т. 54, № 4. — С. 469-499.
7. Крестников В.Н., Белоусов Т.П., Ермилин В.И., Чигарев Н.В., Штанге Д.В. Четвертичная тектоника Памира и Тянь-Шаня / В.Н. Крестников, Т.П. Белоусов, В.И. Ермилин, Н.В. Чигарев, Д.В. Штанге — М.: Наука. — 1979. — 116 с.
8. Макаров В.И., Алексеев Д.В., Баталев В.Ю., Баталева Е.А., Беляев И.В., Брагин В.Д. и др. Поддвиг Тарима под Тянь-Шань и глубинная структура зоны их сочленения: основные результаты сейсмических исследований по профилю MANAS (Кашгар-Сонкель) / В.И. Макаров, Д.В. Алексеев, В.Ю. Баталев, Е.А. Баталева, И.В. Беляев, В.Д. Брагин и др. // Геотектоника. — 2010. — № 2. — С. 23-42.
9. Макаров В.И., Рыбин А.К., Матюков В.Е., Пушкарев П.Ю., Щербина Ф.А. Особенности глубинной структуры депрессионных областей Центрального Тянь-Шаня / В.И. Макаров, А.К. Рыбин, В.Е. Матюков, П.Ю. Пушкарев, Ф.А. Щербина // Инженерные изыскания. — 2011. — № 1. — С. 42-51.

10. Михайлов В.О. Математическая модель эволюции структур, образующихся в результате вертикальных движений / В.О. Михайлов // Физика Земли. — 1983. — №6. — С. 3-18.
11. Михайлов В.О. Моделирование процессов растяжения и сжатия литосферы внутриплитными силами / В.О. Михайлов // Физика Земли. — 1999. — №3. — С. 71-81.
12. Мягков Д.С., Ребецкий Ю.Л. Эволюция структуры течения и рельефа эпиплатформенных орогенов под воздействием мелкомасштабной астеносферной конвекции / Д.С. Мягков, Ю.Л. Ребецкий // Вестник КРАУНЦ. — 2016. — № 1. — С. 257-290.
13. Мягков Д.С., Ребецкий Ю.Л. Математическая модель формирования напряжённо-деформированного состояния эпиплатформенных орогенов / Д.С. Мягков, Ю.Л. Ребецкий // Геодинамика и тектонофизика. — 2019. — Т. 10, № 1. — С. 21-41. doi:10.5800/GT- 2019- 10- 1- 0402
14. Николаевский В.Н. Механика геоматериалов и землетрясения / В.Н. Николаевский // Итоги науки и техники ВИНТИ. сер. Мех. деф. тв. тела. — М.: 1983. — Т. 15. — С. 817-821.
15. Оллиер К. Тектоника и рельеф / К. Оллиер — М.: Недра. — 1984. — 460 с.
16. Оллиер К.Д., Пайн К.Ф. Неотектоническое поднятие гор и геоморфология / К.Д. Оллиер, К.Ф. Пайн // Геоморфология. - 2019. - №4. - С. 3-26. doi: 10.31857/S0435-4281201943-26
17. Ребецкий Ю.Л. Об одной новой форме неустойчивости континентальной коры / Ю.Л. Ребецкий // Осадочные бассейны и геологические предпосылки прогноза новых объектов, перспективных на нефть и газ. Материалы XLIV тектонического совещания. Т. II. — М.: Изд. ГЕОС. — 2012. — С. 355-359.
18. Ребецкий Ю.Л. Об особенности напряженного состояния коры внутриконтинентальных орогенов / Ю.Л. Ребецкий // Геодинамика и тектонофизика. — 2015. — Т. 6, № 4. — С. 437-466.
19. Ребецкий Ю.Л., Алексеев Р.С. Тектоническое поле современных напряжений Средней и Юго-Восточной Азии / Ю.Л. Ребецкий, Р.С. Алексеев // Геодинамика и тектонофизика. — 2014. — Т. 5, вып. 1. — С. 257-290.

20. Ребецкий Ю.Л., Кучай О.А., Маринин А.В. Напряженное состояние и деформации земной коры Алтае-Саян / Ю.Л. Ребецкий, О.А. Кучай, А.В. Маринин // Геология и геофизика. — 2013. — Т. 54, № 2. — С. 271-291.
21. Ребецкий Ю.Л., Погорелов В.В., Мягков Д.С., Ермаков В.А. О генезисе напряжений в коре островной дуги по результатам численного моделирования / Ю.Л. Ребецкий, В.В. Погорелов, Д.С. Мягков, В.А. Ермаков // Вестник КРАУНЦ. — 2018. — № 3. — С. 54-73.
22. Ребецкий Ю.Л., Погорелов В.В. Тектонофизическая модель механизма нагружения и эволюции напряженно-деформированного состояния литосферы континентальных горно-складчатых областей / Ю.Л. Ребецкий, В.В. Погорелов // Геологическая история возможные механизмы и проблема формирования впадин с субокеанической и аномально тонкой корой в провинциях с континентальной литосферой. Материалы XLV тектонического совещания. Т. II. — М.: Изд. ГЕОС. — 2013. — С. 181-185.
23. Ребецкий Ю.Л., Сычева Н.А., Сычев В.Н., Кузиков С.И., Маринин А.В. Напряженное состояние коры Северного Тянь-Шаня по данным сейсмической сети КНЕТ / Ю.Л. Ребецкий, Н.А. Сычева, В.Н. Сычев, С.И. Кузиков, А.В. Маринин // Геология и геофизика. — 2016. — Т. 57, № 3. — С. 496-520
24. Современная геодинамика внутриконтинентального коллизионного горообразования (Центральная Азия). — М.: Научный Мир. — 2005. — 370 с.
25. Теркот Д., Шуберт Дж. Геодинамика. Геологические приложения физики сплошных сред. В 2-х частях / Д. Теркот, Дж. Шуберт— М.: Мир. — 1985. — 464 с.
26. Тимошкина Е.П., Леонов Ю.Г., Михайлов В.О. Формирование системы горное сооружение – предгорный прогиб: геодинамическая модель и ее сопоставление с данными по северному Предкавказью / Е.П. Тимошкина, Ю.Г. Леонов, В.О. Михайлов // Геотектоника. — 2010. — № 5. — С. 3-21.
27. Трубицын В.П., Симакин А.Г., Баранов А.А. Влияние пространственной вариации вязкости на структуру мантийных течений / В.П. Трубицын, А.Г. Симакин, А.А. Баранов// Физика Земли. — 2006. — № 1. — С. 3-15
28. Хаин В.Е., Ломизе М.Г. Геотектоника с основами геодинамики / В.Е. Хаин, М.Г. Ломизе — М.: Изд. Московского Университета. — 1995. — 480 с.
29. Ahnert F. Functional relationship between denudation relief and uplift in mid-latitude drainage basins / F. Ahnert // Amer. J. Sci. — 1970. — V. 268. — P. 243-263.

30. Allen M.B., Windley B.F., Zhang Chi. Palaeozoic collisional tectonics and magmatism of the Chinese Tien Shan, central Asia / M.B. Allen, B.F. Windley, Chi Zhang // *Tectonophysics*. — V. 220, Is. 1–4. — 1993. — P. 89-115. [https://doi.org/10.1016/0040-1951\(93\)90225-9](https://doi.org/10.1016/0040-1951(93)90225-9)
31. Atabekov I., Muminov M., Atabekov A. Numerical modelling of the stress in the Pamir-Hindu Kush region / I. Atabekov, M. Muminov, A. Atabekov // *Geodesy and Geodynamics*. — V. 13, Is. 1. — 2022. — P. 83-91. <https://doi.org/10.1016/j.geog.2021.08.005>
32. Babichev A.V., Novikov I.S., Polyansky O.P., Korobeynikov S.N. Modeling Cenozoic crustal deformation in Gorny Altai / A.V. Babichev, I.S. Novikov, O.P. Polyansky, S.N. Korobeynikov // *Russian Geology and Geophysics*. — V. 50, Is. 2. — 2009. — P. 104-114. <https://doi.org/10.1016/j.rgg.2008.08.002>
33. Blatt H., Middleton G., Murray R. *Origin of sedimentary rock* / H. Blatt, G. Middleton, R. Murray // N. - Yersy. Print Hall. — 1972. — 634 p.
34. Burov E., François T., Agard P., Pourhiet L., Meyer B., et al. Rheological and geodynamic controls on the mechanisms of subduction and HP/UHP exhumation of crustal rocks during continental collision: Insights from numerical models / E. Burov, T. François, P. Agard, L. Pourhiet, B. Meyer, et al. // *Tectonophysics*. — Elsevier. — 2014. — V. 631. — P. 212-250. [10.1016/j.tecto.2014.04.033](https://doi.org/10.1016/j.tecto.2014.04.033)
35. Burtman B. S. The Tien Shan Early Paleozoic tectonics and geodynamics / B. S. Burtman // *RJES*. — 2006.
36. Burtman, V.S. Tectonics and geodynamics of the Tian Shan in the Middle and Late Paleozoic. / V.S. Burtman, // *Geotecton* — 2015. — № 49. — P. 302–319 <https://doi.org/10.1134/S0016852115040020>
37. Chen C.M., Lu H.F., Jia D., Cai D.S., Wu S.M. Closing history of the southern Tianshan oceanic basin, western China: an oblique collisional orogeny / C.M. Chen, H.F. Lu, D. Jia, D.S. Cai, S.M. Wu // *Tectonophysics*. — 1999.— V. 302. — P. 23–40. [https://doi.org/10.1016/S0040-1951\(98\)00273-X](https://doi.org/10.1016/S0040-1951(98)00273-X)
38. Cloetingh S., Burov E., Beekman F., Andeweg B., Andriessen P.A.M., Garcia-Castellanos D., de Vicente G., Vegas R. Lithospheric folding in Iberia / S. Cloetingh, E. Burov, Beekman F., Andeweg B., P.A.M. Andriessen, D. Garcia-Castellanos, G. de Vicente, R. Vegas // *Tectonics*. — 2002. — V. 21, №. 5. — 1041 p. [doi:10.1029/2001TC901031](https://doi.org/10.1029/2001TC901031).

39. Cloethingh S., Burov E. Lithospheric folding and sedimentary basin evolution: a review and analysis of formation mechanisms / S. Cloething, E. Burov // *Basin Research*. — Wiley. — 2011. — V. 23 (3). — P. 257-290. 10.1111/j.1365-2117.2010.00490.x. hal-00640964
40. Culling W.E. Analitical theory of Erosion / W.E. Culling // *J. Geol.* — 1960. — V. 68. — P. 336-344.
41. Cotton F., Avouac, J. P. Crustal and upper-mantle structure under the Tien Shan from surface-wave dispersion / F. Cotton, J. P. Avouac. // *Phys. Earth Planet Int.* — 1994. — V. 84. — P. 95–109.
42. Delvaux D., Cloetingh S., Beekman F., Sokoutis D., Burov E., Buslov M., Abdrakhmatov K., Buslov E. Basin evolution in a folding lithosphere: Altai-Sayan and Tien Shan belts in Central Asia / D. Delvaux, S. Cloetingh, F. Beekman, D. Sokoutis, E. Burov, M. Buslov, K. Abdrakhmatov, E. Buslov // *Tectonophysics*. — 2013. — V. 602. — P. 194-222. 10.1016/j.tecto.2013.01.010.
43. Didenko A.N., Kaplun V.B., Malyshev Yu.F., Shevchenk B.F. Lithospheric structure and Mesozoic geodynamics of the eastern Central Asian orogeny / A.N. Didenko, V.B. Kaplun, Yu.F. Malyshev, B.F. Shevchenko // *Russian Geology and Geophysics*. 2010. — V. 51, Is. 5. — P. 492-506. <https://doi.org/10.1016/j.rgg.2010.04.006>.
44. England P., Houseman G. Finite strain calculations of continental deformation: 2. Comparison with the India- Asia collision zone / P. England, G. Houseman // *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*. — 1986. — V. 91 (B3). — P. 3664–3676. <https://doi.org/10.1029/>
45. England P., Molnar P., The field of crustal velocity in Asia calculated from Quaternary rates of slip on faults / P. England, P.Molnar // *Geophysical Journal International*. — 1997. — V. 130, Is. 3. — P. 551–582. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1997.tb01853.x>
46. Gol'din S.V., Kuchai O.A., Seismic strain in the Altai-Sayan active seismic area and elements of collisional geodynamics / S.V. Gol'din, O.A. Kuchai // *Russian Geology and Geophysics*. — 2007. — V. 48, Is. 7. — P. 536-557, <https://doi.org/10.1016/j.rgg.2007.06.005>
47. Horowitz D.H. Mathematical Modeling of Sediment Accumulation in Deltic System / D.H. Horowitz // *Quantitative Techniques for Analysis of Sediments*. — Oxford. — 1976. — P. 105-119.

48. Jourdon A., le Pourhiet L., Petit C., Rolland Y. The deep structure and reactivation of the Kyrgyz Tien Shan: Modelling the past to better constrain the present / A. Jourdon, L. le Pourhiet, C. Petit, Y. Rolland // *Tectonophysics*. — 2017. — V. 746. 10.1016/j.tecto.2017.07.019.
49. Kong, X., Bird, P. Neotectonics of Asia: thin-shell finite-element models with faults, in: An Yin, Mark Harrison, T. (Eds.), *The Tectonic Evolution of Asia* / X. Kong, P. Bird // Cambridge University Press. — 1996. — P. 18–34.
50. Kröner A., Kovach V., Belousova E. et al. Reassessment of continental growth during the accretionary history of the Central Asian Orogenic Belt / A. Kröner, V. Kovach, E. Belousova et al. // *Gondwana Research*. — 2014. — V. 25. — P. 103-125. 10.1016/j.gr.2012.12.023.
51. Kohanpour F., Gorczyk W., Lindsay M. D., Occhipinti S. Examining tectonic scenarios using geodynamic numerical modelling: Halls Creek Orogen, Australia / F. Kohanpour, W. Gorczyk, M. D. Lindsay, S. Occhipinti // *Gondwana Research*. — 2017. — V. 46. — P. 95-113, <https://doi.org/10.1016/j.gr.2017.02.013>
52. Xianquan L., Yunping C., Chongbin Z., Junmeng Z. Three-dimensional thermo-mechanical modeling of the Cenozoic uplift of the Tianshan mountains driven tectonically by the Pamir and Tarim / L. Xianquan, C. Yunping, Z. Chongbin, Z. Junmeng // *Journal of Asian Earth Sciences*. — V. 62. — 2013. — P. 797-811. <https://doi.org/10.1016/j.jseaes.2012.11.034>.
53. Guohui L., Yuan G., Yuanze Z., Changhui J., Yutao S., Qinghui C. A low-velocity layer atop the mantle transition zone beneath the western Central Asian Orogenic Belt: Upper mantle melting induced by ancient slab subduction / L. Guohui, G. Yuan, Z. Yuanze, J. Changhui, S. Yutao, C. Qinghui // *Earth and Planetary Science Letters*. — 2022. — V. 578. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2021.117287>.
54. Loury C., Rolland Y., Guillot S., Mikolaichuk A., Lanari P., Bosch D. Crustal-scale structure of South Tien Shan: Implications for subduction polarity and Cenozoic reactivation / C. Loury, Y. Rolland, S. Guillot, A. Mikolaichuk, P. Lanari, D. Bosch // *Geological Society London Special Publications*. — 2015. — V. 427. 10.1144/SP427.4.
55. Jiang X. Dynamic support of the Tien Shan lithosphere based on flexural and rheological modeling / X. Jiang // *Journal of Asian Earth Sciences*. — 2014. — V. 93. — P. 37–48. 10.1016/j.jseaes.2014.07.006.

56. Junmeng Z., Guodong L., Zaoxun L., Xiankang Z., Zhao G. Lithospheric structure and dynamic processes of the Tianshan orogenic belt and the Junggar Basin / Z. Junmeng, L. Guodong, L. Zaoxun, Z. Xiankang, G. Zhao // *Tectonophysics*. — 2003. — V. 376. — P. 199-239. 10.1016/j.tecto.2003.07.001.
57. Liu J., Liu Q.-Y., Guo B., Yuen D. A., Song H.-Z.. Small-scale convection in the upper mantle beneath the Chinese Tian Shan Mountains / J. Liu, Q.-Y. Liu, B. Guo, D. A. Yuen, H.-Z. Song // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. — 2007. — V. 163, Is. 1–4. — P. 179-190. — ISSN 0031-9201. <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2007.04.019>.
58. Liu H.-S.. Geodynamics of Cenozoic deformation in central Asia / H.-S. Liu // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. — 1981. — V. 25, Is. 1. — P. 64-70. [https://doi.org/10.1016/0031-9201\(81\)90130-8](https://doi.org/10.1016/0031-9201(81)90130-8)
59. Love A.E.H. Some problems of geodynamics / A.E.H. Love // London Cambridge University Press. — 1911. — 180 p.
60. Luo A., Fan J.-J., Zhang B.-C., Zhang J.-Z., Li H., Duan M.-L. From arc-continent collision to ocean closure: Lower Cretaceous Shamuluo Formation in the western segment of the Bangong–Nujiang suture zone, central Tibet / A. Luo, J.-J. Fan, B.-C. Zhang, J.-Z. Zhang, H. Li, M.-L. Duan // *Geoscience Frontiers*. — 2021. — V. 12. — P. 101207. 10.1016/j.gsf.2021.101207.
61. Makarov V.I. Neotectonics and geodynamics of mountain systems of Central Asia / // *Quaternary Intern.* — 1995. — V. 25. — P. 19–23.
62. Mikhailov V.O., Timoshkina E. P., Polono R. Foredeep basin: the main features and model of formation / V.O. Mikhailov, E. P. Timoshkina, R. Polono // *Tectonophysics*. — 1999. — V. 307. — P. 345-359.
63. Novikov I., Pospeeva E.V. Neotectonics of eastern Gorny Altai: Evidence from magnetotelluric data / I. Novikov, E.V. Pospeeva // *Russian Geology and Geophysics*. — 2017. — V. 58. 10.1016/j.rgg.2017.06.001.
64. Omuralieva A., Nakajima J., Hasegawa A. Three-dimensional seismic velocity structure of the crust beneath the central Tien Shan, Kyrgyzstan: Implications for large- and small-scale mountain building / A. Omuralieva, J. Nakajima, A. Hasegawa // *Tectonophysics*. — 2009. — V. 465. — P. 30-44. 10.1016/j.tecto.2008.10.010.
65. Peltzer G., Saucier F. Present-day kinematics of Asia derived from geologic fault rates / G. Peltzer, F. Saucier // *J. Geophys. Res.* — 1996. — V. 101. — P. 27,943–27,956.

66. Perchuk A.L., Safonov O.G., Smit C.A., van Reenen D.D., Zakharov V.S., Gerya T.V. Precambrian ultra-hot orogenic factory: Making and reworking of continental crust / // Tectonophysics. — 2016. — V. 44. — P. 345-359.
67. Selander J., Oskin M., Ormukov C., Abdrakhmatov K. Inherited strike-slip faults as an origin for basement-cored uplifts: example of the Kungey and Zailiskey ranges, northern Tian Shan / J. Selander, M. Oskin, C. Ormukov, K. Abdrakhmatov // Tectonics. — 2012. — V. 31. — TC4026. <https://doi.org/10.1029/2011TC003002>
68. Sun Q., Zhao X., Xue C., Seltnann R., Symons D. Late Carboniferous – Early Permian mafic dikes and granitoids in the heart of the Western Tianshan Orogen, NW China: Implications for a tectonic transition from a syn- to post-collisional setting / Q. Sun, X. Zhao, C. Xue, R. Seltnann, D. Symons // Lithos. — 2021. — P. 400-401. [10.1016/j.lithos.2021.106417](https://doi.org/10.1016/j.lithos.2021.106417).
69. Singh S., Ghosh A.. The role of crustal models in the dynamics of the India–Eurasia collision zone / S. Singh, A. Ghosh. // Geophysical Journal International. — 2020. — V. 223, Is. 1. — P. 111–131, <https://doi.org/10.1093/gji/ggaa299>
70. Schubert B., Turcotte D.L., Olson P. Mantle Convection in the Earth and Planets / B. Schubert, D.L. Turcotte, P. Olson // Cambridge University Press. — 2001. — 940 p.
71. Thieulot C., Steer P., Huismans R. S.. Three-dimensional numerical simulations of crustal systems undergoing orogeny and subjected to surface processes / C. Thieulot, P. Steer, R. S. Huismans // Geochem. Geophys. Geosyst. — 2014. — V. 15. — P. 4936–4957
72. Rebetsky Yu.L., Sycheva N.A., Kuchay O.A., Tatevossian R.E. Development of inversion methods on fault slip data. Stress state in orogenes of the central Asia / Yu.L. Rebetsky, N.A. Sycheva, O.A. Kuchay, R.E. Tatevossian // Tectonophysics. — 2012. — V. 581. — P. 114-131.
73. Tychkov S.A., Kuchai O.A., Bushenkova N.A., Bragin V.D., Kalmetieva Z.A. Current crustal deformation in the northern Tien Shan: GPS and seismological data / S.A. Tychkov, O.A. Kuchai, N.A. Bushenkova, V.D. Bragin, Z.A. Kalmetieva // Russian Geology and Geophysics. — 2008. — V. 49, Is. 4. — P. 280-290. <https://doi.org/10.1016/j.rgg.2007.05.006>
74. Vinnik L. P., Roecker S., Kosarev G. L., Oreshin S. I., Koulakov I. Y. Crustal structure and dynamics of the Tien Shan / L. P. Vinnik, S. Roecker, G. L. Kosarev, S. I. Oreshin, I. Y. Koulakov // Geophys. Res. Lett. — 2002. — V. 29 (22). — 2047 p. [doi:10.1029/2002GL015531](https://doi.org/10.1029/2002GL015531), 2002.

75. Vinnik L., Aleshin I., Kaban M., Kiselev S., Kosarev G., Oreshin S., Reigber C. Crust and mantle of the Tien Shan from data of the receiver function tomography. *Izvestiya / L. Vinnik, I. Aleshin, M. Kaban, S. Kiselev, G. Kosarev, S. Oreshin, C. Reigber // Physics of the Solid Earth.* — 2006. — V. 42. — P. 639-651. 10.1134/S1069351306080027.
76. Vladimirov A., Kruk, N., Khromykh S., et al. Permian magmatism and lithospheric deformation in the Altai caused by crustal and mantle thermal processes / A. Vladimirov, N. Kruk, S. Khromykh, et al. // *Russian Geology and Geophysics.* — 2008. — V. 49. — P. 468-479. 10.1016/j.rgg.2008.06.006.
77. Wilkins M.L. Computer Simulation of Fracture / M.L. Wilkins // Lawrence Livermore Laboratory, Rept. — 1972. — UCRL-75246.
78. Vogt K., Gerya T. V. From oceanic plateaus to allochthonous terranes: Numerical modelling / K. Vogt, T. V. Gerya // *Gondwana Research.* — 2014. — V. 25, Is. 2. — P. 494-508.
<https://doi.org/10.1016/j.gr.2012.11.002>.
79. Yarmolyuk V.V., Kuzmin M.I., Ernst R.E. Intraplate geodynamics and magmatism in the evolution of the Central Asian Orogenic Belt / V.V. Yarmolyuk, M.I. Kuzmin, R.E. Ernst. // *Journal of Asian Earth Sciences.* — 2014. — V. 93. — P. 158-179.
<https://doi.org/10.1016/j.jseaes.2014.07.004>
80. Zabelina I.V., Koulakov I.Yu., Buslov M.M. Deep mechanisms in the Kyrgyz Tien Shan orogen (from results of seismic tomography) / I.V. Zabelina, I.Yu. Koulakov, M.M. Buslov // *Russian Geology and Geophysics.* — 2013. — V. 54, Is. 7. — P. 695-706.
<https://doi.org/10.1016/j.rgg.2013.06.005>
81. Zubovich A., Wang X.-Q., Scherba Y. et al. GPS velocity field for the Tien Shan and surrounding regions / Zubovich A., Wang X.-Q., Scherba Y. et al. // *Tectonics.* — 2010. — V. 29. 10.1029/2010TC002772.