

Трехмерная модель динамики термосферы

Д.В. Кулямин¹, В.П. Дымников²

В работе представлена новая глобальная трехмерная модель термосферы Земли (для высот от 90 км до 500 км) с высоким пространственным разрешением. В модели использованы простые приближения расчета солнечной радиации, ион-нейтрального взаимодействия. Приведено подробное описание численного алгоритма модели. Показано, что построенная модель с удовлетворительной точностью воспроизводит основные особенности динамики термосферы.

Ключевые слова: математическое моделирование, термосфера, динамика атмосферы

Введение

Современные модели климата рассматривают область атмосферы Земли от поверхности до стратосферы, или мезосферы, а иногда только тропосферу. Однако растущие требования к точности описания геофизических процессов и новые постановки задач определили переход от климатических моделей к моделям Земной системы с включением описания переноса и трансформации малых газовых примесей, углеродного и метанового циклов, динамики растительности и т.д. [1]. Следуя этому направлению, развитие климатических моделей должно также идти по пути включения верхней атмосферы, и, следовательно, учитывать влияние электродинамических процессов (ионосфера, магнитосфера). Создание такой модели Земной системы, включающей термосферу и ионосферу, представляет собой чрезвычайно сложную междисциплинарную проблему. Появление таких моделей является важным шагом не только для моделирования климата, но и для исследования процессов, связанных с электромагнитной активностью Земли и прямым взаимодействием с солнечным излучением. Отметим, что наиболее продвинутые исследования в этом направлении проходят в США в центрах, ориентированных также на построение моделей космической погоды.

Данная работа посвящена созданию модели общей циркуляции термосферы, как блока разрабатываемой в Институте вычислительной математики (ИВМ) РАН модели

¹ Дмитрий Вячеславович Кулямин, к.ф.-м.н.; н.с., Научно-исследовательский вычислительный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, в.н.с. Институт прикладной геофизики имени академика Е. К. Федорова; kulyamind@mail.ru

² Валентин Павлович Дымников, академик РАН; г.н.с. Институт вычислительной математики РАН, в.н.с. Институт прикладной геофизики имени академика Е. К. Федорова;

Земной системы высокого пространственного разрешения с полным описанием всех энергозначимых процессов. Завершающим этапом этой работы является создание совместной модели общей циркуляции нижней, средней и верхней атмосферы, включающей модель ИВМ РАН, описывающую циркуляцию тропосферы-стратосферы-мезосферы (для высот 0-90 км) [2-3], и разрабатываемую модель термосферы (для высот 90-500 км).

Рассматриваемая область представляет собой нейтральную газовую среду в верхних слоях атмосферы, для которых еще применимы приближения сплошной среды и идеального газа. Основной характеристикой этого слоя является резкое увеличение температуры с высотой от мезопаузы (примерно от 90 км до 300 км) и ее постоянство в верхних слоях. Вместе с тем плотность газа значительно падает не только вследствие падения давления, но и за счет ионизации газовых составляющих и их перераспределения по высоте в соответствии с атомной массой (без турбулентного перемешивания). Основной движущей силой атмосферных процессов в этой области является поглощение коротковолнового солнечного излучения, которое запускает процессы ионизации и рекомбинации частиц (фактически создавая особую область атмосферы, состоящую из заряженных частиц – ионов и электронов), а также передавая значительное количество тепла нейтральным частицам. Считается, что средний температурный профиль верхних слоев атмосферы определяется балансом между этим нагревом и молекулярной теплопроводностью.

Исследования верхней атмосферы были начаты задолго до начала космической эры (эксперименты по изучению космических частиц на земле, шарах-зондах, высотных аэростатах и ракетах, которые способствовали выяснению природы первичного космического излучения, определению их энергии и механизмов взаимодействия с атмосферой Земли). Однако наиболее значимые результаты в этой области были получены уже на первых спутниках и привели к первому выдающемуся открытию в космосе – обнаружению радиационных поясов Земли, в которых происходит захват и ускорение частиц в магнитном поле планеты (1958 г.) К настоящему времени разработано большое число математических моделей, позволяющих с различной точностью воспроизводить необходимые характеристики верхней атмосферы. Существует целый ряд теоретических моделей околоземного пространства, различных по охвату процессов в моделируемой среде, начиная с локальных моделей фотохимии, иллюстрирующих только взаимные превращения нейтральных и ионизированных частиц верхней атмосферы, и до моделей глобального масштаба, описывающих взаимодействие многих процессов в изучаемой

среде и позволяющих адекватно описать широкий круг явлений различных масштабов и физической природы [4-11].

Сегодня в мире существует несколько глобальных численных моделей верхней атмосферы, охватывающих как заряженную, так и нейтральную ее компоненты. Близкие в основе (поскольку описывают одну и ту же физическую систему), они отличаются количеством учитываемых атмосферных компонент и процессов. Как правило, каждая из них включает две относительно самостоятельных части, описывающих заряженные и нейтральные компоненты (ионосферу и нейтральную атмосферу, соответственно). Первоначально математическое моделирование верхней атмосферы сводилось к построению одномерных (т.е. зависящих только от одной координаты — высоты) моделей нейтральной атмосферы и ионосферы. При этом в моделях нейтральной атмосферы ионосфера никак не учитывалась, а в теоретических моделях ионосферы нейтральная атмосфера и электрические поля задавались по эмпирическим моделям. Исторически сложилось так, что первоначально наибольшее внимание геофизиков было обращено на ионосферу. История развития моделирования ионосферы насчитывает уже несколько десятилетий, подробно эти вопросы рассмотрены в книге [8].

Параллельно развивалось и моделирование собственно термосферы. В начале 80-х годов в США и Великобритании были разработаны первые глобальные численные теоретические модели термосферы [5, 7]. В Советском Союзе аналогичные модели появились в Москве, Томске и Калининграде [4, 8]. Томская и Калининградская модели термосферы были впоследствии совмещены с глобальными теоретическими моделями ионосферы. Модель University College London / University of Sheffield первоначально была разработана как глобальная трехмерная динамическая численная модель термосферы и предназначалась для исследования поведения земной термосферы при изменении геофизических условий в широких пределах [7].

Наиболее развитая на сегодня основанная на первых принципах глобальная модель верхней атмосферы Земли разрабатывается в Национальном центре атмосферных исследований США (National Center for Atmospheric Research, NCAR, Boulder, CO). Направление ее развития видно уже из эволюции названия этой модели от первоначального Thermosphere Global Circulation Model [5] (TGCM) до сегодняшнего Thermosphere-Ionosphere-Mesosphere- Electrodynamics Global Circulation Model [10] (TIME-GCM), в современном состоянии перешедшую в модель земной системы Whole Atmosphere Community Climate Model (WACCM) [12] и развивающаяся в сторону как улучшения вычислительной базы, так и включения элементов космической физики.

Основные тенденции развития современных моделей верхней атмосферы заключаются в наращивании сложности описания физических процессов и включения различных блоков (отвечающих за многочисленные оболочки верхней части атмосферы, представляющие различную физическую природу). Как видно из представленного обзора, сложность и междисциплинарный характер проблемы, а также относительно непростая валидация результатов моделирования приводит к тому, что адекватных моделей, содержащих хорошо воспроизводящий физику блок термосферы, единицы. К тому же, во многих исследованиях основной упор сделан все-таки на электродинамические и химические явления, исследование динамики и связи с циркуляцией в нижних слоях атмосферы отходят на второй план.

В данной работе за основу для новой модели термосферы взята разработанная ранее модель ОЦА ИВМ РАН (включающая тропосферу-стратосферу-мезосферу, 0-90 км) с высоким пространственным разрешением. Физическая основа описания циркуляции термосферы – стандартные уравнения геофизической гидродинамики - модифицируются с учетом ключевых физических процессов, характерных для этих высот.

Как уже сказано выше, основным движущим источником гидротермодинамики термосферы является поглощение коротковолновой солнечной радиации, определяющее как резкий рост температуры с высотой, так и газовый состав, а также специфику движущих динамических сил.

Основная структура динамических процессов главным образом определяется этими радиационными процессами - поглощением экстремального ультрафиолетового излучения (EUV, излучение с длинами волн короче 103 нм), ультрафиолетового излучения (UV, излучение с длинами волн от 130 нм до 175 нм) и рентгеновской излучения (X-ray), которые могут ионизировать или диссоциировать различные газовые составляющие в термосфере. Высокоэнергичное EUV излучение создает ионосферу, которая ведет себя как слабо ионизированная плазма, взаимодействующая с нейтральными частицами. Обмен импульсами при столкновениях нейтральных частиц с заряженными является одной из определяющих сил, как для термосферы, так и для ионосферы.

Нагрев нейтрального газа определяется не только нагревом солнечным излучением, при котором энергия излучения переходит в тепло нейтрального газа, но и работой сил трения движущихся под действием электромагнитного поля ионов и электронов о нейтралы. Вклад нагрева высыпавшимися частицами в тепловой баланс термосферы особенно существенен в высокоширотных зонах высыпания энергичных частиц в периоды геомагнитных возмущений.

Процессы инфракрасного излучения атомарными составляющими (которые можно рассматривать как процесс ньютоновского выхолаживания) в термосфере относительно слабы и недостаточны для поддержания радиационного баланса, поэтому термосфера охлаждается направленными вниз молекулярными и вихревыми потоками тепла примерно с высот 120 км до границы мезосферы, где инфракрасное излучение становится достаточным для излучения энергии вверх. Слабая теплопроводность обуславливает существенный положительный градиент температуры по высоте. В верхней термосфере благодаря сильной разреженности молекулярная теплопроводность достаточно большая, поэтому температура фактически не меняется с высотой.

Специфику термосферы в отличие от нижних слоев атмосферы составляет непостоянство газового состава с высотой. Несмотря на существенные внутренние отличия, нижние слои атмосферы представляют собой достаточно однородный (перемешанный) газ с близкими динамическими характеристиками. Слой термосферы (выше мезопаузы ~90 км до экзопазузы на высоте около 500 км) является сильно разреженным газом, благодаря большой длине свободного пробега частиц усиливается вертикальная молекулярная диффузия, так что газ становится стратифицирован покомпонентно. Таким образом, приближения постоянной средней молекулярной массы воздуха в общем случае не приемлемо. Молекулярная диффузия – движение различных компонент нейтрального газа относительно среднемассового переноса – является основным физическим обоснованием возникающей в термосфере сильной вертикальной диффузии.

Временная изменчивость температуры и плотности в термосфере достаточно существенна в силу изменчивости активности солнечного излучения, так что экзосферные средние значения температуры вирируются более чем в 2 раза (500-1000 К) в зависимости от уровня солнечной активности.

Таким образом, для точного расчета средней структуры термосферы необходимо одновременно решать многокомпонентные уравнения, учитывающие баланс нагрева и стока тепла. Общая картина циркуляции термосферы представляет собой ярко выраженный суточный цикл, с описанными выше особенностями, проявляющийся, в основном, в термических приливах суточной и полусуточной моды. Необходимо также отметить существенную разницу между нижними и верхними слоями термосферы, где оптические свойства газа меняются так, что верхние слои фактически являются оптически прозрачными и нагрев там нелокален и равномерен с сильным контрастом между днем (при освещении Солнцем) и ночью.

В данной работе основной упор сделан на воспроизведение крупномасштабной средней циркуляции термосферы, и анализ работы вычислительного динамического ядра. Перейдем к краткому описанию структуры работы.

В первом параграфе сформулирована постановка задачи, описаны ключевые параметризации основных физических процессов, характерных для термосферы. Из приведенного выше описания особенностей физики моделируемого объекта следует, что циркуляцию термосферы можно описывать уравнениями гидротермодинамики нейтрального газа, сходными с уравнениями для нижней атмосферы, однако скорректированными для реализации основных для термосферы физических процессов. В динамике это силы вязкого трения, обеспечивающейся молекулярной диффузией, обмен импульсом с заряженными частицами при столкновениях (так называемая сила ион-нейтрального трения) и градиенты давления, создаваемые неоднородностями молекулярного состава, формально в первом приближении описываемыми непостоянством средней молекулярной массы газа. В термодинамике ключевую роль играет радиационный блок, включение которого представляет собой отдельную большую задачу. В нашей работе использовано упрощенное описание источников и стоков тепла [6].

Во втором параграфе рассмотрены вычислительные особенности реализации модели термосферы ИВМ РАН. Коротко описаны основные численные алгоритмы используемых методов решения уравнений модели. Также приводятся некоторые характеристики используемой вычислительной техники.

В третьем параграфе приводятся результаты численных экспериментов с построенной моделью и их валидация. Поскольку, в отличие от нижней атмосферы, объем данных наблюдений для области термосферы значительно скуднее, а также (что важнее) значения многочисленных внешних параметров определяются с низкой точностью, сама по себе задача проверки результатов моделирования представляет отдельную проблему. Важным методом валидации модели является сравнение результатов с результатами других моделей, как эмпирических (и использующих большой объем имеющихся наблюдений), так и данных численного моделирования. В данной работе рассматриваются численные эксперименты для воспроизведения циркуляции термосферы в условии равновесия и приведены сравнения с реализацией модели NCAR, а также данными наблюдений, усвоенными эмпирическими моделями [11, 13].

В заключении приведены основные выводы и намечены этапы дальнейшей работы.

1. Постановка задачи

Разрабатываемая в данной работе версия модели термосферы основана на динамическом блоке модели общей циркуляции атмосферы ИВМ РАН, алгоритм реализации которой взят за основу при построении конечномерной системы уравнений и подробно описан в работах [14, 15]. Решается система нелинейных примитивных уравнений гидротермодинамики атмосферы, записанная в сферической системе координат.

Для динамического блока модели ИВМ РАН при воспроизведении нижних слоев атмосферы (0-90 км) в качестве вертикальной координаты использовалась $\sigma = \frac{p}{p_s}$ – координата ($p_s(x, y, t)$ – приземное давление, p – давление на рассматриваемом уровне), удобная для учета особенностей рельефа на нижней границе. Поскольку уже с высот стратосферы перенос массы осуществляется в основном вдоль поверхностей постоянного давления и орографические воздействия приходят уже отфильтрованные тропосферой, то для описания общей циркуляции термосферы наиболее подходящей вертикальной координатой является давление p .

В связи с этим динамический блок модели циркуляции атмосферы ИВМ РАН был преобразован (в качестве расчетной координаты используется давление, нормированное на некоторую постоянную величину, соответствующую давлению на нижней границе термосферы: $p_n = \frac{p}{p_0}$, $p_0 = const$). В нашем случае для модели термосферы $p_0 = 10^{-3}$ гПа (соответствует примерно 95 км), верхняя граница взята на уровне $p_n = 4 \cdot 10^{-7}$, соответственно $p = 4 \cdot 10^{-10}$ гПа (порядка 500 км).

Таким образом, независимыми переменными (координатами) для модели являются λ, φ, t, p_n , зависимые переменные: горизонтальные скорости u, v , аналог вертикальной скорости $\tau = \frac{dp}{dt}$, температура T , геопотенциал Φ .

В данной версии модели термосферы температура и геопотенциал рассчитываются в отклонениях от некоторого среднего термосферного профиля, зависящего только от высоты, т.е. $T(\lambda, \varphi, p_n) = \bar{T}(p_n) + T'(\lambda, \varphi, p_n)$, $\Phi(\lambda, \varphi, p_n) = \bar{\Phi}(p_n) + \Phi'(\lambda, \varphi, p_n)$, $\bar{T}(p_n)$ и $\bar{\Phi}(p_n)$ - средние стационарные профили. Считается что $\bar{T}(p_n)$ является результатом баланса среднего глобального солнечного нагрева и средней теплопроводности, однако из-

за нелинейностей системы и других источников тепла величина T' может иметь отличное от нуля среднее значение.

Как было отмечено выше, существенной особенностью термосферы является то, что газовые составляющие разделены с высотой по молекулярным массам, поэтому неоднородность состава учитывается при записи уравнения состояния, в которое входит молярная масса. Для разреженного газа верхней атмосферы уравнение состояния запишется в виде $p = \frac{1}{m_\mu} \rho R_u T$, где $R_u = 8.31$ Дж/К – универсальная газовая постоянная (которую можно считать постоянной для всей области моделирования), а m_μ – средняя молярная масса газа, которая (как говорилось выше в отличие от нижних слоев атмосферы) не постоянная во всей области и в общем случае зависит от локальных процессов ионизации и рекомбинации конкретных газовых величин. Также эта величина входит неявно в уравнение притока тепла через удельную теплоемкость $c_p = \frac{1}{m_\mu} \frac{7}{2} R_u$. Для получения качественной картины общей циркуляции изменение молекулярной массы не является определяющим, поэтому в данной версии модели в первом приближении было использовано его постоянное среднее значение.

Система основных решаемых уравнений имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} - \left(f + \frac{u}{a} \operatorname{tg} \varphi \right) v + \frac{1}{a \cos \varphi} \left(\frac{\partial \Phi'}{\partial \lambda} \right) &= F_u, \\ \frac{dv}{dt} + \left(f + \frac{u}{a} \operatorname{tg} \varphi \right) u + \frac{1}{a} \left(\frac{\partial \Phi'}{\partial \varphi} \right) &= F_v, \\ \frac{\partial \Phi'}{\partial p_n} &= - \frac{RT'}{p_n}, \\ \frac{dT'}{dt} - \dot{p}_n \frac{R(\bar{T} + T')}{p_n c_p} &= F_T + \varepsilon - I, \\ \frac{1}{a \cos \varphi} \left(\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial v \cos \varphi}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial \dot{p}_n}{\partial p_n} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \dot{p}_n \frac{\partial}{\partial p_n}$, $\dot{p}_n = dp_n / dt$.

Первые два уравнения движения выражают баланс импульса, третье уравнение записано в приближении гидростатики, четвертое представляет собой уравнение притока тепла (первое начало термодинамики), а пятое – уравнение неразрывности (или закон сохранения массы). Отметим, что в результате процессов ионизации-рекомбинации закон

сохранения массы формально неприменим, однако на высотах термосферы дисбаланс, вносимый производством заряженных частиц, не существенен.

В системе (1) F_u и F_v скорости изменения импульса за счет действия внешних сил (в рассматриваемой модели сюда входит физическое взаимодействие термосферы и ионосферы - так называемая сила ион-нейтрального сопротивления, а также молекулярная диффузия). F_T – приток тепла от внешних источников (сюда входит джоулев нагрев за счет столкновений с заряженными частицами и теплопроводность); ε – радиационный приток тепла, за счет поглощения коротковолнового излучения, I – слагаемое, ответственное за длинноволновое выхолаживание. $a = 6.375 \cdot 10^6$ м – радиус Земли, $f = 2\Omega_0 \sin \varphi$ – параметр Кориолиса (угловая скорость вращения Земли $\Omega_0 = 2\pi / 86400$ сек⁻¹).

В качестве краевых условий для этой системы уравнений предполагается периодичность решения по долготе λ и его ограниченность на полюсах $\varphi = \pm\pi/2$. Нижняя поверхность постоянного давления $p_0 = 10^{-3}$ гПа одновременно является координатной поверхностью $p_n = 1$, краевые условия по вертикали для простоты выбраны в приближении твердой крышки:

$$\begin{aligned} \dot{p}_n &= 0, & \text{при } p_n &= 1, \\ \Phi' &= 0, & \text{при } p_n &= 1. \end{aligned} \quad (2)$$

С учетом этого нетрудно получить, что вертикальная скорость находится из уравнения неразрывности простым интегрированием:

$$\dot{p}_n = -\frac{1}{a \cos \varphi} \int_0^{p_n} \left(\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial v \cos \varphi}{\partial \varphi} \right) dp_n'. \quad (3)$$

Начальные условия задаются близкими к геострофическим в средних широтах и, вообще говоря, не играют существенной роли для результатов, поскольку задача решается для установления некоторой средней циркуляции.

1.1 Молекулярная диффузия и теплопроводность

Молекулярная диффузия рассчитывается добавлением в правой части уравнений движения вязкости в двумерном векторном виде через горизонтальные компоненты скорости, записываемой как $\vec{F}' = \frac{1}{\rho} \nabla (\mu \nabla \vec{u})$, где μ – коэффициент вязкости. Для термосферы наиболее существенен вертикальный компонент молекулярной диффузии

$\bar{F}' = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \mu \frac{\partial u}{\partial z}$. Коэффициент μ в общем случае растет с высотой экспоненциально на

несколько порядков и должен вычисляться отдельно для каждой газовой составляющей (используя модель столкновений в приближении «твердых шариков»). Результаты теоретических и экспериментальных исследований вязкости атмосферных газов позволяют обобщить выражение коэффициента вязкости в первом приближении однородной смеси следующим образом [16, 17]:

$$\mu = 4.5 \cdot 10^{-5} (T / 10^3)^{0.71}, \quad (4)$$

Таким образом, эта величина во многом определяется средним профилем температуры $\bar{T}(p_n)$. С учетом преобразований координаты, выражение для вертикальной молекулярной диффузии в правой части уравнений движения в p_n -системе выглядят так:

$$\begin{aligned} F_u' &= \frac{g^2}{\rho_0^2} \frac{\partial}{\partial p_n} \mu \rho \frac{\partial u}{\partial p_n}, \\ F_v' &= \frac{g^2}{\rho_0^2} \frac{\partial}{\partial p_n} \mu \rho \frac{\partial v}{\partial p_n}. \end{aligned} \quad (5)$$

$\rho = \frac{p_0 p_n}{RT}$ – плотность газа. Фактически вертикальная молекулярная диффузия (т.е.

передача тепла при столкновении нейтральных частиц друг с другом вследствие диффузионного перераспределения молекул по высоте) физически определяет теплопроводность, входящую в правую часть уравнения притока тепла в аналогичном виде

$F_T = \frac{1}{\rho} \nabla \frac{\chi}{c_p} \nabla T$, где χ – коэффициент молекулярной теплопроводности, c_p – удельная

теплоемкость. В первом приближении этот параметр можно вычислять как [16, 17]:

$$\chi = 7 \cdot 10^{-2} (T / 10^3)^{0.69}, \quad (6)$$

Выражение для теплопроводности в правой части уравнения притока тепла в p_n -системе записывается в виде:

$$F_T' = \frac{g^2}{c_p \rho_0^2} \left[\frac{\partial}{\partial p_n} \chi \rho \frac{\partial T}{\partial p_n} \right]. \quad (7)$$

1.2 Ион-нейтральное взаимодействие

Взаимодействие термосферы и ионосферы осуществляется непосредственно обменом импульсом и энергией между заряженными и нейтральными частицами при столкновениях (так называемая сила ион-нейтрального сопротивления) [18]. С учетом сильной

вертикальной диффузии и приближения гидростатики вклад этой силы в уравнения движения рассматривается только для горизонтальных компонент скорости ветра.

Поскольку термосфера (вместе с ионосферой) фактически является средой проводимости заряженных частиц в магнитном поле Земли, в первом приближении с хорошей точностью ион-нейтральные столкновения могут быть описаны с помощью приложения силы Лоренца к малому объему проводящего газа [5, 7, 19, 20]. Для малого объема сила Лоренца выражается как $\overline{dF} = [\overline{J} \times \overline{B}] dV$. Тогда (по третьему закону Ньютона) выражение горизонтальной силы ион-нейтрального взаимодействия в правых частях уравнений движения можно выразить через двумерный вектор $\overline{F}^i = \frac{1}{\rho} [\overline{J} \times \overline{B}]$, где \overline{J} – плотность тока, \overline{B} – магнитное поле Земли.

Согласно обобщенной форме закона Ома плотность тока в среде определяется как $\overline{J} = \overline{\sigma} \overline{E} = \overline{\sigma} (\overline{E}_0 + [\overline{u}_{i-n} \times \overline{B}])$, где \overline{E}_0 напряженность электрического поле (внешнего к ионосферным движениям, в нашем случае $\overline{E}_0 = 0$), а член $[\overline{u}_{i-n} \times \overline{B}]$ описывает индуцированный эффектом движения зарядов в магнитном поле Земли ток. $\overline{\sigma}$ представляет собой тензор проводимости, определяемый мгновенными характеристиками среды. \overline{u}_{i-n} должно выражать относительную горизонтальную скорость ионных компонент в системе отсчета частиц среды в каждой точке, т.е. $\overline{u}_{i-n} = \overline{u} - \overline{u}_i$ где \overline{u}_i – скорость ионов в системе отсчета Земли.

Магнитное поле Земли \overline{B} с приемлемой точностью оценивается как поле диполя, при этом с осью диполя, не совпадающей с осью вращения Земли. Вектор геомагнитного поля Земли \overline{B} в сферической системе координат имеют компоненты $\overline{B} = (B \cos I \sin D, B \cos I \cos D, -B \sin I)$, где I – угол наклона (между горизонтальной плоскостью и вектором магнитного поля) и D – угол склонения (между меридианом и проекцией вектора магнитного поля на горизонтальную плоскость). По величине магнитное поле в каждой точке может быть вычислено как $B(r, \theta) = \frac{P_m}{r^3} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \theta}$, (90 - θ) – угол между магнитной осью и местом наблюдения (магнитная широта), $P_m = 7.8 \cdot 10^{15}$ Тл·м³ – магнитный дипольный момент Земли.

Для модели термосферы в первом приближении считаем, что ось вращения Земли и геомагнитная ось совпадают, таким образом $\theta \approx \varphi$, склонение равно нулю, а угол наклона можно выразить как $I = \arctan(2 \tan \varphi)$. Тогда приближенное выражение для величины магнитного поля запишется следующим образом:

$$B(\varphi) = \frac{P_m}{(a + H_0)^3} \sqrt{(1 + 3 \sin^2 \varphi)}, \quad (8)$$

где как ($H_0 = 200$ км – средняя высота термосферы).

После некоторых преобразований несложно получить, что приток количества движения, обусловленный столкновениями с зарядами, может быть выражен аналогично аэродинамическому сопротивлению:

$$\vec{F}^i = -\frac{1}{\rho} \overline{\overline{D}} [\vec{u} - \vec{u}_i], \quad (9)$$

где $\overline{\overline{D}}$ – двумерный тензор сопротивления, записанный только для горизонтальных

компонент: $\overline{\overline{D}} = \begin{pmatrix} D_{xx} & D_{xy} \\ -D_{xy} & D_{yy} \end{pmatrix}$. Его коэффициенты могут быть вычислены как:

$$D_{xx} = \sigma_p B^2, D_{xy} = \sigma_H B^2 \sin I, D_{yy} = \sigma_p B^2 \sin^2 I. \quad (10)$$

где σ_p – продольная электропроводность Педерсена, σ_H – поперечная электропроводность Холла.

В представленных выражениях n_i – концентрация ионов, ν_{ni} – частота столкновений ионов и нейтралов, e – заряд электрона, ω_i – циклотронная ионная частота.

Сила сопротивления для горизонтальных компонент скорости ветра в правых частях уравнений движения запишется в виде:

$$\begin{aligned} F_u'' &= -\frac{RT}{p} (D_{xx}[u - u_i] + D_{xy}[v - v_i]), \\ F_v'' &= -\frac{RT}{p} (D_{yy}[v - v_i] - D_{xy}[u - u_i]). \end{aligned} \quad (11)$$

Плотность электродинамической мощности, передаваемой в качестве джоулева тепла, записывается в обобщенной форме закона Джоуля-Ленца через скалярное произведение $Q_j = (\vec{J} \vec{E})$, таким образом, приток тепла $F_T'' = \frac{1}{\rho c_p} (\vec{J} \vec{E})$.

Приток джоулева тепла рассчитывается следующим образом:

$$F_T = \frac{RT}{c_p P} (D_{xx}[u - u_i]^2 + D_{yy}[v - v_i]^2). \quad (12)$$

Для ионосферных движений в первом приближении (считая равными средневзвешенные концентрации электронов и ионов n_i), проводимости могут быть выражены в следующем виде [21, 22]:

$$\sigma_P = \frac{n_i e}{B} \left[\frac{\nu_{ni}/\omega_i}{1 + (\nu_{ni}/\omega_i)^2} \right], \quad \sigma_H = \frac{n_i e}{B} \left[\frac{(\nu_{ni}/\omega_i)^2}{1 + (\nu_{ni}/\omega_i)^2} \right] \quad (13)$$

Частота ν_{ni} в общем случае определяется отдельно для взаимодействия разных газовых компонент. Результаты теоретических и экспериментальных исследований можно обобщить следующей оценкой [19]: $\nu_{ni} = 5 \cdot 10^{-10} n_i \text{ сек}^{-1}$.

Циклотронная частота ионов рассчитывается как $\omega_i = \frac{eB}{M_i}$, где $M_i \approx 2 \cdot 10^{-26} \text{ кг}$ – средняя атомная масса ионного газа, т.е. средняя для ионосферы оценка $\omega_i = 2 \cdot 10^2 \text{ сек}^{-1}$ [20].

Оценки значений концентраций n_i для ионосферы в среднем на дневной стороне ионосферы – $10^{10} - 10^{12} \text{ м}^{-3}$ [13, 23]. Общий профиль величин дневных концентраций ионизированных и нейтральных компонент согласно данным ракетного и спутникового измерений [23], представлен на рис. 1. Этот параметр не является строго определенным и для данной параметризации может меняться в некоторых пределах, поскольку напрямую зависит от характеристик активности поглощения солнечного излучения (т.е. от годового, суточного и других циклов). В приведенных ниже результатах мы принимаем, что концентрация ионов n_i достигает максимума на высотах около 125 км и падает линейно с высотой до дневного значения на верхней границе 10^{10} м^{-3} . В концентрацию ионов также заложен суточный ход, поскольку ионосфера существует только при существенном нагреве (и ионизации) атмосферы, т.е. днем. Горизонтальное распределение n_i в данной версии модели считается однородным.

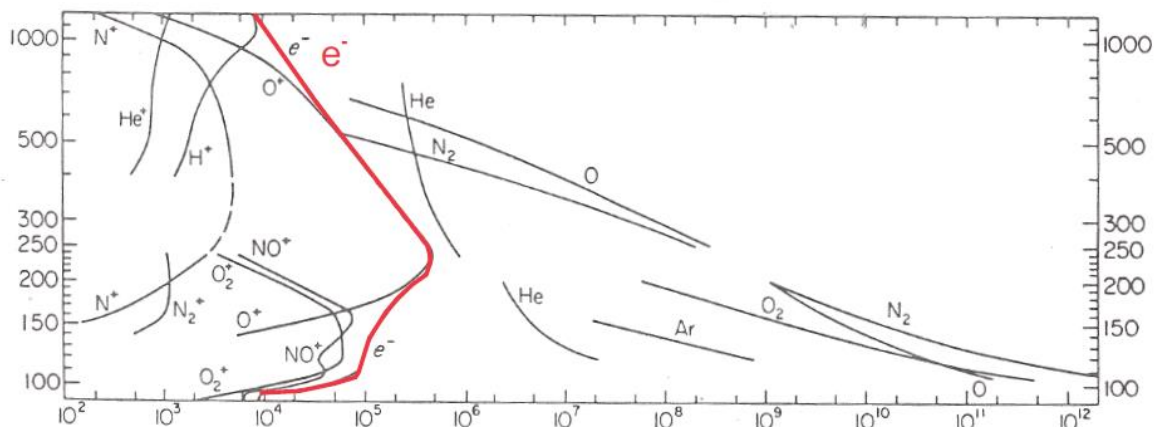


Рис. 1. Вертикальные профили средних дневных концентраций ионизированных и нейтральных газовых составляющих для высот термосферы (по осям показаны высота в км, концентрации в см^{-3} , в логарифмической шкале).

Таким образом, проводимости σ_p и σ_H в соответствии с (13) оцениваются как:

$$\sigma_p = \frac{M_i n_i v_{ni}}{B^2}, \quad \sigma_H = \frac{n_i v_{ni}^2 M_i^2}{e B^3} \quad (14)$$

Тогда коэффициенты D_{ij} из выражения (10) оцениваются следующим образом:

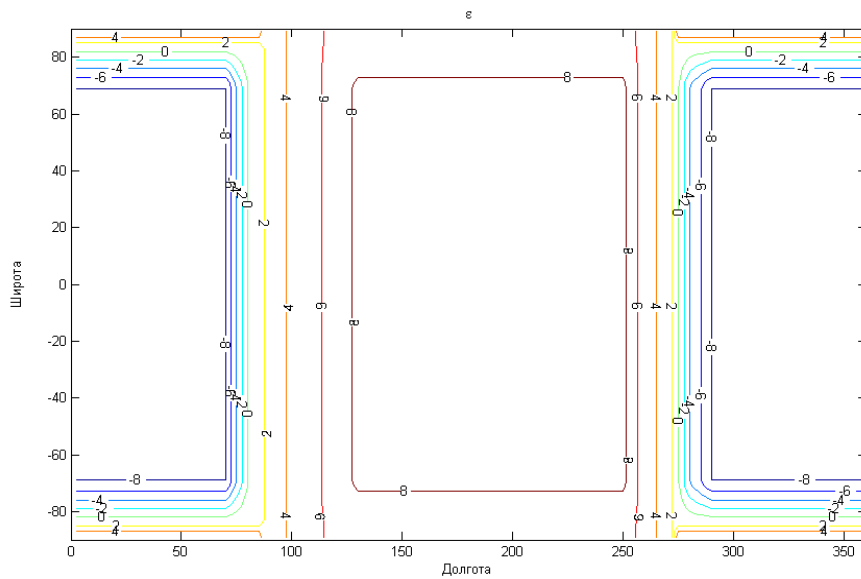
$$D_{xx} = n_i v_{ni} M_i, \quad D_{xy} = \frac{n_i v_{ni}^2 M_i^2}{e B} \sin I, \quad D_{yy} = n_i v_{ni} M_i \sin^2 I \quad (15)$$

В численных экспериментах с моделью термосферы также не учитывались эффекты авроральных вбросов частиц и увлечение ионными токами, т.е. ионные скорости при вычислении силы взаимодействия (11) принимались нулевыми.

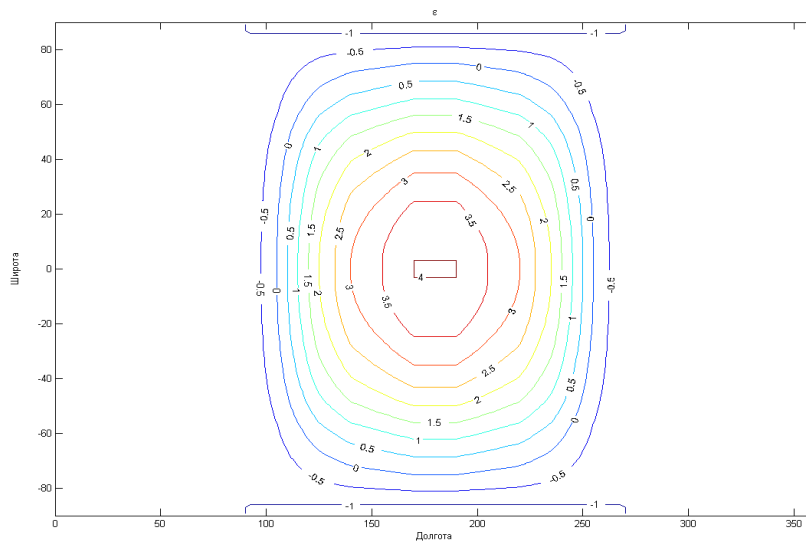
На дневной стороне Земли ионизация вследствие поглощения излучения Солнца высока, поэтому ион-нейтральное трение значительно и фактически уравнивает по величине барические градиенты (для высот порядка 300 км), ветер дует вдоль поверхностей постоянного давления от нагретых регионов к охлажденным (ночным). На ночной стороне эта сила практически пропадает, при этом неравномерность нагрева (ночное остывание) порождает движения воздуха с высокими скоростями без сопротивления. На высоте 300 км для дневной стороны характерное время, определяемой силой сопротивления (для продольной проводимости Педерсена) по эмпирическим оценкам порядка 10^3 сек, что существенно меньше суток. Для нижних слоев термосферы это время (как и характерное время для силы сопротивления, определяемой проводимостью Холла) становится близким к суткам.

1.3 Радиационные источники тепла

Как отмечалось выше, с физической точки зрения принципиально разными областями термосферы являются нижние слои с высокой плотностью частиц рассеивания, то есть большой оптической толщиной, и верхние слои с низкой плотностью частиц, слабо рассеивающих свет. Поэтому, основываясь на результатах оценок эмпирических моделей [13] и используемой параметризации радиации в других моделях термосферы [5, 9], задавались разные пространственные распределения суточного хода солнечной радиации ε для двух модельных уровней (соответствующих максимумам поглощения на высотах порядка 120 км и 300 км), высотное распределение нагрева задавалось интерполяцией и экстраполяцией этих источников в соответствующие области.



(а)



Численные эксперименты для модели термосферы проводились для условий равновесия с величинами излучения, соответствующими солнечному максимуму. Описанные пространственные распределения нагрева для указанных высот представлены на рис. 2.

Величина длинноволнового инфракрасного излучения газовых частиц I описывалась ньютоновским выхолаживанием с постоянным коэффициентом $I = \alpha T'$, в данной работе использовано значение $\alpha = 1.16 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$. Поскольку основные механизмы для диссипации энергии движения в верхних слоях термосферы – молекулярная диффузия и ион-нейтральное взаимодействие, величина выхолаживания не существенна выше 200 км, однако играет стабилизирующую роль для нижних уровней.

Таким образом, система модельных уравнений гидротермодинамики термосферы с учетом основных физических процессов записывается в виде:

$$\begin{aligned}
 \frac{du}{dt} - \left(f + \frac{u}{a} \operatorname{tg} \varphi \right) v + \frac{1}{a \cos \varphi} \left(\frac{\partial \Phi'}{\partial \lambda} \right) &= - \frac{R(\bar{T} + T')}{p_0 p_n} \left[(D_{xx}[u - u_i] + D_{yy}[v - v_i]) \right] + \frac{g^2}{p_0} \frac{\partial}{\partial p_n} \mu \frac{p_n}{R(\bar{T} + T')} \frac{\partial u}{\partial p_n}, \\
 \frac{dv}{dt} + \left(f + \frac{u}{a} \operatorname{tg} \varphi \right) u + \frac{1}{a} \left(\frac{\partial \Phi'}{\partial \varphi} \right) &= - \frac{R(\bar{T} + T')}{p_0 p_n} \left[(-D_{xy}[u - u_i] + D_{yy}[v - v_i]) \right] + \frac{g^2}{p_0} \frac{\partial}{\partial p_n} \mu \frac{p_n}{R(\bar{T} + T')} \frac{\partial v}{\partial p_n}, \\
 \frac{\partial \Phi'}{\partial p_n} &= - \frac{RT'}{p_n}, \\
 \frac{dT'}{dt} - \dot{p}_n \frac{R(\bar{T} + T')}{p_n c_p} &= \frac{R(\bar{T} + T')}{c_p p_0 p_n} \left[(D_{xx}[u - u_i]^2 + D_{yy}[v - v_i]^2) \right] + \frac{g^2}{c_p p_0} \frac{\partial}{\partial p_n} \chi \frac{p_n}{R(\bar{T} + T')} \frac{\partial T'}{\partial p_n} + \varepsilon - \alpha T', \\
 \frac{1}{a \cos \varphi} \left(\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial v \cos \varphi}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial \dot{p}_n}{\partial p_n} &= 0,
 \end{aligned} \tag{16}$$

Средний профиль температуры задан в первом приближении следующим выражением: $\bar{T}(p_n) = T_0 - T_1 \cdot (p_n)^{R/c_p}$, $T_0 = 750 \text{ К}$, $T_1 = 550 \text{ К}$, а средний профиль геопотенциала $\bar{\Phi}(p_n)$ был рассчитан по $\bar{T}(p_n)$ с помощью уравнения квазистатики.

2. Численная реализация

В соответствии с последней версией модели общей циркуляции атмосферы ИВМ [2] в модели термосферы используется регулярная по долготе и широте сетка с шагами $\Delta \varphi = 2^\circ$ по широте и $\Delta \lambda = 2,5^\circ$ по долготе. Модель содержит 80 вертикальных уровней в новой p_n -системе. Шаг между вертикальными уровнями задан примерно равномерным в логарифмической шкале, так что $\Delta \ln(p_n) = 0.2$, т.е. в среднем $\Delta z = \frac{RT}{g} \ln\left(\frac{p_n + \Delta p_n}{p_n}\right) \approx 4 \text{ км}$.

Дискретизованные значения функций в узлах сетки обозначим $x_{i,j,k}^n$, где n - номер временного слоя, i, j, k - номера узлов пространственных сетки по долготе λ , широте φ и нормированному давлению p_n соответственно.

2.1 Пространственная аппроксимация

Конечно-разностная аппроксимация по пространству выполнена на сдвинутой сетке С Аракавы [24], для которой скалярные величины (Φ', T') определяются в центре ячейки, а значения скоростей в центрах соответствующих боковых граней $(u_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}, v_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}, \tau_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k})$.

Аппроксимация пространственных производных в линейных членах осуществляется центральными разностями. Пространственная аппроксимация динамической части модели (16) осуществляется конечно-разностной схемой второго порядка точности и основана на адвективной форме записи слагаемых.

Сетка построена таким образом, что на полюсах определена только переменная v . При дифференцировании по долготе используется условия периодичности, при дифференцировании по широте на полюсах опускаются члены вида $v_{i,jp} \cos \varphi_{jp} = 0$, jp - широтный индекс полюса.

Вблизи полюсов (начиная с $\bar{\varphi} = 69^\circ$ Северного и Южного полушарий) применяется пространственная Фурье-фильтрация высокочастотных гармоник вдоль круга широты для всех полей прогностических переменных [25].

При разностном дифференцировании по вертикали в соответствии с граничными условиями опускаются все члены, содержащие τ на верхней и нижней границе.

При используемой динамической схеме для устранения систематических вычислительных ошибок, которые могут приводить к ложному каскаду энергии в коротковолновой части ее спектра, используется подавление высокочастотных пространственных мод с помощью горизонтальной диффузии восьмого порядка [26]:

$$\frac{\partial x_{i,j}}{\partial t} = -c \Delta(\Delta(\Delta(\Delta x_{i,j}))), \quad (17)$$

где

$$\Delta x_{i,j} = (x_{i+1,j} + x_{i-1,j} + x_{i,j+1} + x_{i,j-1} - 4x_{i,j}) / 4. \quad (18)$$

Коэффициент c выбирается так, что амплитуда самой высокочастотной пространственной гармоники была в 4 раза меньше, чем до фильтрации.

2.2 Аппроксимация по времени

Основной используемый в модели метод дискретизации по времени – метод расщепления по физическим процессам [27]. При записи системы (16) в виде $\frac{\partial \vec{x}}{\partial t} + A\vec{x} = 0$ оператор задачи представлен суммой более простых $A = \sum_l A_l$, выделенных в соответствии с определенным физическим процессом. Процесс вычислений реализован в виде последовательности «дробных» шагов, на каждом из которых решается конечноразностные аналоги уравнений вида $\frac{\partial \vec{x}}{\partial t} + A_l \vec{x} = 0$. В качестве базовой схемы данного метода применяется явная трехслойная схема второго порядка точности «чехарда» [28].

Для расчета динамического блока модели (членов, записанных в левой части системы (16)) применяется полуявная схема интегрирования по времени [29], суть которой заключается в рассмотрении линейных членов в уравнении динамики (ответственных за распространение быстрых гравитационных волн) полуявным образом (по схеме Кранка-Николсон [30]), а остальной динамической части явным. Интегрирование динамического блока модели записывается в виде:

$$\frac{x^{n+1} - x^{n-1}}{2\Delta t} + \frac{1}{2}(Lx^{n+1} + Lx^{n-1}) + Nx^n = 0, \quad (19)$$

где L – часть конечноразностного оператора динамических тенденций системы, описывающая линейные члены, ответственные за распространение гравитационных волн (включающая в случае нашей модели градиенты геопотенциала для уравнений движения и вклад горизонтальной дивергенции скорости в уравнение температуры), N – нелинейная часть динамического оператора.

Неявная часть системы (19) сводится к одному дискретному трехмерному уравнению типа Гельмгольца относительно переменной D :

$$\frac{1}{2}D^{n+1} - (\Delta t)^2 G \nabla^2 D^{n+1} = R, \quad (20)$$

где D – конечноразностная форма горизонтальной дивергенции на p_n -поверхности, G – матрица, полученная в случае данной модели численным интегрированием уравнения

гидростатики по высоте $\frac{\partial \Phi'}{\partial p_n} = -\frac{RT'}{p_n}$, $\Phi'_k = GT'_k$, ∇^2 – дискретный аналог горизонтального оператора Лапласа в сферических координатах, а R объединяет все известные слагаемые системы (19) на явных шагах по времени. Диагонализирующее преобразование, примененное к матрице G , позволяет расщепить (20) в вертикальном направлении и решать это уравнение независимо для каждого вертикального уровня прямым методом, основанном на быстром преобразовании Фурье по долготе и решении трехдиагональных линейных систем по широте [14]. Таким образом, на каждом шаге полунеявной схемы осуществляется вычисление явных тенденций, расчет правой части уравнения Гельмгольца, решения этого уравнения на каждом вертикальном уровне для вычисления полунеявной добавки D и определение всех переменных на следующем шаге по времени с использованием этой добавки (используя схему «чехарда»).

Для подавления двухшаговой моды при интегрировании по времени применяется временной фильтр [31]:

$$x^n = x^n + A(x^{n+1} - 2x^n + x^{n-1}) \quad (21)$$

с параметром фильтрации $A = 0.1$.

2.3 Вычисление физических тенденций

Расчет ключевых термосферных физических тенденций (записанных в правой части системы (16)) проводится в соответствии с описанным выше методом расщепления по физическим процессам.

Пространственное распределение радиационных источников тепла ε задаются описанной параметризацией и Ньютоновским выхолаживанием, суточный ход задается сдвигом по долготе величины ε каждый час на соответствующий интервал $\delta\lambda = \pi/12$. Интегрирование по времени осуществляется по неявной схеме.

Вычисление ион-нейтрального сопротивления осуществляется также с помощью неявной схемы. В соответствии с (11) (принимая скорости движения ионов нулевыми в первом приближении) притоки импульса в конечномерном виде можно выразить как:

$$\begin{aligned} \frac{u^{n+1} - u^{n-1}}{2\Delta t} &= -\frac{1}{\rho^n} (D_{xx}^n u^{n+1} + D_{xy}^n v^{n+1}), \\ \frac{v^{n+1} - v^{n-1}}{2\Delta t} &= -\frac{1}{\rho^n} (D_{yy}^n v^{n+1} - D_{xy}^n u^{n+1}). \end{aligned} \quad (22)$$

$\rho^n = \left(\frac{p_0(p_n)}{RT} \right)^n$ – аппроксимация значения плотности. При этом нелинейные

коэффициенты сопротивления вычисляются явным образом. Добавки к тенденциям ветра, связанные с включением ненулевых ионных скоростей, соответственно добавляются в правую часть уравнений (22). Из полученной линейной системы уравнений относительно неявных переменных несложными преобразованиями можно выразить значения u^{n+1} , v^{n+1} через явные тенденции на двух предыдущих шагах по времени. Вычисление тенденции для температуры, связанной с притоком Джоулева тепла (12), осуществляется явным образом.

Численная реализация процессов вертикальной диффузии и теплопроводности также осуществляется с помощью неявной схемы, для которой нелинейные коэффициенты рассчитываются явным образом. Аппроксимация соответствующих (5) тенденций в уравнениях движения записывается в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{u_k^{n+1} - u_k^{n-1}}{2\Delta t} &= \frac{g^2}{p_0^2 (\Delta p_n)_k} \left[\rho_k^n \mu_{k+\frac{1}{2}}^n \left(\frac{u_{k+1}^{n+1} - u_k^{n+1}}{(\Delta p_n)_k} \right) - \rho_{k-1}^n \mu_{k-\frac{1}{2}}^n \left(\frac{u_k^{n+1} - u_{k-1}^{n+1}}{(\Delta p_n)_k} \right) \right], \\ \frac{v_k^{n+1} - v_k^{n-1}}{2\Delta t} &= \frac{g^2}{p_0^2 (\Delta p_n)_k} \left[\rho_k^n \mu_{k+\frac{1}{2}}^n \left(\frac{v_{k+1}^{n+1} - v_k^{n+1}}{(\Delta p_n)_k} \right) - \rho_{k-1}^n \mu_{k-\frac{1}{2}}^n \left(\frac{v_k^{n+1} - v_{k-1}^{n+1}}{(\Delta p_n)_k} \right) \right], \end{aligned} \quad (23)$$

где $\rho_k^n = \left(\frac{p_0(p_n)_{k+1/2}}{RT_{k+1/2}} \right)^n$ – плотность на k -ом вертикальном уровне, шаг вертикальной сетки рассчитывается как $(\Delta p_n)_k = (p_n)_{k+\frac{1}{2}} - (p_n)_{k-\frac{1}{2}}$.

Аналогичным образом записывается аппроксимация уравнения теплопроводности (7):

$$\frac{T_k^{n+1} - T_k^{n-1}}{2\Delta t} = \frac{g^2}{c_p p_0^2 (\Delta p_n)_k} \left[\rho_k^n \chi_{k+\frac{1}{2}}^n \left(\frac{T_{k+1}^{n+1} - T_k^{n+1}}{(\Delta p_n)_k} \right) - \rho_{k-1}^n \chi_{k-\frac{1}{2}}^n \left(\frac{T_k^{n+1} - T_{k-1}^{n+1}}{(\Delta p_n)_k} \right) \right], \quad (24)$$

Конечномерные уравнения (23), (24) решаются относительно неявных переменных с помощью обращения трехдиагональных матриц методом прогонки.

Программный код модели разработан на языке Фортран. Программная реализация алгоритма модели атмосферы ИВМ РАН создана с использованием параллельных вычислительных систем с распределенной памятью (MPI). Главное затруднение в распараллеливании атмосферной модели было связано с полунеявным алгоритмом интегрирования по времени, описанным выше [32]. Для ее распараллеливания использован

метод двумерной декомпозиции расчетной области по широте и долготе. Для решения дискретного уравнения Гельмгольца (20), данные транспонируются два раза: сначала в плоскости высота-долгота, затем – в плоскости широта-долгота. При вычислении производных методом конечных разностей и интерполяции значений горизонтальных компонент скорости в центральные точки ячеек смещенной C-сетки Аракавы процессы обмениваются значениями полей в граничных точках подобластей.

Для проведения численных экспериментов использовался суперкомпьютер «Ломоносов» МГУ и кластер ИВМ РАН. Результаты исследования эффективности счета модели показали, что для оптимального использования расчет достаточно вести на 32 процессорных ядрах.

3. Численные эксперименты

3.1 Анализ вычислительных характеристик модели

Для анализа вычислительных характеристик и работы динамического ядра модели были проведены численные эксперименты с расчетом модели термосферы без дополнительных источников и диссипаций в виде радиации, ион-нейтрального взаимодействия и диффузии (без расчета правых частей системы (16)).

Поскольку численная аппроксимация динамических процессов использует явные схемы интегрирования по времени, для анализа устойчивости модели полезны практические оценки числа Куранта для трехмерной модели исходя из характерных значений скоростей ветра [5] (характерный масштаб горизонтальных скоростей $U \approx 200$ м/с, вертикальной скорости $W \approx 2$ м/с). Условие Куранта дает примерное ограничение на шаг по времени $\Delta t \leq 4$ мин. Однако эти оценки основаны на данных о характерных скоростях установившейся средней циркуляции с источниками и стабилизирующей диссипацией, локальные скачки величин скоростей достигают больших значений.

Оценка устойчивости работы динамической части модели может быть проведена с помощью оценки интегральной энергии, ее стабилизации и сохранения в конечно-разностной постановке. Для дифференциальной постановки уравнений модели в отклонениях температуры (16) с нулевыми правыми частями (динамического блока) можно выделить сохраняющуюся интегральную величину полной энергии. В данном случае модели в отклонениях температуры введем упрощающие предположения: будем считать $T' \ll \bar{T}$, и вертикальный профиль \bar{T} , введенный нами в первом параграфе, соответствует адиабатическому профилю с некоторой добавкой: $\bar{T}(p_n) = T_0 - T_1 (p_n)^{R/c_p}$, T_0

имеет смысл средней температуры в верхних слоях, а температура на нижней границе термосферы соответствует $T_0 - T_1$.

Используя комбинацию уравнений для плотности кинетической энергии и притока тепла, полученных из системы (16) и интегрируя по всему объему атмосферы с учетом граничным условий и используемых предположений, получим:

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \left(K + \frac{c_p T^2}{2T_0} \right) d\lambda d\varphi dp_n = 0 \quad (25)$$

Для численных экспериментов с динамическим ядром без дополнительных физических диссипаций использованы некоторые близкие к геострофическим в средних широтах (не строго согласованных) начальные данные, порядок отклонений температуры в верхнем слое 10 К, порядок скорости 100 м/с, начальные условия для меридиональной и вертикальной компонент скорости нулевые. Результаты показывают, что устойчивый счет достигается при шаге по времени $\Delta t = 20$ сек, общая динамика стабилизируется примерно за 20 суток.

Несмотря на то, что численная схема динамической части модели не обладает дискретными аналогами законов сохранения, численные эксперименты показывают практическое сохранение величины (25) после периода релаксации с начальных данных. Стабилизация энергии модели показана на рис. 3.

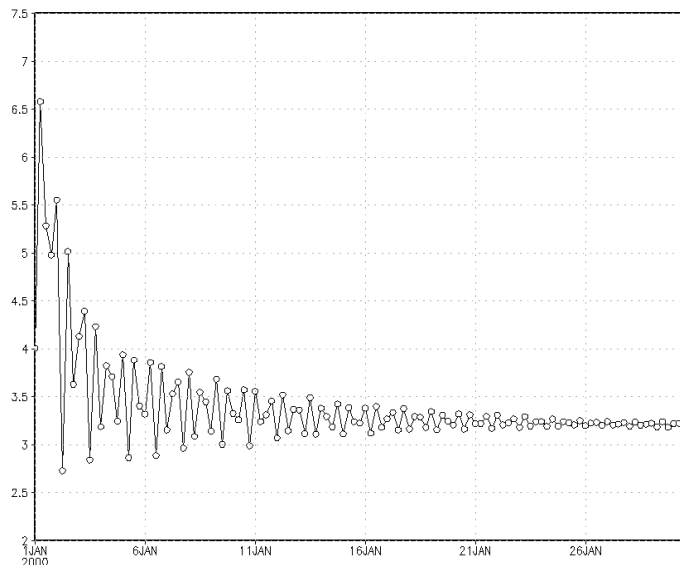


Рис. 3. Стабилизация полной интегральной энергии (Дж) в зависимости от времени для численного эксперимента с адиабатическим блоком (без внешних источников и стоков энергии) модели термосферы (16) (момент начала счета условно обозначен 1 января 2000 г.).

Несколько экспериментов с другими начальными условиями (не выходящими за пределы разумных величин, в том числе с полностью нулевыми полями) показали близкие результаты.

3.2 Воспроизведение общей циркуляции термосферы

Поскольку основным движущим механизмом динамики термосферы служит поглощение солнечной радиации, проявляющееся как напрямую через солнечный нагрев, так и косвенно через ионизацию газовых составляющих, динамика в значительной мере зависит от вариаций солнечной активности и не имеет устойчивой картины в течение года. Основным временным масштабом для данного региона, как было отмечено выше – суточный цикл. В данной работе он определяется параметризацией солнечного нагрева, описанной выше.

Рассматриваемые в данной работе результаты численных экспериментов описывают воспроизведение общей циркуляции термосферы для условий равноденствия при солнечном максимуме (см. рис. 2). Чтобы иметь возможность прямого сравнения результатов численных экспериментов с результатами работ [5, 6], в данной работе для реализации ион-нейтрального взаимодействия использовалось постоянное значение концентрации ионов (величина соответствовала дневным характеристикам ионосферы). Суточные вариации использованы только в радиационном источнике (как для прямого исследования влияния радиационного фактора на динамику, так и для упрощения сравнения с результатами [5]). Данная величина используется для расчета коэффициентов тензора ион-нейтрального взаимодействия в соответствии с разработанной в данной работе (описанной в параграфе 1.2) упрощенной параметризацией (15). Рассчитываемые в численных экспериментах коэффициенты сопротивления $\lambda_{xx} = -\frac{1}{\rho} D_{xx}$, $\lambda_{yy} = \frac{1}{\rho} D_{yy}$, непосредственно входящие в уравнение движения и определяющие характерный временной масштаб, представлены на рис. 4. Отметим, что в среднем эти величины совпадают со значениями, используемыми по расчетам эмпирической модели MSIS в работе [5] (сравнить с рис. 2 этой работы). Величина D_{yy} рассчитывается по формуле (10) и совпадает с D_{xx} на полюсах, а ближе к экватору становится равной нулю.

Значения параметров λ_{xx} , λ_{yy} в уравнениях движения определяет скорость диссипации и имеет смысл рэлеевского трения для движения, λ_{xy} действует аналогично силе Кориолиса с противоположным знаком (отметим, что значения этой величины при

взятых параметрах меньше значений параметра Кориолиса практически во всей области расчета).

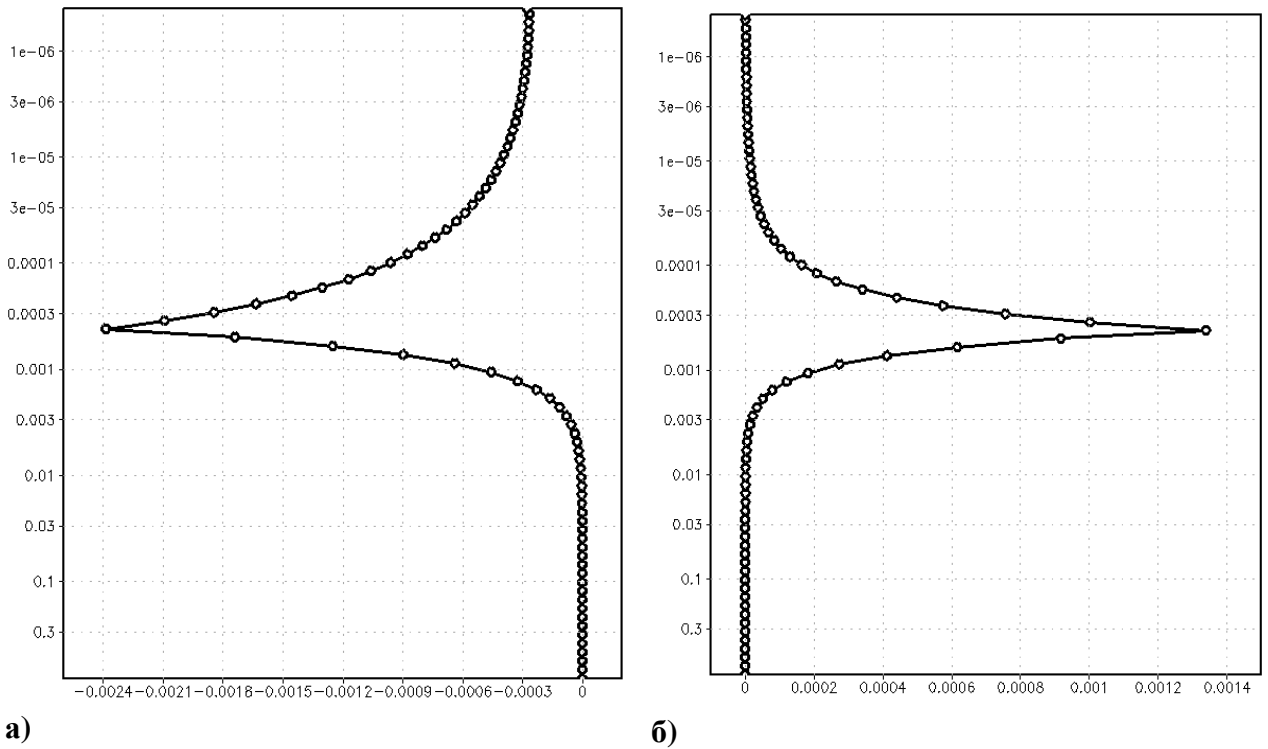
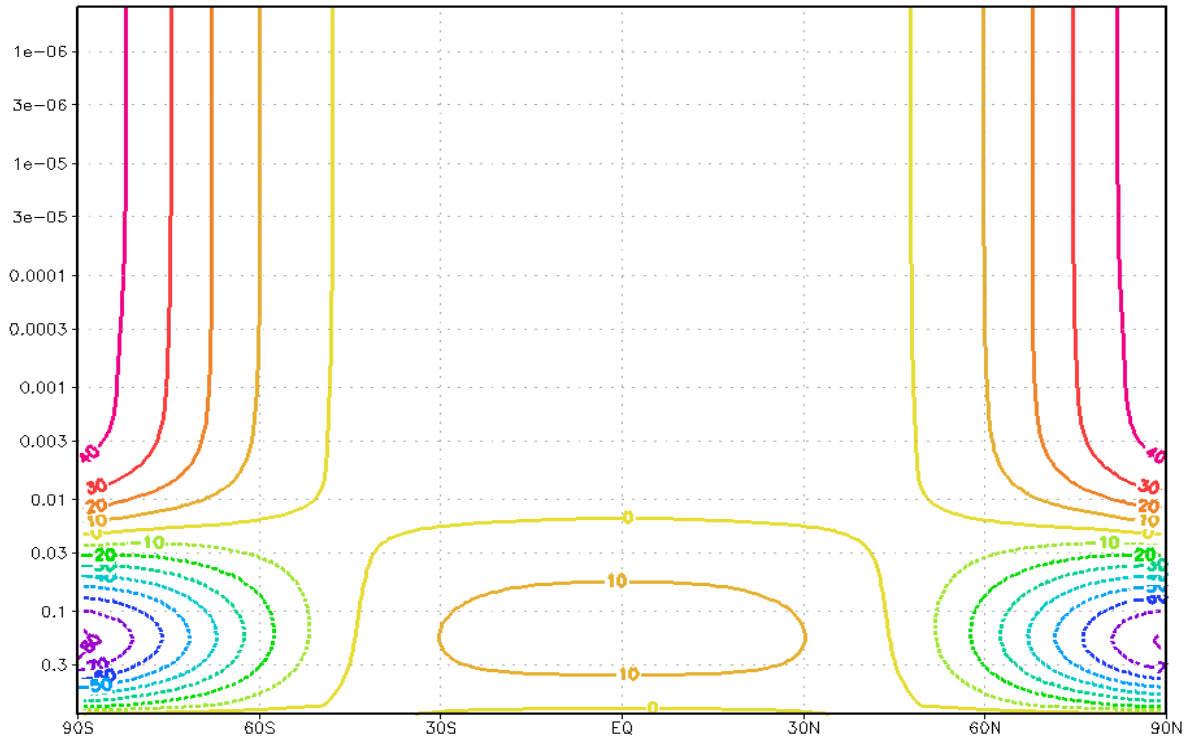


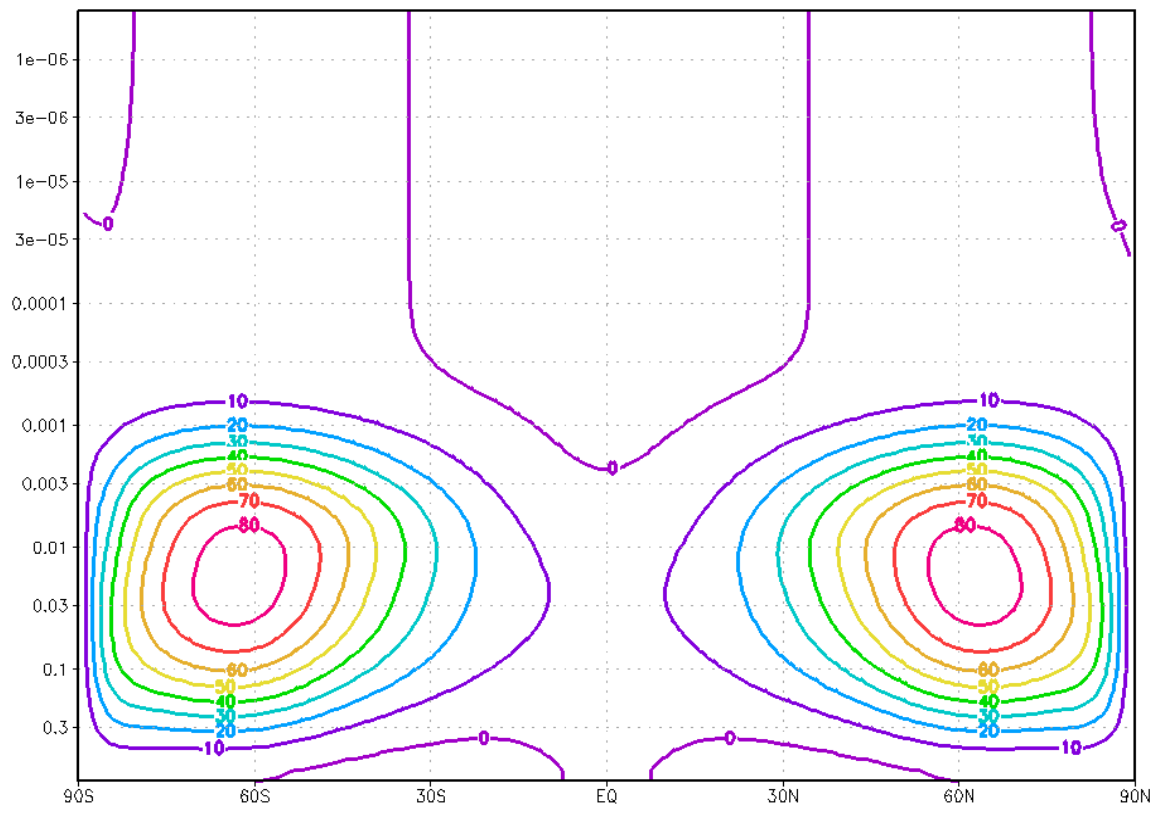
Рис. 4. Вертикальные профили значений параметров тензора ион-нейтрального трения λ_{xx} (а), λ_{xy} (б) (взятого на полюсе) (по координате p_n в логарифмическом масштабе), величины приведены в с^{-1} .

В рассматриваемом в данной работе контрольном численном эксперименте движениями ионов пренебрегалось (что соответствует результатам работ [5, 6]). Также для удобства сравнения первые численные эксперименты проводились без расчета Джоулева тепла от столкновений нейтральных и заряженных частиц (12), описанного в параграфе 1.2, однако в отличие от других моделей [5, 6], дополнительные источники тепла и импульса не вводились.

Численные эксперименты по реализации общей циркуляции термосферы проводились с нулевыми начальными условиями, выбор условий близких к геострофическим, давал те же результаты. Введение добавочных «диссипативных членов», описывающих молекулярную диффузию и теплопроводность, позволило увеличить шаг по времени до $\Delta t = 2$ мин. Характерное время полного установления циркуляции было порядка 1 месяца.



a)



b)

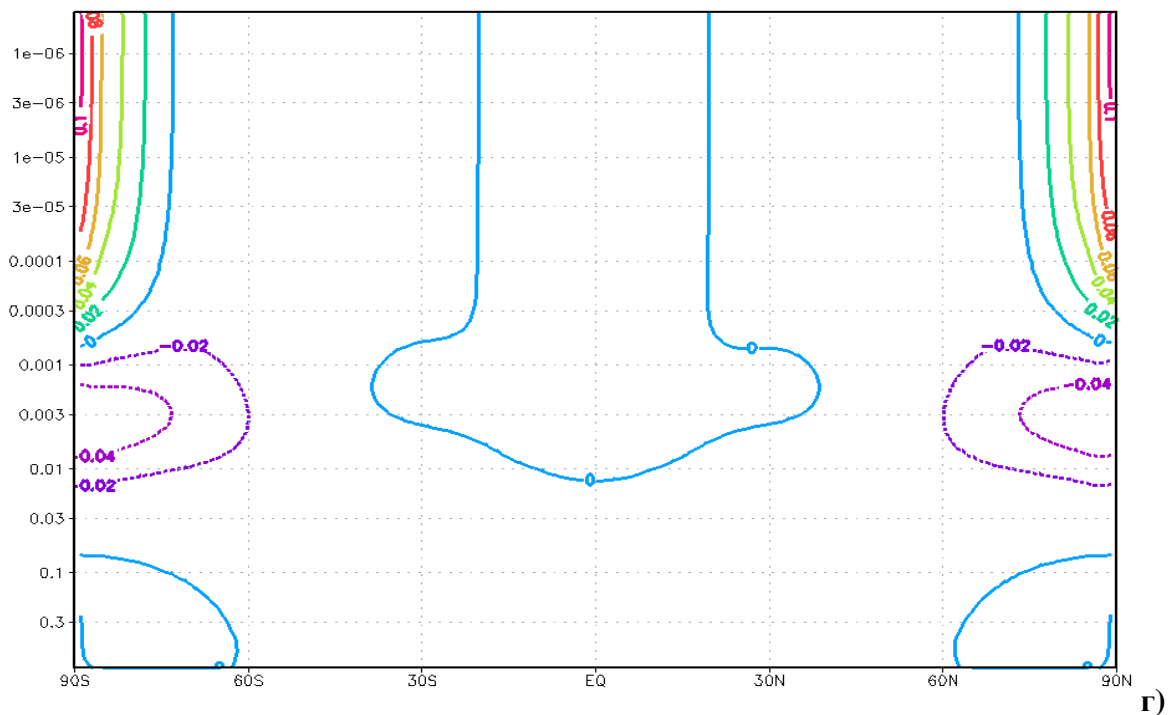
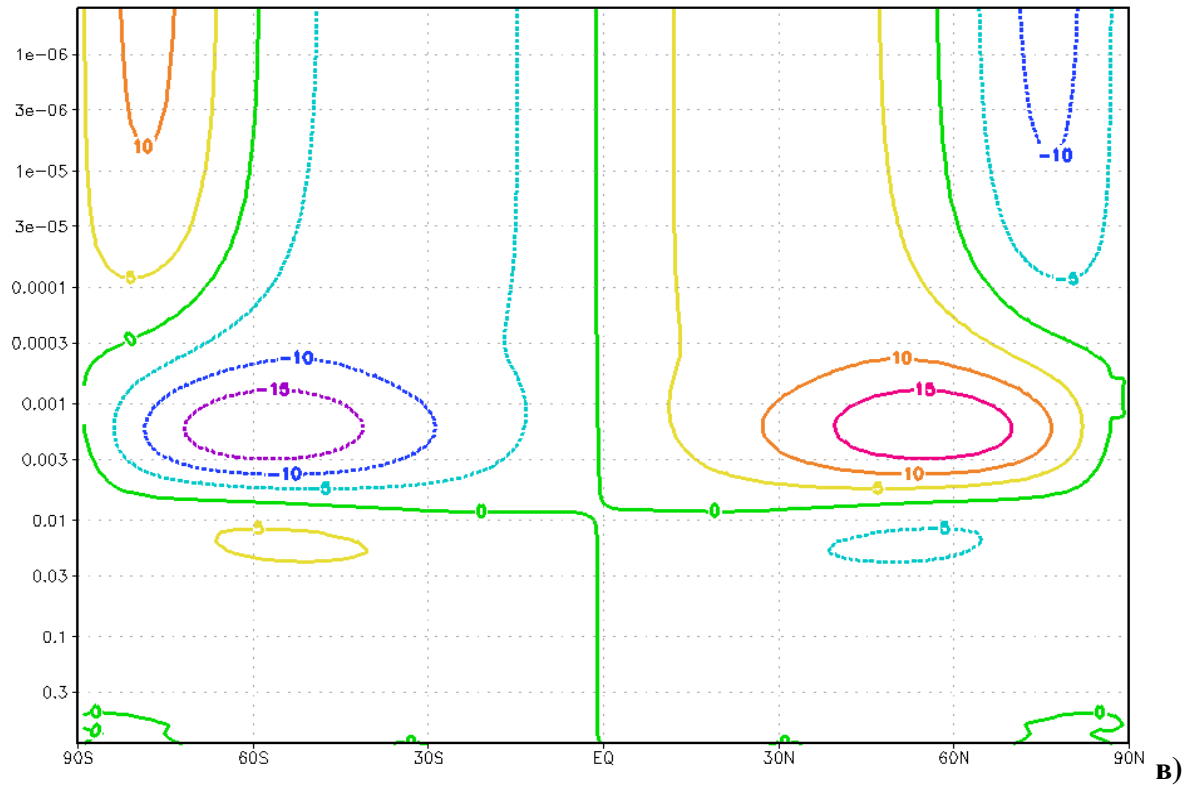


Рис. 5. Вертикальные профили зонально осредненных значений отклонений температуры T' (К) (а), зonalной скорости u (м/с) (б), меридиональной скорости v (м/с) (в), аналога вертикальной скорости $w = -\frac{1}{g\rho} \frac{dp}{dt}$ (м/с) (г) (по вертикальной оси - координата p_n в логарифмическом масштабе).

На рис. 5(a) приведен зонально осредненный профиль отклонений температуры от взятого стандартного профиля. В целом полученный результат соответствует данным моделирования других моделей, (см. рис. 9-12 [5], рис. 2 [6]). Оптиически более плотная нижняя часть термосферы определяет общее охлаждение полюсов в период равноденствия в течение всех суток, в результате чего полярные шапки охлаждаются и определяют сильный меридиональный градиент температур. Величины температур в нижней части термосферы определяются балансом солнечного нагрева и длинноволнового выхолаживания, играющего значимую роль. Более сильное охлаждение полюсов по сравнению с результатами [5, 6] вызвано отличающейся величиной коэффициента в $I = \alpha T'$ (см. параграф 1.3.). В верхних слоях сильная молекулярная теплопроводность размывает вертикальные градиенты, что совпадает с данными моделирования и наблюдений. Величина полюсного нагрева в общем балансе тепла определяется солнечным нагреванием и вертикальным переносом. В целом представленные результаты моделирования среднезональной температуры в верхних слоях термосферы совпадают с результатами [5] (см. рис. 9 этой работы) и отличаются от [6] более слабым нагревом полюсной области вследствие использования в [6] добавочного источника Джоулева нагрева (описывающего нагрев от авроральных токов). В частности, отличие в значениях температуры ровно в 2 раза объясняется тем, что величина нагрева полюсной шапке от солнечной радиации и Джоулева источника ровно в 2 раза больше используемой в нашей работе радиации (см. рис. 2 (a) данной работы, рис. 6-7 работы [5]).

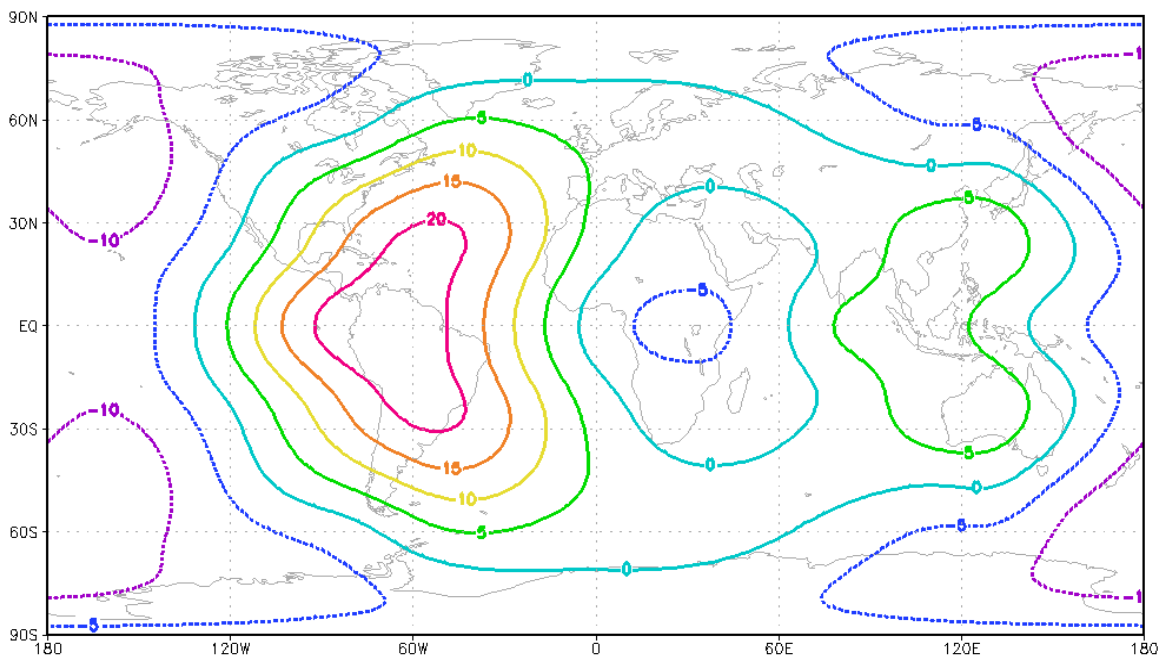
Профили средней зональной и меридиональной скорости по результатам описываемого численного эксперимента представлены на рис. 5 (б), (в). В нижней части термосферы значение силы ионного взаимодействия невелики (в соответствии с рис. 4), среднезональная динамика представляет собой термическую ячейку, определяющую геострофический баланс в средних широтах. В целом результаты совпадают с результатами моделирования [6], завышение величин скоростей в струе в средних широтах объясняется более сильным охлаждением в полярной шапке и как следствие бóльшим градиентом температуры, о чем сказано выше.

Однако в целом динамика нижних слоев отличается от данных усвоения наблюдений [33], что может быть связано как с ошибками в задании радиационного источника, так и неучете в рассматриваемых моделях ряда других факторов, в частности распространения волн из верхней мезосферы.

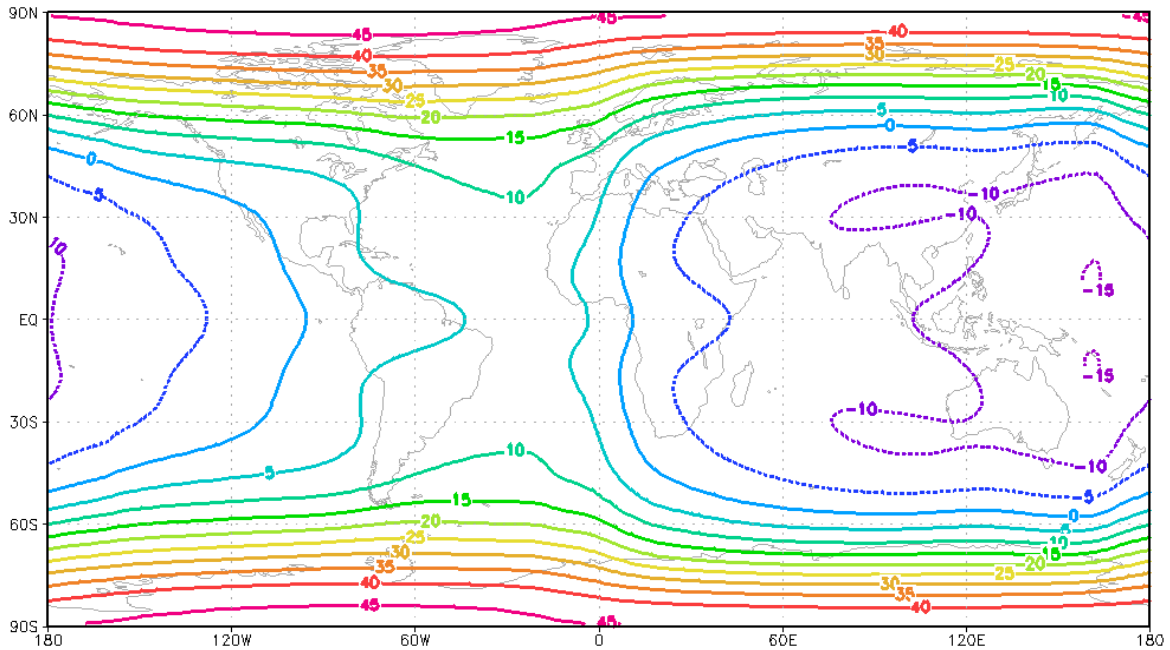
В верхних слоях реализуется другой динамический баланс как реакция на нагревание полюса и обратный термический градиент: величины скоростей обуславливаются

соотношениями сил ион-нейтрального взаимодействия и силы Кориолиса. Практически нулевые вертикальные градиенты определяются сильной молекулярной диффузией. В целом результаты полностью совпадают с результатами моделирования без дополнительного Джоулева источника в работе [5] (см. рис. 9) и отличаются от [6] величинами скоростей, что является следствием как меньшего градиента температур, так и сильного ионного сопротивления, поскольку в данной работе приведены результаты численного эксперимента с дневными (максимально возможными) значениями концентрации ионов (без суточного хода).

Рассчитываемый в данных экспериментах профиль зонально осредненной вертикальной скорости представлен на рис. 5 (г). В целом также как и для горизонтальных скоростей, результаты полностью совпадают с результатами моделирования без дополнительного джоулева источника [5] и отличаются от результатов [6] величинами переноса в полярных шапках, связанными с балансом температуры.



a)

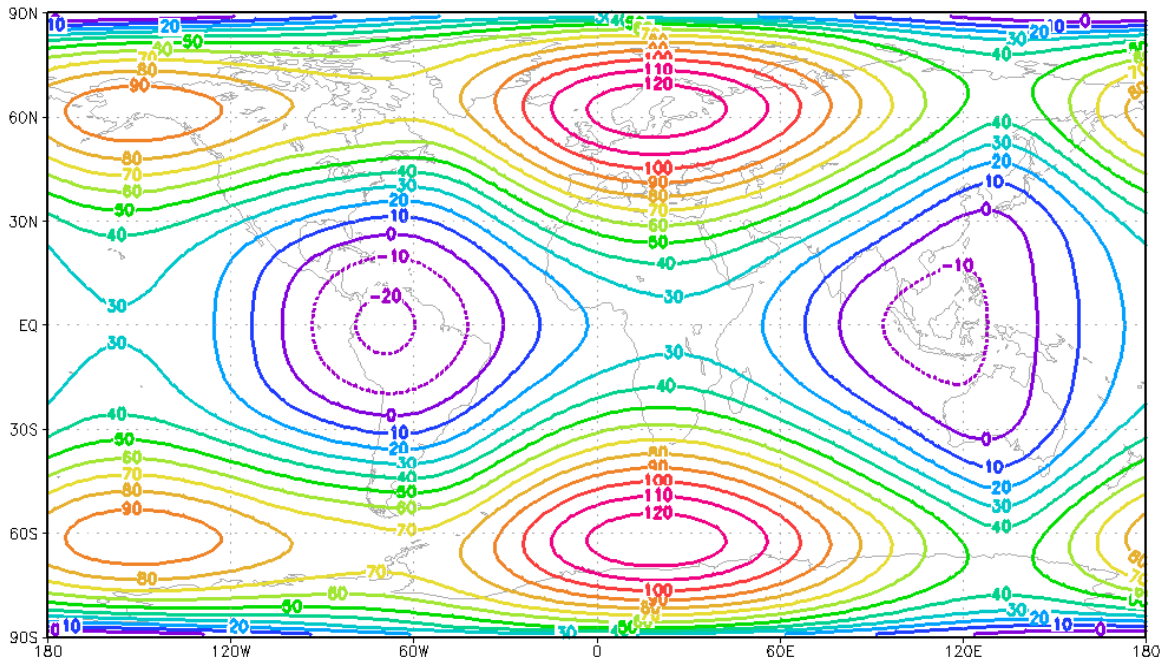


б)

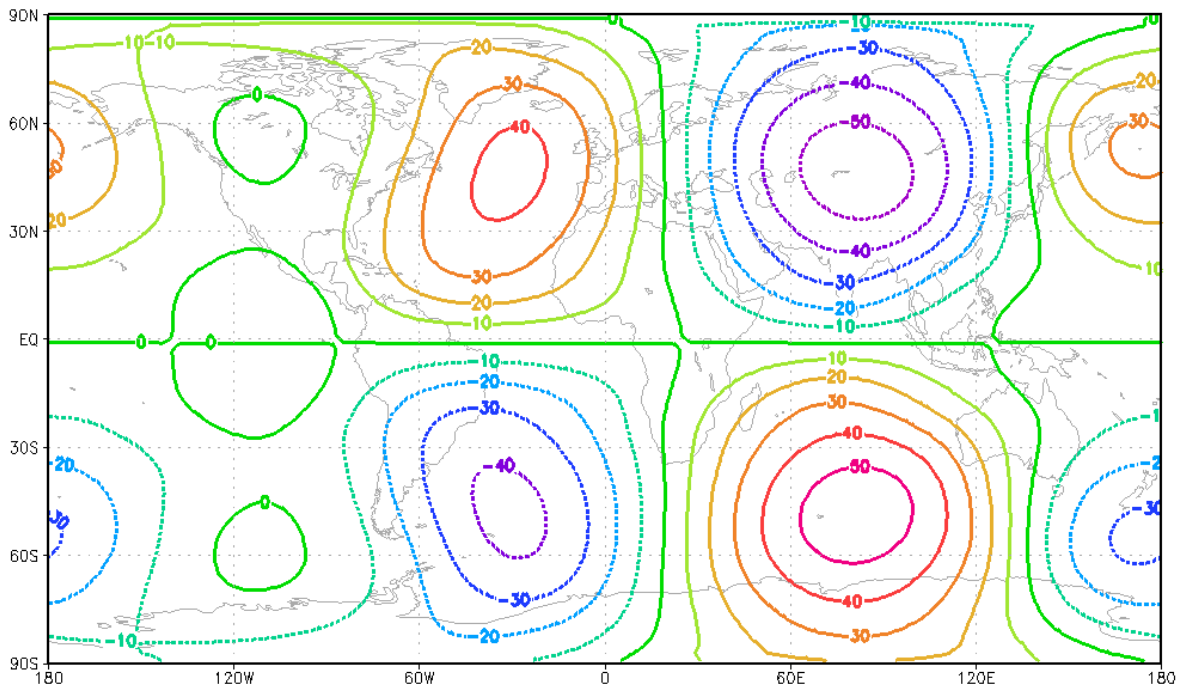
Рис. 6. Широтно-долготное распределение значений отклонений температуры T' (К) на высоте порядка 120 км – уровень $p_n = 2 \cdot 10^{-2}$ (а) и 300 км – уровень $p_n = 4 \cdot 10^{-5}$ (б), демонстрирующие установившийся суточный ход по расчетам контрольного эксперимента.

На рис. 6 приведен установившийся по расчетам модели суточный ход отклонений температуры для двух вертикальных уровней давления, соответствующих двум высотам задаваемых источников солнечного нагрева, представленных на рис. 2. В целом полученный результат соответствует работе [6] (см. рис. 4). Если для нижних слоев термосферы полученная картина волны, ее амплитуда и фаза определяются суточным ходом радиации и фактически полностью совпадают с результатами [6], то для верхних слоев общий нагрев и амплитуда меньше (вследствие использования в [6] добавочного источника).

Суточные вариации скорости (представленные на рис. 7) определяются балансом термических градиентов и ион-нейтральным сопротивлением в верхних слоях и в целом несколько отличаются от результатов [6], вследствие отсутствия суточного хода ионного трения в контрольном численном эксперименте в данной работе и, как следствие, более сильного подавления ночной циркуляции. Несмотря на это, результаты данной работы в целом согласуются с результатами [6], отличаясь только величинами амплитуд.

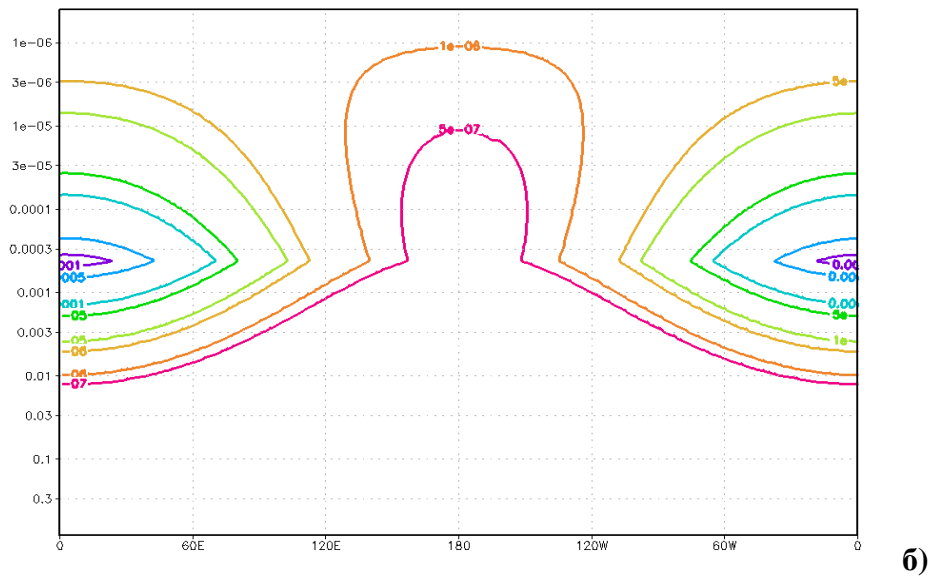
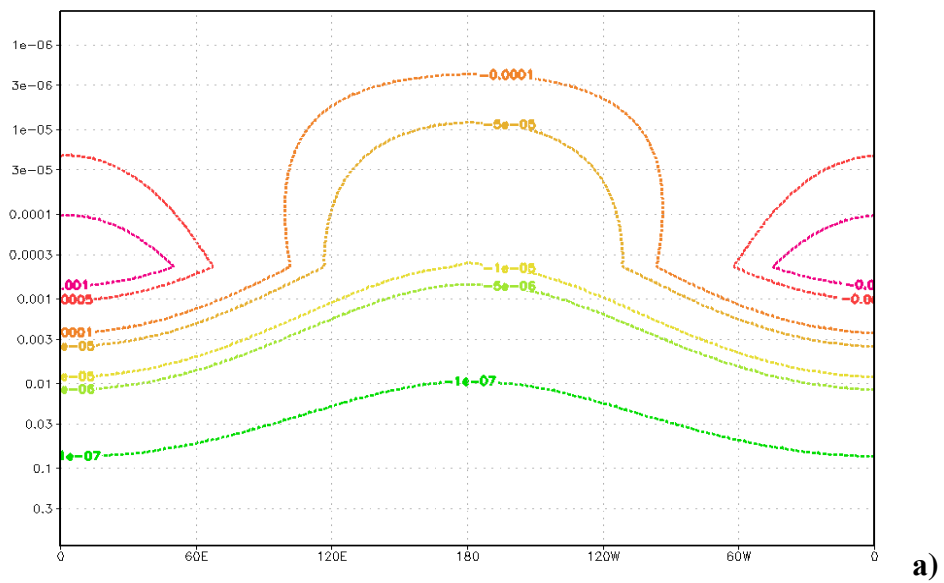


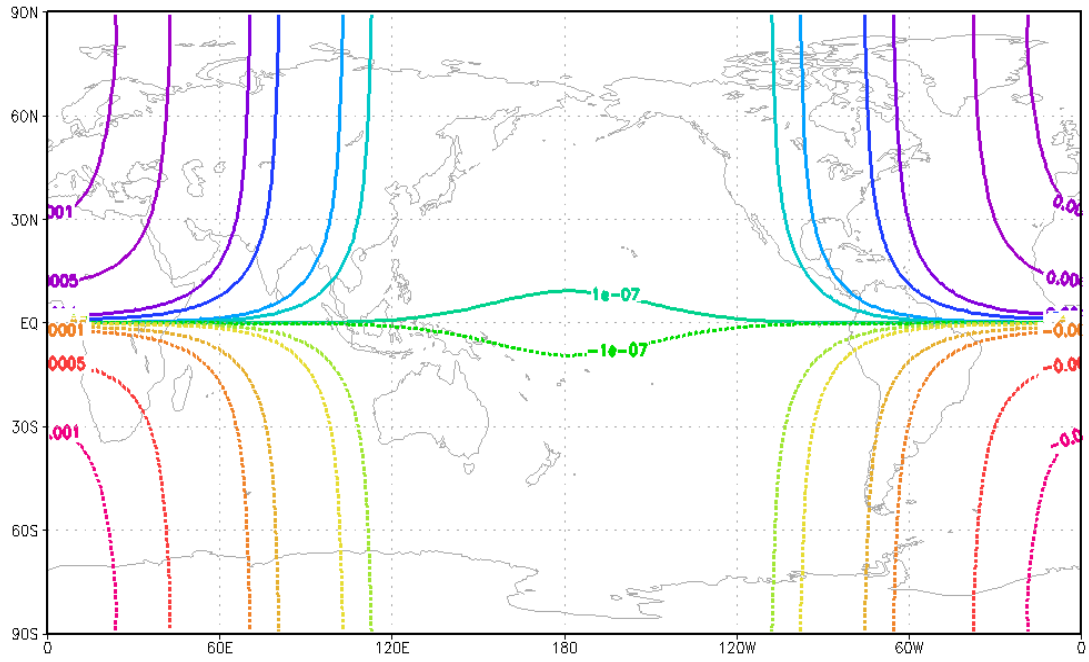
a)



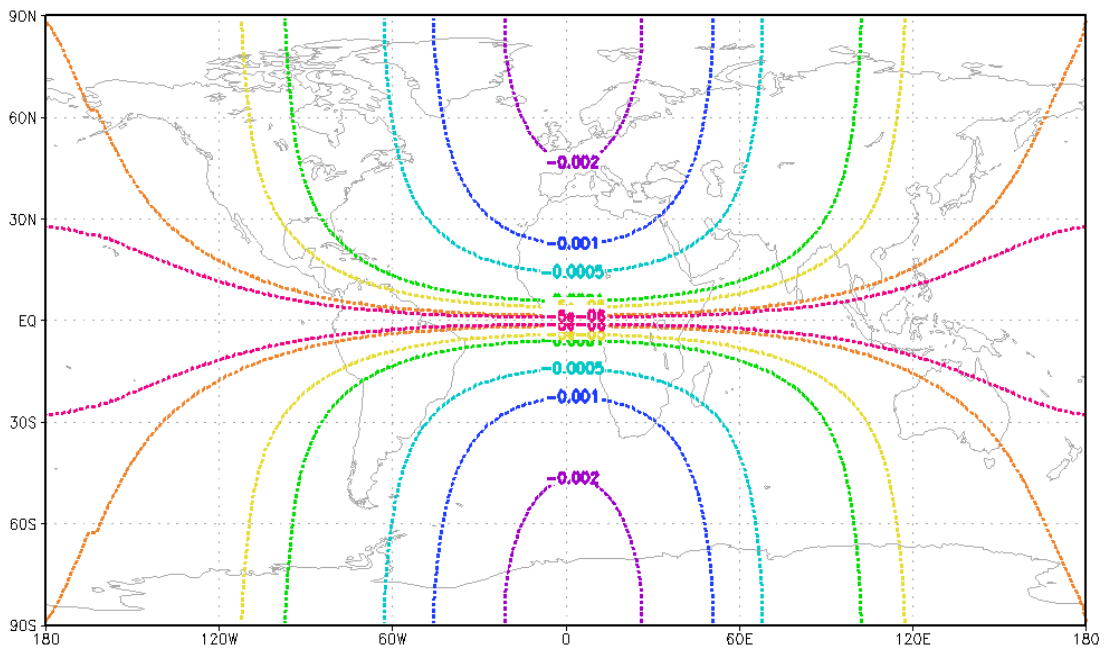
b)

численный эксперимент с включением суточной вариации значений концентрации ионов. Остальные параметры оставались такими же, как и в контрольном численном эксперименте. Рассчитываемые в данном численном эксперименте соответствующие суточные вариации коэффициенты сопротивления $\lambda_{xx} = -\frac{1}{\rho} D_{xx}$, $\lambda_{xy} = \frac{1}{\rho} D_{xy}$, $\lambda_{yy} = -\frac{1}{\rho} D_{yy}$, представлены на рис. 8. Их величины совпадают со значениями, используемыми в работах [6, 11]. Отметим, что значения параметров λ_{xx} , λ_{xy} , λ_{yy} днем сравнимы с параметром Кориолиса или превосходят его, а ночью падают на несколько порядков, так что становятся несущественными для ночного динамического баланса в циркуляции.





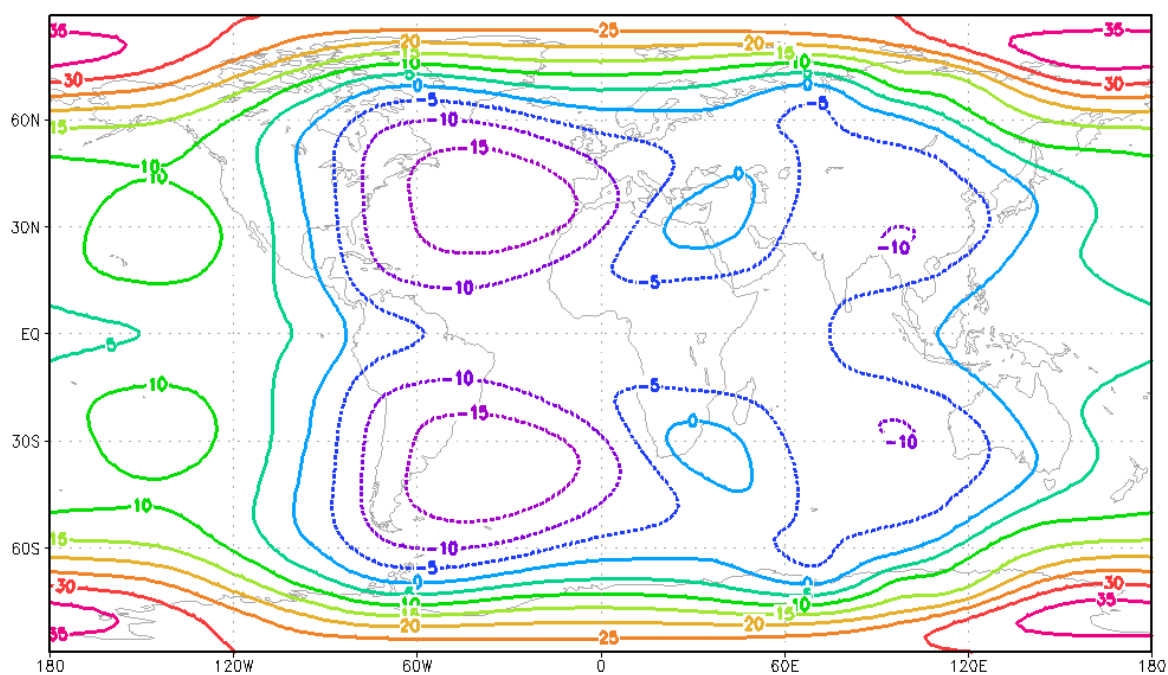
в)



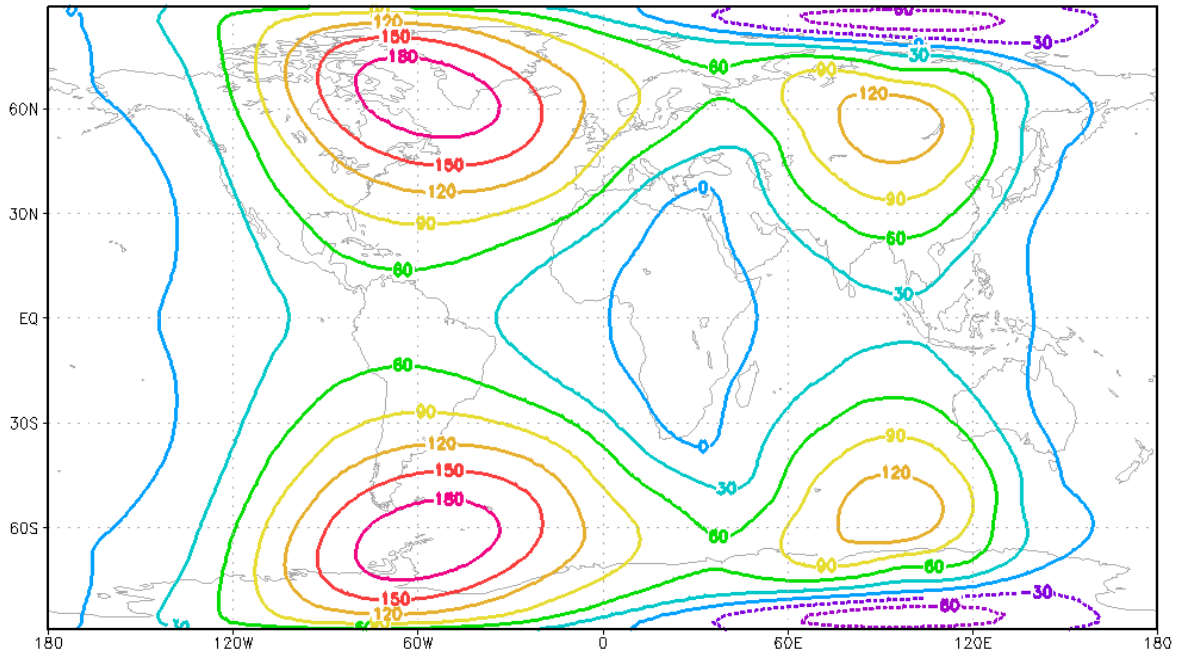
г)

Рис. 8. Вертикальные профили (по координате p_n в логарифмическом масштабе) суточного хода (соответствующего долготной вариации) значений параметров тензора ион-нейтрального трения λ_{xx} (а), (б) – взятого на полюсе, пространственное распределение λ_{xy} (в) и λ_{yy} (г) в области максимумов на высоте порядка 200 км (уровень $p_n = 5 \cdot 10^{-4}$), все величины приведены в с^{-1} .

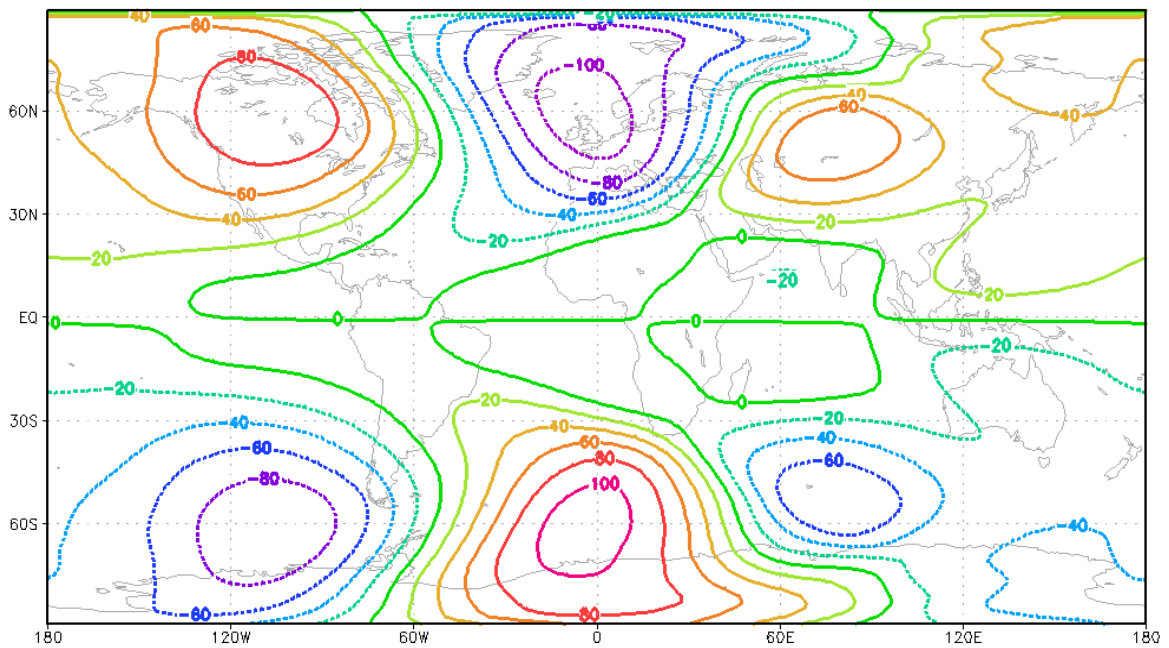
Поскольку ион-нейтральное взаимодействие в нижней части термосферы не значительно, динамика практически не поменялась по сравнению с предыдущим результатом. В верхних слоях динамический баланс меняется вследствие ночного ослабления трения и усиления циркуляции. Результаты численного эксперимента отличаются от представленных выше. Суточные вариации скорости и температуры для высот порядка 300 км представлены на рис. 9 (сравнить с рис. 7). Циркуляция на дневной стороне во многом совпадает с полученной ранее, ночная динамика верхних слоев определяется другим балансом. Величины максимумов амплитуд скоростей (для суточной гармоники) в целом совпадает с результатами [6] и данных наблюдений. В долготном распределении играет роль более сложный баланс, связанный с образованием волн при переходе к дневной динамике и влиянию ион-нейтрального взаимодействия. Для более детального описания требуется подробный спектральный анализ, однако по представленным результатам видно, что помимо суточной моды выделяется сильная полусуточная мода. Предварительно можно сделать вывод, что образовавшиеся волновые движения в значительной степени определяют как суточные вариации переменных модели, так и средний баланс. Таким образом, более точные описания вариации параметров ионосферных характеристик должны быть одной из приоритетных задач моделирования термосферы.



a)



б)



в)

Рис. 9. Широтно-долготное распределение значений температуры T' (К) (а), зональной скорости u (м/с) (б), меридиональной скорости v (м/с) (в), на высоте порядка 300 км (уровень $p_n = 4 \cdot 10^{-5}$), демонстрирующие установившийся суточный ход по расчетам численного эксперимента с суточной вариации ионной концентрации.

Заключение

В заключении коротко сформулируем основные результаты работы.

1. Построена новая глобальная конечно-разностная трехмерная модель термосферы Земли с высоким пространственным разрешением. Модель реализована на параллельных вычислительных системах.
2. Разработана простая параметризация коэффициентов ион-нейтрального взаимодействия, использующая данные о концентрации заряженных частиц в ионосфере.
3. Исследованы численная устойчивость динамического (адиабатического) блока модели и аналоги законов сохранения.
4. Показано, что построенная модель с удовлетворительной точностью (для данного уровня параметризации источников нагрева) воспроизводит основные особенности общей циркуляции термосферы.

Сделаем несколько замечаний. Возможные ошибки воспроизведения циркуляции в нижних слоях термосферы (как по данным нашей модели, так и по данным моделирования других моделей) связаны с вопросами точности воспроизведения радиационного баланса между сильным поглощением солнечной радиации плотной воздушной средой (что определяет резкий скачок температуры) и длинноволновым выхолаживанием, которое должно описываться более точной параметризацией. Вместе с тем термодинамика этой области также определяется взаимодействием с нижними слоями атмосферы (задаваемыми в основном через обрушение приливных волн), что приводит к проблеме построения совместной модели термосферы и нижних слоев атмосферы. Обозначенная проблема отражает современный тренд развития численного моделирования атмосферы в этом направлении [12].

Как уже отмечено во введении, циркуляция термосферы определяется как радиационными источниками, так и взаимодействием с ионосферой. Эти факторы сильно скоррелированы, поскольку именно поглощение солнечного излучения ответственно за процессы ионизации.

Дальнейшее развитие модели будет также связано с учетом непостоянства газового состава, введением суточного цикла в параметры ионной концентрации, учетом авроральных токов в полярных шапках (задающих дополнительный Джоулев источник нагрева, который следует компенсировать, поскольку уравнение притока тепла решается в отклонениях). Эти наиболее простые уточнения (поскольку их внесение уже предусмотрено созданными нами параметризациями) являются частью решения большой задачи создания блока модели ионосферы, учитывающего процессы ионизации и

рекомбинации ионов и рассчитывающего как движения заряженных частиц, так и их вклад в радиационные источники.

Точность описания общего радиационного баланса определяет состав и динамику как термосферы, так и ионосферы и является отдельной сложной задачей.

Авторы благодарят проф. В.Н. Лыкосова за полезные замечания, администрацию МГУ за предоставленную возможность использования суперкомпьютера «Ломоносов» для расчетов модели. Работа выполнена в рамках Программы развития Московского университета до 2020 года и при финансовой поддержке РФФИ (грант 12-05-00484-а), поддержке гранта Президента РФ «Ведущие научные школы» НШ-3521.2010.5, а также гранта ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» 14.740.11.0639.

Литература

1. Дымников В.П., Лыкосов В.Н., Володин Е.М. Проблемы моделирования климата и его изменений. - Известия РАН. Физика атмосферы и океана, 2006, т. 42, с. 618-636.
2. Кулямин Д.В., Володин Е.М., Дымников В.П. Моделирование квазидвухлетних колебаний зонального ветра в экваториальной стратосфере. Часть II. Модели общей циркуляции атмосферы Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2009. Т. 45. № 1. С. 43-61.
3. Володин Е.М., Дианский Н.А. Моделирование изменений климата в XX-XXII столетиях с помощью совместной модели общей циркуляции атмосферы и океана. Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2006. Т. 42. № 3. С. 291-306.
4. Surotkin V.A., V.V. Klimenko, A.A. Namgaladze. A numerical model of the equatorial ionosphere // Investigation of the ionospheric dynamics, Moscow, IZMIRAN, p.58-68, 1979
5. Dickinson, R.E. Meteorology of the upper atmosphere // Rev. Geophys. Space Phys., 1975, V.13, P. 771-862.
6. Dickinson R.E., Ridley E.C., Roble R.G. A threedimensional general circulation model of the thermosphere // J. Geophys. Res. 1981. V.86. P.1499—1512.
7. Fuller Rowell T.J., Rees D. A three-dimensional, time dependent global model of the thermosphere // J.Atmosph. Sci. 1980. V.37. P.2545—2567.
8. Колесник А.Г., Королев С.С. Трехмерная модель термосферы // Геомагнетизм и аэрономия. 1983. Т.23. №4. С.774—780.

9. Roble R.G., Ridley E.C., Richmond A.D., Dickinson R.E. A coupled thermosphere/ionosphere general circulation model // *Geophys. Res. Lett.* 1988. V.15. №12. P.1325—1328.
10. Richmond A.D., Ridley E.C., Roble R.G. A thermosphere/ionosphere general circulation model with coupled electrodynamics // *Geophys. Res. Lett.* 1992. V.19. №6. P.601—604.
11. Roble, R. G. On the feasibility of developing a global atmospheric model extending from the ground to the exosphere, in *Atmospheric Science Across the Stratopause // Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 123, edited by D. E. Siskind, S. D. Eckermann, and M. E. Summers, 2000, pp. 53–67, AGU, Washington, D. C.
12. Liu H.-L., et al. Thermosphere extension of the Whole Atmosphere Community Climate Model // *J. Geophys. Res.*, 2010. V. 115. A12302. doi:10.1029/2010JA015586
13. Hedin, A. E. Extension of the MSIS Thermosphere Model into the Middle and Lower // *Atmosphere, J. Geophys. Res.*, 1991, V.96(A2), P. 1159–1172.
14. Алексеев В.А., Володин Е.М., Галин В.Я., Дымников В.П., Лыкосов В.Н. Моделирование современного климата с помощью атмосферной модели ИВМ РАН. М.: ИВМ РАН, 1998. 121 С.
15. Дымников В.П., Лыкосов В.Н., Володин Е.М., Галин В.Я., Глазунов А.В., Грицун А.С., Дианский Н.А., Толстых М.А., Чавро А.И. Моделирование климата и его изменений. – В кн. «Современные проблемы вычислительной математики и математического моделирования», т. 2 «Математическое моделирование», М.: Наука, 2005, с. 38 – 175.
16. Banks P. M., Kockarts G. *Aeronomy, Part B // Elsevier, New York, 1973, 355 pp.*,
17. Stubbe P. Simultaneous solution of the time dependent coupled continuity equations, heat conduction equation and equation of motion for a system constituting of a neutral gas, an electron gas and a four component ion gas // *J. Atm. Terr. Phys.* 1970. V.32. P.865.
18. Dougherty J.P., On the influence of horizontal motion of the neutral air on the diffusion equation of the F-region // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1961. V.26. P. 167—176.
19. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. *Физика ионосферы // Москва: Наука. 1988. 528 стр.*
20. Campbell W. *Introduction to geomagnetic fields // Cambridge University Press. 1997.*
21. Maeda, K. Conductivity and drift in the ionosphere // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1977. V.39. P.1041-1053.
22. Rishbeth, H., Garriott O. K. *Introduction to ionospheric physics // Academic Press, 1969.*
23. Kelly M. C. *The Earth's Ionosphere // Academic Press, Inc. San Diego, 1989.*

24. Arakawa A. and Lamb V.R. Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model // *Methods in computational physics*. 1977. V.17. P. 173-265.
25. Burridge D. M., Haseler J. A model for medium range weather forecasting - adiabatic formulation // *Technical Report 4, ECMWF*. 1977. Reading, UK. 46 P.
26. Галин В. Я., Володин Е.М., Смышляев С.П. Модель общей циркуляции атмосферы ИВМ РАН с динамикой озона // *Метеорология и гидрология*. – 2003. – № 5. – С. 13–21.
27. Марчук Г.И. Численные методы в прогнозе погоды // Л.: Гидрометеоиздат, 1967. – 356 с.
28. Durran D.R. Numerical methods for wave equations in geophysical fluid dynamics // New York, Springer-Verlag, 1999. 465 p.
29. Robert A.J., Henderson J., Turnbull C. An implicit time integration scheme for baroclinic modes in the atmosphere // *Mon. Wea. Rev.*, 1972. V. 100. P. 329–335.
30. Crank J., Nicolson P. A practical method for numerical evaluation of solutions of partial differential equations of the heat conduction type // *Proc. Camb. Phil. Soc.* 1947. V.43(1). P.50–67.
31. Asselin R. Frequency filter for time integrations // *Mon. Wea. Rev.*, 1972. V.100. P. 487–490
32. Tolstykh M.A., Gloukhov V.N. Implementation of global atmospheric models on parallel computers // *Вычислительные технологии*, 2002. Т. 7. Спец. вып. С. 101–109.
33. Hedin A.E. et al. A global thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data // *J. Geophys. Res.* 1977. V.82. P. 2139-2156.