

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ  
ФЕДЕРАЦИИ  
РОССИЙСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ (РГГМУ)

На правах рукописи

**Румянцева Екатерина Александровна**

УДК 551.511.3

ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АТМОСФЕРНЫХ  
ПРОЦЕССОВ С УЧЕТОМ НЕОДНОРОДНОСТИ ПОЛЯ  
СИЛЫ ТЯЖЕСТИ

Специальность 25.00.30 — метеорология, климатология, агрометеорология

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико — математических наук

Санкт—Петербург

2004

Работа выполнена на кафедре метеорологических прогнозов  
Государственного гидрометеорологического университета.

Научный руководитель            доктор физико — математических наук,  
   профессор Б.Д. Панин

Официальные оппоненты -    доктор физико — математических наук,  
   профессор С.С. Суворов,  
   кандидат технических наук М.Г. Веселкин

Ведущая организация        —    Главная геофизическая обсерватория (ГГО)

Защита состоится «28» декабря 2004 г. в 15 ° часов на заседании  
специализированного совета Д212.197.01 Российского Государственного  
гидрометеорологического университета.

Адрес: 195196, г. Санкт—Петербург, Малоохтинский пр.,98.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Российского  
Государственного гидрометеорологического университета.

Автореферат разослан « 26 » ноября 2004 г.

Ученый секретарь  
Специализированного  
Совета РГТМУ



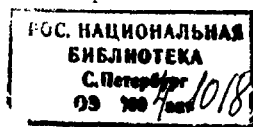
доктор ф. — мат. наук  
Кузнецов А.Д.

### ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы диссертации. В настоящее время гидродинамическое моделирование атмосферы находится на стадии интенсивного развития и характеризуется стремлением к наиболее полному и детальному учету в гидродинамических моделях всех влияющих факторов совместно с широким использованием самых эффективных методов математической физики. Этими обстоятельствами обусловлено и исследование влияния неоднородного поля силы тяжести на атмосферу и происходящие в ней динамические процессы.

Результаты исследования динамики атмосферы в неоднородном поле силы тяжести (СТ), показали, что имеет место связь полей метеовеличин и СТ; выбор отчетной поверхности в значительной мере определяет структуру получаемых полей, возможности их дальнейшего анализа и использования; вариации поля СТ влияют на интенсивность и траектории перемещения циркуляционных систем атмосферы, причем влияние оказывают в основном тангенциальные составляющие, а роль вертикальной составляющей менее существенна; эффект возмущающего гравитационного фона проявляется в согласовании областей повышенной повторяемости циклонической циркуляции (в частности, тропических циклонов) с районами отрицательных аномалий силы тяжести (АСТ) и антициклонической циркуляции с районами положительных АСТ, что может способствовать формированию центров действия атмосферы; учет неоднородности поля СТ оказывает заметное влияние на качество прогнозов. Однако вопрос о влиянии вариаций СТ на атмосферные процессы и явления изучен недостаточно, а в большинстве современных гидродинамических моделях эти эффекты вовсе не учитываются, несмотря на то, что в уравнениях движения СТ является доминирующей.

Учет влияния неоднородности поля силы тяжести в уравнениях гидродинамики — достаточно сложная задача. При ее решении определяющим обстоятельством становится выбор отчетной поверхности. Так как фигура Земли является очень сложной поверхностью, которую невозможно описать простыми математическими формулами, то при решении различных теоретических и практических задач используют ее модели. В качестве наиболее приемлемой фигуры Земли в задачах геофизики и метеорологии используют модельную поверхность общеземного эллипсоида вращения (ОЗЭ). При выборе поверхности ОЗЭ в качестве отчетной поверхности не требуется каких-либо модификаций схем численного анализа исходной метеорологической информации. К тому же применение ОЗЭ в качестве отчетной поверхности позволяет основные



соотношения, используемые для расчета силы тяжести и ее потенциала, записать в виде, принятом в метеорологических задачах.

**Целью работы является:**

1. Выявление соответствия полей метеовеличин и поля гравитации;
2. Гидродинамическое моделирование атмосферных процессов с учетом неоднородности поля силы тяжести;
3. Определение чувствительности метеовеличин, получаемых в процессе моделирования системы уравнений в эллипсоидальных координатах с  $\sigma$  — вертикальной координатой, к АСТ, нормальной СТ и кривизне пространства.

**Методы исследования.** Для решения задач исследования разработана и реализована модель в эллипсоидальных координатах с  $\sigma$  — вертикальной координатой и соответствующая ей модель в вариациях. Уравнения модели решаются численно.

**Научная новизна работы:**

1. Предложен метод учета влияния неоднородности поля СТ в уравнениях гидродинамики, основанный на использовании модели в эллипсоидальных координатах.
2. Предложен метод учета чувствительности метеовеличин к АСТ, нормальной СТ и кривизне пространства, который основан на использовании модели в вариациях.
3. Предложен метод уточнения параметров модели, основанный на согласовании модельных и фактических полей метеовеличин.

**Теоретическая и практическая ценность работы.** Разработаны методы учета влияния неоднородности поля СТ на метеовеличины, на формирование циклонических и антициклонических областей. Определена чувствительность метеовеличин к АСТ, нормальной СТ, кривизне пространства. Реализация этих методов в рамках оперативных гидродинамических моделей позволит улучшить качество моделирования, приведет к повышению точности воспроизведения полей метеовеличин и к улучшению качества прогнозов.

**На защиту выносятся:**

1. Физические положения, свидетельствующие о влиянии аномалий силы тяжести (АСТ) на структуру полей метеовеличин и атмосферные процессы;
2. Оценка влияний согласованности поля гравитации со структурой моделируемых полей;
3. Применение теории чувствительности к модели в эллипсоидальной ст системе координат (вСК). Уточнение параметров модели.

**Апробация работы.** Реализованная модель в эллипсоидальной оСК и соответствующая ей модель в вариациях используются в научно — исследовательской работе по теме «Гравитация».

**Публикации.** Основные результаты диссертации докладывались на Итоговой сессии ученого совета РГГМУ, опубликованы в тезисах и трех статьях, а также изложены в двух научно — исследовательских отчетах.

**Структура и объем работы.** Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность работы, сформулирована цель исследования, перечислены основные положения, выносимые на защиту, определены научная и практическая ценность работы, ее новизна, кратко изложено содержание диссертации.

В первой главе приведены данные о поле силы тяжести, в том числе о его нормальной и аномальной составляющих, а также изложены необходимые сведения из теории фигуры Земли.

В разделе 1.1 рассматривается наиболее приемлемая фигура Земли, в качестве которой в задачах геофизики и метеорологии используется модельная поверхность общеземного эллипсоида вращения (ОЗЭ). Он определяется совпадением центра эллипсоида с центром масс Земли, плоскости экватора с плоскостью земного эллипсоида и минимумом суммы квадратов отклонений по высоте квазигеоида во всех его точках от поверхности эллипсоида. Указанные условия определяют требования к размерам и форме ОЗЭ, к его расположению в теле Земли. Форму эллипсоида вращения определяют экваториальной  $a$  и полярной  $b$  полуосями, его полярным сжатием  $u_e = (a_e - b)/a_e$  или квадратом первого эксцентриситета меридианного эллипса  $e^2 = (a_e^2 - b^2)/b^2$ .

В разделе 1.2 поясняется понятие «нормальной» Земли. Обычно из элементов реальной фигуры Земли и ее гравитационного поля выделяют нормальную часть, для которой создана строгая теория решения задач аппроксимации его фигуры и поля гравитации. В качестве «нормальной» Земли обычно принимают ОЗЭ - уровенный эллипсоид вращения, центр которого совпадает с центром масс Земли, полярная ось инерции - с осью её вращения, а внешняя поверхность является эквипотенциальной поверхностью нормального поля силы тяжести. Затем находят поправки к решениям для ОЗЭ. Таким образом, «нормальная» Земля - это система фундаментальных постоянных, наиболее точно характеризующих гравитационное поле и фигуру Земли.

В разделе 1.3 рассматриваются понятия силы тяжести, аномалий силы тяжести и нормальной силы тяжести. Отклонение измеренного значения ускорения свободного падения  $g$  в данной точке от вычисленного по формуле нормального значения силы тяжести  $\gamma$  называется аномалией силы тяжести  $g_a$ :  $\vec{g}_a = \vec{g} - \vec{\gamma}$ .

Нормальная сила тяжести рассчитывается в геодезических координатах, а проекции аномальной силы притяжения - в сферической. В этой связи последние необходимо преобразовать в геодезическую систему координат.

Нормальная сила тяжести  $\gamma$  вычисляется (с учетом современных параметров Земли) по формуле:  $\gamma = 9,8062(1 - 2,649 \cdot 10^{-3} \cos 2\varphi) \cdot (1 - 3,1466 \cdot 10^{-7} H)$  м/с, где  $\varphi$  [рад] - геоцентрическая широта,  $H$  [м] - геодезическая высота.

Во второй главе рассматривается выбор основной отсчетной поверхности, в качестве которой используется поверхность ОЗЭ, а также изложена гидродинамическая модель в эллипсоидальной  $\sigma$ СК.

В качестве основной отсчетной поверхности использовалась поверхность ОЗЭ, по вертикали — координата  $\sigma = P/P_\lambda$  ( $P_\lambda$  и  $P$  - давление на уровне рельефа и в произвольной частице воздуха), по горизонтали - эллипсоидальные координаты. В этом случае начало координат было помещено в центр эллипсоида и вводились координаты:  $x^1 = \Phi = (W_0 - W_{OЗЭ})$  - относительный нормальный геопотенциал в рассматриваемой точке (где  $W_0$  - нормальный потенциал СТ;  $W_{OЗЭ} = \text{const} = W_0$  на поверхности ОЗЭ);  $x^2 = \theta = (\pi/2 - B)$  - дополнение до геодезической широты  $B$ ;  $x^3 = \lambda$  - долгота.

Согласно определению  $dx^1 = d\Phi$ ,  $dx^2 = d\theta$ ,  $dx^3 = d\lambda$ . На поверхности ОЗЭ вектор  $g$  будет иметь тангенциальные  $g_\theta$ ,  $g_\lambda$  и вертикальную  $g_\sigma$  компоненты. Радиусы кривизны сечения ОЗЭ по азимуту ( $\alpha$ ) в плоскости меридиана ( $\alpha = 0$ ) и первого вертикала ( $\alpha = \pi/2$ ) выражаются формулами:

$$r_{MЭ} = a_e(1 - e^2) \left(1 - e^2 \sin^2 B\right)^{-1/2};$$

$$r_{BЭ} = a_e(1 - e^2 \sin^2 B)^{-1/2},$$

а приращения дуги  $dS$ , соответствующие приращениям координат  $d\Phi$ ,  $d\varphi$ ,  $d\lambda$ , таковы:  $dS_\Phi = d\Phi$ ,  $dS_\theta = R_M d\theta$ ,  $dS_\lambda = R_B \sin\theta d\lambda$ . Здесь  $\varphi$  - геоцентрическая широта;  $R_M$  и  $R_B \sin\theta$  — радиусы кривизны уровенной поверхности в направлении геоидальных координат,  $R_M = r_{MЭ} + H$  и  $R_B = r_{BЭ} / \sin\theta + H$ ;  $H = \Phi/\gamma$ . Отсюда  $h_r = 1$ ,  $h_\theta = R_M$ ,  $h_\lambda = R_B \sin\theta$  - коэффициенты Ламэ, характеризующие изменения радиуса — вектора  $\mathbf{r}$  (направленного из начала координат в притягиваемую точку) вдоль осей координат. Запишем проекции вектора угловой скорости вращения Земли  $\omega$  на оси координат:  $\omega_r = \omega \cdot \cos\theta$ ;  $\omega_\theta = -\omega \cdot \sin\theta$ ;  $\omega_\lambda = 0$ . Компоненты вектора скорости

обозначались следующим образом:  $W = V_1$ ;  $V = V_2$ ;  $U = V_3$ . Далее, трансформируя геоид в ОЗЭ и учитывая, что

$$\frac{\partial R_M}{\partial \Phi} = \frac{\partial R_N}{\gamma \partial \Phi}; \quad \frac{\partial R_M}{\partial \lambda} + \frac{\partial R_N}{\partial \lambda} = 0; \quad \frac{\partial R_M}{\partial \theta} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{r_M^3}{a_e^2 \cdot (1 - e^2)^2} \cdot e^2 \cdot \sin(\pi - 2\theta) \approx r_M^3 \cdot E;$$

$$\frac{\partial R_N}{\partial \theta} = r_{N3}^3 \cdot E,$$

где  $E = (-e^2 2a_e^2) \sin(\pi - 2\theta)$ , была получена система уравнений гидродинамики с учетом неоднородности поля силы тяжести. Использовалась правая система эллипсоидальных координат  $\Phi \vartheta \lambda$ . В них квазистатичность учитывается при определении тенденции  $\dot{\sigma} / \partial t$  (где  $\dot{\sigma}$  - аналог вертикальной скорости), а уравнение для  $P_N$  описывает влияние гравитационных эффектов. В уравнениях движения учтено, что гидростатическое приближение ( $\mu = -g_\sigma (1 - g_\sigma \rho \partial h / \partial \sigma) = 0$ ) имеет величину  $\mu \neq 0$ , где  $g_\sigma$  - АСТ по вертикали,  $\rho$  - плотность воздуха,  $h$  - высота  $\sigma$  - уровней. После подстановки  $\mu$  в уравнения гидродинамики эффект негидростатичности учитывался с помощью множителя  $G = 2 - g_\sigma \rho \partial h / \partial \sigma$ . Когда  $\mu = 0$ ,  $G = 1$ , и негидростатичность не учитывалась.

Модель в эллипсоидальной  $\sigma$ СК представлена следующей системой уравнений гидротермодинамики:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \dot{\sigma} \frac{\partial U}{\partial \sigma} + \frac{V}{R_M} \frac{\partial U}{\partial \theta} + \frac{U}{R_N \sin \theta} \frac{\partial U}{\partial \lambda} + \frac{U \dot{\sigma}}{R_N \gamma} + \frac{UV}{R_M} c l g \theta + 2 \left( V \omega \cos \theta + \dot{\sigma} \omega \sin \theta \right) + \\ + \frac{UV}{R_M R_N} r_{N3}^3 E = F_\lambda + g_\lambda - g_\sigma \left( 1 - \frac{\mu}{g_\sigma} \right) \frac{1}{R_N \sin \theta} \frac{\sigma}{P_N} \frac{\partial h}{\partial \sigma} \frac{\partial P_N}{\partial \lambda} + g_\sigma \left( 1 - \frac{\mu}{g_\sigma} \right) \frac{1}{R_N \sin \theta} \frac{\partial h}{\partial \lambda}; \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} + \dot{\sigma} \frac{\partial V}{\partial \sigma} + \frac{V}{R_M} \frac{\partial V}{\partial \theta} + \frac{U}{R_N \sin \theta} \frac{\partial V}{\partial \lambda} - \frac{U^2}{R_M} c l g \theta + \frac{\dot{\sigma} V}{R_M \gamma} - 2U \omega \cos \theta - \frac{U^2}{R_M R_N} r_{N3}^3 E = \\ = F_\theta + g_\theta - g_\sigma \left( 1 - \frac{\mu}{g_\sigma} \right) \frac{1}{R_M P_N} \frac{\sigma}{\partial \sigma} \frac{\partial h}{\partial \theta} + g_\sigma \left( 1 - \frac{\mu}{g_\sigma} \right) \frac{1}{R_M} \frac{\partial h}{\partial \theta}; \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial t} + \dot{\sigma} \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} + \frac{V}{R_M} \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \theta} + \frac{U}{R_N \sin \theta} \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \lambda} - 2U \omega \sin \theta - \frac{V^2}{R_M \gamma} - \frac{U^2}{R_N \gamma} = F_\sigma - g_\sigma \left( 1 - g_\sigma \rho \frac{\partial h}{\partial \sigma} \right); \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{R_M R_N} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left( \rho \dot{\sigma} R_M R_N \right) + \frac{1}{R_M \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho V \sin \theta) + \\ + \frac{1}{R_N \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} (\rho U) + \frac{\rho U}{R_M R_N} r_{N3}^3 E = 0; \end{aligned} \quad (4)$$

$$\dot{\sigma} = \frac{\sigma}{P_s} \int_0^1 \left( \frac{1}{R_B \sin \theta} \frac{\partial(UP_s)}{\partial \lambda} + \frac{1}{R_M} \frac{\partial(VP_s)}{\partial \theta} \right) d\sigma - \frac{1}{P_s} \int_0^1 \left( \frac{1}{R_B \sin \theta} \frac{\partial(UP_s)}{\partial \lambda} + \frac{1}{R_M} \frac{\partial(VP_s)}{\partial \theta} \right) d\sigma; \quad (5)$$

$$\frac{\partial P_s}{\partial t} = - \int_0^1 \left( \frac{1}{R_B \sin \theta} \frac{\partial(UP_s)}{\partial \lambda} + \frac{1}{R_M} \frac{\partial(VP_s)}{\partial \theta} \right) d\sigma + P_s \int_0^1 \frac{1}{\bar{\gamma}} \left( \frac{1}{R_B \sin \theta} U \cdot \frac{\partial \bar{\gamma}}{\partial \lambda} + \frac{1}{R_M} V \cdot \frac{\partial \bar{\gamma}}{\partial \theta} \right) d\sigma; \quad (6)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \sigma \frac{\partial T}{\partial \sigma} + \frac{V}{R_M} \frac{\partial T}{\partial \theta} + \frac{U}{R_B \sin \theta} \frac{\partial T}{\partial \lambda} - \frac{\gamma_\sigma}{\gamma \rho} \frac{\partial P}{\partial t} = \frac{\epsilon}{c_p \rho}; \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{U}{R_B \sin \theta} \frac{\partial q}{\partial \lambda} + \frac{V}{R_M} \frac{\partial q}{\partial \theta} + \sigma \frac{\partial q}{\partial \sigma} = -m + E + \left( \frac{\gamma}{RT} \right)^2 \frac{\partial}{\partial \sigma} k_z \frac{\partial q}{\partial \sigma} + \\ + k' \left( \left( \frac{1}{R_B \sin \theta} \right)^2 \frac{\partial^2 q}{\partial \lambda^2} + \frac{1}{R_M^2} \frac{\partial^2 q}{\partial \theta^2} \right); \end{aligned} \quad (8)$$

$$\Phi = \Phi_s + R \int_{\sigma}^1 \frac{T}{\sigma} d\sigma. \quad (9)$$

Здесь / - параметр Кориолиса;  $c_p$  - удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении; R- удельная газовая постоянная сухого воздуха;  $U$ ,  $V$  и  $u_\lambda$ ,  $u_\theta$  - составляющие скорости ветра и АСТ вдоль параллели и широты;  $F_\lambda$ ,  $F_\theta$  и  $F_\sigma$  - силы горизонтальной и вертикальной вихревой вязкости;  $T$  и  $\gamma_\sigma$  - температура воздуха и её сухоадиабатический градиент;  $\epsilon$  - все виды притоков тепла;  $q$  - массовая доля водяного пара, а  $m$  - скорость его конденсации в единице объема воздуха;  $\bar{\gamma} = \dot{W} + \gamma + g_\sigma - 2\omega \cos \theta$ , где  $\dot{W} = \partial(-RT(P + \sigma \cdot \partial P_s / \partial t) / P \gamma) / \partial t$  - вертикальная скорость;  $k_z$  и  $k'$  - вертикальный и горизонтальный коэффициенты турбулентности;  $\Phi$  и  $\Phi_s$  - относительный геопотенциал на высотах и на поверхности;

$$U_z = -(g_\theta \cdot \partial \bar{\gamma} / \partial \theta) / R_M l, \quad V_z = (g_\lambda \cdot \partial \bar{\gamma} / \partial \theta) / R_B l \sin \theta \quad (10)$$

- составляющие скорости гравитационного ветра вдоль параллели и широты.

Система (1) - (9) замыкается с помощью начальных и граничных условий, схем параметризации турбулентной вязкости. Лучистый теплообмен не учитывался, т.к. при краткосрочных прогнозах погоды практически не играет роли. Для численного моделирования она представлялась в сеточном виде на С - сетке Аракавы. По вертикали расчетная сетка содержит **16  $\sigma$ -уровней**, по горизонтали - 96x25 узлов с шагом 3,75°. На боковых границах области задавались фиктивные условия, а  $\dot{\sigma} |_{\sigma=0,1} = 0$ . Шаг интегрирования модели по времени равен 600 с.



Третья глава посвящена основным методам представления гравитационного поля Земли: разложению гравитационного потенциала в ряд по сферическим функциям (СФ) и моделированию гравитационного поля Земли системой точечных масс.

В разделе 3.1 рассматривается расчет АСТ при разложении в ряд по СФ. Любая функция, удовлетворяющая уравнению Лапласа  $\Delta U = 0$  (где  $U$  - потенциал гравитационного поля Земли вне поверхности, охватывающей гравитирующие массы), представима в виде линейной комбинации функций  $r^n S_{nk}(\theta, \lambda)$  и  $r^{-(n+1)} S_{nk}(\theta, \lambda)$  при дополнительных условиях для величины  $U$  на поверхности Земли:  $\dot{U}|_{r \rightarrow R} \rightarrow 0, \partial T / \partial r + 2T/r|_{r \rightarrow R} = -\Delta g$ . Здесь  $R$  - радиус-вектор поверхности ОЗЭ;  $\Delta g$  - смешанная АСТ на физической поверхности Земли;  $T$  - возмущающий потенциал силы тяжести;  $n$  - число различных сферических функций,  $n = 0, 1, \dots, \infty$ ;  $k = -n, n$ .

В итоге аппроксимация потенциала притяжения Земли имеет вид

$$U = \frac{fM}{r} \left[ 1 + \sum_{n=2}^N \left( \frac{a_e}{r} \right)^n \sum_{m=0}^n (C_{nm} \cos m\lambda + S_{nm} \sin m\lambda) \right] P_{nm}(\sin \varphi), \quad (11)$$

где  $fM$  - геоцентрическая гравитационная постоянная;  $C_{nm}, S_{nm}$  - гармонические коэффициенты, характеризующие отличие реального гравитационного поля от центрального;  $a_e$  - большая полуось ОЗЭ;  $P_{nm}(\sin \varphi)$  - присоединенный полином Лежандра порядка  $m$ , степени  $n$ . Потенциал притяжения нормальной Земли  $U_0$ , нормальный потенциал СТ  $W_0$ , возмущающий потенциал  $\Gamma$  и проекции силы притяжения  $g_r, g_\varphi, g_\lambda$  обусловленной им, даются формулами:

$$U_0 = \frac{fM}{r} \left( 1 + C_{20} \left( \frac{a_e}{r} \right)^2 P_{20}(\sin \varphi) + C_{40} \left( \frac{a_e}{r} \right)^4 P_{40}(\sin \varphi) \right), \quad C_{20} = -4841,65 \cdot 10^{-7}; C_{40} = 7,903 \cdot 10^{-7};$$

$$W_0 = \frac{fM}{r} \left[ 1 + C_{20} \left( \frac{a_e}{r} \right)^2 P_{20}(\sin \varphi) + C_{40} \left( \frac{a_e}{r} \right)^4 P_{40}(\sin \varphi) \right] + \frac{\omega^2 r^2}{2} \cos^2 \varphi. \quad (12)$$

$$T = \frac{fM}{r} \sum_{n=2}^N \left( \frac{a_e}{r} \right)^n \sum_{m=0}^n (C_{nm} \cos m\lambda + S_{nm} \sin m\lambda) P_{nm}(\sin \varphi), \quad (13)$$

$$g_r = -\frac{fM}{a_e r} \sum_{n=2}^N (n+1) \left( \frac{a_e}{r} \right)^{n+1} \sum_{m=0}^n (C_{nm} \cos m\lambda + S_{nm} \sin m\lambda) P_{nm}(\sin \varphi), \quad (14)$$

$$g_\varphi = -\frac{fM}{a_e r} \sum_{n=2}^N \left( \frac{a_e}{r} \right)^{n+1} \sum_{m=0}^n (C_{nm} \cos m\lambda + S_{nm} \sin m\lambda) P'_{nm}(\sin \varphi), \quad (15)$$

$$g_\lambda = \frac{fM}{a_e r \cos \varphi} \sum_{n=2}^N \left( \frac{a_e}{r} \right)^{n+1} \sum_{m=0}^n (-C_{nm} \sin m\lambda + S_{nm} \cos m\lambda) m P_{nm}(\sin \varphi). \quad (16)$$

Здесь  $P'_{nm}(\sin\varphi) = -\{m \cdot \operatorname{tg}\varphi \cdot P_{nm}(\sin\varphi) - [\delta_m(n-m)(n+m+1)]^{1/2} P_{n,m+1}(\sin\varphi)\}$ ;

$$P_{nm}(\sin\varphi) = \begin{cases} 0 & \text{при } n < m, \quad 1 & \text{при } n = m = 0, \\ P_{n-1,m-1}(\sin\varphi) \cos\varphi \left[ \frac{2n+1}{2n\delta_{m-1}} \right]^{1/2} & \text{при } n = m \neq 0, \\ P_{n-1,m}(\sin\varphi) \sin\varphi \left[ \frac{4n^2-1}{n^2-m^2} \right]^{1/2} - P_{n-2,m}(\sin\varphi) \left[ \frac{(n-1)^2-m^2}{(n^2-m^2)(2n-3)} \right]^{1/2} & \text{при } n > m; \end{cases}$$

$\delta_m = 1/2$  при  $m = 0$  и  $\delta_m = 1$  при  $m \neq 0$ .

В разделе 3.2 приведен метод моделирования гравитационного поля Земли системой точечных масс. Отправной точкой метода представления гравитационного поля Земли системой точечных масс является закон всемирного тяготения. Особенностью использования этого закона при моделировании гравитационного поля Земли является рассмотрение системы, состоящей из конечного числа  $N$  материальных точек  $M_1, M_2, \dots, M_N$ , которые будем считать притягивающими центрами. Пусть  $m_i, X_i, Y_i, Z_i$  - массы и координаты в системе координат  $OXYZ$  точек  $M(i = 1, 2, \dots, N)$ , а  $P(X, Y, Z)$  есть материальная точка единичной массы, не совпадающая ни с одной из  $M_i$ . Обозначим расстояние от точек  $M_i$  до точки  $P$  через  $\rho_i = \sqrt{(X - X_i)^2 + (Y - Y_i)^2 + (Z - Z_i)^2}$ .

Рассмотрим равнодействующую сил притяжения, действующих на точку  $P$  со стороны системы материальных точек  $M_i$ . Ее проекции определяются формулами

$$\begin{aligned} F_X &= \sum_{i=1}^N F_{X_i} = f \sum_{i=1}^N \frac{m_i (X_i - X)}{\rho_i^3}; & F_Y &= \sum_{i=1}^N F_{Y_i} = f \sum_{i=1}^N \frac{m_i (Y_i - Y)}{\rho_i^3}; \\ F_Z &= \sum_{i=1}^N F_{Z_i} = f \sum_{i=1}^N \frac{m_i (Z_i - Z)}{\rho_i^3}; \end{aligned} \quad (17)$$

Величины, определяемые этими соотношениями и рассматриваемые как функции координат точки  $P$ , являются частными производными от некоторой силовой функции

$$U: U = \sum_{i=1}^N U_i = f \sum_{i=1}^N \frac{m_i}{\rho_i}. \quad \text{Вводя обозначение } M_i = f m_i, \text{ и деля-левую и правую части в}$$

формулах (17) на единицу массы, получим компоненты ускорения силы притяжения в точке  $P$ :

$$\left. \begin{aligned} g_x &= - \sum_{i=1}^N \frac{M_i (X - X_i)}{\rho_i^3}; & g_y &= - \sum_{i=1}^N \frac{M_i (Y - Y_i)}{\rho_i^3}; & g_z &= - \sum_{i=1}^N \frac{M_i (Z - Z_i)}{\rho_i^3} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

## II

Таким образом, с помощью формул (18) можно определить составляющие ускорения силы притяжения, создаваемой системой материальных точек. Для того, чтобы притяжение рассматриваемой системы материальных точек соответствовало притяжению Земли, необходимо обеспечить выполнение условия  $\sum_{i=1}^N M_i = M_z$ , где  $M_z$  — масса Земли. При получении характеристик притягивающих масс дополнительно учитывают совпадение главных и центральных моментов инерции Земли и системы точечных масс.

Потенциал притяжения «нормальной» Земли с использованием семи точечных масс вычисляется по формуле  $U_0 = fM \sum_{i=1}^7 \frac{\epsilon_i}{\rho_i}$ , где  $\epsilon_i$  — отношение  $i$ -й точечной массы к массе Земли. Возмущающий потенциал в произвольной точке поверхности Земли и вне ее вычисляется по формуле:

$$T = fM \sum_{i=1}^N \frac{\epsilon_i}{\rho_i}, \quad (19)$$

где  $N$  - число точечных масс.

Проекции силы гравитационного притяжения Земли на оси сферической системы координат могут быть рассчитаны путем дифференцирования выражения (19).

В четвертой главе произведена оценка влияний согласованности поля гравитации со структурой моделируемых полей. Прослеживается связь АСТ с циклонами и антициклонами; исследуется завихренность гравитационного ветра; рассматривается роль гравитации в зарождении тропических циклонов; оценивается влияние поля гравитации на структуру моделируемых метеорологических полей.

В разделе 4.1 рассматривается связь ЛСТ с циклонами и антициклонами. Влияние тангенциальных составляющих силы тяжести в поле положительных АСТ проявляется в появлении в исходном потоке антициклонической завихренности, а в поле отрицательных АСТ - циклонической, т.е. поле тангенциальных составляющих сил в аномальном гравитационном поле создает определенный фон в существующем поле скоростей атмосферных движений. Суммарный эффект возмущающего гравитационного фона проявляется в четком согласовании областей повышенной повторяемости циклонической циркуляции с районами отрицательных АСТ (наибольшая повторяемость циклонов находится в мощных отрицательных центрах АСТ) и антициклонической циркуляции - с районами положительных АСТ (наибольшая повторяемость антициклонов находится в мощных положительных центрах АСТ).

В разделе 4.2 рассмотрены пространственные вариации гравитационного ветра, его завихренность ( $\Omega_{\text{гг}} = \partial V_z / \partial x - \partial U_z / \partial y$ ,  $O(\Omega_{\text{гг}}) \approx 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ ).

Рассмотрено влияние АСТ на атмосферные поля. В первом варианте экспериментов поля АСТ были получены при использовании аномальных компонент СТ по данным гравиметрических измерений; во втором варианте математическая модель гравитационного поля строилась посредством аппроксимации полей АСТ рядами сферических функций; в третьем варианте АСТ не учитывались. Модельные поля функций сравнивались с данными, снятыми с карт погоды через 24 ч после начала прогноза.

Определялась согласованность поля гравитации со структурой моделируемых полей путем сопоставления вычисленных с учетом АСТ полей  $\Omega_{\text{гг}}$  с реальными полями. Выявлено, что имеется четкая связь между  $\Omega_{\text{гг}}$  и характером поля давления: мощные положительные центры  $\Omega_{\text{гг}}$  в Северном полушарии соответствуют циклонам, а отрицательные - антициклонам. С высотой области  $\Omega_{\text{гг}}$  приобретают менее выраженный характер, густота изолиний уменьшается. Эта тенденция прослеживается для величин  $\Omega_{\text{гг}}$ , вычисленных с использованием АСТ, полученных по данным гравиметрических измерений.

Разложение полей  $\Omega_{\text{гг}}$  по сферическим функциям сглаживает некоторые зарождающиеся образования  $\Omega_{\text{гг}}$ , что ведет к неправильной оценке синоптической ситуации. Оказалось, что наилучшие результаты аппроксимации достигаются при использовании 30 членов разложения. Анализ полей  $\Omega_{\text{гг}}$ , построенных при помощи АСТ, рассчитанных способом 1, показал, что барические образования мощнее, чем при разложении по СФ. По-нашему мнению, этот факт связан с учетом разных полей АСТ, и, следовательно, можно утверждать, что существует влияние АСТ на возникновение циклонов и антициклонов.

В разделе 4.3 рассматривается роль гравитации в зарождении тропических циклонов. Частота зарождения тропических циклонов прямо связана со следующими климатологическими параметрами: относительной завихренностью движения воздуха у Земли; широтой места; величиной, обратной вертикальному сдвигу горизонтального ветра между нижней и верхней тропосферой; термическим потенциалом верхнего слоя океана - величиной, равной интегралу по вертикали от разности наблюдаемой температуры воды и значения  $26^\circ \text{C}$  в слое до 60 м; вертикальным градиентом эквивалентно-потенциальной температуры между подстилающей поверхностью и уровнем 500 гПа; относительной влажностью в средней тропосфере (500 - 700 гПа).

Произведение первых трех параметров (с добавлением к их значениям специально подобранных величин) определяет динамический потенциал зарождения тропических циклонов, произведение последних трех — термический потенциал. Произведение динамического и термического потенциалов определяет сезонный потенциал зарождения, характеризующий сезонную частоту зарождения тропических циклонов. Таким образом, чем выше циклоническая завихренность над океаном, тем выше сезонная частота зарождения тропических циклонов. Если учесть, что, чем сильнее начальный вихрь, тем при менее благоприятных других условиях (например, при меньшей начальной влажности или температуре поверхностного слоя океана) может развиваться циклон, то можно сделать вывод: неоднородности поля силы тяжести способствуют зарождению и развитию тропических циклонов.

В разделе 4.4 рассматривается влияние поля гравитации на структуру моделируемых полей. Анализ модельных полей  $U, V, P, H, T$  показал, что учет АСТ, полученных разными способами, даёт одинаковые результаты. Поэтому в дальнейшем речь будет идти только об учете АСТ первым способом.

По результатам интегрирования модели оценивались ошибки качества прогнозов (ОКП) при учете АСТ способами  $i = 1, 2, 3$ . Вычислялись:  $\delta$  — средняя абсолютная и  $\sigma_{ii}$  — средняя квадратическая ошибки (для полей  $P, H, \sigma$  Па; для  $U, V$  — в м/с; для  $T$  — в °К);  $\epsilon$  — средняя относительная и  $\xi_i$  — средняя квадратическая относительная ошибки;  $\Gamma_{\phi}$  — коэффициент корреляции между прогностическими и фактическими изменениями величины. Видно, что учет АСТ для полей  $P, H, U, V$  приводит к уменьшению ошибок прогноза, и, значит, синоптическая ситуация идентифицируется лучше. Модельные поля  $\Gamma$  с учетом АСТ имеют такие же ошибки, как и без учета АСТ. Однако во втором случае поля оказываются более гладкими, чем фактические, и хуже воспроизводят структуру последних. Таким образом, учет АСТ при прогнозе полей  $P, T, H, U, V$  позволяет воспроизвести их структуру точнее, чем без учета АСТ. Поэтому не вызывает сомнения наличие связи между АСТ и полями основных атмосферных величин.

В пятой главе описано применение теории чувствительности к модели в эллипсоидальной  $\sigma_{СК}$  и представлена соответствующая ей модель в вариациях, предназначенная для оценки влияния гравитационных эффектов на метеорологические величины. Также произведено уточнение параметров рассматриваемой модели в эллипсоидальной  $\sigma_{СК}$ .

В разделе 5.1 в целях детального исследования влияния СТ на циклогенетические процессы использовались методы теории чувствительности, позволяющие избежать многократного интегрирования нелинейных уравнений для варьируемых компонент

вектора параметров  $Y$  модели и получить их статистически значимые оценки. При этом оценивают отклик моделируемой среды на единичные вариации  $Y$ , т.е. определяют функции чувствительности (ФЧ), представляющие собой по существу функции Грина. Пространственно-временные масштабы, на которых вычисляют ФЧ, определяются временем интегрирования модели в вариациях, ее разрешающей способностью, областью построения решения и способом задания невозмущенных значений вектора состояния  $\psi$ . Для получения полей ФЧ интегрируют линейные уравнения модели в вариациях. Ввиду громоздкости эти уравнения здесь не приводятся. Однако в них принято, что невозмущенные компоненты вектора  $\psi(U, V, \Phi, P, q, \omega)$  не зависят от времени. Оценка чувствительности переменных  $\psi$  к вариациям  $Y$  определяется путем умножения ФЧ на величины заданных вариаций  $Y$ . Составляющие вектора  $Y$  определяют, исходя из постановки задачи.

Для получения ФЧ воспользуемся операторной формой записи дискретных аналогов уравнений модели атмосферы:

$$B\Delta_t\Psi^h + G^h(\Psi^h, Y^h) = 0. \quad (20)$$

Здесь  $\Delta_t$  - сеточный аналог производной по времени, а  $B$  - диагональная матрица коэффициентов при ней;  $G^h(\Psi^h, Y^h)$  - аналог нелинейного матричного дифференциального оператора в пространстве сеточных функций составляющих вектора состояния  $\Psi^h$ , удовлетворяющих граничным условиям модели;  $Y^h$  - вектор параметров, компоненты сеточных значений которого определены в области их допустимых значений; индекс  $A$  означает дискретный аналог оператора  $G$  и сеточность значений векторов  $\psi$  и  $Y$ .

Для вывода уравнений в вариациях векторы  $\psi$  и  $Y$  представляются в окрестности невозмущенных значений  $(Y_0^h, \psi_0^h)$  в виде сумм:

$$Y^h = Y_0^h + \eta\delta Y^h, \quad \Psi^h = \Psi_0^h + \eta\delta\Psi^h, \quad (21)$$

в которых  $\eta$  - вещественный параметр;  $\delta Y^h, \delta\Psi^h$  - вариации сеточных компонентов векторов  $\Gamma$  и  $\psi$ . В результате подстановки (21) в (20) и дифференцирования результата по  $\eta$  при  $\eta \rightarrow 0$  получаем операторное уравнение в вариациях:

$$\lim_{\eta \rightarrow 0} \frac{\partial}{\partial \eta} [B\Delta_t(\Psi_0^h + \eta\delta\Psi^h) + G^h(\Psi_0^h + \eta\delta\Psi^h, Y_0^h + \eta\delta Y^h)] = 0. \quad (22)$$

При интегрировании слагаемых операторного уравнения, полученного после реализации системы уравнений в вариациях (22), получаются поля ФЧ,

соответствующие единичным вариациям компонент вектора  $Y$ . При определении ФЧ применялся алгоритм интегрирования по времени уравнений в вариациях, согласно которому компонента вектора  $Y$ , к которой определяется чувствительность, полагалась равной единице, а остальные вариации компонент  $Y$  — равными нулю. Полученные результаты представляют собой ФЧ всех компонент вектора  $y$  модели к единичным вариациям данного параметра  $U$  на рассматриваемом временном интервале.

В качестве невозмущенного поля гравитации использовалось нормальное поле СТ ОЗЭ. Были построены ФЧ составляющих вектора  $\psi$  к составляющим вектора  $Y$ :  $\gamma$ ,  $g_\lambda$ ,  $g_\theta$ ,  $g_\sigma$ ,  $R_M$ ,  $R_B$ . Оценка чувствительности переменных  $Y$  к вариациям  $\psi$  определялась путем умножения ФЧ на значения рассчитанных вариаций  $Y$ . Выявлено, что со временем чувствительность модели к вариациям /увеличивается.

Поле температуры чувствительно к нормальной СТ; с высотой значения чувствительности  $T$  и  $U$ ,  $V$  к  $\gamma$  возрастает, а структура полей  $U$ ,  $V$  приобретает распределение, сходное с полем аномалий СТ  $g_\lambda$  и  $g_\theta$  соответственно, что свидетельствует о суммарном влиянии  $\gamma$  и  $g_\lambda$  на  $U$ , а  $\gamma$  и  $g_\theta$  — на  $V$ . Поле АСТ  $g_\lambda$  оказывает большое влияние на составляющую  $U$ . Поле чувствительности  $U$  к  $g_\lambda$  повторяет распределение  $g_\lambda$ . С высотой влияние АСТ  $g_\lambda$  становится меньше, исчезают некоторые очаги чувствительности  $U$  к  $g_\lambda$ . Величины чувствительности  $V$  к  $g_\theta$  с высотой также растут, а поле чувствительности  $V$  к  $g_\theta$  повторяет структуру  $g_\theta$ . С высотой поля чувствительности составляющих  $U$  и  $V$  к  $g_\sigma$  приобретают величины на три порядка больше, чем у поверхности.

Поле давления  $P$  чувствительно к вариациям нормальной СТ в низких широтах. Оно чувствительно и к  $g_\theta$  и повторяет структуру поля  $g_\theta$ . По сравнению со значениями чувствительности  $P$  к  $\gamma$ , величины чувствительности  $P$  к  $g_\theta$  имеют значения на два порядка меньше. Поле  $P$  чувствительно и к АСТ  $g_\lambda$ . По сравнению со значениями чувствительности  $P$  к  $\gamma$ , величины чувствительности  $P$  к  $g_\lambda$  имеют значения на два порядка меньше; в структуре поля прослеживается тенденция к повторению структуры поля  $g_\lambda$ . АСТ  $g_\sigma$  имеют небольшое влияние на поле  $P$ . Величины чувствительности  $P$  к  $g_\sigma$  имеют значения на два порядка меньше, чем  $P$  к  $\gamma$ , однако максимальные значения чувствительности  $P$  к  $g_\sigma$  находятся примерно в тех же местах, где и центры АСТ  $g_\sigma$ .

Из сказанного следует, что нормальная СТ и АСТ оказывают значительное воздействие на поля массы и движения. Поле  $P$  наиболее чувствительно к изменениям

нормальной СТ (значения чувствительности  $P$  к  $\gamma$  на два порядка больше значения чувствительности  $P$  к АСТ). Составляющие ветра  $U$ - и  $V$  имеют большую чувствительность к АСТ  $g_\lambda$  и  $g_\theta$  соответственно. С высотой поля чувствительности составляющих  $U$  и  $V$  к  $g_\sigma$  приобретают величины на три порядка больше, чем у поверхности. Поле  $\Gamma$  чувствительно только к нормальной СТ.

Раздел 5.2 посвящен уточнению параметров модели. При реализации гидродинамических прогнозов с учетом АСТ существует проблема задания поля СТ, так как детальное задание СТ может восприниматься моделью как шум и приводить к возникновению ложных колебаний и вычислительной неустойчивости, а грубое задание поля гравитации может быть недостаточным для правильной идентификации значимости АСТ, т.е. ведет к невозможности корректного описания гравитационных эффектов. Задачу задания поля СТ можно рассматривать как обратную задачу теории чувствительности, т.е. как задачу уточнения параметров  $K$  модели. Если имеются данные измерений, то, сравнивая их с модельными результатами, можно уточнить параметры так, чтобы согласие между измеренными и прогностическими данными было наилучшим. Критерии качества моделирования представляются в виде функционалов, характеризующих отличия между измеренными и модельными значениями составляющих вектора  $\psi$ . В этом случае задачи уточнения параметров  $Y$  сводятся к минимизации функционалов на множестве параметров модели и составляющих вектора состояния  $\psi$ .

Рассмотрим пример уточнения компонент поля СТ, в котором уточняющие поправки  $(\Delta Y)$ , обеспечивающие минимум функционала качества моделирования вектора  $\psi$ , определяются на множестве точек  $M$  области моделирования, на интервале времени  $t_\theta \sim t_0 + \Delta T$ , где  $t_0$  - начальный момент времени;  $\Delta T$  - заблаговременность прогноза. В качестве функционала качества используем суммарный (по компонентам вектора  $\psi$ ) квадрат относительной ошибки моделирования:

$$\varepsilon(\psi) = \sum_{i=1}^L \left[ \frac{\psi_{mi}(t_0 + \Delta T, Y_{i0} + \Delta Y_i) - \psi_{mi}^H(t_0 + \Delta T)}{\psi_{mi}^H(t_0 + \Delta T)} \right]^2. \quad (23)$$

Здесь  $\psi_{mi}(t_0 + \Delta T, Y_{i0} + \Delta Y_i)$ ,  $\psi_{mi}^H(t_0 + \Delta T)$  - модельные и измеренные значения составляющих вектора  $\psi$  в момент времени  $(t_0 + \Delta T)$ ;  $Y_{i0}$  - априори заданные значения составляющих вектора  $Y$ ,  $i = 1, J$ ;  $\Delta Y_i$  - искомые поправки к компонентам поля СТ;  $L$  - число составляющих вектора состояния.



Учитывая, что  $\Delta Y_l \ll Y_{l0}$ , а зависимые переменные  $\psi(\bar{X}, Y_m)$  - функции времени и пространственных координат ( $\bar{X}$ ), соответствующие невозмущенным значениям параметров  $Y_{l0}$ , достаточно гладкие, представим первый член в числителе (23) рядом Тейлора, ограничиваясь линейными членами

$$\psi_{ml}(t_0 + \Delta T, Y_{l0} + \Delta Y_l) = \psi_{ml}(t_0 + \Delta T, Y_{l0}) + \left( \frac{\partial \psi_l}{\partial Y_l} \Big|_{Y_{l0}} \right)_m \Delta Y_l, \quad (m = \overline{1, M}, l = \overline{1, L}), \quad (24)$$

Подставив ряды (24) в (23), запишем выражение для критерия качества в виде квадрата относительной ошибки моделирования:

$$\varepsilon(\psi) = \sum_{l=1}^L \left[ \frac{\Delta \psi_{ml}(Y_{l0}) + \left( \frac{\partial \psi_l}{\partial Y_l} \Big|_{Y_{l0}} \right)_m \Delta Y_l}{\psi_{ml}^u(t_0 + \Delta T)} \right]^2, \quad (25)$$

где  $\Delta \psi_{ml}(Y_{l0}) = \psi_{ml}(t_0 + \Delta T, Y_{l0}) - \psi_{ml}^u(t_0 + \Delta T)$ ;  $\Delta \psi_{ml}(t_0 + \Delta T, Y_{l0})$  - моделируемые значения компонент вектора  $\psi$ , полученные с использованием невозмущенных (априори заданных) компонент вектора  $Y$ . Минимизируя (25) относительно  $\Delta Y_l$  (дифференцируя по  $\Delta Y_l$ ), получим систему линейных уравнений первого порядка относительно искомых поправок к  $\Delta Y_l$ :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial (\Delta Y_l)} = \sum_{l=1}^L \left[ \frac{\Delta \psi_{ml} + \Delta Y_l \left( \frac{\partial \psi_l}{\partial Y_l} \Big|_{Y_{l0}} \right)_m}{(\psi_{ml}^u)^2} \right] \times \left( \frac{\partial \psi_l}{\partial Y_l} \Big|_{Y_{l0}} \right)_m = 0 \quad (26)$$

ФЧ  $\partial \psi_l / \partial Y_l$  в (26) определяются заранее для каждой компоненты вектора  $\psi$  по описанному алгоритму. Аналогично уточняются компоненты проекций  $g_\varphi, g_\lambda, g_\sigma$ .

В данной работе была решена задача согласования параметров модели в эллипсоидальной **ССК** со структурой моделируемых полей. Благодаря уточнению компонент СТ, нормальной СТ и кривизны пространства качество суточных прогнозов улучшилось у составляющих ветра ( $U$  и  $V$ ), а также у температуры ( $T$ ). У составляющей ветра  $U$  ошибки уменьшились на 0,1 м/с на уровнях  $\sigma=0,5$  и  $\sigma=0,3$ ; у составляющей ветра  $V$  улучшение произошло на 0,1 м/с на уровнях  $\sigma=1$ ,  $\sigma=0,5$  и  $\sigma=0,03$ . У температуры  $T$  ошибки уменьшились на 0,1 °К на уровне  $\sigma=0,3$ .

Из вышесказанного следует, что уточнение параметров модели в эллипсоидальных координатах способствует улучшению качества прогнозов.

В заключении сформулированы основные выводы диссертации:

1. Построена модель в эллипсоидальной  $\sigma$ СК для исследования влияния неоднородности поля силы тяжести на поля атмосферных величин.
2. Выявлено, что учет АСТ при прогнозе метеовеличин способствует улучшению качества моделирования по сравнению с моделями, не учитывающими влияние СТ.
3. Прогностические поля, полученные с помощью модели в эллипсоидальной  $\sigma$ СК с учетом АСТ, хорошо согласуются с фактическими полями.
4. Разработаны и реализованы методы определения чувствительности метеовеличин к АСТ, нормальной СТ и кривизне пространства, которые основаны на использовании модели в вариациях.
5. Разработан и реализован метод уточнения параметров модели, использующий согласование модельных и фактических полей метеорологических величин.

**Публикации по теме диссертации:**

1. Отчет по НИР «Гравитация». — РГГМУ, 2002, р.н. 01.9.80 001549, и.н. 02 2003 01380.
2. Отчет по НИР «Гравитация». — РГГМУ, 2003, р.н. 01.9.80 001549, и.н. 02 2004 02365.
3. Панин Б.Д., Румянцева Е.А. Разработка метода интегрирования уравнений квазистатической бароклиновой модели атмосферы с учетом неоднородности силы тяжести // Материалы итоговой сессии ученого совета, часть 1. — СПб.: РГГМУ, 2004. — с. 41—43.
4. Румянцева Е.А., Панин Б.Д., Репинская Р.П., Анискина О.Г. К учету неоднородности поля силы тяжести в гидродинамических моделях атмосферы. (Принята к печати в научно—методическом сб. ВМИ, 15 м/п стр.)
5. Панин Б.Д., Репинская Р.П., Румянцева Е.А., Анискина О.Г. Влияние неоднородности поля гравитации на атмосферные величины. // Метеорология и гидрология. Принята к печати, 12 м/п стр.
6. Панин Б.Д., Репинская Р.П., Румянцева Е.А., Анискина О.Г. Учет влияния неоднородности поля гравитации на атмосферные величины. // Экологический сборник. Принята к печати, 13 м/п стр.



**Отпечатано в ООО «АРКУШ»  
СПб, ул. Рубинштейна, д. 2, т. 319-97-36  
Подписано в печать 16,11,04  
Тираж 100 экз.**

#25430