



На правах рукописи

Симахина Марина Александровна

**УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ И МЕТОДИКА
РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ КОНВЕКЦИИ
В АТМОСФЕРЕ**

Специальность 25.00.30 – «Метеорология, климатология, агрометеорология»

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

27 ЯНВ 2011

Ставрополь – 2010

Работа выполнена в ГОУ ВПО
«Ставропольский государственный университет»

- Научный руководитель:** доктор физико-математических наук
Закинян Роберт Гургенович
- Официальные оппоненты:** доктор физико-математических наук,
Погорельцев Александр Иванович
доктор физико-математических наук,
профессор **Абшаев Магомед Тахирович**
- Ведущая организация:** **Центральная аэрологическая обсерватория**
(г. Долгопрудный, Московской области)

Защита состоится «28» января 2011 г. в 15⁰⁰ на заседании совета по защите докторских и кандидатских диссертаций Д 327.001.01 при Высокогорном геофизическом институте по адресу: 360030, КБР, г. Нальчик, пр. Ленина, 2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Высокогорного геофизического института по адресу: 360030, КБР, г. Нальчик, пр. Ленина, 2.

Автореферат разослан «14» декабря 2010 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
доктор физико-математических наук,
профессор



А. В. Шаповалов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Стремление не только понять сущность протекающих в атмосфере и гидросфере Земли процессов, но и создать их адекватные модели, способные прогнозировать особенности развития этих процессов во времени и в пространстве является актуальной научной задачей. Задача прогноза погоды сводится к выявлению особенностей атмосферных циркуляционных процессов, анализу данных особенностей, прослеживанию непрерывного развития этих процессов во времени и пространстве, исследованию их устойчивости. Построение как статистических (экспериментальных) так и теоретических (численных) моделей атмосферы в настоящее время далеко от завершения, что связано с многопараметричностью состояния атмосферы, исключительной сложностью взаимосвязи этих параметров и сложным влиянием на динамику атмосферы многочисленных внешних и внутренних факторов, степень влияния которых не всегда хорошо известна.

Поэтому создание численных моделей состояния атмосферы синоптического масштаба является актуальной задачей. Поиск аналитических решений уравнений термогидродинамики атмосферы, позволяющих понять физику процесса, также является актуальной задачей.

Целью настоящей диссертационной работы является определение условий возникновения конвекции сухого и влажного воздуха в рамках двумерной модели конвекции; разработка методики расчета параметров развития конвекции.

Для достижения указанной цели были поставлены следующие задачи:

- установить влияние параметров приземного слоя атмосферы на развитие облачной конвекции;
- определить условия возникновения конвекции сухого воздуха атмосферы в рамках двумерной модели конвекции;
- определить условия возникновения конвекции влажного воздуха атмосферы в рамках двумерной модели конвекции;
- разработать методику расчета параметров конвекции в атмосфере.

Научная новизна диссертации состоит в следующем.

1. Впервые получены критерии, определяющие влияние параметров приземного и облачного слоя атмосферы на развитие конвекции.

2. Впервые теоретически обоснованы выражения для функции тока, описывающие конвекцию сухого и влажного воздуха в стационарном состоянии.

3. Впервые теоретически выведены и проанализированы выражения для скорости восходящих потоков, размера конвективной ячейки, амплитуды вихря сплюснутых и вертикально вытянутых ячеек для сухого и влажного воздуха в рамках двумерной модели конвекции.

4. Предложена и апробирована методика расчетов параметров конвекции сухого и влажного воздуха в рамках двумерной модели конвекции.

5. Разработан метод расчета количества и интенсивности выпадения осадков на основе влажноадиабатической модели конвекции атмосферы.

Научная и практическая значимость диссертации заключается в том, что полученные результаты углубляют понимание природы конвективных

процессов в атмосфере, дополняют известные теоретические и экспериментальные результаты по исследованию возникновения конвекции в атмосфере могут быть использованы в работе синоптиков для краткосрочных прогнозов конвекции в атмосфере.

Положения, выносимые на защиту:

1. Результат теоретического исследования влияния параметров приземного слоя атмосферы на развитие облачной конвекции.
2. Условия возникновения конвекции сухого и влажного воздуха в рамках двумерной модели конвекции.
3. Результаты теоретических исследований скорости восходящих потоков, размера конвективной ячейки, амплитуды вихря сплюснутых и вертикально вытянутых ячеек для сухого и влажного воздуха в рамках двумерной модели конвекции.
4. Методика расчетов параметров конвекции сухого и влажного воздуха в рамках двумерной модели конвекции.
5. Метод расчета количества и интенсивности выпадения осадков.

Апробация работы. Основное содержание работы докладывалось на второй Международной научно-практической конференции «Проблемы экологической безопасности и сохранения природно-ресурсного потенциала» (Кавказские Минеральные Воды, 2005 год); на 53-й Научно-методической конференции преподавателей и студентов Ставропольского государственного университета «Университетская наука – региону» Научно-инновационные достижения ФМФ в области физико-математических и технических дисциплин (Ставрополь, 2008); на Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов – 2008». Секция «Физика» (Москва, Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 2008); на 54-й Научно-методической конференции преподавателей и студентов Ставропольского государственного университета «Университетская наука – региону»: Современное состояние и приоритеты развития фундаментальных и прикладных наук на ФМФ (Ставрополь, 2009); на IV Международной конференции «Проблемы экологической безопасности и сохранение природно-ресурсного потенциала» (Ставрополь, 2009); на 55-й Научно-методической конференции преподавателей и студентов Ставропольского государственного университета «Университетская наука – региону». (Ставрополь, 6 – 30 апреля 2010 г.); на семинарах, посвященных проблемам физики атмосферы Ставропольского государственного университета; на II Региональном макросимпозиуме «Насущные задачи прикладной математики в Ставрополье» (Кисловодск, май 2010 г.).

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, списка литературы, приложений. Общий объем работы составляет 181 страницу, в том числе 5 страниц приложения, 25 рисунков, 7 таблиц. Список литературы содержит 115 наименований.

По теме диссертации опубликовано 17 работ: 4 статьи в рецензируемых журналах из перечня ВАК, 13 работ в сборниках и трудах конференций.

Личный вклад соискателя

Автором лично проведен аналитический обзор существующих математических моделей возникновения конвекции в атмосфере. Автор принимал активное участие в разработке математической модели атмосферной конвекции. Проведены расчеты параметров возникновения конвекции в атмосфере, обработка и сравнение полученных результатов вычислений с данными метеорологических наблюдений.

Составлены методики расчета параметров возникновения конвекции сухого и влажного воздуха в рамках двумерной модели конвекции, а также расчета количества и интенсивности выпадения осадков.

Основные выводы и положения диссертационной работы сформулированы лично автором.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность разрабатываемой темы, сформулирована цель работы, задачи, объект исследования, научная новизна и основные положения, выносимые на защиту.

В первой главе проведен обзор существующих экспериментальных и теоретических работ, посвященных возникновению конвекции в атмосфере. При этом особое внимание было уделено механизму образования ячеек Бенара, а также анализу уравнений тепловой конвекции. Проанализирован ряд методик по прогнозированию и расчетам параметров конвекции. Глава закончена анализом приведенного литературного обзора и выделением актуальных задач, требующих решения.

Во второй главе проведено исследование возникновения конвекции в приземном слое атмосферы. Получены системы уравнений, описывающих конвекцию сухого и влажного воздуха в приближении Буссинеска для неглубокой конвекции в рамках двумерной модели конвекции, а также новое выражение для функции тока, описывающее конвекцию сухого и влажного воздуха в стационарном состоянии. Для этого рассматривалось уравнение движения идеальной жидкости в форме Эйлера в инерциальной системе отсчета, без учета вращения Земли в плоскости x - z в проекциях на оси координат: [1]

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_i} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_i} \left(\frac{\partial p}{\partial z} \right) - g, \quad (2)$$

где u – проекция скорости на ось x ; w – проекция скорости на ось z . В состоянии равновесия (статики):

$$v = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad -\frac{1}{\rho_e} \left(\frac{\partial p}{\partial z} \right) - g = 0. \quad (3)$$

Уравнение (3) это есть уравнение статики атмосферы. Параметры окружающей атмосферы мы рассматриваем как невозмущенное состояние.

Сделали следующее приближение: изменением давления в горизонтальной плоскости в уравнении состояния воздуха пренебрегли, т.е. допустили, что $p_i = p_e$. Отсюда для сухого воздуха следует, что

$$\rho_i = \rho_e \frac{T_e}{T_i}. \quad (4)$$

Для влажного воздуха с учетом $\beta s \ll 1$: $\rho_i \cong \rho_e \frac{T_e}{T_i} [1 - \beta(s_i - s_e)]$,

где $\beta \equiv R_v/R_d - 1 = M_d/M_v - 1 = 0,608$ [3].

Другими словами, мы допустили, что в сухом воздухе плотность зависит от температуры и не зависит от давления, а во влажном плотность зависит от температуры и массовой доли водяного пара и так же не зависит от давления. То есть мы для влажного воздуха добавляем к приближению Буссинеска зависимость плотности влажного воздуха от массовой доли водяного пара. Считали, что температура окружающей атмосферы изменяется по закону:

$$T_c(z) = T_{c0} - \gamma z, \quad (5)$$

где γ – градиент температуры окружающего воздуха; T_{c0} – температура окружающего воздуха у земли. То есть влиянием водяного пара во влажном воздухе на изменение температуры с высотой пренебрегли. Также считали, что подъем воздушной частицы происходит адиабатически. Тогда температура поднимающейся воздушной частицы будет изменяться по закону:

$$T_i(z) = T_{i0} - \gamma_a z, \quad (6)$$

где T_{i0} – температура поднимающейся воздушной частицы у земли; γ_a – сухоадиабатический градиент температуры. Представили

$$T_i(z) = T_c(z) + \Delta T(z), \quad (7)$$

где $\Delta T(z)$ – функция перегрева.

В условиях атмосферы для сухого воздуха можно воспользоваться следующим приближением:

$$\rho_i \cong \rho_e \frac{1}{1 + \frac{\Delta T}{T_0}} \cong \rho_e \left(1 - \frac{\Delta T}{T_0} \right) = \rho_e (1 - \alpha \Delta T), \quad (8)$$

а для влажного: $\rho_i \cong \rho_e \left(1 - \frac{\Delta T}{T_0} \right) [1 - 0,608(s_i - s_e)] = \rho_e (1 - \alpha \Delta T - \beta \Delta s)$, (8a)

где $\alpha = \frac{1}{T_0}$; $T_0 = 273$ К; $\Delta s = s_i - s_e$ – функция пересыщения. Для атмосферы

$\alpha \Delta T \ll 1$. С учетом формул (6) и (7) функция перегрева запишется в виде:

$$\Delta T(z) = \Delta_0 T - \Delta \gamma \cdot z, \quad (9)$$

где $\Delta_0 T$ – значение функции перегрева у земли; $\Delta \gamma = \gamma_a - \gamma$.

Для адиабатически поднимающейся воздушной частицы массовая доля водяного пара остается постоянной

$$s_i(z) = s_{i0},$$

где s_{i0} – массовая доля водяного пара у земли.

Функцию пересыщения получили в виде

$$\Delta s(z) = \Delta s_0 + bz, \quad (10)$$

где $\Delta s_0 = s_{i0} - s_{e0}$ – пересыщение у земли.

Тогда формула для плотности воздушной частицы запишется в виде

$$\rho_i = \rho_e [1 - (\alpha \Delta_0 T + \beta \Delta s_0) + (\alpha \Delta \gamma - \beta b)z].$$

Отсюда нашли уровень выравнивания плотностей воздуха в воздушной частице и окружающей атмосфере

$$z_p = \frac{\alpha \Delta_0 T + \beta \Delta s_0}{\alpha \Delta \gamma - \beta b}. \quad (11)$$

Из формулы (11) видно, что уровень выравнивания плотностей воздуха для влажной частицы выше, чем уровень выравнивания температур поднимающегося сухого воздуха.

Рассматривали установившийся случай, когда $\partial u / \partial t = 0$ и $\partial w / \partial t = 0$. Тогда уравнения (1) и (2) для сухого и влажного воздуха записали в виде

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_e} \frac{\partial p}{\partial x},$$

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = \alpha g \Delta T, \quad u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = g(\alpha \Delta T + \beta \Delta s).$$

Уравнение неразрывности в декартовой системе координат записали в следующем виде

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_i w)}{\partial z} = 0. \quad (12)$$

В приближении Буссинеска изменением плотности в выражении (12) можно пренебречь. Это допущение верно в условиях неглубокой конвекции.

В этом случае уравнение неразрывности сведется к выражению $\text{div } v = 0$. В плоском случае отсутствие дивергенции запишется в виде

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (13)$$

Из (13) следует, что векторные линии скорости движения воздушной частицы имеют замкнутый вид.

Таким образом, системы уравнений конвекции в стационарном состоянии для сухого и влажного воздуха были представлены в виде:

для сухого воздуха $u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_e} \frac{\partial p}{\partial x},$ $u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = \alpha g(\Delta_0 T - \Delta \gamma \cdot z),$ $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0.$	для влажного воздуха $u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_e} \frac{\partial p}{\partial x},$ $u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = g(\alpha \Delta_0 T + \beta \Delta s_0 - (\alpha \Delta \gamma - \beta b) \cdot z),$ $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0.$
---	---

Из последних уравнений систем следует, что для условия неглубокой конвекции можно ввести функцию тока ψ [1]:

$$u = -\frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad w = \frac{\partial \psi}{\partial x}. \quad (14)$$

Подставляя выражения (14) в первые и вторые уравнения представленных выше систем, получили

$$\begin{array}{ll} \text{для сухого воздуха} & \text{для влажного воздуха} \\ \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -\frac{1}{\rho_e} \frac{\partial p}{\partial x}, & \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -\frac{1}{\rho_e} \frac{\partial p}{\partial x}, \\ -\frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z \partial x} = \alpha g \Delta \gamma (z_\tau - z), & -\frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z \partial x} = g(\alpha \Delta \gamma - \beta b)(z_p - z), \end{array}$$

где $z_\tau = \Delta_0 T / \Delta \gamma$ – уровень выравнивания температур поднимающейся воздушной частицы и окружающего воздуха: $z_p = \frac{\alpha \Delta_0 T + \beta \Delta s_0}{(\alpha \Delta \gamma - \beta b)}$ (*) – уровень выравнивания плотностей поднимающейся воздушной частицы и окружающего воздуха.

Оценили уровень выравнивания температур для сухого воздуха при следующих значениях параметров: $\Delta_0 T = 4^\circ \text{C}$, $\Delta \gamma = 4^\circ \text{C}/\text{км}$, получили $z_\tau = 1 \text{ км}$. Уровень выравнивания температур для влажного воздуха при тех же параметрах получили равным: $z_p = 1 \text{ км}$.

Далее градиент массовой доли водяного пара для теплого периода года примем равным: $b = 1 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$, $\Delta s_0 = 0$. Для этих значений параметров получим $z_p = 1,1 \text{ км}$, т.е. чуть выше, чем уровень выравнивания температур. Однако, из формулы (*) следует, что, если градиент массовой доли водяного пара будет приближаться к критическому значению, равному

$$b_{\text{кр}} = \frac{\alpha \Delta \gamma}{\beta},$$

а уровень выравнивания плотностей будет стремиться к бесконечности, то произойдет так называемое «взрывное» усиление конвекции. Так как

$$\Delta \gamma = \gamma_a - \gamma,$$

допускаем, что $\gamma = 0$. Зная, что $\alpha = \frac{1}{T_0}$, $T_0 = 273 \text{ К}$, получим

$$(b_{\text{кр}})_{\text{max}} = \frac{\alpha \Delta \gamma}{\beta} = \frac{10^{-2}}{273 \cdot 0,608} = 10 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}.$$

После преобразований для функции тока получено выражение:

$$\text{для сухого воздуха} \quad \psi = ZX = \frac{N_{\text{BV}}}{k} \sqrt{z(2z_\tau - z)} \cos kx;$$

$$\text{для влажного воздуха} \quad \psi = ZX = \frac{\sqrt{g(\alpha \Delta \gamma - \beta b)}}{k} \sqrt{z(2z_p - z)} \cos kx.$$

На рисунках 1 – 4 приведены графики этой функции при следующих параметрах: $\alpha = \frac{1}{T_0}$, $T_0 = 273\text{K}$, $\beta = 0,608$, $\gamma = 6,5 \cdot 10^{-3}$, $\gamma_a = 9,8 \cdot 10^{-3}$, $u_0 = 1\text{м/с}$, при стремлении градиента массовой доли водяного пара к критическому значению $b_{cr} = 2 \cdot 10^{-5}$

$$b = 1,80 \cdot 10^{-5}$$

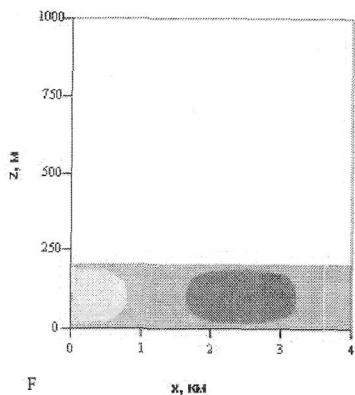


Рисунок 1

$$b = 1,85 \cdot 10^{-5}$$

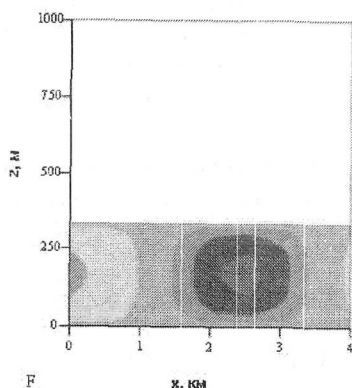


Рисунок 2

$$b = 1,88 \cdot 10^{-5}$$

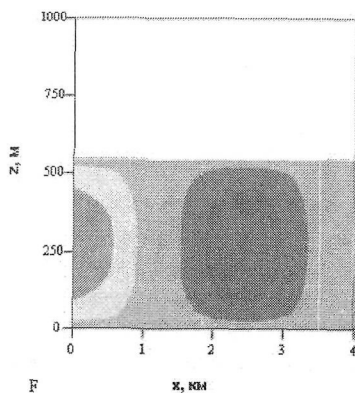


Рисунок 3

$$b = 1,9 \cdot 10^{-5}$$

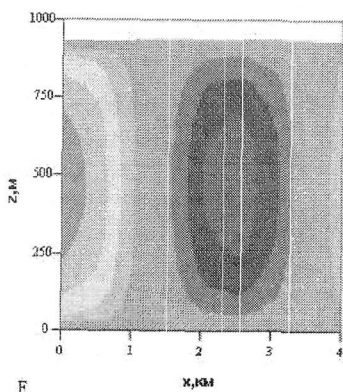


Рисунок 4

Отсюда из определений (14) для проекций скорости получили выражения:

$$\begin{aligned} & \text{для сухого воздуха} && \text{для влажного воздуха} \\ u = -Z'X = -\frac{N_{BV}}{k} \frac{z_\tau - z}{\sqrt{z(2z_\tau - z)}} \cos kx, & & u = -Z'X = -\frac{\sqrt{g(\alpha\Delta\gamma - \beta b)}}{k} \frac{z_p - z}{\sqrt{z(2z_p - z)}} \cos kx, \\ w = ZX' = -N_{BV} \sqrt{z(2z_\tau - z)} \sin kx, & & w = ZX' = -\sqrt{g(\alpha\Delta\gamma - \beta b)} \cdot \sqrt{z(2z_p - z)} \sin kx, \end{aligned}$$

где $N_{BV} = \sqrt{\alpha g \Delta\gamma}$ – частота Брента – Ваясяля (Brunt – Väisälä). Оценим значение частоты Брента – Ваясяля в сухом воздухе: $\alpha = 1/273 = 3,7 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$, $g = 9,8 \text{ м/с}^2$, $\Delta\gamma = 4 \text{ }^\circ\text{С/км}$, тогда $N_{BV} = 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Из условия $w = 0$ для уровня конвекции получили известный из одномерной адиабатической модели конвекции сухого и влажного воздуха результат:

$$\begin{aligned} & \text{для сухого воздуха} && \text{для влажного воздуха} \\ z_w = 2z_\tau = \frac{2\Delta_0 T}{\Delta\gamma}, & & z_w = 2z_p = 2 \frac{\alpha\Delta_0 T + \beta\Delta s_0}{(\alpha\Delta\gamma - \beta b)}. \end{aligned}$$

Определили уровень конденсации z_k из условия равенства температуры поднимающейся воздушной частицы температуре точки росы τ в сухом воздухе.

$$T_i(z_k) = \tau(z_k). \quad (15)$$

Считая градиент точки росы постоянным (без учета вовлечения) $\gamma_\tau = -d\tau/dz$, определили, как будет изменяться температура точки росы с высотой:

$$\tau = \tau_0 - \gamma_\tau z. \quad (16)$$

Из (6), (15), (16) нашли уровень конденсации [2]

$$z_k = \frac{T_0 - \tau_0}{\gamma_a - \gamma_\tau} = \frac{d_0}{\Delta\gamma_\tau}, \quad (17)$$

где d_0 – дефицит точки росы у земли.

Тогда на уровне конденсации z_k выражение для скорости восходящих потоков будет иметь вид:

$$w^2 = 2\alpha g \frac{d_0 \Delta_0 T}{\Delta\gamma_\tau} \left(1 - \frac{d_0}{2\Delta_0 T} \frac{\Delta\gamma}{\Delta\gamma_\tau} \right) \sin^2 kx. \quad (18)$$

Для функции перегрева на уровне конденсации записали формулу

$$\Delta_k T = \Delta_0 T - d_0 \frac{\Delta\gamma}{\Delta\gamma_\tau}. \quad (19)$$

Из выражений (18) и (19) видно, что существуют критические значения дефицита точки росы у земли, при которых соответственно равны нулю функция перегрева на уровне конденсации $\Delta_k T$ и скорость восходящих потоков воздуха w (на уровне конденсации):

$$\Delta_k T = 0: (d_0)_{\text{кр1}} = \Delta_0 T \frac{\Delta\gamma_\tau}{\Delta\gamma}; \quad w = 0: (d_0)_{\text{кр2}} = 2(d_0)_{\text{кр1}}.$$

1. Если дефицит точки росы у земли равен второму критическому значению $d_0 = (d_0)_{кр2}$, то на уровне конденсации перегрев будет отрицательным $\Delta_k T < 0$ и скорость восходящего потока на этом же уровне будет $w_k = 0$. Следовательно, условий для возникновения конвекции не будет. Т.е. атмосфера недостаточно влажная, и подоблачный слой не будет пробиваться восходящим воздухом (график 1).
2. Если дефицит точки росы у земли $d_0 < (d_0)_{кр2}$, то перегрев на уровне конденсации будет отрицательным, но меньше максимального значения и скорость восходящего потока на этом же уровне положительна, то уровень конденсации будет пробиваться восходящей подоблачной струей, что способствует развитию конвекции при влажноустойчивой атмосфере (график 2).
3. Если дефицит точки росы у земли равен первому критическому значению $d_0 = (d_0)_{кр1}$, то на уровне конденсации $\Delta_k T = 0$, а скорость восходящего потока будет максимальной. Следовательно, будут существовать условия для развития конвекции (график 3).
4. Если дефицит точки росы у земли меньше первого критического значения дефицита $d_0 < (d_0)_{кр1}$, то $\Delta_k T > 0$ и скорость восходящего потока будет стремиться к максимальному значению, тогда облачная конвекция может развиваться, даже если атмосфера влажноустойчива $\gamma < \gamma_{ва}$ (график 4).

$$d_0 = (d_0)_{кр2}, \Delta_k T = -\Delta_0 T,$$

$$w_{max} = 0$$

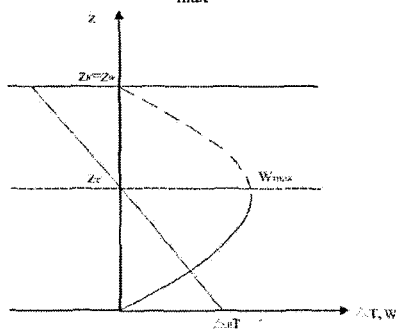


График 1

$$d_0 = (d_0)_{кр1}, \Delta_k T = 0, \partial w / \partial z = 0$$

$$d_0 < (d_0)_{кр2}, \Delta_k T < 0, |\Delta_k T| < \Delta_0 T,$$

$$w_k > 0, \partial w / \partial z < 0$$

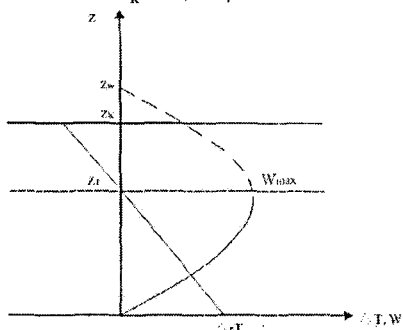


График 2

$$d_0 < (d_0)_{кр1}, \Delta_k T > 0, \partial w / \partial z > 0$$

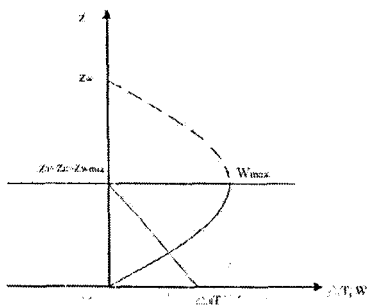


График 3

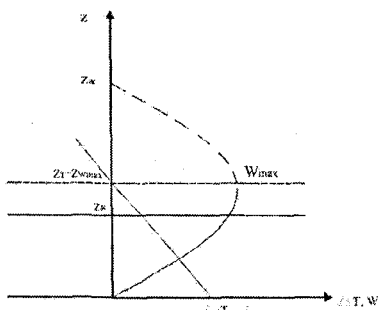


График 4

Выражение для квадрата скорости восходящих потоков сухого воздуха имеет вид

$$w^2 = [\alpha g (\gamma_a - \gamma) z (2z_p - z)] \sin^2 kx.$$

Отсюда следует, что, если перегрев у земли равен нулю $\Delta_0 T = 0$ или $z_p = 0$, то условием развития конвекции в сухой атмосфере является известное условие $\gamma > \gamma_a$. Тогда для скорости восходящих потоков получим

$$w = \sqrt{\alpha g (\gamma - \gamma_a) z} \sin kx, \quad (20)$$

т.е. скорость восходящих потоков будет расти с высотой по линейному закону, и уровень конвекции не будет достигнут. Атмосфера в этом случае, говорят, сухонеустойчива.

Для влажной атмосферы ввели понятие виртуальной температуры по определению: $T_{vi} = T_i [1 + \beta s_i]$, $T_{ve} = T_e [1 + \beta s_e]$. Принимая во внимание граничные условия: при $z=0$ скорость $w=0$, а виртуальный перегрев $\Delta T_v = \Delta_0 T_v$, решение системы уравнений

$$\frac{d^2 w}{dt^2} = g \left(\alpha \frac{d\Delta T}{dt} + \beta \frac{d\Delta s}{dt} \right) = -g (\alpha \Delta \gamma - \beta b) \cdot w = -\tilde{N}_{BV}^2 w$$

и

$$\frac{d^2 \Delta T_v}{dt^2} = -T_0 (\alpha \Delta \gamma - \beta b) \frac{dw}{dt} = -\tilde{N}_{BV}^2 \Delta T_v,$$

нашли в виде: $w = w_0 \cdot \sin(\tilde{N}_{BV} t)$ и $\Delta T_v = \Delta_0 T_v \cdot \cos(\tilde{N}_{BV} t)$.

Из условия: $\partial w / \partial z = 0$ уровень максимальных скоростей равен

$$\frac{\partial w}{\partial z} = \tilde{N}_{BV} \frac{(z_p - z)}{\sqrt{z(2z_p - z)}} \sin kx = 0.$$

Отсюда следует, что уровень максимальных скоростей во влажном воздухе совпадает с уровнем выравнивания плотностей: $z_{wmax} = z_p$.

Запишем выражение для квадрата скорости восходящих потоков:

$$w^2 = [g (\alpha \Delta \gamma - \beta b) z (2z_p - z)] \sin^2 kx.$$

Отсюда следует, что, если плотности воздуха внутри частицы и в окружающей среде равны ($z_p = 0$), то условием развития конвекции во влажной атмосфере является условие $b > b_{cr}$. Тогда выражение для скорости восходящих потоков принимает вид

$$w = \sqrt{\beta g (b - b_{cr})} z \sin kx,$$

т.е. скорость восходящих потоков будет расти с высотой по линейному закону и уровень конвекции не будет достигнут. Атмосфера в этом случае, говорят, влажнонеустойчива.

Волновое число k , можно оценить из выражений:

для сухого воздуха

$$k = \frac{N_{BV}}{u_0},$$

для влажного воздуха

$$k = \frac{\tilde{N}_{BV}}{u_0}$$

Так как, с другой стороны, по определению $k = 2\pi/\lambda$, где λ – длина волны, то

для сухого воздуха

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = 2\pi \frac{u_0}{N_{BV}}$$

для влажного воздуха

$$\lambda = \frac{2\pi u_0}{\tilde{N}_{BV}}$$

Тогда с учетом выражения для длины волны горизонтальный размер области возникновения конвекции $D = \lambda/2$ равен

для сухого воздуха

$$D = \frac{\pi u_0}{\sqrt{\alpha g (\gamma_a - \gamma)}},$$

для влажного воздуха

$$D = \frac{\pi u_0}{\sqrt{g(\alpha \Delta \gamma - \beta b)}}$$

Оценим область возникновения конвекции в сухой и влажной атмосфере при следующих значениях параметров: $\gamma_a = 9,8^\circ \text{C}/\text{км}$, $\gamma_A = 34,2^\circ \text{C}/\text{км}$, $\gamma = 6^\circ \text{C}/\text{км}$, $g = 9,8 \text{ м}/\text{с}^2$, $\alpha = 1/T_0 = 3,66 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$, $\Delta_0 T = 5^\circ \text{C}$, $\beta = 0,608$, $b = 1 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$. Получим $D \cong 1,3 \text{ км}$ и $D \cong 1,8 \text{ км}$ для сухого и влажного воздуха, соответственно. Т.е. мы видим, что большее влияние на размер области возникновения конвекции оказывает массовая доля и ее градиент во влажной атмосфере.

Было получено уравнение переноса вихря идеальной несжимаемой жидкости в стационарном случае для сухой и влажной атмосферы:

$$u \frac{\partial \Omega}{\partial x} + w \frac{\partial \Omega}{\partial z} = 0.$$

Для максимального значения вихря в сухой атмосфере получили выражение

$$\Omega_{\max} = -N_{BV} \left(kz_T + \frac{1}{kz_T} \right) \cos kx. \quad (21)$$

Для сплюснутых ячеек сухой атмосферы, когда имеет место неравенство $kz_T \ll 1$, амплитуда вихря будет определяться выражением

$$(\Omega_0)_{\text{спл}} = \frac{N_{\text{BV}}}{kz_{\text{T}}} = \frac{u_0 \Delta \gamma}{\Delta_0 T}. \quad (22)$$

Для вертикально вытянутых ячеек, когда имеет место неравенство $kz_{\text{T}} \gg 1$, амплитуда вихря будет определяться выражением

$$(\Omega_0)_{\text{выт}} = N_{\text{BV}} kz_{\text{T}} = \frac{\alpha g \Delta_0 T}{u_0}. \quad (23)$$

Во влажной атмосфере для амплитуды вихря сплюснутых ячеек получили уравнение

$$(\Omega_0)_{\text{спл}} = \frac{u_0 (\alpha \Delta \gamma - \beta b)}{(\alpha \Delta_0 T + \beta \Delta s_0)}, \quad (24)$$

а для амплитуды вихря вытянутых ячеек получили выражение

$$(\Omega_0)_{\text{выт}} = \frac{g (\alpha \Delta_0 T + \beta \Delta s_0)}{u_0}. \quad (25)$$

Таким образом, во второй главе нами получено новое решение уравнений свободной конвекции сухого и влажного воздуха в стационарном состоянии.

В третьей главе исследованы условия возникновения конвекции в сухом и влажном, окружающем облако воздухе.

Для сухого окружающего облако воздуха система уравнений облачной конвекции представлена в виде двух уравнений движения (26) и (27) и уравнения неразрывности (28).

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = - \frac{1}{\rho_e} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (26)$$

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = \alpha g \left(\Delta_{\text{K}} T + (\gamma - (\gamma_{\text{ва}})_{\text{K}}) (z - z_{\text{K}}) - \frac{\varepsilon}{2} (z - z_{\text{K}})^2 \right), \quad (27)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (28)$$

Вводим функцию тока

$$u = - \frac{\partial \Psi}{\partial z}, \quad w = \frac{\partial \Psi}{\partial x}. \quad (29)$$

Для функции тока получим уравнение

$$- \frac{\partial \Psi}{\partial z} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z \partial x} = \alpha g (\Delta \gamma_{\text{ва}})_{\text{K}} \left[\tilde{z} + (z - z_{\text{K}}) - \frac{\varepsilon}{2 (\Delta \gamma_{\text{ва}})_{\text{K}}} (z - z_{\text{K}})^2 \right] \quad (30)$$

где $\tilde{z} = \frac{\Delta_{\text{K}} T}{(\Delta \gamma_{\text{ва}})_{\text{K}}}$; $(\Delta \gamma_{\text{ва}})_{\text{K}} = \gamma - (\gamma_{\text{ва}})_{\text{K}}$.

Решение этого уравнения имеет вид:

$$\Psi = ZX = \frac{(N_{\text{ва}})_{\text{K}}}{k} \sqrt{2 \left[\tilde{z} (z - z_{\text{K}}) + \frac{(z - z_{\text{K}})^2}{2} - \frac{\varepsilon}{6 (\Delta \gamma_{\text{ва}})_{\text{K}}} (z - z_{\text{K}})^3 \right]} \cos kx, \quad (31)$$

где $(N_{\text{ва}})_k = \sqrt{\alpha g (\Delta \gamma_{\text{ва}})_k}$ – частота Брента – Вейсяля при влажноадиабатической конвекции.

Для вертикальной проекции скорости восходящих потоков в рамках двумерной модели конвекции получаем уравнение:

$$w = ZX' = -(N_{\text{ва}})_k \sqrt{2(z - z_k) \left[\tilde{z} + \frac{(z - z_k)}{2} - \frac{\varepsilon}{6(\Delta \gamma_{\text{ва}})_k} (z - z_k)^2 \right]} \sin kx,$$

а для горизонтальной проекции скорости воздуха получаем уравнение

$$\text{и } u = -Z'X = -\frac{(N_{\text{ва}})_k}{k} \frac{\left[\tilde{z} + (z - z_k) - \frac{\varepsilon}{2(\Delta \gamma_{\text{ва}})_k} (z - z_k)^2 \right]}{\sqrt{2(z - z_k) \left[\tilde{z} + \frac{(z - z_k)}{2} - \frac{\varepsilon}{6(\Delta \gamma_{\text{ва}})_k} (z - z_k)^2 \right]}} \cos kx.$$

Вертикальная скорость восходящих потоков в облаке будет равна

$$w_i^2 = \frac{1}{3} \alpha g \varepsilon (z - z_k)^2 \left[\frac{3}{\varepsilon} ((\Delta \gamma_{\text{ва}})_k) - (z - z_k) \right] \sin^2 kx \quad (32)$$

Для влажного окружающего облака воздуха система уравнений тепловой конвекции имеет вид:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_e} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (33)$$

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = g \left\{ \alpha \left[\Delta_k T + ((\Delta \gamma_{\text{ва}})_k) (z - z_k) - \frac{\varepsilon}{2} (z - z_k)^2 \right] + \beta [\Delta s_k + b(z - z_k)] \right\}, \quad (34)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (35)$$

С учетом введенной функции тока

$$-\frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z \partial x} = ((\tilde{N}_{\text{ва}})_k)^2 \left(\tilde{z}_1 + (z - z_k) - k_1 (z - z_k)^2 \right), \quad (36)$$

$$\text{где } \tilde{z}_1 = \frac{\alpha \Delta_k T + \beta \Delta s_k}{\alpha (\Delta \gamma_{\text{ва}})_k + \beta b}, \quad k_1 = \frac{\alpha \varepsilon}{2[\alpha (\Delta \gamma_{\text{ва}})_k + \beta b]}.$$

Решение уравнения (36) имеет вид:

$$\begin{aligned} \psi = ZX &= k (\tilde{N}_{\text{ва}})_k \sqrt{(z - z_k)^2 - \frac{2k_1}{3} (z - z_k)^3} \cos kx = \\ &= k (\tilde{N}_{\text{ва}})_k (z - z_k) \sqrt{1 - \frac{2k_1}{3} (z - z_k)} \cos kx. \end{aligned} \quad (37)$$

На рисунках 5 – 8 приведены графики этой функции при следующих параметрах $\alpha = \frac{1}{T_0}$, $T_0 = 273\text{K}$, $\beta = 0,608$, $\Delta \gamma = 1 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C/м}$, $u_0 = 1\text{м/с}$, $\varepsilon = 3 \cdot 10^{-7}$

при стремлении градиента массовой доли водяного пара к критическому значению.

$$b = 0,1 \cdot 10^{-5}$$

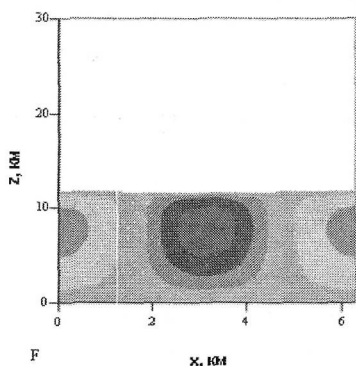


График 5

$$b = 0,4 \cdot 10^{-5}$$

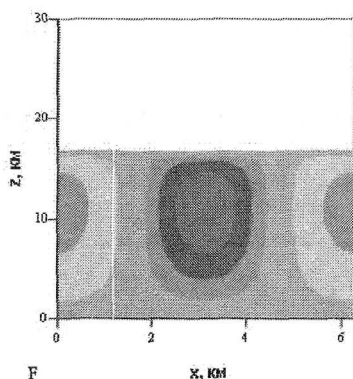


График 7

$$b = 0,3 \cdot 10^{-5}$$

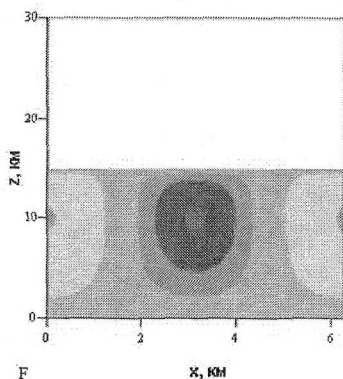


График 6

$$b = 0,5 \cdot 10^{-5}$$

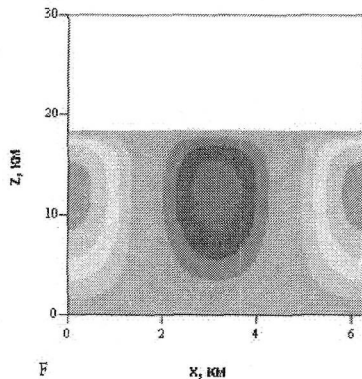


График 8

Из графиков видно, что чем ближе значение градиента массовой доли водяного пара к критическому, тем вертикальный размер конвективной ячейки становится больше. Также видно, что в облачном слое, в отличие от подоблачного, распределение скорости имеет несимметричный характер и уровни максимальной вертикальной скорости находятся во второй половине облака.

Проекции скоростей

$$u = -Z'X = -k(\tilde{N}_{\text{ва}})_k \frac{\tilde{z}_1 + (z - z_k) - k_1(z - z_k)^2}{\sqrt{2(z - z_k) \left[\tilde{z}_1 + \frac{(z - z_k)}{2} - \frac{k_1}{3}(z - z_k)^2 \right]}} \cos kx, \quad (38)$$

$$w = ZX' = -k(\tilde{N}_{\text{ва}})_k \sqrt{2(z - z_k) \left[\tilde{z}_1 + \frac{(z - z_k)}{2} - \frac{k_1}{3}(z - z_k)^2 \right]} \sin kx. \quad (49)$$

Разработана методика расчета параметров конвекции в атмосфере в рамках полученных выражений во второй главе. Так как раскодирование данных радиозонда, представляющих интерес для оценки условий возникновения параметров конвекции, в Ставропольском гидрометцентре проводилось вручную, в рамках диссертационного исследования была использована программа по расшифровке данных температурно-ветрового зондирования атмосферы по коду КН-04 – Radiosonde 1.3.

Логическая структура программы Radiosonde 1.3 заключается в последовательной обработке кодов в строковом типе данных, введенных пользователем, и записи расшифрованной информации в массивы по каждому метеорологическому параметру. Перед декодированием проверяется каждый код на наличие ошибок пользователя и указывается код и место в нем, где присутствует ошибка. При отсутствии ошибок появляется окно с таблицами метеорологических величин, которые можно сохранить в отдельном файле Excel. Имя присваивается автоматически в формате ДДММТТГЧССС, где ЧЧ – начало подъема радиозонда по московскому времени, ССС – номер гидрометеорологической станции.

Составлены алгоритмы расчета параметров конвекции сухого и влажного воздуха. Получен метод расчета количества и интенсивности выпадения осадков с учетом водности облаков, а также с учетом аналитических выражений для вертикальных профилей скорости восходящего потока и функции перегрева и составлен алгоритм проведения расчетов водности, количества и интенсивности выпадения осадков.

На рисунке 3 приведены графики для q_a , $(q_a)_{\text{кр}}$ и q , эпюра водности выделена жирно. Видно, что водность растет от уровня конденсации до уровня $z_{\text{кр}}$, где принимает максимальное значение q_m , а далее падает с высотой, обращаясь в нуль на верхней границе облака. Дополнительно приведен для полноты картины вертикальный профиль скорости восходящих потоков.

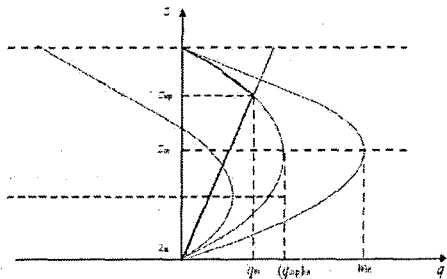


Рисунок 3. – Графики для q_a , $(q_a)_{\text{кр}}$ и q , эпюра водности и вертикальный профиль скорости восходящих потоков

Показано, что количество осадков зависит от толщины слоя от уровня максимальной влажности до уровня конвекции, названного зоной формирования осадков.

$$h_v = \frac{\pi^2 K u_0}{4 \rho_{ж} v_{пот}} \sqrt{\frac{\alpha \varepsilon (z_w - z_k)^5}{81(\alpha \Delta \gamma - \beta b)}} \quad (50)$$

где $v_{пот}$ – горизонтальная скорость потока, которая определяется по картам барической топографии АТ-500. В отличие от известной формулы Дюбука учитывается распределение влажности в облаке. А уравнение для интенсивности выпадения осадков имеет вид

$$I_M = \frac{h}{t} = \frac{\pi^2 K u_0}{8 \rho_{ж} v_{пот}} \frac{w_m^2}{\sqrt{g(\alpha \Delta \gamma - \beta b)}} \quad (51)$$

В заключении сформулированы основные результаты и выводы диссертационной работы.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Получены критерии, определяющие влияние параметров приземного и облачного слоя атмосферы на развитие конвекции. Показано, что параметры конвекции влажного воздуха находятся в сильной зависимости от градиента массовой доли водяного пара. И если градиент массовой доли водяного пара стремится к критическому значению, то уровень конвекции стремится к бесконечности (т.е. наблюдается «взрывной рост»).
2. Получено и теоретически обосновано выражение для функции тока, описывающее конвекцию сухого и влажного воздуха в стационарном состоянии.
3. Показано, что уровень конвекции для сухой атмосферы совпадает со значением из одномерной модели конвекции. Частота колебаний сухого воздуха Брента – Вейсяля совпадает с выражением из одномерной модели конвекции. Показано, что период колебаний влажного воздуха больше, чем сухого, и он стремится к бесконечности с приближением градиента массовой доли водяного пара к критическому значению.
4. Показано, что распределение вертикальной скорости с высотой носит симметричный характер, как и в одномерной модели конвекции. Для сухой атмосферы уровень максимальных скоростей совпадает с уровнем выравнивания температур. Для влажной атмосферы уровень максимальных скоростей не совпадает с уровнем выравнивания температур, а находится выше и совпадает с уровнем выравнивания плотностей. Установлено, что во влажном воздухе при значении градиента массовой доли водяного пара, большем некоторого критического значения, имеет место неустойчивость атмосферы, даже если $\gamma < \gamma_a$.

5. Получено выражение для размера конвективной ячейки. Показано, что в сухой атмосфере размер области конвекции пропорционален размеру квадратному из перегрева у земли, а во влажной атмосфере размер области конвекции пропорционален корню квадратному из перегрева у земли и градиенту массовой доли водяного пара в окружающей атмосфере. При стремлении градиента массовой доли водяного пара к критическому значению размер конвективной ячейки стремится к бесконечности.
6. Предложена и апробирована методика и алгоритм расчетов параметров конвекции сухого и влажного воздуха в рамках двумерной модели конвекции. Разработан метод и алгоритм расчета количества и интенсивности выпадения осадков с учетом водности облаков, а также с учетом аналитических выражений для вертикальных профилей скорости восходящего потока и функции перегрева. Показано, что количество осадков зависит от толщины слоя от уровня максимальной водности до уровня конвекции, названного зоной формирования осадков, а также от горизонтального размера области возникновения конвекции. В отличие от известной формулы Дюбука учитывается распределение водности в облаке. Получены выражения, указывающие на то, что водность растет от уровня конденсации до уровня $z_{кр}$, где принимает максимальное значение q_m , а далее падает с высотой, обращаясь в нуль на верхней границе облака. Показано, что максимальная водность, выпадающая из данного облака в виде осадков, равна значению максимальной адиабатической водности, которое оно принимает на верхней границе облака.

СПИСОК ЦИТИРОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алексеев В.В., Гусев А.М. Свободная конвекция в геофизических процессах. //Успехи физических наук.- 1983, Т. 141, Вып. 2.- С. 311 – 342.
2. Мазин И.П., Шметер С.М. Облака: строение и физика образования. – Л.: Гидрометеоздат, 1983.- 280 с.
3. Матвеев Л.Т. Физика атмосфер. – СПб: Гидрометеоздат, 2000.- 779 с.

СПИСОК ОСНОВНЫХ РАБОТ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Закинян Р.Г., Атабиев М.Д., Волочай (Симахина) М.А., Грицаева М.Н. Изменение параметров поднимающегося подоблачного воздуха. // Естественные и технические науки. – 2010.- № 2. – С. 297 – 303.
2. Грицаева М.Н., Волочай (Симахина) М.А. Влияние центробежной силы инерции в геострофической модели атмосферы. //Известия высших учебных заведений, Северо-Кавказский регион. Естественные науки. – 2010. – № 1. – С. 41 – 45.
3. Волочай (Симахина) М.А. Грицаева М.Н. Причины возникновения вихревых и вращательных движений в атмосфере. //Известия вузов. Северо-Кавказский регион. Естественные науки. – 2010. – № 2. – С. 39 – 41.

4. Закинян Р.Г., Грицаева М.Н., Волочай (Симахина) М.А. Геострофическая модель атмосферы с учетом центробежной силы инерции// Вестник Ставропольского Государственного Университета.-2009.- № 63.-С. 100 – 106.

5. Волочай (Симахина) М.А. Вопросы глобального потепления. //Материалы II международной научно-практической конференции «Проблемы экологической безопасности и сохранения природно-ресурсного потенциала» – Кавказские Минеральные Воды, 2005. – С. 193 – 195.

6. Каплан Л.Г., Волочай (Симахина) М.А. О корреляции количества солнечных пятен и интенсивности тропических циклонов. Научно-инновационные достижения ФМФ в области физико-математических и технических дисциплин. //Материалы 53-й Научно-методической конференции преподавателей и студентов Ставропольского государственного университета «Университетская наука – региону». – Ставрополь: изд-во СГУ, 2008. – С. 133 – 136.

7. Волочай (Симахина) М.А. Взаимозависимость частоты тропических циклонов и солнечной активности. //Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов – 2008». Секция «Физика». Сборник тезисов. Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова. – М.: МГУ им. М.В. Ломоносова, 2008. – С.54 – 55.

8. Волочай (Симахина) М.А. Анализ синоптической ситуации, приводящей к сверхмощным процессам на Северном Кавказе. //Материалы международной конференции. – Ставрополь, Изд-во ООО «Бюро-новостей», 2009. – С. 171 – 176.

9. Волочай (Симахина) М.А., Грицаева М.Н., Ларченко И.Н., Закинян Р.Г. Основные факторы, влияющие на развитие крупномасштабных вихревых процессов на Северном Кавказе. Научно-инновационные достижения ФМФ в области физико-математических и технических дисциплин. //Материалы 54-й Научно-методической конференции преподавателей и студентов Ставропольского государственного университета «Университетская наука – региону» – Ставрополь: изд-во СГУ, 2009. – С. 64 – 66.

10. Грицаева М.Н., Волочай (Симахина) М.А., Закинян Р.Г. Влияние центробежной силы инерции на градиентный ветер в крупномасштабных вихревых процессах. Научно-инновационные достижения ФМФ в области физико-математических и технических дисциплин. //Материалы 54-й Научно-методической конференции преподавателей и студентов Ставропольского государственного университета «Университетская наука – региону». – Ставрополь: изд-во СГУ, 2009. – С. 78 – 79.

11. Грицаева М.Н., Волочай (Симахина) М.А., Закинян Р.Г. Оценка влияния центробежной силы инерции в геострофической модели атмосферы. Научно-инновационные достижения ФМФ в области физико-математических и технических дисциплин. //Материалы 54-й Научно-методической конференции преподавателей и студентов Ставропольского государственного университета «Университетская наука – региону». – Ставрополь: изд-во СГУ, 2009. – С. 122 – 123.

12. Грицаева М.Н., Волочай (Симахина) М.А., Закинян Р.Г. Поворот гео-строфического ветра в тропосфере при учете центробежной силы инерции. Научно-инновационные достижения ФМФ в области физико-математических и технических дисциплин. //Материалы 54-й Научно-методической конференции преподавателей и студентов Ставропольского государственного университета «Университетская наука – региону».– Ставрополь: изд-во СГУ, 2009. – С. 80 – 81.

13. Волочай (Симахина) М.А., Грицаева М.Н., Закинян Р.Г. Свободная конвекция влажного воздуха. //Материалы 55-й Научно-методической конференции преподавателей и студентов Ставропольского государственного университета «Университетская наука – региону».– Ставрополь: Изд-во СГУ, 2010. – С. 16 – 19.

14. Грицаева М.Н., Волочай (Симахина) М.А., Закинян Р.Г. Возникновение свободной конвекции вязкого воздуха. //Материалы 55-й Научно-методической конференции преподавателей и студентов Ставропольского государственного университета «Университетская наука – региону».– Ставрополь: Изд-во СГУ, 2010. – С. 23 – 26.

15. Ларченко И.Н., Волочай (Симахина) М.А., Грицаева М.Н., Закинян Р.Г. Система уравнений боковой конвекции. //Материалы 55-й Научно-методической конференции преподавателей и студентов Ставропольского государственного университета «Университетская наука – региону».– Ставрополь: Изд-во СГУ, 2010. – С. 45 – 48.

16. Сухов С.А., Волочай (Симахина) М.А., Закинян Р.Г. Механизм образования ячеистых структур в тонком слое атмосферы. //Материалы 55-й научно-методической конференции преподавателей и студентов Ставропольского государственного университета «Университетская наука – региону».– Ставрополь: Изд-во СГУ, 2010. – С. 50 – 52.

17. Волочай (Симахина) М.А. Возникновение свободной конвекции влажного воздуха // Сборник научных трудов III Научно-практической конференции «Российская цивилизация: прошлое, настоящее и будущее». – Ставрополь, 2010. – С. 208 – 209.

Формат 60x84 1/16	Подписано в печать 10.12.10	Уч.-изд.л. 1,16
Бумага офсетная	Усл.печ.л. 1,28	Заказ 608
	Тираж 80 экз.	

Отпечатано в Издательско-полиграфическом комплексе
Ставропольского государственного университета.
355009, Ставрополь, ул.Пушкина, 1.