

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ОДЕССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ЭКОЛОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

Г.П. ИВУС, В.А. ЕФИМОВ

ФИЗИКА АНТИЦИКЛОГЕНЕЗА

Монография

Киев
КНТ
2005

ББК 26.23
И 17
УДК 551.(515.7+555.9)

Печатается по решению Ученого совета Одесского государственного экологического университета (протокол № 11 от 27.11.2003)

Рецензенты:

д-р ф.-м. н., проф. В.Ф.Мартазинова
д-р ф.-м. н., проф. С.Н.Степаненко

Ивус Г.П., Ефимов В.А.

И 17 Физика антициклогенеза: Монография.- К.: КНТ, 2005. – 208 с.
ISBN 966-373-037-4

Излагаются вопросы современного представления о физике антициклогенеза. Рассматриваются принципы моделирования климатических условий на основе моделей А.Адема и Е.Н.Блиновой. Особое внимание уделено процессам телеконнекции и кумулятивного антициклогенеза. Подробно рассмотрен процесс блокирования на основе теорий солитонов Россби. Приведены реальные синоптические процессы, сопутствующие блокированию по типу солитона Россби и образованию струйных течений нижних уровней.

Книга рассчитана на специалистов метеорологов и климатологов, а также студентов и аспирантов по специальности «Метеорология».

The problems of modern view on physics of an anticyclogenesis are set up. The principles of simulation of climatic conditions are esteemed on the basis of A.Adems and E.Blinova models. The special attention is given to the processes of teleconnection and hollow-charge anticyclogenesis. Process of blocking explicitly is reviewed on the basis of Rossby theories of solitons. The actual synoptic processes concomitant blocking for phylum of a Rossby soliton and formation of low level jets are given.

The book is counted for the specialists of the meteorologists and climatologists, and also students and post-graduate students on a speciality "Meteorology" as well.

Викладаються питання сучасного уявлення про фізику антициклогенезу. Розглядаються принципи моделювання кліматичних умов на основі моделей А.Адема і К.М.Блінової. Особлива увага приділяється процесам телеконекції та кумулятивного антициклогенезу. Докладно розглядається процес блокування на основі теорій солітонів Россбі. Наведені реальні синоптичні процеси, що супроводжують блокування по типу солітона Россбі і утворення струминних течій нижніх рівнів.

Книга розрахована на фахівців метеорологів і кліматологів, а також студентів та аспірантів за фахом «Метеорологія».

ББК 26.23

ISBN 966-373-037-4

© Одеський державний
екологічний університет, 2005
© КНТ, 2005

електронна версія © Хаджи-Страті О.Д.

Предисловие

Последние десятилетия XX столетия и начало XXI века, протекающие на фоне глобального потепления климата, вызвали возрастание всеобщего интереса к изменениям, происходящим в рамках естественного цикла колебаний климата и определяющим его циркуляционные особенности.

В этой ситуации постановка проблемы изучения климата и усовершенствования методов долгосрочного прогноза погоды представляется весьма актуальной и вполне своевременной.

Все увеличивающийся поток информации привлекает внимание к аномалиям погоды и стихийным явлениям, то и дело к возникающим в различных частях земного шара. Динамика ледниковых систем, засуха и лесные пожары в Канаде, США, России (Кубань и Сибирь) 2002 год; необычайно холодная зима в Европе 2001-2002 года и необычайно жаркое лето в Западной Европе 2003 год; сильные заморозки в Восточной Европе, в том числе на Украине в мае-июне 2002 года; наводнения, интенсивные ливни в Восточной Европе (Франция, Германия, Словакия, Венгрия, Западная Украина) 2001-2002 год являются проявлениями свойств современного климата в различных местностях или свидетельствами ухудшения глобального климата. А если справедливо последнее, то не являются ли они результатами прямого воздействия человеческой деятельности – роста содержания углекислого газа в атмосфере из-за сжигания топлива, увеличения количества производимых промышленностью аэрозолей, загрязнения стратосферы, уничтожения озонового слоя и т.п.

В настоящее время создана возможность путем правильного выбора макро- и мезоклиматообразующих факторов выявить и количественно оценить общие условия возникновения и развития многих опасных и стихийных гидрометеорологических явлений. Знание этих условий позволяет определить климатические зоны, в которых развиваются опасные и стихийные явления, даже при отсутствии непосредственных наблюдений в данном регионе. Эти же факторы используются при составлении краткосрочного прогноза синоптических и погодных условий, с учетом известных фоновых ситуаций и топографии местности.

Перечисленные выше соображения побудили авторов к созданию предлагаемой публикации. Авторы стремились систематизировать сведения об особенностях формирования климатических эпох и их стадий, при чем особое внимание уделялось генезису современной климатической эпохи на территории Украины. В книгу включены многие разработки

авторов за последние десятилетия, посвященные таким интересным проблемам как физика антициклогенеза и струйные течения нижних уровней атмосферы, возникающие в различных циркуляционных системах.

В процессе работы авторы столкнулись с недостаточной изученностью феномена взрывного антициклогенеза. В подобных случаях авторы ограничиваются общими физическими соображениями об условиях формирования антициклонов, представляют карты синоптических процессов, и приводят фрагменты численного моделирования.

В книге рассмотрены принципы моделирования климатических условий на основе моделей А.Адема и Е.Н. Блиновой. При этом особое внимание уделено современной модификации модели климата с учетом влагооборота. В теории конвекции и фронтов введены методы А.Аракавы, обобщающие теоретические возможности кинетических теорий, в которых облачные системы в планетарных процессах уподобляются молекулярным комплексам, функция распределения которых в шестимерном фазовом пространстве зависит от координат и скоростей. Для облачных систем скорости считаются скоростями вовлечения в конвективные облака и скоростями подинверсионных струй в подинверсионных облаках.

Особое внимание уделено процессам телеконнекции и кумулятивного антициклогенеза. При этом проанализирован класс продольных волн в поле плотности, изучены их спектральные характеристики.

Подробно рассмотрен процесс блокирования на основе теорий солитонов Россби. Представлены модели расчета энергетических циклов в структуре солитонов Россби и приведены реальные синоптические процессы, сопутствующие блокированию по типу солитона Россби.

Динамико-стохастическое моделирование облачных полей и струй токов вовлечения, а также численные эксперименты расчета струйных течений и их анализ позволили получить предикторы, позволяющие выделять указанные явления в антициклональных макромасштабных циркуляциях.

Созданию этого труда способствовал коллектив кафедры теоретической метеорологии и метеорологических прогнозов Одесского Государственного Экологического Университета. В частности, раздел 1.3, посвященный процессам формирования климатических эпох и их стадий, написан совместно с ассистентами Шленской Т.В., Антоненко Т.Н.; раздел 2.1, представляющий разложение метеорологических рядов по сферической функциям при решении уравнений гидродинамического прогноза - с кандидатом географических наук Конкиным В.В.; раздел 4.3, в котором анализируются аэросиноптические условия образования и

развития катастрофической Новороссийской боты – с ассистентом Семергей-Чумаченко А.Б. В расчетах принимали участие аспиранты Хаджи-Страти Е.Д. (параграфы 3.3, 3.4, 4.2), Белодонова Л.В. (параграфы 2.3, 3.3), Нажмудинова Е.Н. (параграф 5.1).

Всем им, а также доценту Г.В.Хоменко, инженерам Моринец-Кубанской Л.И., Герасименко В.Б., Никаноровой О.В., Романовой Н.В. за помощь в подборе материалов для книги и труд по оформлению рукописи, авторы выражают свою искреннюю благодарность.

Авторы благодарны Токарь Н.Ф. – консультанту управления Министерства Украины по вопросам чрезвычайных ситуаций и по делам защиты населения от последствий Чернобыльской катастрофы – за предоставленную информацию об опасных и стихийных гидрометеорологических явлениях.

Авторы особо признательны докторам физико-математических наук Степаненко С.Н., Мартазиновой В.Ф. и кандидату географических наук Ивановой С.М., прочитавших книгу в рукописи и сделавших ряд ценных замечаний, способствовавших улучшению книги.

ВВЕДЕНИЕ

Украина является одним из регионов со сложным характером атмосферных процессов и условий погоды, связанных с ее расположением на стыке циркуляционных систем умеренных и субтропических широт.

Одной из характерных особенностей общециркуляционных условий следует назвать преобладание антициклонического характера циркуляции: в среднем она отмечается 240 дней в году, преимущественно в теплое время года. Зимой стационарирование антициклона на юго-востоке Европы часто прерывается выходом южных циклонов. Создаются большие горизонтальные и вертикальные градиенты давления и температуры, обуславливающие значительную интенсивность ряда опасных и стихийных явлений погоды: ураганных ветров у поверхности земли и в пограничном слое, метелей, сильных и очень сильных осадков и т.д. Особенно быстро меняются погодные условия, достигая стихийных, при резкой смене типа циркуляции. Такие “стремительные” процессы предсказываются с большими трудностями.

Принципиальные положения классификации Б.Л.Дзердзеевского предусматривают, что “в каждом” данном непродолжительном периоде времени действует конкретный циркуляционный механизм над целым полушарием, а “не случайная комбинация отдельных синоптических объектов” в каком-то отдельном регионе. Переход от одного механизма к другому осуществляется быстро путем перестройки термобарических полей и изменения ориентировки воздушных переносов. Главными признаками меридионального циркуляционного механизма являются антициклонические вторжения или ситуации “блокирования”.

Еще Б.П.Мультановский установил тесную связь засух со стационарированием антициклонического барического поля и продолжающимися процессами антициклогенеза. При этом существенную роль играют азорские и полярные антициклонические вторжения.

Наибольшие понижения температуры воздуха на Украине зимой также происходят при вторжениях антициклонов или ядер высокого давления с севера или северо-востока; при ультраполярных процессах по определению Б.П. Мультановского процессы развиваются в основном при формах С и З меридионального типа циркуляции. Ультраполярные процессы чаще встречаются в феврале, хотя в 1999 – 2003 гг. их повторяемость значительно увеличилась в ноябре.

Одна из типичных ситуаций, приводящих к оттепели зимой, связана с западной частью высотного гребня, ориентированного с Кавказа на Новую Землю (форма В) или со Средней Азии на Карское море (форма С).

Следует отметить, что неблагоприятных зимних погодных условий и явлений, связанных с областями высокого давления, много и авторы монографии не ставят своей целью перечислить их подробное описание в кратком введении. Предполагается настройка читателя на тот факт, что несмотря на многочисленные исследования по данному вопросу, остаются не раскрытые места в самом процессе антициклогенеза. Например, известно, что перемещение антициклонических образований по той или иной траектории, обусловленной пространственной сопряженностью макросиноптических процессов, связано с их конкретными особенностями. Нет однозначных ответов на вопросы в каком явлении выразятся эти особенности; как долго они просуществуют; какова вертикальная и горизонтальная протяженность вызванных явлений и т.д.? В качестве примера может послужить следующая постановка вопроса: при ультраполярных процессах в какой степени нарушается западный перенос в умеренных широтах, и какие значительные аномалии погоды будут наблюдаться? Как связаны длинные волны Россби и солитоны Россби с погодными аномалиями на Украине? Об этих и некоторых других вопросах авторы высказывают свои соображения, подкрепляя и обосновывая их математическим аппаратом.

Книга посвящена наиболее актуальным проблемам синоптической метеорологии, связанным с методами долгосрочных прогнозов развития глобальных атмосферных процессов, которые приводят к аномальным погодным явлениям типа катастрофических наводнений, резким похолоданиям или засухам. Все эти погодные аномалии непосредственно связаны с процессами блокирования западного переноса.

По замыслу книга должна представлять физику антициклогенеза современной эпохи. При подборе ссылок мы старались дать приоритет обзорным публикациям, классическим работам, а также статьям, в которых обсуждаются научные результаты, опубликованные в последнее десятилетие.

Книга содержит 5 глав. В первой главе обсуждаются процессы формирования климатических эпох и их стадий; даются исторические сведения о смене и динамике климатических эпох; упоминаются возможные физические причины и механизмы, вызывающие климатические изменения; приводится возможная настройка модели Адема к объектам синоптического масштаба при зональных процессах.

В главе 2 мы старались дать ответ на вопрос: «Можно ли описать гребневые структуры в поле потенциала скорости с помощью модели Адема?»

Меридиональные волны и их роль в формировании блокирующих процессов рассматриваются в главе 3. Здесь, таким образом, дается дальнейшее углубление вопросов, рассмотренных в главе 2, и обращается внимание на образование струйных течений нижнего уровня и подинверсионных струй в антициклонических циркуляциях.

В главе 4 исследуются низкотропосферные струи в гребневых структурах над территорией Украины и России, а также приводятся численные эксперименты по оценке энергетики атмосферных процессов, способствующих возникновению солитонов Россби.

В заключение в главе 5 обращаем особое внимание на условия и механизм развития кумулятивного антициклогенеза, формирующего аномальные погодные явления.

1 ПРОЦЕССЫ ФОРМИРОВАНИЯ КЛИМАТИЧЕСКИХ ЭПОХ И ИХ СТАДИЙ

1.1 История смены и динамика климатических эпох

Геофизические факторы, определяющие основу климатических преобразований, суммируются в понятиях климатических эпох и их стадий. Введем понятие климатической эпохи, но, в отличие от [23], представим климатическую эпоху в категориях геофизических понятий, а не только в макросиноптическом обзоре атмосферных процессов, характеризуя их формами циркуляции. Сами по себе эти формы [23], конечно, включают в себя основной комплекс геофизических понятий, но в скрытом виде. Поэтому определение климатической эпохи только по преобладающей в ней форме циркуляции атмосферы является не расшифрованным.

Отдельные геофизические процессы, такие как колебания индекса солнечной активности, не могут служить достаточным обоснованием для диагноза и прогноза смены климатических эпох, также как нельзя ограничиваться только учетом возрастающей роли антропогенного фактора в виде техногенных тепловых вторжений и растущего парникового эффекта [58]. Состояние климатической эпохи во многом определяется активностью процессов антициклогенеза, которые создают существенные изменения в системе зонального переноса и формируют комплекс погодных условий над большими территориями.

В [23] были определены эпохи: а) западной циркуляции – 1900 – 1928 гг.; б) восточной - 1929 – 1939 гг.; в) меридиональной – 1940 – 1948 гг.; г) комбинированной восточной и южной – 1948 – 1968 гг., которая характеризуется сильно развитыми меридиональными процессами; далее вступает в силу эпоха быстро смещающихся синоптических процессов, перемежающаяся стадиями с аномальным вторжением меридиональных циркуляций. На эту эпоху приходится 1969 – 1998 гг. Начало современной циркуляционной эпохи можно отнести к 1999 г., когда стали проявляться процессы активного фронтогенеза в южных районах Европы.

В качестве модели, определяющей циркуляционную эпоху, предлагается использовать генезис антициклонических структур. Теория образования гребневых структур в барическом поле опирается на волновую концепцию Гаурвица-Россби, изложенную в [72], согласно

которой волна Россби может стационаризовать, если ее меридиональная амплитуда достигает достаточно большой величины. Волны Гаурвица-Россби параметризуются решением уравнения вихря:

$$\frac{\partial \Delta \psi}{\partial t} + U \frac{\partial \Delta \psi}{\partial x} + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0,$$

где ψ - функция тока; U – скорость зонального переноса; β -параметр Кориолиса. Тогда

$$\psi = a \sin \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct) \cos \frac{2\pi}{b} y,$$

где λ - длина волны; c - фазовая скорость; t – время; b – параметр, характеризующий меридиональную протяженности волны. При $b = \infty$ формула Россби для фазовой скорости смещения инерционной волны будет:

$$c = U - \frac{\beta}{4\pi^2} \lambda^2.$$

Если $c = 0$, то длина стационарной волны λ_s связана со скоростью зонального переноса:

$$\lambda_s = 2\pi \sqrt{U \beta^{-1}}.$$

Решение Гаурвица более подробно учитывает величину b , и тогда

$$\lambda_s = 2\pi \sqrt{U [\beta (1 - \frac{4\pi^2 U}{\beta b^2})]^{-1}}.$$

Однако, при этом необходимо, чтобы удовлетворялось неравенство

$$1 - \frac{4\pi^2 U}{\beta b^2} > 0 \quad \text{или} \quad b > 2\pi \sqrt{U \beta^{-1}}.$$

Используя [15, 16], можно выполнить параметризацию стационарной волны по формуле Гаурвица-Блиновой:

$$\Phi' = C_n^m P_n^m(\cos \theta) \exp \left\{ im\varphi - imt \left[\alpha - 2 \frac{\alpha + \omega}{n(n+1)} \right] \right\}, \quad (1.1)$$

где $P_n^m(\cos \theta)$ – присоединенный полином Лежандра, определяющий меридиональный профиль волны; θ, φ – дополнение широты до 90° и азимутальный угол; α – угловая скорость зонального переноса; ω – угловая скорость вращения Земли; n, m – зональная и меридиональная проекции волнового вектора. Тогда условие стационарности определено как:

$$\alpha = 2 \frac{\alpha + \omega}{n(n+1)} \quad \text{или} \quad n(n+1) = 2 \frac{\alpha + \omega}{\alpha}. \quad \text{Далее получаем}$$

возможность сравнить параметризацию волны Гаурвица-Блиновой с параметризацией волны солитона Россби, которая, согласно работам [1, 87, 98], представляется в форме:

$$\psi_n = \sum_{\mu=0,1} \exp \left(\sum_{i=1}^N \mu_i \left(\eta_i + i \frac{\pi}{2} \right) + \sum_{1 \leq i \leq j}^N \mu_i \mu_j A_{ij} \right), \quad (1.2)$$

где $\eta_i = k_i x - \omega_i t + \eta_i^{(0)}$ – волновой вектор в координатах (z, t) ,

$$\omega_i = \frac{1}{k_i}; \quad e^{A_{ij}} = - \frac{(k_1 - k_2)^2}{(k_1 + k_2)^2},$$

μ_{ij} – аппроксимационные коэффициенты; k_i и k_j – волновые числа.

Сравнительный спектральный анализ формул (1.1) и (1.2) позволяет выделить географическую локализацию энергетических вкладов, необходимых для перестройки стационарной волны Гаурвица-Блиновой в волновой процесс по типу солитона Россби.

Установлено, что для осуществления перехода стационарировавшей волны Россби в стадию солитона необходима добавочная энергетическая подпитка от процессов, не относящихся к классу инерционных волн на вращающейся сфере Земли [14]. Если процессы, вводящие добавочную энергию в волновую структуру, проходят под воздействием факторов,

действующих внутри области, захваченной волновым процессом, то энергетическая структура блокирующего солитона Россби обычно реализуется без проявления резких погодных аномалий. Иная возможность энергетической поддержки перестроечных механизмов образования блокирующего солитона выявляется от атмосферной телеконнекции, когда передача энергии происходит меридионально направленной волной от макромасштабных барических образований, действующих на достаточно удаленных расстояниях друг от друга. Такого рода энергообмены получили название Южный процесс [71], и изучены на примере Эль-Ниньо. Меридиональный энергообмен в Южном процессе осуществляется телеконнекцией посредством циркуляционных ячеек Гадлея.

Еще один вид телеконнекции, согласно [32], реализуется посредством продольных волн в поле плотности, перемещающихся в меридиональном направлении с квазизвуковой скоростью. Эти волны приносят в энергозапас, стационаризовавшейся в фазе гребневой структуры волны Гаурвица-Россби-Блиновой, кумулятивный энерговклад, достаточный для того, чтобы перевести прогрессивную инерционную волну в стационарное состояние или стадию уединенной волны. Этот процесс обычно сопровождается погодными аномалиями, т.к. резкий приход внешней энергии определяет пульсации энергобаланса осуществляющегося над данной территорией циркуляционного процесса. Внезапное вторжение с помощью телеконнекции добавочной энергии, естественно, приводит к аномальным проявлениям некоторых метеорологических полей и, как следствие, к возникновению аномалий, выраженных в комплексе погод.

Взрывное проникновение гребневых структур в фон текущего синоптического процесса может происходить также на основе длительного накопления паросодержания на больших территориях. Такое явление присуще типовой форме западной циркуляции современной климатической эпохи. При достижении порогового градиента в поле плотности происходит резкий прорыв компенсирующей массы воздуха в район с избыточным увлажнением, выравнивающий градиенты в поле плотности. Прорыв гребневых структур при этом осуществляется настолько быстро, что может привести к стационарированию волны Гаурвица-Россби (см. параметр в формуле Гаурвица) и далее к существенной перестройке энергетического баланса, вызывающей погодные аномалии.

Объяснение причин смены климатических эпох и их стадий следует тесно связывать с географическими особенностями территорий, которые оказывают влияние на факторы, формирующие антициклогенез. К таким

особенностям, в первую очередь, следует отнести состояние поверхности мирового океана, степень увлажнения подстилающей поверхности Земли и прилегающей к ней толщи атмосферы, а также колебания в системе океан-атмосфера, происходящие по типу Южного процесса.

Согласно изложенному методу анализа физических механизмов, приводящих к возникновению блокирующих гребневых структур на фоне зональной циркуляции, можно определить причины смены циркуляционных эпох (с широтной на меридиональную циркуляцию), а также выяснить причины современного перехода к эпохе юго-западной циркуляции и понять механизмы современных климатических перестроек, характер которых подробно проанализирован в [18, 19, 58].

1.2 Возможные физические причины и механизмы их реализации, вызывающие климатические изменения над Атлантико-Европейским сектором

Основным фактором, влияющим на изменения атмосферной циркуляции и, соответственно, влагооборота, следует считать климатические перестройки в протекающих процессах цикло- и фронтогенеза. Эти изменения могут быть вызваны, согласно [6, 8-11], сменой стадии климатической эпохи. Под стадией климатической эпохи понимается временной интервал, в течение которого происходит сезонное существование типовой формы циркуляции, характеризующей эпоху.

Начало современной циркуляционной эпохи можно отнести к концу XX столетия. Тогда стали проявляться процессы активного фронтогенеза в южных и центральных районах Европы, распространяющиеся вплоть до Восточной Сибири. Эти процессы привели к катастрофическим наводнениям в Великобритании, Франции, Германии, Украине (особенно в районе Карпат и бассейне Дуная) и России (предгорья Северного Кавказа и даже Саян). Все это указывает на определенную смену ориентации осей влагооборота между Атлантическим океаном и Западной Европой. Оси вторжений, направленные от Исландского минимума, в данном случае находятся значительно южнее, чем обычно, т.е. траектории скандинавских циклонов, пролегающие севернее Англии, сменились на направления, проходящие через южные районы Атлантики, минуя Ла-Манш и Бискайский залив. Перемещаясь через гораздо более теплые районы, воздушные массы приобретают значительно больший влагозапас, который, попадая в область усиленного антропогенного загрязнения, характерного для средних широт Западной Европы, получает существенно больший

приток ядер конденсации. Это способствует усиленному осадкообразованию над Великобританией и странами западного побережья Европейского континента. Остаточный влагозапас этих же циклонов, пополняясь испарением с территории южных районов Западной Европы и прилегающих морских акваторий, снова реализуется в процессе осадкообразования уже в предгорьях Карпат, Родоп и Балкан.

Причины смены направлений циклонических траекторий вблизи Исландского минимума на существенно более южные можно объяснить, проанализировав глобальные перестройки атмосферной циркуляции. С этой целью рассмотрим [4,77], уравнение сохранения энергии:

$$\rho^* \frac{d}{dt} (c_v T^* + W) = \nabla \rho^* K \nabla (c_v T^* + W) + E_1 + E_2 + E_3, \quad (1.3)$$

где ρ^* – плотность воздуха на уровне середины слоя облаков нижнего яруса; c_v – удельная теплоемкость воздуха при постоянном объеме; $c_v T^*$ – внутренняя энергия единицы массы; T^* – температура на уровне упомянутого атмосферного слоя; W – скрытая энергия парообразования; K – коэффициент макротурбулентного перемешивания; $\nabla \rho^* K \nabla (c_v T^* + W)$ – горизонтальный перенос тепла посредством турбулентной диффузии; E_1 – вклад в изменение энергии радиационного притока тепла; E_2 – влияние теплопередачи от земной поверхности; E_3 – изменение энергии за счет реализации скрытой теплоты.

Далее введем следующие аппроксимации:

$$T^*(\varphi, \psi, z, t) = -\gamma [z - H(\varphi, \psi, t)] + T(\varphi, \psi, t);$$

$$\rho^* = \rho \left[1 + \frac{\gamma(H - z)}{T} \right]^{\frac{g}{R\gamma} - 1}; \quad (1.4)$$

$$T_m = \frac{1}{H} \int_0^H T^* dz = T_{m0} + T'_m; \quad T_{m0} = T_0 + \frac{\gamma H_0}{2};$$

$$T'_m = T' + \frac{\gamma H'}{2}.$$

где H – высота границы слоя основного поглощения радиационных потоков в коротковолновом и длинноволновом диапазонах; φ - широта; ψ - долгота; z - высота над уровнем моря; t – время; T_m - средняя температура в слое основного поглощения радиационных потоков; T_0 - температура в начале слоя основного поглощения; T'_m - отклонения температуры упомянутого слоя от ее значения в начале слоя;

$$H' = H - H_0; \quad H' \ll H_0; \quad T = T_0 + T';$$

γ - вертикальный градиент температуры; H_0 , H' - средняя высота и отклонение от нее слоя основного поглощения; R – газовая постоянная влажного воздуха; g – ускорение силы тяжести.

Учтем, согласно [4-77], следующее приближение:

$$\int_0^{H_0} E_1 dz - \varepsilon \int_{H_1}^{H_2} E_1 dz = E_A$$

где H_1 , H_2 - высоты нижней и верхней границ облачного слоя, в котором осуществляется основное осадкообразование; ε - количество облаков в долях единицы; E_A - радиационный баланс тропосферы безоблачного слоя.

Тогда после интегрирования от 0 до H_0 и подстановки соотношений (1.4), уравнение (1.3) преобразуется к виду:

$$\begin{aligned} & (A_0 + \varepsilon A'_0) \frac{d}{dt} \left(T'_m + \frac{\gamma H}{2} \right) + \left[(A'_1 + A'_0) \frac{\partial}{\partial t} \left(T'_m + \frac{\gamma H}{2} \right) - \right. \\ & \left. - (A_1 + \varepsilon A'_1) K \nabla \nabla \left(T'_m + \frac{\gamma H'}{2} \right) \right] - E_A = - \int_0^{H_0} \rho^* \frac{dW}{dt} dz + \varepsilon \int_{H_1}^{H_2} \rho^* \frac{dW}{dt} dz + \\ & + \int_0^{H_0} \left(\nabla \rho^* K \nabla W + E_2 + E_3 + W \right) dz - \varepsilon \int_{H_1}^{H_2} \left(\nabla \rho^* K \nabla W + E_2 + E_3 + W \right) dz \quad (1.5) \end{aligned}$$

где A_0, A_0', A_1 можно получить по следующим соотношениям:

$$A_0 = \frac{2c_v}{gH_0} \left\{ \frac{R}{g + Ry} \left[(p_0^* T_0^*)_{z=0} - p_0 T_0 \right] - p_0 H_0 \right\};$$

$$A_0' = \frac{2c_v}{gH_0} \left\{ \frac{R}{g + Ry} \left[(p_0^* T_0^*)_{z=H_1} - (p_0 T_0)_{z=H_2} \right] + H_1 (P_0^*)_{z=H_1} - H_2 (P_0^*)_{z=H_2} \right\};$$

$$A_1 = \frac{c_v}{g} \left[(p_0^*)_{z=0} - p_0 \right]; \quad A_1' = \frac{c_v}{g} \left[(p_0^*)_{z=H_1} - (p_0^*)_{z=H_2} \right].$$

Здесь $p = p_0 + p'$ - приземное давление. Индекс (0) относится к значениям на уровне начала слоя; индекс (*) – к середине слоя. Далее, в [4,77] вводится конечно-разностная аппроксимация по времени в уравнение (1.5) с шагом Δt , который делится на подинтервалы равной длины: $\Delta t \cdot n^{-1}$. Тогда среднее значение отклонений температуры рассчитывается по формуле:

$$T_1' - T_n' = -\frac{n^2}{n-1} \left(\bar{T}' - \left(\bar{T}_1' + \sum_{e=1}^{n-1} T_e' \right) \cdot n^{-1} \right),$$

где n – число расчетных уровней в слое; индекс (') определяет величину отклонения от среднестандартного значения.

Затем базовая модель для анализа изменений циркуляции атмосферы под воздействием изменений теплового и радиационного балансов по [15-16] запишется в виде:

$$K \Delta T_m' - F_1 T_m' = F_2;$$

$$F_1 = \frac{1}{\Delta t} - \varepsilon \frac{A_2' - \gamma_1 B_2''}{\gamma_3}; \quad (1.6)$$

$$F_2 = -\frac{1}{\gamma_3} \{ a_2 - (\gamma_1 - \varepsilon \gamma_3) a_1 + \varepsilon [b_3 + (\gamma_1 - \varepsilon \gamma_2) b_1] I \} -$$

$$-\frac{1}{\gamma_3}\{A_6 + \varepsilon D'_6 - (\gamma_1 + \varepsilon \gamma_2)B_6 - \varepsilon(\gamma_1 + \varepsilon \gamma_2)B_7\} + \frac{(\gamma_1 + \varepsilon \gamma_2)}{\gamma_3}d_s(\bar{T}'_s)_i - \frac{1}{\Delta t}(\bar{T}'_m)_i$$

где

$$B''_2 = -A_5 \left(\gamma - \frac{A}{2} \right);$$

$$\gamma_1 = \frac{A_3}{B_3 - d_s}; \quad \gamma_2 = \frac{D_3}{B_3 - d_s}; \quad \gamma_3 = A_1 \left(1 + \frac{\beta A}{2} \right);$$

$$d_s = \frac{n^2}{n-1} \frac{h \rho_s c_s}{2 \Delta t} d_s = \frac{n^2}{n-1} \frac{h \rho_s c_s}{2 \Delta t},$$

где ρ_s , c_s , T_s , T_c - плотность, удельная теплоемкость и температура подстилающей поверхности и облаков; h - высота приземного слоя;

$$a_1 = \frac{(Q+q)_0}{I}(1-\alpha); \quad b_1 = a_1(1-k);$$

I – инсоляция; α - альбедо; $Q+q$ – суммарная радиация; k – коэффициент, определяющий зависимость радиационных характеристик от широты; $\alpha_2 = a_2$; $\alpha_3 = \varepsilon b_3$; a_2, b_3 - функции широты и сезона;

$$B_3 = -D_3 - A_3; \quad D'_6 = -2B_7 - B_6; \quad \alpha_1 = \frac{Q+q}{I}(1-\alpha); \quad \alpha_1 I; \quad \alpha_2 I; \quad \alpha_3 I -$$

общее количество коротковолновой радиации, поглощенное землей, водяным паром и пылью;

$$Q+q = (Q+q)_0(1-(1-k)\varepsilon) -$$

формула Савинова-Ангстрема, где $(Q+q)_0$ - суммарная радиация при безоблачном небе; поля G_2, G_3, G_5 - получены в [17];

$$A = \frac{2H_0}{4T_0 + \gamma H_0}; \quad H' = AT'_m;$$

$$A_2 = -\left(\frac{dE}{dt}\right)_{T=T_0} - \left(\frac{dE}{dt}\right)_{T=\gamma H_0+T_0},$$

где E – длинноволновое излучение земной поверхности или облаков;

$$A'_2 = -\left(\frac{dE}{dt}\right)_{T=\gamma(H_0-H_2)+T_0} - \left(\frac{dE}{dt}\right)_{T=\gamma(H_0-H_1)+T_0};$$

$$A_3 = \left(\frac{dE}{dT}\right)_{T=T_{s0}}; \quad A_5 = -\gamma \left(\frac{dE}{dT}\right)_{T=\gamma H_0+T_0};$$

$$D_3 = 4\sigma T_{s0}^3 - \left(\frac{dE}{dT}\right)_{T=T_{s0}}; \quad B_7 = \sigma T_{c0}^4 - E(T_{c0}),$$

где σ - постоянная Стефана-Больцмана.

Согласно [4, 77], первичные значения параметров, входящих в модель состояния стадии климатической эпохи, определенной в [23] и соответствующей периоду 1960-2000 гг, даны в таблице.

Таблица – Значения параметров, входящих в модель состояния
стадии
климатической эпохи [4, 77]

T_{c_0} , К	T_0 , К	H_0 , м		h , м	Δt , с
261	223	10^4		60	$0,265 \cdot 10^7$
P_0 , кг·м ⁻¹ ·с ⁻²	ρ_0 , кг·м ⁻³	ρ_n , кг·м ⁻³		C_s , м ² ·с ⁻¹ ·град ⁻¹	γ_3
$0,264 \cdot 10^5$	0,42	1		$4,184 \cdot 10^3$	$0,5866 \cdot 10^{10}$
A_1	A_2	A_3	A_5	A_6	A
$0,5493 \cdot 10^{10}$	$0,5042 \cdot 10^4$	$-0,3355 \cdot 10^4$	-0,2181	$-0,1105 \cdot 10^6$	$0,2090 \cdot 10^4$
$B_2^{//}$	B_B	B_6	B_7	D_3	$D_6^/$
$0,4039 \cdot 10^4$	$-0,5474 \cdot 10^4$	$-0,1259 \cdot 10^6$	$0,7641 \cdot 10^5$	$0,2119 \cdot 10^4$	$-0,2695 \cdot 10^5$

Значения констант приведены в CGS. Дальнейший их перевод в СИ выполняется программным путем, но ввиду использования в расчетах большого количества данных, полученных в работах, выполненных в 1960-70-е годы, удобнее применять широко используемую в тот период систему CGS. Необходимые для расчетов значения параметров и констант можно найти в [4, 77].

1.3 Учет влагооборота в модели климата Адема

Модель Адема в основном предназначена для расчета полей температуры при различных радиационных условиях. Одновременно следует учитывать поля влажности, на основе которых формируются поля радиационных потоков, а, значит, и температуры. С этой целью модель Адема дополняется моделью конвекции, возникающей в зонах наибольшего нагрева.

Целью данной работы является настройка модели Х. Адема на диагностику синоптических процессов, осуществляющих влагооборот в режиме частотного спектра погодообразующих процессов. Для привлечения данных о влагообороте используем работу [56, 67]. Тогда на модель не будут налагаться требования осуществления прогноза этих процессов, а только диагностики механизмов влагопереноса. Объединив модели Х. Адема и А. Аракавы (учет влагообмена), получаем комплексную модель, описывающую термодинамические характеристики климата, но уже с учетом частотного спектра процессов влагооборота. Модель А. Аракавы изложена в [78-86, 88-93, 95-97, 99-100, 102-103] и, в большинстве случаев, применяется для параметризации влагообмена, происходящего в конвективных облаках, составляющих основу облачных структур атмосферных фронтов. Для моделирования процессов в структурах подинверсионных облаков, являющихся следствием эволюции фронтальных структур, используются методы, изложенные в [2, 3, 94]. Однако, основной влагооборот фронтальных систем осуществляется, как это указано в [94], в конвективных облаках, а на облака подинверсионного типа, располагающиеся в циклонах за пределами действия фронта, в летнее время приходится лишь 10-13% общего влагооборота. Аналогичное мнение можно получить также из работы [76], в которой исследована полная структура атмосферных фронтов. Однако, влагооборот в центре циклона, как это указано в [49], представляется спиральной облачной структурой, в которой слоистообразные облака первого яруса занимают до 70% площади, а их влагоемкость составляет лишь 20% от всей спиральной

структуры. В зимнее время, когда фронтальная конвекция ослаблена, повышается роль обложных осадков облачных систем межфронтального пространства, но и ливневые снегопады из фронтальных облаков все же дают достаточное количество осадков.

Принимая за основу изложенные здесь факты для оценки влагосодержания циклона, введем основные математические блоки модели А Аракавы, базирующейся на системе уравнений баланса массы, тепла и влаги для облака. Эти уравнения выписываются при условии кумулятивности механических процессов вовлечения воздушных масс в облачные ансамбли, переходящие в условие стационарности:

$$E - D - \frac{\partial M_c}{\partial z} = 0; \quad (1.7)$$

$$E\tilde{s} - Ds_c - \frac{\partial M_c s_c}{\partial z} + \rho Lc = 0; \quad (1.8)$$

$$E\tilde{q} - Dq_c - \frac{\partial M_c q_c}{\partial z} + \rho c = 0, \quad (1.9)$$

где E - втекание, D - вытекание, $M_c = \sum_i \rho w_i \sigma_i = \rho w_c \sigma$ - вертикальный поток массы воздуха в облаке; w - средняя по сечению вертикальная скорость в i -ом облаке, σ - площадь горизонтального сечения i -го облака; индекс (с) относится к средневзвешенным значениям; $w_c, s_c = c_p T + gz, q_c$ - средневзвешенные значения вертикальной скорости, статической энергии и отношения смеси водяного пара внутри конвективных облаков; $\tilde{s}, \tilde{q}$ - средние значения статической энергии и отношения смеси водяного пара в окружающем облако воздухе, ρ - плотность воздуха; c - количество сконденсировавшейся влаги.

Если e - количество испарившейся влаги, L - удельная теплота фазовых переходов, то уравнения притока тепла и влаги будут:

$$\frac{\partial \overline{\rho s}}{\partial t} + \nabla \overline{\rho s V} + \frac{\partial (\overline{\rho w s})}{\partial z} = \rho L(c - e) + \frac{\partial (\overline{\rho w})' s'}{\partial z}; \quad (1.10)$$

$$\frac{\partial \overline{\rho q}}{\partial t} + \nabla \overline{\rho q V} + \frac{\partial \overline{\rho w q}}{\partial z} = \rho(c - e) + \frac{\partial (\overline{\rho w}) q'}{\partial z}. \quad (1.11)$$

В эти уравнения введены скорости ветра $\vec{V}$ и вертикальных токов w . В нашем случае обе эти величины трудно определимы. Уравнения (1.10)-(1.11) выписываются для среды конвективного облака, тогда вертикальный ток в облаке должен быть сбалансирован с током вовлечения, т.е. сколько входит воздушной массы в облако, столько должно быть поднято вверх облака и, затем, осесть на его периферии. Естественно, что оседание происходит до уровня максимального вовлечения, иначе надо предположить концепцию замкнутого цикла, т. е. через облако все время проходит одна и та же воздушная масса, что невозможно, т.к. гравитационное оседание влаги "высушило" бы полностью облако за два - три цикла такого влагооборота. Следовательно, нисходящие токи должны не достигать уровня максимального вовлечения, а разворачиваться в горизонтальном направлении, создавая "облачный" ветер, вторгающийся в структуру ветров циклона.

Далее, следуя общим теоретическим положениям, вводится параметризация:

$$(\overline{\rho w})' s' = M_c (s_c - \tilde{s}), \quad (\overline{\rho w})' q' = M_c (q_c - \tilde{q}) \quad (1.12)$$

Ясно, что вертикальный поток воздушной массы M_c , связанный с горизонтальными градиентами статической энергии и влагосодержания на боковой границе облака, целиком зависит от вертикальных токов. Градиенты $(s_c - \tilde{s}), (q_c - \tilde{q})$ на боковой границе облаков можно фиксировать. Сам же вертикальный ток должен быть детерминировано связан с "облачным" ветром.

Тогда уравнения (1.10) - (1.11) будут выглядеть:

$$\frac{\partial \overline{\rho s}}{\partial t} + \nabla \overline{\rho s V} + \frac{\partial (\overline{\rho w s})}{\partial z} = \rho L(c - e) - \frac{\partial}{\partial z} (M_c (s_c - \tilde{s})); \quad (1.13)$$

$$\frac{\partial \overline{\rho q}}{\partial t} + \nabla \overline{\rho q V} + \frac{\partial (\overline{\rho w q})}{\partial z} = \rho(c - e) - \frac{\partial}{\partial z} (M_c (q_c - \tilde{q})); \quad (1.14)$$

Исключим из уравнений (1.13)-(1.14) член, содержащий количество сконденсировавшейся влаги s , и перепишем их в виде:

$$\frac{\partial \overline{\rho s}}{\partial t} + \nabla \overline{\rho s} \vec{V} + \frac{\partial (\overline{\rho w s})}{\partial z} = -E\tilde{s} + Ds_c - Le + \frac{\partial M_c \tilde{s}}{\partial z}; \quad (1.15)$$

$$\frac{\partial \overline{\rho q}}{\partial t} + \nabla \overline{\rho q} \vec{V} + \frac{\partial (\overline{\rho w q})}{\partial z} = -E\tilde{q} + Dq_c - Le + \frac{\partial M_c \tilde{q}}{\partial z}; \quad (1.16)$$

Добавим уравнения движения:

$$\frac{\partial \overline{\rho u}}{\partial t} + \nabla \overline{\rho u} \vec{V} + \frac{\partial (\overline{\rho w u})}{\partial z} = -E\tilde{u} + Du_c - Le + \frac{\partial M_c \tilde{u}}{\partial z}; \quad (1.17)$$

$$\frac{\partial \overline{\rho v}}{\partial t} + \nabla \overline{\rho v} \vec{V} + \frac{\partial (\overline{\rho w v})}{\partial z} = -E\tilde{v} + Dv_c - Le + \frac{\partial M_c \tilde{v}}{\partial z}; \quad (1.18)$$

Эти уравнения записаны для "облачного" ветра, т.к. их правые части целиком определены мощностью втекания $E\tilde{u}, E\tilde{v}$, вытекания Du_c, Dv_c , энергозатратами на испарение Le и вертикальным потоком массы на срезе боковой границы облака со скоростями вовлечения: $\tilde{u}, \tilde{v}$.

Исключим E из уравнений (1.15)-(1.16):

$$\frac{\partial \overline{\rho s}}{\partial t} + \nabla \overline{\rho s} \vec{V} + \frac{\partial (\overline{\rho w s})}{\partial z} = D(s_c - \tilde{s}) - \rho Le + M_c \frac{\partial \tilde{s}}{\partial z}; \quad (1.19)$$

$$\frac{\partial \overline{\rho q}}{\partial t} + \nabla \overline{\rho q} \vec{V} + \frac{\partial (\overline{\rho w q})}{\partial z} = D(q_c - \tilde{q}) - \rho e + M_c \frac{\partial \tilde{q}}{\partial z} \quad (1.20)$$

Естественно, что решать систему (1.19)-(1.20) в полном виде можно только в каких-то модельных экспериментах по динамике кучевого облака, а в целях общего диагноза ситуации, и, тем более прогноза, да еще и по слабо освещенной метеорологической информацией территории, это бессмысленно. Однако уравнения (1.17)-(1.20) составляют основу модели динамики ветровых потоков вблизи облачных систем. Поэтому далее А. Аракава предлагает сокращенную версию, в которой от системы (1.17)-(1.20) оставлено только описание токов вовлечения. Тогда на основе уравнения (1.7) получено:

$$E\tilde{h} - Dh_c - \frac{\partial M_c h_c}{\partial z} = 0, \quad (1.21)$$

где $h = s + Lq^*$ - статическая энергия насыщения, q^* - влажность насыщения. А.Аракава вводит понятие спектра облаков, где в качестве случайной характеристики применяется скорость вовлечения λ

Общий поток массы в облаке можно выразить формулой:

$$M(\zeta) = \int m(z, \lambda) d\lambda = \int m_B(\lambda) \eta(z, \lambda) d\lambda, \quad (1.22)$$

где η - функция, характеризующая кумулятивный эффект втекания, т.к. сам эффект втекания происходит за время значительно меньшее, чем успевают сформироваться существенные изменения в горизонтально ориентированном процессе; z - высота над уровнем основания облака; m - масса воздуха; m_B - поток массы у оснований облаков, который определяется величиной λ . Когда втекание отсутствует, $\lambda = 0$.

Далее:
$$\frac{d\eta}{dz} = \lambda \eta$$

и
$$\frac{d\eta}{\eta} = \lambda dz; \quad \ln \eta = \int \lambda(z) dz + C; \quad (1.23)$$

$$\eta = C e^{\int \lambda(z) dz}, \quad (1.24)$$

где C – константа интегрирования.

При различных λ величина η растет по разному и на уровне (z_D - верхняя граница облака) величина λ опять обращается в нуль, т.е. λ отнюдь не константа, а полностью определяет величину η по всему интервалу ($z_D - z_B$). На некотором уровне z в пределах этого интервала величина η достигает максимума. Величины λ и z_D подлежат определению. Введем спектральные разложения:

$$E(z) = \int \varepsilon(z, \lambda) m_B(\lambda) d\lambda; \quad (1.25)$$

$$D(z) = \int d(z, \lambda) m_B(\lambda) d\lambda. \quad (1.26)$$

Тогда уравнение (1.21) можно представить в виде, в котором высота нижней границы облаков становится основным неизвестным. Согласно (1.24), высота нижней границы облаков и масса вовлечения являются фактически связанными величинами. В этом случае уравнение нижней границы можно записать:

$$\varepsilon \tilde{h} - \frac{\partial \eta h_c}{\partial z} = 0, \quad (1.27)$$

или
$$\varepsilon - \frac{\partial \eta}{\partial z} = 0, \quad (1.28)$$

т.е. $\frac{\partial \eta}{\partial z}$ определяется по спектру вовлечения. Функция η есть оценка эффекта втекания, а λ скорость вовлечения. В [102, 103] приведены расчеты $m_B(\lambda)$.

А. Аракава для выполнения этих расчетов вводит понятие "работы" облака, или, точнее, работы силы плавучести. Он полагает, что "работа" облака равна нулю, что возможно при конвекции лишь при условии компенсации восходящих конвективных подъемов нисходящими токами окружающего воздуха. Тогда:

$$\frac{dA}{dt} = 0 = \frac{dA}{dt_{\text{конвекции}}} + \frac{dA}{dt_{\text{нисх.токи}}} \quad (1.29)$$

Однако, как уже говорилось ранее, нельзя не включать сюда работу внешнего ветра, что несколько отклоняет нашу модель от схемы А. Аракавы. Поэтому уравнение (1.29) заменяется уравнением:

$$\frac{dA}{dt} = 0 = \frac{dA}{dt_{\text{конвекции}}} + \frac{dA}{dt_{\text{нисх.токи}}} + \frac{dA}{dt_{\text{внеш. ветра}}}.$$

Поскольку внешний ветер не определяется из системы (1.17)-(1.18), то он формирует вынуждающую силу, которая выполняет коррекцию уровня затухания нисходящих токов с вершин конвективных облаков. Далее ясно, что:

$$\frac{dA}{dt_{\text{конв.}}} = \int_0^{\lambda_{\max}} m_B(\lambda') K(\lambda, \lambda') d\lambda'$$

$$E(z) = \int \varepsilon(z, \lambda) m_B(\lambda) d\lambda = -D(z) = \int d(z, \lambda) m_B(\lambda) d\lambda$$

$$\frac{dA}{dt_{\text{нисх. токи}}} = A(\lambda)$$

и

$$\int_0^{\lambda_{\max}} m_B(\lambda') K(\lambda, \lambda') d\lambda' + F(\lambda) = 0 \quad (1.30)$$

Интегральное уравнение (1.30) относительно функции $m_B(\lambda')$ решается при заданных функциях ядра $K(\lambda, \lambda')$ и $F(\lambda)$ - функции, отображающей влияние внешнего ветра на работу облака. Ядро означает интенсивность влияния облаков с характеристикой λ' на облако с характеристикой λ .

Решение в виде системы алгебраических уравнений:

$$\sum_i^{\lambda_i} K_i(\lambda_j, \lambda'_i) m_B(\lambda'_i) \Delta\lambda' + F(\lambda'_i) = 0 \quad (1.31)$$

определит значения $m_B(\lambda'_i)$ на всем интервале значений λ . Значение матрицы $K_i(\lambda_j, \lambda'_i)$ известны нам по схемам дублетов, определяющих облачные системы. Ясно, что предположение А.Аракавы о равенстве нулю полной "работы" облаков слишком модельно и годиться лишь для моделей общей циркуляции, а не для прогнозов конкретных синоптических процессов. Поэтому ядро $K_i(\lambda_j, \lambda'_i)$ и функция $F(\lambda)$ рассчитываются с помощью численных экспериментов, а затем классифицируются по синоптическим ситуациям.

Уравнение А. Аракавы:

$$\frac{dA}{dt_{\text{конв.}}} = \int_0^{\lambda_{\text{max}}} m_B(\lambda') K(\lambda, \lambda') d\lambda'$$

и уравнение для расчета орографических вертикальных токов, согласно [1], записанное в такой форме:

$$\frac{\partial \Delta \psi_{op}(r')}{\partial t} = \int_0^{\infty} W_{op}(r) M_{\psi}(r', r) r dr \quad (1.32)$$

имеют некоторую общность по своей структуре. Первое из них описывает движение воздушных масс в конвективном облаке, которое определяется, так называемым, ядром интегрального уравнения $K(\lambda, \lambda')$, зависящим от скоростей вовлечения λ . Второе учитывает ток обтекания орографического препятствия через функцию влияния $M_{\psi}(r', r)$, связанную с расстоянием до этого препятствия. Поэтому ядро $K(\lambda, \lambda')$ во многом совпадает по конструкции с функцией влияния для расчета воздействия орографии на ветровые потоки.

1.4 Адаптация модели Адема к объектам синоптического масштаба при зональных процессах

1.4.1 Настройка модели Адема на расчет фронтальных разделов

Очаги нагрева атмосферного слоя, выделяемые по модели Адема, могут быть переведены в функцию комплексного потенциала скорости согласно ее определению.

Комплексная функция на комплексной плоскости называется аналитичной, если она дифференцируема при выполнении условий Коши - Римана: если комплекснозначная функция $w = u + iv$ и ее аргумент $z = x + iy$, то условия дифференцируемости будут выражены следующими формулами:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y}; \quad \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial v}{\partial x}.$$

Пример: $w = (x^2 - y^2) + i(2xy) = u + iv$ - эта функция аналитическая, т.к.

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y} = 2x; \quad \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial v}{\partial x} = -2y.$$

Комплексную функцию можно дифференцировать и по действительному переменному, т.е.

$$\frac{\partial w}{\partial x} = \frac{\partial(x^2 - y^2) + i(2xy)}{\partial x} = 2x + i2y,$$

здесь уже нет требования аналитичности. Все элементарные функции от комплексного аргумента аналитичны.

Пример: возьмем функцию z^a при $a = 2$, тогда

$$z^2 = (x + iy)^2 = x^2 + (iy)^2 + 2ixy = (x^2 - y^2) + i(2xy)$$

и далее см. предыдущий пример.

Аналитически заданную комплексную функцию можно дифференцировать по комплексному аргументу z как и обычную функцию:

$$w = \sqrt{z}; \quad \frac{dw}{dz} = \frac{1}{2w \frac{dz}{dz}} = \frac{1}{2\sqrt{z}}.$$

Пример:

$$w = e^z = e^{(x+iy)} = e^x e^{iy} = e^x (\cos(y) + i \sin(y)) = u + iv,$$

так как по формуле Эйлера

$$e^{ix} = \cos(x) + i \sin(x).$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y} = e^x \cos(y);$$

$$\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial v}{\partial x} = -e^x [\cos(y)]' = -e^x \sin(y);$$

$$\cos(y)'_y = -\sin(y).$$

Пусть $w = \varphi + i\psi$ - комплексный потенциал скорости, где φ - потенциал скорости и выражен соответственно в формулах:

$$v_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad v_y = \frac{\partial \varphi}{\partial y}$$

и функция тока ψ , определенная как:

$$v_x = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v_y = -\frac{\partial \psi}{\partial x}$$

т.е. комплексная функция $w = \varphi + i\psi$ и ее составляющие φ и ψ удовлетворяют условию аналитичности. Далее, применяя комплексную переменную, все расчеты следует производить по правилам комплексной арифметики:

$$z = x + iy = r(\cos(\varphi) + i \sin(\varphi)),$$

где
$$r = \sqrt{x^2 + y^2}; \quad \varphi = \operatorname{arctg}\left(\frac{y}{x}\right);$$

$$z_1 = x_1 + iy_1; \quad z_2 = x_2 + iy_2;$$

$$z_1 + z_2 = (x_1 + x_2) + i(y_1 + y_2);$$

$$z_1 z_2 = (x_1 + iy_1)(x_2 + iy_2) = (x_1 x_2 - y_1 y_2) + (x_1 y_2 + x_2 y_1)i;$$

$$\begin{aligned} \frac{z_1}{z_2} &= \frac{x_1 + iy_1}{x_2 + iy_2} = \frac{(x_1 + iy_1)(x_2 - iy_2)}{(x_2 + iy_2)(x_2 - iy_2)} = \\ &= \frac{(x_1 x_2 + y_1 y_2) + i(y_1 x_2 - x_1 y_2)}{x_2^2 - y_2^2} = \frac{r_1}{r_2} (\cos(\varphi_1 - \varphi_2) + i \sin(\varphi_1 - \varphi_2)); \end{aligned}$$

$$z^n = r^n (\cos(n\varphi) + i \sin(n\varphi));$$

$$\sqrt[n]{z} = \sqrt[n]{r} \left(\cos \frac{\varphi}{n} + i \sin \frac{\varphi}{n} \right),$$

но $\sqrt[n]{r}$ имеет n значений, которые отличаются по $\eta = Ce^{\int \lambda(z) dz}$.

$$\sqrt[n]{z} = \sqrt[n]{r} \left(\cos \frac{\varphi + 2k\pi}{n} + i \sin \frac{\varphi + 2k\pi}{n} \right),$$

а в $\sqrt[n]{r}$ берется первое значение.

В дальнейшем используем только комплекснозначные функции:
 $\frac{dA}{dt_{\text{ниск.токи}}} = A(\lambda)$ и $\frac{d \ln(z-a)}{dz} = (z-a)^{-1}$, которые имеют полюс в комплексной координате a . Ниже использованы суммы этих функций:
 $\sum_{k=1}^n \ln(z-a_k)$ и $\sum_{k=1}^n \frac{1}{z-b_k}$, которые в координатах a_k и b_k имеют полюса, т.е. точки, в которых функция обращается в бесконечность. У этих функций есть особые точки, поэтому их интегралы вдоль окружности C : $|z|=R$ могут быть отличны от нуля. Пусть $z = Re^{i\varphi}$, тогда: $dz = Re^{i\varphi} i d\varphi$ и:

$$\oint_C \frac{dz}{z} = \int_0^{2\pi} \frac{Re^{i\varphi} i d\varphi}{Re^{i\varphi}} = i \int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi i.$$

Вычетом в бесконечно удаленной точке называют интеграл:

$$\text{res } f(\infty) = \frac{1}{2\pi i} \oint_C f(z) dz,$$

где контур (C) охватывает в данном случае зону действия функции $f(z)$.
 Вычетом обычного полюса называют интеграл:

$$\text{res } f(a_k) = \frac{1}{2\pi i} \oint_{C_k} f(z) dz,$$

где контур c_k есть малая окружность вокруг полюса с координатой a_k . Теорему о вычетах можно сформулировать в следующем виде:

$$\operatorname{res} f(z_1) + \operatorname{res} f(z_2) + \dots + \operatorname{res} f(z_p) = \operatorname{res} f(\infty),$$

она показывает, что все вычеты полюсов внутри контура (C) равны вычету с обратным знаком на бесконечности. С точки зрения механики это означает, что все полюса, обычно представляющие собой вихре- и массоисточники, охваченные малыми контурами c_k , внутри контура (C) балансируются состоянием поля на бесконечности или, проще, за пределом контура (C). Основу скорости потока v_∞ составит фоновый ветер.

Разложение комплексной функции $f(z)$ ряд Лорана можно представить в виде:

$$f(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n (z-a)^n; \quad c_n = \frac{1}{2\pi i} \oint_C \frac{f(\zeta) d\zeta}{(\zeta-a)^{n+1}},$$

Тогда
$$\operatorname{res} f(\infty) = -\frac{1}{2\pi i} \oint_C f(z) dz = -\frac{1}{2\pi i} \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n \oint_C (z-a)^n dz.$$

В правой части последнего соотношения будет отличен от нуля только интеграл:

$$\oint_C \frac{dz}{z},$$

так как
$$\oint_C (z-a)^n dz = \frac{r^{n+1}}{n+1} e^{i(n+1)\varphi} \Big|_0^{2\pi} = \frac{r^{n+1}}{n+1} \left\{ e^{i(n+1)\pi} - 1 \right\} = 0.$$

Пусть внутри замкнутого контура C имеется замкнутый контур C_1 . Тогда соединим оба эти контура отрезком прямой линии. Начиная обход, проходим контур C до упомянутого отрезка прямой, соединяющей оба контура. Затем спускаемся к контуру C_1 , обходим его в обратном направлении и выходим из него снова к контуру C по тому же отрезку прямой, но в обратном направлении. Поэтому интеграл, взятый по контуру отрезка, сократится. Пути входа и выхода сокращаются. Тогда интеграл по

контур C равен интегралу по контуру C_I и все вместе равны нулю. Если внутри контура C_I есть точка, где функции $w = \infty$, то эта точка называется полюсом. Таких точек внутри контура C может быть несколько, и их нужно окружить малыми замкнутыми контурами и тогда, обходя их, получим, что интеграл по большому контуру, внутри которого есть полюса, равен сумме интегралов по контурам вокруг каждого полюса. Такие интегралы вокруг полюсов называются вычетами. Математически эта процедура обозначается так:

$$\oint_C f(z) dz = 2\pi i \sum_{k=1}^n \text{res } f(a_k),$$

где

$$\text{res } f(a_k) = \frac{1}{2\pi i} \oint_{C_k} f(z) dz.$$

Интеграл по замкнутому контуру от аналитической функции $f(z)$ не равен нулю, если внутри контура C есть полюса, окруженные контурами C_k , и координаты полюсов комплексные точки a_k , т.е. интеграл равен сумме вычетов. Поэтому $\text{res } f(\infty) = -c_{-1}$.

Введем понятие потенциала скорости:

$$\frac{dw}{dz} = \frac{\partial(\varphi + \psi i)}{\partial(x + iy)} = \frac{\partial\varphi}{\partial x} + i \frac{\partial\psi}{\partial x} = v_x - iv_y.$$

Или:

$$\begin{aligned} \frac{dw}{dz} &= \frac{\partial(\varphi + \psi i)}{\partial(x + iy)} = \lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{\Delta w}{\Delta z} = \lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi + i\Delta\psi}{\Delta x + i\Delta y} = \\ &= \frac{\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial\varphi}{\partial y} \Delta y \right) + i \left(\frac{\partial\psi}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial\psi}{\partial y} \Delta y \right)}{\Delta x + i\Delta y} \end{aligned}$$

учтя, что:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial y} = -\frac{\partial \psi}{\partial x}; \quad \frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{\partial \varphi}{\partial x}$$

тогда

$$\begin{aligned} \frac{dw}{dz} &= \frac{\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} + i \frac{\partial \psi}{\partial x}\right) \Delta x + \left(-\frac{\partial \psi}{\partial x} + i \frac{\partial \varphi}{\partial x}\right) \Delta y}{\Delta x + i \Delta y} = \\ &= \frac{\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} + i \frac{\partial \psi}{\partial x}\right) (\Delta x + i \Delta y)}{\Delta x + i \Delta y} = \frac{\partial \varphi}{\partial x} + i \frac{\partial \psi}{\partial x} = v_x - i v_y. \end{aligned}$$

Таким образом, производная от комплексного потенциала по комплексной переменной есть комплексная скорость. Комплексный потенциал применяется для расчета функции тока, изолинии которой совпадают с направлением течения жидкости (в данном случае с ветровыми потоками). Сгущение изолиний функции тока означает увеличение скорости. Направление потока получается из самого определения функции тока, т.е.

$v_x > 0$, если $\frac{\partial \psi}{\partial y} > 0$, что означает наличие положительных очагов функции тока слева от направления потока. Анализ v_y показывает, что $v_y > 0$, если

$\frac{\partial \psi}{\partial x} < 0$ - положительные очаги функции тока слева. Анализ функции

потенциала дает следующие результаты: $v_x > 0$, если $\frac{\partial \varphi}{\partial x} > 0$, т.е. скорость увеличивается в направлении положительных очагов (аналогично и по y). Или другими словами, функция потенциала притягивает поток в положительные очаги.

Поля комплексного потенциала рассчитываются около определенных мест в течении жидкостей или газов. Такими местами могут быть центры вихрей, к примеру, центры циклонов или антициклонов. Также это могут быть любые места, где изолинии в поле давления или геопотенциала имеют изгиб, т.е. завихренность. Массоисточники присутствуют при обтекании ветровыми потоками орографических неоднородностей. Такие источники носят название диполей (второе название дублеты).

В математике доказано, что комплекснозначная функция $\ln(z)$, где $z = x + iy$ описывает круги вокруг начала координат: $z = 0$, т.е. если $z = r([\cos(\theta) + i\sin(\theta)]) = re^{i\theta}$ тригонометрическая запись комплексного числа, то $\ln(z) = \ln r + i\theta$, где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Следовательно, $\varphi = \ln r$ - это круги с радиусами $\ln r$ вокруг начала координат, тогда как $\theta = \text{Const}$ - это лучи, исходящие из центра. Значит линии тока - это лучи, исходящие из точки завихренности. Но

$$\frac{dw}{dz} = \frac{d \ln z}{dz} = \frac{1}{z} = v_x - iv_y.$$

Отсюда ясно, что в начале координат $z = 0$ скорость обращается в бесконечность. Это место на комплексной плоскости тогда называют простым полюсом, который при расчете реальных потоков, в данном случае исходящих лучами из точки полюса, именно в точке полюса не учитывается в значениях модуля вектора скорости. Функция потенциала в виде концентрических кругов как бы равноценна изолиниям давления. Но, так как здесь нет учета силы Кориолиса, то потоки направлены перпендикулярно к изолиниям.

Если вихревая точка находится не в начале координат, то формула комплексного потенциала будет: $w = \ln(z - a)$, где a - комплексная координата точки завихренности. Для того, чтобы привести в соответствие линии тока с круговым движением вокруг точки завихренности, комплексный потенциал записывают в виде:

$$w = \frac{\Gamma}{2\pi i} \ln(z - a) = -\frac{\Gamma i}{2\pi} \ln(z - a) = \psi + i\varphi.$$

В этом случае потенциал и функция тока меняются местами, т.е. изолинии функции тока становятся окружностями вокруг вихревой точки. В самой вихревой точке, как точке полюса, скорость также обращается в бесконечность, а в отдалении от полюса движение идет по кругу с резко убывающей скоростью. Изолинии же потенциала φ показывают тенденцию расширения вихря или его сужения в зависимости от знака и величины циркуляции Γ .

Если в комплексных координатах присутствует много вихревых точек, то формула комплексного потенциала будет:

$$w = -\frac{i}{2\pi} \sum_{k=1}^n \Gamma_k \ln(z - a_k).$$

Практически обмен местами функции тока и потенциала позволяет, как бы согласовать течение с силой Кориолиса. В этом случае формулы вихревых точек становятся применимыми для описания движений больших масштабов.

Следующими особыми точками в комплексном потенциале скорости являются диполи:

$$w = -\frac{M}{2\pi} \frac{1}{z},$$

где M - интенсивность диполя. Выражение комплексной скорости будет:

$$\frac{dw}{dz} = \frac{M}{2\pi} \frac{1}{z^2}$$

и это означает, что величина скорости становится бесконечно большой в начале координат, поэтому для использования формулы начало координат исключается из рассмотрения.

Далее:

$$\varphi + i\psi = \frac{1}{x + iy} = \frac{x}{x^2 + y^2} - \frac{iy}{x^2 + y^2}.$$

Линии тока здесь представляют собой систему окружностей:

$$\frac{y}{x^2 + y^2} = \text{Const} = C,$$

или

$$x^2 + y^2 - \frac{1}{C}y = 0.$$

Эти окружности касаются оси x в начале координат снизу и сверху. Изопотенциальные линии тоже есть семейство окружностей:

$$\frac{x}{x^2 + y^2} = C,$$

которые справа и слева касаются оси y в точке начала координат.

Посредством диполей (второе название дублеты) можно описывать источники и стоки массы. Например, в конвективной облачности происходит уход массы из плоского сечения вверх, а нисходящие потоки холодного воздуха в окрестности облака смещаются вниз.

Диполи дают совокупности источника и стока массы, т.к. окружности сверху и снизу оси x имеют разные знаки по оси y . Полная формула многих диполей будет:

$$w = -\frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^n \frac{M_k e^{\alpha_k i}}{z - a_k},$$

где a_k - координаты источников и стоков, объединенных положением в пространстве; α_k - углы, позволяющие ввести направление ориентации диполя (ось диполя от источника к стоку). Каждое слагаемое под знаком суммы представляет собой отдельный диполь. Круговые движения вокруг источников и стоков массы имитируют как бы воронку (например, торнадо, что близко к реальности).

Сложные сочетания многих диполей и вихреисточников позволяют описать движение ветровых потоков как в поле облачности, так и в сложных орографических неоднородностях подстилающей поверхности. Применение методов расчета скоростей горизонтальных потоков через комплексный потенциал скорости удобно при дешифрации спутниковых фотографий об облачности, т.к. по этим фотографиям можно составлять серии диполей вокруг облачных пятен развитой конвекции. Точки завихренности также обозначены на спутниковых фотографиях в местах облачных вихрей, например, при появлении их в пассатных и муссонных циркуляциях, либо просто в спиралевидном вихре циклона.

Использование формул диполей для описания гряд конвективной облачности на фронтальных разделах и точек завихренности в многоцентровых депрессиях затруднено по причине наличия очень большого числа диполей, расположенных на близком расстоянии друг от

друга. Поэтому удобно, согласно [39, 40, 52, 53], применить функциональную запись многих диполей, расположенных в ряд, посредством периодической функции с длиной периода в один диполь и с полюсом по центру диполя:

$$v_x - iv_y = \frac{\Gamma}{2\pi i} \operatorname{Ctg} \frac{\pi}{l} (z - z_0),$$

где l - расстояние между конвективными облаками, z_0 - координата центра линии конвективных возмущений, Γ - циркуляция вокруг диполя. Комплексная скорость получается простым расписыванием функции котангенса в качестве многозначной функции через его период π с центром z_0 и линейным размером периода l , т.е. через интервал l появляется вихреисточник. Вторая форма записи через полюса в виде вихреисточников, начавшихся от z_0 и размещенных через интервал l , может быть представлена так:

$$v_x - iv_y = \frac{df}{dz} = \frac{\Gamma}{2\pi i} \left\{ \frac{1}{z - z_0} + \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{1}{z - z_0 - kl} + \frac{1}{z - z_0 + kl} \right) \right\}, \quad (1.33)$$

Задав в этой формуле величины Γ и l , проводим расчет линии фронтального раздела в потоке ветрового переноса, созданного токами вовлечения в конвективных облачных системах, расположенных на линии фронта. Интенсивность завихренности определяется по величине циркуляции скорости:

$$\Gamma = \oint_L (v_x dx + v_y dy) = \Omega_z \sigma,$$

где контур L является замкнутым и окаймляет очаг завихренности, σ - площадь внутри замкнутого контура, Ω_z - вертикальная проекция вихря скорости.

Выставляя полюса вихреисточников в центрах очагов теплосодержания, получаем ветровое поле, адаптируемое этими очагами, которое может быть далее уточнено за счет вихреисточников, формируемых взаимодействием с орографией, согласно формуле (1.32). Впоследствии положение фронтальных разделов уточняется по формуле (1.33), которая располагает фронты в зонах концентрации

термодинамических соленоидов, обозначаемых пересечением изолинии функции тока и изотерм.

1.4.2 Численный эксперимент по модели Адема расчета функции тока первой климатической эпохи с преобладающей зональной циркуляцией

Расчет функции тока, сопряженной с полем температуры, соответствует стандартной радиационной обстановке, не осложненной увеличенной концентрацией CO_2 в районах усиленного антропогенного воздействия. Для выполнения вычислений использовались численные значения параметров модели Адема, взятые из [4] и согласованные с периодом ранее упомянутой первой климатической эпохи зональной циркуляции.

Расчеты по модели Адема, модифицированной с учетом атмосферного влагооборота [4] выявили два фронтальных раздела: арктический и полярный. Полярный фронт расположен на северной акватории Средиземного моря, захватывая территорию Турции. Арктический фронт проходит от Исландского минимума по северным районам Скандинавии и России. Вихреисточник орографического типа наблюдается в районе Альп. В полярных широтах вырисовывается мелкоячеистая структура барического поля, обусловленная зональными траекториями не глубоких циклонов. Циклоническая циркуляция в зоне умеренных широт и полярной области разделены поясом высокого давления, который смыкается с Азорским максимумом, выраженным в гребневой структуре, прослеживающейся над всей акваторией Атлантического океана. Этот пояс высокого давления обусловлен инсоляцией за счет действия увеличенного альбеда снежного покрова, тогда как в более южных районах возрастает доля длинноволнового излучения. Длинноволновое выхолаживание, существующее в зимне-весенний период в районе Северной Европы, способствует формированию пояса высокого давления, отделивший арктический фронт от полярного.

Результаты расчета по модели А. Адема показали, что первая климатическая эпоха зональной циркуляции отличалась существенной разнесенностью по широте арктического и полярного фронтов и ярко выраженным западным переносом, особенно в низких широтах.

На рисунке приведено поле функции тока для первой циркуляционной эпохи. Положительные значения функции тока, отмеченные знаком +,

расположены слева от направления движения. Скорость ветрового переноса определяется по градиенту к функции тока. Один сантиметр между изолиниями по направлению градиента соответствует скорости переноса $5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$. Как видно из результатов эксперимента по выявлению

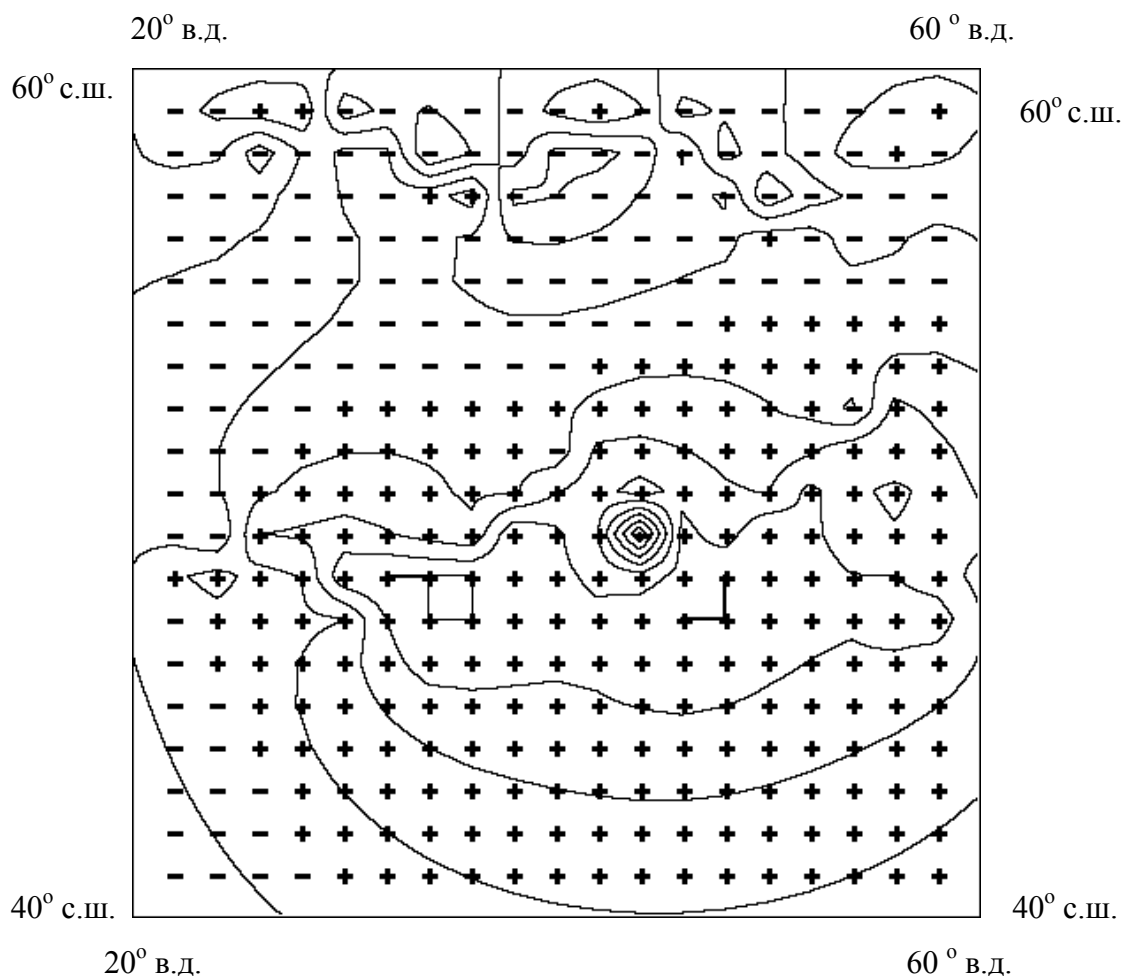


Рисунок – Функция тока для первой циркуляционной эпохи

климатических полей температуры и сопряженных с ними полей функций тока, основной перенос приходится на юг Европы и Средиземное море. В районе Альп выделяется орографический эффект в виде вихреисточника, а зона полярного фронта пересекает горные районы Альп и выходит на Карпаты и Северное Причерноморье. Арктический фронт проходит по северному побережью Европейского континента. Блокирующих гребневых структур не наблюдается.

Таким образом, попытка использования модифицированной модели А. Адема дает вполне удовлетворительные результаты для идентификации циркуляционных атмосферных процессов.

2 ГРЕБНЕВЫЕ СТРУКТУРЫ В ПОЛЕ ПОТЕНЦИАЛА СКОРОСТИ (ПО МОДЕЛИ АДЕМА)

2.1 Применение аппарата сферических функций при описании гребневых структур по методу Е.Н.Блиновой

Совместно с моделью циркуляции Адема рассмотрим подобную модель, предложенную Е.Н. Блиновой [16]. В данном случае модель Е.Н. Блиновой перенастраивается на исходные данные с температурного поля, полученного по модифицированной модели Адема.

С целью составления гидродинамического прогноза разложение искомых функций в ряды по сферическим функциям впервые применила Е.Н. Блинова в 1943 г. Остановимся на основных положениях такого подхода. Задача прогноза решается на основе двух уравнений движения и уравнения неразрывности для соленоидального движения в сферической системе координат.

$$\frac{\partial v_\theta}{\partial t} + \frac{v_\theta}{a} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_\varphi}{a \sin \theta} \frac{\partial v_\theta}{\partial \varphi} - \frac{v_\varphi^2 \operatorname{ctg} \theta}{a} - 2\omega \cos \theta v_\varphi = -\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta}, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + \frac{v_\theta}{a} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \theta} + \frac{v_\varphi}{a \sin \theta} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} - \frac{v_\theta v_\varphi \operatorname{ctg} \theta}{a} + 2\omega \cos \theta v_\theta = -\frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi}, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial(\sin \theta v_\theta)}{\partial \theta} + \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} = 0, \quad (2.3)$$

где v_θ , v_φ – компоненты скорости в сферической системе координат; θ , φ – широта и долгота или полярный и азимутальный углы; a – радиус Земли; ω – угловая скорость вращения Земли; Φ – геопотенциал.

Выполняя линеаризацию, введем понятие средней зональной скорости $\bar{v}_\varphi = \alpha a \sin \theta$, где α – индекс циркуляции или средняя угловая скорость вращения атмосферы относительно земной поверхности. С учетом геострофичности движения далее получим:

$$v_\theta = -\frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi}, \quad v_\varphi = \alpha a \sin \theta + \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \quad (2.4)$$

$$H = const + \frac{\alpha a^2}{g} \left(\omega + \frac{\alpha}{2} \right) \sin^2 \theta + H'(\theta, \varphi, t), \quad (2.5)$$

где H – высота абсолютной топографии изобарической поверхности 500 гПа; Ψ – функция тока; g – ускорение силы тяжести; H' – отклонение от среднего зонального геопотенциала.

С учетом формулы (2.5) примем обозначение функции тока в сферических координатах с добавлением средней скорости зонального переноса. Добавочный член в выражении для H есть кинетическая энергия зонального переноса, которая трансформирована в потенциальную энергию и сведена к величине высоты изобарической поверхности.

С помощью соотношений (2.1) – (2.2) запишем уравнение вихря скорости в виде:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} + \frac{v_\theta}{a} \frac{\partial (\Omega + 2\omega \cos \theta)}{\partial \theta} + \frac{v_\varphi}{a \sin \theta} \frac{\partial (\Omega + 2\omega \cos \theta)}{\partial \varphi} = 0, \quad (2.6)$$

где

$$\Omega = \frac{1}{a \sin \theta} \left[\frac{\partial (\sin \theta v_\varphi)}{\partial \theta} - \frac{\partial v_\theta}{\partial \varphi} \right].$$

Тогда, если использовать в (2.6) подстановки:

$$\psi = -a^2 \alpha \cos \theta + \psi'(\theta, \varphi, t), \quad \Omega = \frac{1}{a^2} \Delta \psi,$$

$$v_\theta = -\frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial \psi'}{\partial \varphi}, \quad v_\varphi = -\frac{1}{a} \frac{\partial \psi'}{\partial \theta},$$

получим уравнение относительно функции тока:

$$\frac{\partial \Delta \psi'}{\partial t} + \alpha \frac{\partial \Delta \psi'}{\partial \varphi} + 2(\alpha + \omega) \frac{\partial \Delta \psi'}{\partial \theta} = 0. \quad (2.7)$$

Вводя те же подстановки в (2.2), получим уравнение связи функции тока и геопотенциала:

$$\sin \theta \frac{\partial^2 \psi'}{\partial \theta \partial t} - 2(\alpha + \omega) \cos \theta \frac{\partial \psi'}{\partial \varphi} = -\frac{\partial}{\partial \varphi} \left(gH' + \alpha \sin \theta \frac{\partial \psi'}{\partial \theta} \right), \quad (2.8)$$

здесь для линеаризации выполнено сокращение малых нелинейных членов. Уравнения (2.7) и (2.8) не содержат производных по времени от H . Это означает, что можно задать начальное условие для функции тока ψ и H через уравнение (2.8), фактически являющееся выражением для H' через ψ' .

Частное решение уравнения (2.7) ищем в виде:

$$\psi'(\theta, \varphi, t) = C_n^m P_n^m(\cos \theta) \exp(im\varphi + i\sigma t) \quad . \quad (2.9)$$

Тогда

$$\Delta \left[P_n^m \exp(im\varphi + i\sigma t) \right] =$$

$$= \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{dP_n^m}{d\theta} \right) - \frac{m^2 P_n^m}{\sin^2 \theta} \right] \cdot \exp(im\varphi + i\sigma t). \quad (2.10)$$

Сравним результат (2.10) с уравнением (2.7) и получим

$$\Delta \left[P_n^m \exp(im\varphi + i\sigma t) \right] = -n(n+1) P_n^m \exp(im\varphi + i\sigma t). \quad (2.11)$$

Теперь подставим (2.11) и (2.9) в основное уравнение баланса (2.8)

$$\left[-i\sigma n(n+1) - \alpha i m n(n+1) + 2(\alpha + \omega) i m \right] P_n^m \exp(im\varphi + i\sigma t) = 0.$$

Сокращая на $P_n^m \exp(im\varphi + i\sigma t)$, можем записать:

$$\sigma n(n+1) + \alpha m n(n+1) - 2(\alpha + \omega) m = 0$$

или

$$2 \frac{\alpha + \omega}{\sigma + \alpha m} m = n(n+1). \quad (2.12)$$

Из (2.12) находим значение σ , которое является собственной частотой колебаний волны, обозначаемой функцией $P_n^m \exp(im\varphi)$, и далее ей приписываются индексы σ_n^m :

$$\sigma \equiv \sigma_n^m = -\alpha m + \frac{2(\alpha + \omega)m}{n(n+1)}. \quad (2.13)$$

Частное решение будет выглядеть:

$$\Phi' = C_n^m P_n^m(\cos \theta) \exp \left\{ im\varphi - imt \left[\alpha - 2 \frac{\alpha + \omega}{n(n+1)} \right] \right\}. \quad (2.14)$$

Решение (2.14) подставим в уравнение баланса (2.8):

$$\begin{aligned} \sin \theta \quad C_n^m \frac{dP_n^m}{d\theta} \exp(im\varphi) im \left[\alpha - 2 \frac{\alpha + \omega}{n(n+1)} \right] \exp \left\{ -imt \left[\alpha - 2 \frac{\alpha + \omega}{n(n+1)} \right] \right\} - \\ - 2(\alpha + \omega) \cos \theta \quad im C_n^m P_n^m \exp \left\{ im\varphi - imt \left[\alpha - 2 \frac{\alpha + \omega}{n(n+1)} \right] \right\} = \\ = - \frac{\partial(gH')}{\partial \varphi} - \alpha im \sin \theta C_n^m \frac{dP_n^m}{d\theta} \exp \left\{ im\varphi - imt \left[\alpha - 2 \frac{\alpha + \omega}{n(n+1)} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (2.15)$$

Применим формулы, известные из теории полиномов Лежандра:

$$\begin{aligned} \cos \theta P_n^m &= \frac{n-m+1}{2n+1} P_{n+1}^m + \frac{n+m}{2n+1} P_{n-1}^m, \\ \sin \theta P_n^m &= \frac{n(n-m+1)}{2n+1} P_{n+1}^m + \frac{(n+1)(n+m)}{2n+1} P_{n-1}^m. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Подставив (2.16) в (2.15), получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial(gH')}{\partial \varphi} = \left\langle \left[\frac{n(n-m+1)}{2n+1} P_{n+1}^m - \frac{(n+1)(n+m)}{2n+1} P_{n-1}^m \right] \left\{ -im \left[\alpha - 2 \frac{\alpha + \omega}{n(n+1)} + \alpha \right] \right\} + \right. \\ \left. + \left(\frac{n-m+1}{2n+1} P_{n+1}^m - \frac{n+m}{2n+1} P_{n-1}^m \right) im 2(\alpha + \omega) \right\rangle \exp \left\{ im\varphi - imt \left[\alpha - 2 \frac{\alpha + \omega}{n(n+1)} \right] \right\} C_n^m. \end{aligned}$$

Далее

$$\begin{aligned} \frac{\partial(gH')}{\partial\varphi} = & \left\{ P_{n+1}^m \left[\frac{n(n-m+1)}{2n+1} im - 2 \frac{\alpha + \omega}{n(n+1)} - 2(\alpha + \omega) im \frac{n-m+1}{2n+1} \right] + \right. \\ & \left. + P_{n-1}^m \left[-\frac{(n+1)(n+m)}{2n+1} im - 2 \frac{\alpha + \omega}{n(n+1)} - 2(\alpha + \omega) im \frac{n+m}{2n+1} \right] \right\} \times \\ & \times C_n^m \exp \left\{ im\varphi - imt \left[\alpha - 2 \frac{\alpha + \omega}{n(n+1)} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Таким образом, частное решение для H' есть

$$H' = D_n^m H_n^m \exp \left\{ im\varphi - imt \left[\alpha - 2 \frac{\alpha + \omega}{n(n+1)} \right] \right\}. \quad (2.18)$$

Тогда, после включения (2.18) в (2.17) и сокращения одинаковых множителей в правой и левой частях, имеем:

$$\begin{aligned} gD_n^m H_n^m = & 2(\alpha + \omega) \left\{ P_{n+1}^m \left[\frac{n-m+1}{(n+1)(2n+1)} + \frac{n-m+1}{2n+1} \right] + \right. \\ & \left. + P_{n-1}^m \left[\frac{n+m}{n(2n+1)} + \frac{n+m}{2n+1} \right] \right\} C_n^m. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Если

$$H_n^m = \frac{(n-m+1)n}{(n+1)(2n+1)} P_{n+1}^m + \frac{(n+1)(n+m)}{n(2n+1)} P_{n-1}^m, \quad (2.20)$$

в этом случае полное решение для H'' будет

$$H' = 2 \frac{\alpha + \omega}{g} \sum_{n=m}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} H_n^m (\cos \theta) C_n^m \exp \left[i(m\varphi + \sigma_n^m t) \right]. \quad (2.21)$$

Заменяем C_n^m суммой: $C_n^m = c_n^m + i c_n'^m$.

Тогда

$$\exp\left[i\left(m\varphi + \sigma_n^m t\right)\right] C_n^m = \left(c_n^m + i c_n'^m\right) \left[\cos\left(m\varphi + \sigma_n^m t\right) + i \sin\left(m\varphi + \sigma_n^m t\right)\right] =$$

$$c_n^m \cos\left(m\varphi + \sigma_n^m t\right) + c_n''^m \sin\left(m\varphi + \sigma_n^m t\right) + I ,$$

где $c_n''^m = -c_n'^m$.

Далее частное решение (2.18) переписывается с учетом того, что функция H' вещественна

$$H'|_{t=0} = 2 \frac{\alpha + \omega}{g} \sum_{n=m}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} H_n^m(\cos \theta) \left(c_n^m \cos m\varphi + c_n''^m \sin m\varphi \right) =$$

$$= 2 \frac{\alpha + \omega}{g} \sum_{n=m}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \left[c_n^m \frac{n(n-m+1)}{(n+1)(2n+1)} P_{n+1}^m + c_n^m \frac{(n+1)(n+m)}{n(2n+1)} P_{n-1}^m \right] \cos m\varphi +$$

$$+ \left[c_n''^m \frac{n(n-m+1)}{(n+1)(2n+1)} P_{n+1}^m + c_n''^m \frac{(n+1)(n+m)}{n(2n+1)} P_{n-1}^m \right] \sin m\varphi =$$

$$= 2 \frac{\alpha + \omega}{g} \sum_{n=m}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \left[c_{n-1}^m \frac{(n-1)(n-m)}{n(2n-1)} + c_{n+1}^m \frac{(n+2)(n+m+1)}{(n+1)(2n+3)} \right] \cos m\varphi + \right.$$

$$\left. + \left[c_{n-1}''^m \frac{(n-1)(n-m)}{n(2n-1)} + c_{n+1}''^m \frac{(n+2)(n+m+1)}{(n+1)(2n+3)} \right] \sin m\varphi \right\} P_n^m(\cos \theta) \quad (2.22)$$

В (2.22) сокращение достигается перестановкой членов ряда, которая выполняется сложением коэффициентов при полиномах Лежандра одинаковых индексов.

Чтобы выполнить прогноз геопотенциала достаточно разложить начальное поле геопотенциала в ряд по сферическим функциям

$$H'|_{t=0} = \sum_{n=m}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} (A_n^m \cos m\varphi + A_n'^m \sin m\varphi) P_n^m(\cos \theta) \quad (2.23)$$

и приравнять коэффициенты разложений (2.22) и (2.23)

$$c_{n-1}^m \frac{(n-1)(n-m)}{n(2n-1)} + c_{n+1}^m \frac{(n+2)(n+m-1)}{(n+1)(2n+3)} = A_n^m,$$

$$c_{n-1}^{''m} \frac{(n-1)(n-m)}{n(2n-1)} + c_{n+1}^{''m} \frac{(n+2)(n+m-1)}{(n+1)(2n+3)} = A_n'^m. \quad (2.24)$$

Система линейных уравнений (2.24) решается, начиная с нижнего индекса $m=1$, $n=0$, что дает возможность последовательно найти значение c_2^1 , потом c_4^1 и так далее выполняется перемещение по четным индексам n . Аналогично определяется система по нечетным индексам n . Затем, таким же образом, решается система уравнений относительно коэффициентов $c_n^{''m}$. Сам прогноз геопотенциала после расчета c_n^m и $c_n^{''m}$ осуществляется с помощью формулы (2.21).

2.2 Блокирующие антициклоны и гребни, развивающиеся по типу солитонов Россби

Смена климатической эпохи, в основном, определяется возникновением гребневых структур в общем циркуляционном поле скорости ветра в главенствующем зональном переносе, который преобладал в первой из выделенных циркуляционных эпох.

Дальнейшая смена циркуляционных эпох отличается преимущественным развитием гребневых структур, нарушающих зональный перенос. Эти гребневые вторжения, идентифицируемые в [23] как Е и С формы циркуляции могут быть кратковременного существования. Далее они заменяются зональной W формой циркуляции или, сменяя друг друга, отражают фазовое смещение гребневого отрога. Фронтальные разделы способствуют образованию инерционной волны Гаурвица-Россби, смещающейся с фазовой скоростью, определенной частотой:

$$\sigma \equiv \sigma_n^m = -\alpha m + \frac{2(\alpha + \omega)m}{n(n+1)},$$

в которой параметры заданы формулой волны:

$$\psi'(\theta, \varphi, t) = C_n^m P_n^m(\cos \theta) \exp(im\varphi + i\sigma t) \quad (2.25)$$

и должны быть согласованы с размерами фронтального искривления, происшедшего под воздействием орографической или термической неоднородности подстилающей поверхности. Поэтому рассмотрим смысл волны Россби, формирующейся из вихревого возмущения, образовавшегося от вихреисточника на фронтальном разделе (1.33).

Для удобства дальнейшего анализа повторим (1.33):

$$v_x - iv_y = \frac{df}{dz} = \frac{\Gamma}{2\pi i} \left\{ \frac{1}{z - z_0} + \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{1}{z - z_0 - kl} + \frac{1}{z - z_0 + kl} \right) \right\}$$

или в виде:

$$w = -\frac{i}{2\pi} \sum_{k=1}^n \Gamma_k \ln(z - a_k). \quad (2.26)$$

Следуя [72], образовавшийся вихрь, естественно, будет подчинен уравнению вихря (при этом считаем, что движение баротропное, бездивергентное, горизонтальное и пренебрегаем трением):

$$\frac{\partial \Omega_z}{\partial t} + u \frac{\partial \Omega_z}{\partial x} + v \frac{\partial \Omega_z}{\partial y} + \beta v = 0, \quad (2.27)$$

где $\beta = 2\omega \sin \varphi$ - параметр Кориолиса (φ - широта) и дополнительно уравнению неразрывности:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0.$$

Стремясь получить решение в виде (2.25), введем функцию тока ψ :

$$u = -\frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad v = \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

И далее:

$$\Omega_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = \Delta \psi. \quad (2.28)$$

В этих условиях уравнение вихря должно содержать частное решение в виде поперечной волны, которая подобна волне на поверхности эквивалентно-баротропного океана.

Введем подстановку: $u = U + u'$; $v = v'$, где U – скорость западного переноса, который всегда присутствует при W форме циркуляции.

При этом формула (2.27) преобразуется к виду:

$$\Omega_z = \frac{\partial v'}{\partial x} - \frac{\partial (U + u')}{\partial y} = \Delta \psi',$$

т.к. $\frac{\partial U}{\partial y} = 0$, что является допустимым при анализе процессов в пределах широтного пояса господствующей зональной циркуляции.

Если считать, что:

$$u' = -\frac{\partial \psi'}{\partial y}; \quad v' = \frac{\partial \psi'}{\partial x}, \text{ то}$$

уравнение (2.26) можно записать:

$$\frac{\partial \Delta \psi'}{\partial t} + U \frac{\partial \Delta \psi'}{\partial x} + u' \frac{\partial \Delta \psi'}{\partial x} + v' \frac{\partial \Delta \psi'}{\partial y} + \beta \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0.$$

Учитывая, что (согласно методу малых возмущений) произведения малых возмущений на порядок и больше будут менее, чем сами малые возмущения, сокращаем упомянутые члены:

$$\frac{\partial \Delta \psi'}{\partial t} + U \frac{\partial \Delta \psi'}{\partial x} + \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0. \quad (2.29)$$

Уравнение (2.29) линейное и его решение может быть задано в следующей форме:

$$\psi' = A \sin \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct) \cos \frac{2\pi}{b} y,$$

где $c = \frac{dx}{dt} = \frac{\sigma}{k}$; т.к. если $\eta = A \cos(\sigma t - kx)$; $\sigma = kc$;

$$\eta = A \cos(kct - kx) = A \cos[k(ct - x)]; \quad k = \frac{2\pi}{\lambda};$$

$$\cos(ct - x) = \cos(x - ct).$$

Обрабатывая результат подстановки функции (2.25) в оператор Лапласа: $\Delta \psi' = \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y^2}$, получим:

$$\frac{\partial \psi'}{\partial x} = A \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} (x - ct) \right] \frac{2\pi}{\lambda} \cos \frac{2\pi}{b} y;$$

$$\frac{\partial^2 \psi'}{\partial x^2} = -A \sin \left[\frac{2\pi}{\lambda} (x - ct) \right] \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \cos \frac{2\pi}{b} y;$$

$$\frac{\partial \psi'}{\partial y} = -A \sin\left(\frac{2\pi}{b}y\right) \left(\frac{2\pi}{b}\right) \sin\frac{2\pi}{\lambda}(x-ct);$$

$$\frac{\partial^2 \psi'}{\partial y^2} = A \cos\left(\frac{2\pi}{b}y\right) \left(\frac{2\pi}{b}\right)^2 \sin\frac{2\pi}{\lambda}(x-ct).$$

$$\Delta \psi' = -A \sin\left[\frac{2\pi}{\lambda}(x-ct)\right] \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \cos\frac{2\pi}{b}y -$$

$$-A \cos\left(\frac{2\pi}{b}y\right) \left(\frac{2\pi}{b}\right)^2 \sin\frac{2\pi}{\lambda}(x-ct) =$$

$$= -A \sin\frac{2\pi}{\lambda}(x-ct) \cos\frac{2\pi}{b}y \left[\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{2\pi}{b}\right)^2 \right].$$

$$\frac{\partial \Delta \psi'}{\partial t} = -AC \frac{2\pi}{\lambda} \left[\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{2\pi}{b}\right)^2 \right] \cos\frac{2\pi}{\lambda}(x-ct) \cos\frac{2\pi}{b}y.$$

После подстановки всех преобразованных членов в уравнение вихря (2.29) получим:

$$-AC \frac{2\pi}{\lambda} \left[\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{2\pi}{b}\right)^2 \right] \cos\frac{2\pi}{\lambda}(x-ct) \cos\frac{2\pi}{b}y -$$

$$-UA \frac{2\pi}{\lambda} \left[\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{2\pi}{b}\right)^2 \right] \cos\frac{2\pi}{\lambda}(x-ct) \cos\frac{2\pi}{b}y +$$

$$+\beta A \frac{2\pi}{\lambda} \cos\left[\frac{2\pi}{\lambda}(x-ct)\right] \cos\frac{2\pi}{b}y = 0.$$

Тогда:

$$c \left[\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{2\pi}{b}\right)^2 \right] - U \left[\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{2\pi}{b}\right)^2 \right] + \beta = 0.$$

Отсюда:

$$c = U - \frac{\beta}{\left[\left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 + \left(\frac{2\pi}{b} \right)^2 \right]} = U - \frac{\beta}{\frac{4\pi^2 b^2 - 4\pi^2 \lambda^2}{\lambda^2 b^2}} = U - \frac{\beta \lambda^2}{4\pi^2} \frac{1}{1 + \frac{\lambda^2}{b^2}}.$$

Если в меридиональном протяжении волна велика, т.е. $b \rightarrow \infty$, то $\cos \frac{2\pi}{b} y \rightarrow 1$ и $c = U - \frac{\beta}{4\pi^2} \lambda^2$. Таким образом, фазовое смещение инерционной волны не связано с ее меридиональным размером. Тогда как при $b \approx y$, $\cos \frac{2\pi}{b} y < 1$ и фазовая скорость волны уменьшается. Если $c=0$, то волна стационарирует при $U = \frac{\beta}{4\pi^2} \lambda_s^2$ и ее длина, соответственно, будет: $\lambda_s = 2\pi \sqrt{U \beta^{-1}}$. Поэтому длина стационарировавшей волны Россби является четко определенной.

Итак, скорость зонального переноса и длина стационарной волны рассчитываются по соотношениям:

$$U = \frac{\beta \lambda_s^2}{4\pi^2} \left(1 + \frac{\lambda_s^2}{b^2} \right)^{-1} \quad \text{и} \quad \lambda_s = 2\pi \sqrt{\frac{U}{\beta} \left(1 + \frac{4\pi^2 U}{\beta b^2} \right)^{-1}}$$

Ранее для волн большого меридионального протяжения получили: $\lambda_s = 2\pi \sqrt{U \beta^{-1}}$, а поправка на изменение меридиональной амплитуды, соответственно, уменьшает и широтную длину стационарной волны Россби. Однако, если

$$\frac{\lambda_s^2 b^2}{b^2 + \lambda_s^2} = \frac{4\pi^2 U}{\beta}, \quad \text{тогда} \quad \lambda_s^2 b^2 - \frac{4\pi^2 U}{\beta} \lambda_s^2 = \frac{4\pi^2 U}{\beta} b^2,$$

$$\text{или} \quad \lambda_s^2 \left(b^2 - \frac{4\pi^2 U}{\beta} \right) = \frac{4\pi^2 U}{\beta} b^2, \quad \text{тогда} \quad \lambda_s = 2\pi \sqrt{\frac{U b^2}{\beta} \left(b^2 - \frac{4\pi^2 U}{\beta b^2} \right)^{-1}}.$$

И должно выполняться условие:

$$b > 2\pi\sqrt{U\beta^{-1}} \quad \text{или} \quad b > \lambda_s.$$

Отсюда ясно, что стационарировавшая волна Россби в фазе депрессии имеет вид почти круглой формы, и в фазе гребневого отрога размер его основания будет почти равным его меридиональной амплитуде. Основным показателем того, что это именно волна Россби, является наличие блокированного циклона правильной геометрической формы. Далее, т.к.

$$c = U \left(1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_s^2} \right),$$

то при $\lambda < \lambda_s$ фазовая скорость смещения волны Россби будет к востоку, т.е. $c > 0$. Поэтому циклоны обычной циклонической серии смещаются к востоку, причем размер гребня в данном случае не может создать процесс блокирования циклонической траектории. При незначительном уменьшении длины волны Россби, когда и размер соседнего гребня будет достаточно большим, циклонические траектории вынуждены обходить его, т.е. волна Россби фактически движется к северу в своей циклонической фазе, тогда как ее остаточная гребневая фаза остается в прежнем широтном поясе. В смещающемся поясе самой циклонической серии возникают мелкие гребневые перемычки. Поэтому наблюдается эффект образования новой волны Россби, который требует передачи в ее сторону энергии прежней волны, что может реализоваться только нелинейным процессом. Поэтому перестройка волнового процесса описанным образом может осуществляться только при включении нелинейных механизмов энергообмена.

При $\lambda > \lambda_s$ образуется обратное движение основной волны, т.к. $c < 0$. Такого рода волновое преобразование даже более энергоемко, чем процесс блокирования стационарной волной Россби, находящейся в гребневой фазе. Оно требует энергоподпитки, приводящей к увеличению длины волны.

Рассмотрим механизм такого процесса на основе модифицированного уравнения вихря:

$$\frac{\partial \Delta \psi'}{\partial t} + U \frac{\partial \Delta \psi'}{\partial x} + \frac{\partial \psi'}{\partial x} = -K \Delta \psi', \quad (2.30)$$

где сила трения F описана следующим образом:

$$\frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y} = -K \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -K \Delta \psi'.$$

Решение уравнения (2.29) следует искать в виде:

$$\psi' = A \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct) \right] \exp \left(i \frac{2\pi}{b} y \right).$$

Выполнив описанные для прежней формы решения подобные же действия, получим:

$$c = U - \frac{\beta \lambda^2}{4\pi^2} \frac{b^2}{\lambda^2 + b^2} - i \frac{\lambda}{2\pi} K,$$

$$\text{где } c = C_x + iC_y; \quad C_x = U - \frac{\beta \lambda^2}{4\pi^2} \frac{b^2}{\lambda^2 + b^2}; \quad C_y = \frac{\lambda}{2\pi} K.$$

Тогда $C_x = c$ в решении без учета силы трения, а решение с учетом трения будет:

$$\psi' = A \cos \frac{2\pi}{\lambda} (x - C_x t) \exp(-kt) \cos \frac{2\pi}{b} y. \quad (2.31)$$

Итак, решение (2.31) определяет затухание амплитуды стационарной волны Россби, но не уменьшает ее меридиональную протяженность. Постепенно циклоническая и гребневая структура волны деформируются в подобие седловины, на фоне которой возникает перемещение циклонической серии к востоку. Энергетика этой циклонической серии уже будет поддерживаться нелинейными процессами, которые формируют уединенную блокирующую волну, на месте гребневой структуры бывшей стационарной волны Россби.

Стационарная волна Россби может превращаться в уединенную волну солитона Россби. Причем этот процесс возможен, в основном, в стадии ее гребневой фазы. В фазе циклона длительное стационарирование волны Россби нарушается вторжением процессов фронтогенеза. При окклюдировании циклона сам фронтальный раздел тоже имеет вид уединенной волны, энергетика которой поддерживается скрытой энергией фазовых переходов влаги во фронтальных облаках.

Следовательно, структуру солитонных образований можно ввести в модель по формулам фронта (2.26).

Эти формулы задают аналитические решения в поле комплексного потенциала скорости. Если они могут описать солитон, то должны также удовлетворять одному из уравнений волны типа солитон. Например, уравнению Картвега-де-Фриза

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} - 6\psi \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\partial^3 \psi}{\partial z^3} = 0 \quad (2.32)$$

или уравнению синус-Гордона

$$\frac{\partial^3 \psi}{\partial \tau^3} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} = \sin \psi. \quad (2.33)$$

Решение уравнения (2.32), согласно [1, 62], имеет вид:

$$\psi_N = \sum_{\mu=0,1} \exp \left(\sum_{i=1}^N \mu_i \left(\eta_i + i \frac{\pi}{2} \right) + \sum_{1 \leq i < j} \mu_i \mu_j A_{i,j} \right), \quad (2.34)$$

где $\eta_i = kz - k^3 t$ - волновой вектор в координатах (z, t) ; $z = x + iy$; μ_i, μ_j - аппроксимационные коэффициенты; k_i, k_j - волновые числа

$$e^{A_{ij}} = - \frac{(k_i - k_j)^2}{(k_i + k_j)^2}.$$

Решения уравнений синус-Гордона и Картвега-де-Фриза, согласно [1], имеют схожий вид, представляют собой аналитические функции почти одинаковой структуры и описывают функцию тока, являющуюся частью комплексного потенциала скорости (W) и комплексную скорость (V), которые могут быть заданы выражениями:

$$w = \bar{v}_\infty z + \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^n q_k \ln(z - a_k) - \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^p \frac{M_k e^{a_k}}{z - c_k} - \frac{i}{2\pi} \sum_{k=1}^m \Gamma_k \ln(z - b_k), \quad (2.35)$$

$$V = \left(\frac{dw}{dz} \right) = \bar{v}_\infty + \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^n \frac{q_k}{z - a_k} - \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^p \frac{M_k e^{a_k}}{(z - c_k)^2} - \frac{i}{2\pi} \sum_{k=1}^m \Gamma_k \frac{1}{z - b_k}.$$

Поле потенциала скоростей w может быть задано с помощью n простых источников, определенных в точках $a_1, a_2, \dots, a_n$ с обильностями: $q_1, q_2, \dots, q_n$, а также m вихрями в координатах $b_1, b_2, \dots, b_m$ с циркуляциями: $\Gamma_1, \Gamma_2, \dots, \Gamma_m$ и дублетами в координатах $c_1, c_2, \dots, c_p$ с моментами M_k и углами ориентации осей дублетов α_k .

Здесь $W = \varphi + i\psi$; $V = v_x - iv_y$; φ - потенциал, ψ - функция тока, которая в дальнейшем должна удовлетворять одному из двух уравнений: Картвега-де-Фриза или синус-Гордона.

С этой целью необходимо мнимую часть функции (2.35) подставить в уравнение Картвега-де-Фриза с заданными в первом приближении значениями координат $a_1, a_2, \dots, a_n$, $b_1, b_2, \dots, b_m$, $c_1, c_2, \dots, c_p$ и обильности $q_1, q_2, \dots, q_n$, циркуляциями $\Gamma_1, \Gamma_2, \dots, \Gamma_m$ и моментами M_k . Естественно, что первое приближение задания численных параметров формулы (2.35) берется из моделей Адема или Блиновой после того, как эти решения параметризованы функцией (2.35).

Многосолитонное решение типа (2.33) - (2.34) способно описать гребневую структуру и фронтальный раздел, т.к. оба эти образования в атмосфере имеют характер уединенной волны, не вступающей во взаимодействие с другими волнами Россби-Блиновой.

На рис. 2.1 приведена ситуация в виде циклонической депрессии, блокированной гребневой структурой. Циклон и гребень вместе представляют собой стационарную волну Россби. В циклоне прослеживаются фронтальные разделы, вдоль которых проходят струйные течения (области сгущения изолиний), имеющие центростремительное направление относительно центра циклона для холодного и теплого фронтов. Это направление движения в области фронта отличается от классического центробежного и объясняется тем, что циклон блокирован с востока гребнем и может регенерировать только за счет привлечения периферийного запаса бароклинной неустойчивости.

Скорость струйного течения определяется по градиенту к линиям тока. Минимальное расстояние между изолиниями соответствует $30 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$, а 1 см между ними по направлению градиента – скорости переноса $5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$.

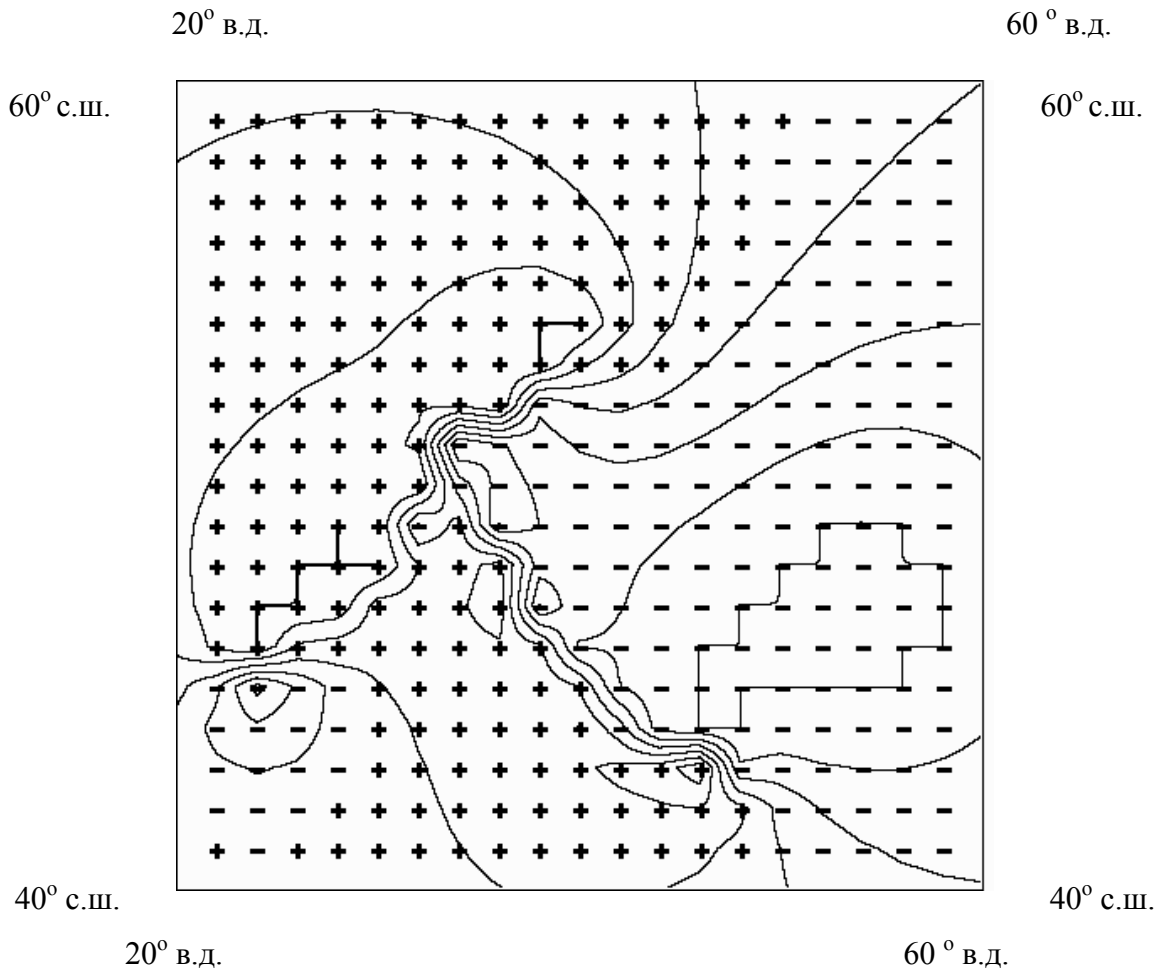


Рис. 2.1 – Поле функции тока для циклона и блокирующей его гребневой структуры. Положительные значения функции (+) находятся слева от направления движения

Циклон находится в начальной стадии окклюдирования и тяга фронтальных струй в нем центробежная.

Действие бароклинной неустойчивости на фронтальные разделы можно оценить по следующей модели. Пусть, согласно [72]:

$$\vec{V} = U\vec{i} + v\vec{j}; \quad U = U_0 + U_T; \quad v = v_0 + v_T,$$

где
$$U_T = -\frac{g}{\beta} \frac{\partial Z}{\partial y}; \quad v_T = \frac{g}{\beta} \frac{\partial Z}{\partial x}; \quad \beta = 2\omega \sin \varphi; \quad gZ = \Phi;$$

U_0, v_0 - скорости ветра, соответствующие нижнему уровню; U_T, v_T - термический ветер; φ - широта; ω - угловая скорость вращения Земли;

Φ – геопотенциал; g – ускорение силы тяжести.

Применим уравнение адвекции геопотенциала:

$$\frac{\partial Z}{\partial t} + (U_0 + U_T) \frac{\partial Z}{\partial x} + (v_0 + v_T) \frac{\partial Z}{\partial y} = 0$$

или
$$\frac{\partial Z}{\partial t} + \left(U_0 + \frac{g}{\beta} \frac{\partial Z}{\partial y} \right) \frac{\partial Z}{\partial x} + \left(v_0 - \frac{g}{\beta} \frac{\partial Z}{\partial x} \right) \frac{\partial Z}{\partial y} = 0.$$

Тогда
$$\frac{\partial Z}{\partial t} + U_0 \frac{\partial Z}{\partial x} + \frac{g}{\beta} \frac{\partial Z}{\partial y} \frac{\partial Z}{\partial x} + v_0 \frac{\partial Z}{\partial y} - \frac{g}{\beta} \frac{\partial Z}{\partial y} \frac{\partial Z}{\partial x} = 0$$

Или
$$\frac{\partial Z}{\partial t} + U_0 \frac{\beta}{g} v_T - v_0 \frac{\beta}{g} U_T = 0.$$

Продифференцирова по x с учетом, что U_0 и U_T не зависят от x , получим:

$$\frac{\partial v_T}{\partial t} + U_0 \frac{\partial v_T}{\partial x} - U_T \frac{\partial v_0}{\partial x} = 0. \quad (2.36)$$

Решение уравнения (2.36) ищем в виде:

$$v_0 = V_0 e^{i\mu(x-ct)}; \quad v_T = V_T e^{i\mu(x-ct)}. \quad (2.37)$$

Здесь μ - волновое число по координате x , c - скорость волны Россби. Подставив (2.37) в (2.36), можем записать:

$$-v_T i\mu c e^{i\mu(x-ct)} + U_0 v_T i\mu e^{i\mu(x-ct)} - U_T v_0 i\mu e^{i\mu(x-ct)} = 0$$

или, сделав элементарные преобразования,

$$-v_T c + U_0 v_T - U_T v_0 = 0,$$

$$v_T (U_0 - c) = U_T v_0.$$

Тогда
$$\frac{v_0}{U_0 - c} = \frac{v_T}{U_T}; \quad \frac{v_0 + v_T}{U_T - c + U_T} = \frac{v_T}{U_T} = \frac{v}{U - c}.$$

Следовательно, термический ветер однофазен общему ветру. Поэтому центр холода на карте относительной топографии (ОТ) соответствует циклону на карте абсолютной топографии (АТ) и, аналогично, очаг тепла на ОТ отвечает гребню на АТ, что означает совпадение по фазе волн температуры и давления.

Если $U_T > 0$, то $U - c > 0$, тогда скорость зонального переноса больше скорости смещения фазы волны Россби. В нашем случае полагаем волну Россби стационарной. Если же фазы волн температуры и давления

противоположны, то $\frac{v_T < 0}{U_T > 0} = \frac{v_0 > 0}{U_0 - c < 0}$, а, значит, фазовая скорость

волны превышает скорость зонального переноса. Поэтому смещение температурных центров относительно барических приводит к нарушению стационарирования. Если холодный центр предшествует циклону, то будет наблюдаться амплитудный рост волны, т.е. продвижение гребня к северу и углубление циклона. Если холодный центр совпадает с гребнем, а очаг тепла предшествует циклону, то будет заполнение или дробление циклона и уменьшение меридиональной протяженности гребня.

Пусть $c = C_r + iC_i$, где мнимое решение, согласно (2.37) представляет собой зону устойчивости волны Россби. При положительном значении C_i амплитуда волны со временем растет, отрицательном – волна теряет свою энергоемкость.

Зависимость для v_0 можно записать в виде:

$$v_0 = \frac{v_T(v_0 - c)}{U_T} = -\frac{v_T}{U_T}(c - v_0).$$

Пусть: $C' = C_r - U_0 + iC_i = C'_r + iC_i,$

тогда $v_0 = -\frac{v_T}{U_T}(C'_r + iC_i); \quad C'_r = C_r - U;$

$$v_T = -v_0 U_T (C'_r + iC_i).$$

Если $C_i > 0$; $C_r - U > 0$, то $\frac{v_T}{U_T} = -v_0 (C'_r + iC_i)$, т.е. термическая волна отстает от барической волны и отклоняется влево на угол, равный $\arctg \frac{C_i}{C'_r} = \theta$. Если $C_i < 0$; $C_r - U > 0$, то $C'_r + iC_i = \sqrt{C'^2_r + C_i^2} e^{i\theta}$, то термическая волна отклоняется вправо и опережает барическую волну, которая теряет энергоемкость.

Таким образом, анализ диполей фронтального раздела по углу их ориентировки позволяет одновременно рассматривать их термическую структуру. Задание типа фронтального раздела диполями в поле комплексного потенциала скорости должно быть согласовано с направлением тяги фронтальной струи, которое зависит от текущего процесса и стадии фронтогенеза. В молодых циклонах тяга фронтальных струй, в основном, центробежная, тогда как в окклюдированных циклонах тяга фронтальных струй приближается к центростремительной. Центростремительная тяга фронтальных струй способствует регенерации циклогенеза, т.к. привлекает периферийные источники бароклинной неустойчивости и, в определенных условиях, увеличивает влагоемкость фронтальных разделов.

Заметим, что тяга теплого фронта, согласно [38] обычно должна быть центробежной. Однако, при блокировании траектории циклона солитонной структурой направление тяги теплого фронта способно смениться на обратное. Тогда энергоемкость циклона и его фронтов поддерживается за счет энергоемкости солитонной структуры блокирующего гребня. На рис. 2.2 представлено отклонение функции тока от точного решения уравнения (2.34) для процесса, приведенного на рис.2.1.

На рис. 2.2 видно, что в области гребневой фазы солитонный тип волны устанавливается по всей занимаемой гребнем территории, тогда как в области фронтальных разделов для установления солитонного характера требуется осуществление процесса смены направления тяги теплого фронта на обратное. В области холодного фронта отклонения от солитонного типа фронтальной волны достаточно велики.

Поэтому можно сделать вывод, что в данном случае фронтальные разделы еще не приобрели тип независимого от окружающего их волнового движения по механизму солитона, а находятся в фазе активного энергообмена с окружающим пространством. Крупный положительный очаг на южной периферии теплого фронта требует смены направления тяги фронтальной струи на центростремительное, хотя по данным рис. 2.1

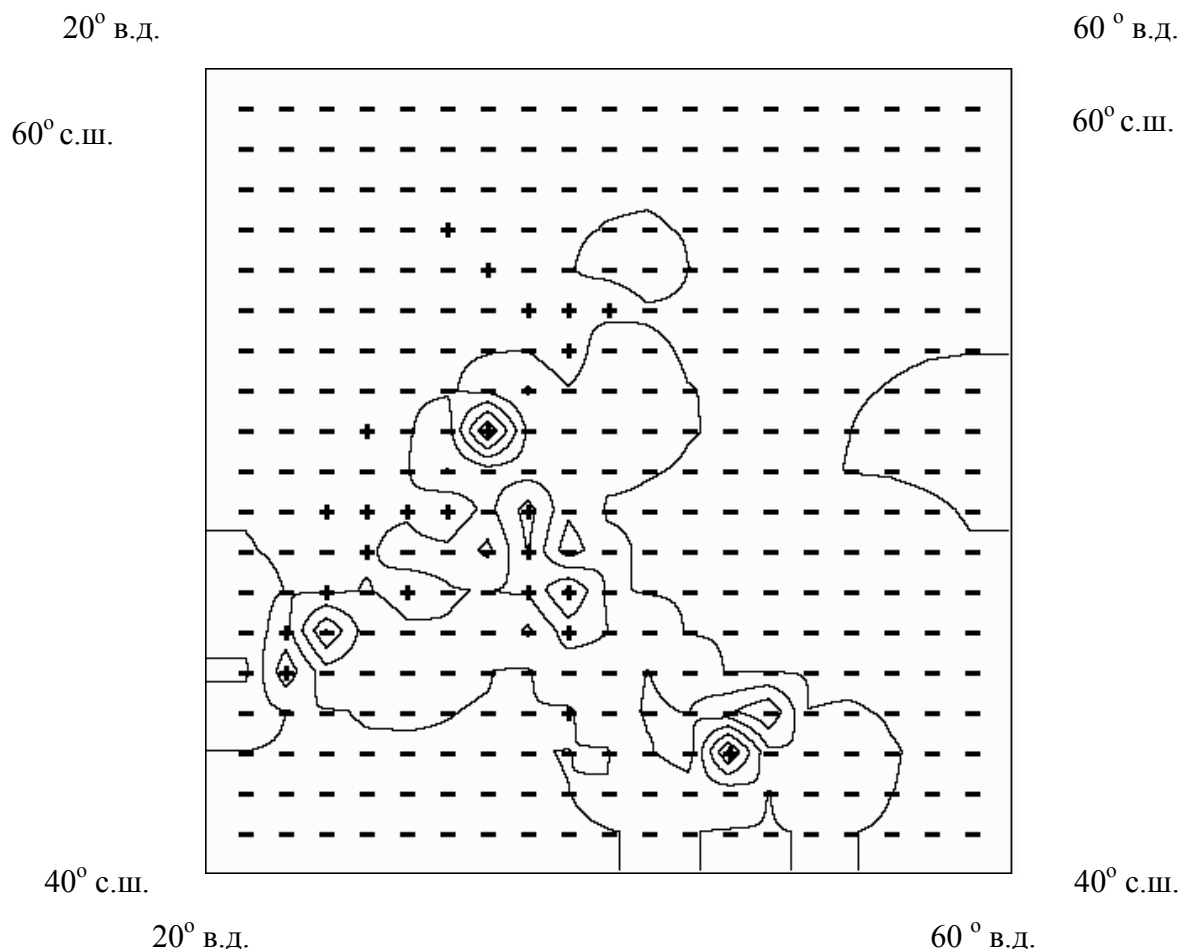


Рис. 2.2 – Функция тока для процессов, препятствующих установлению солитонных структур в области гребня и фронтальных разделов.

оно и так установилось. Причем, на всем протяжении теплого фронта небольшое отрицательное отклонение совпадает с отклонением в области гребневой структуры, а сам теплый фронт входит в солитонную структуру блокирующего гребня.

В области холодного фронта многоочаговая структура отклонений от солитонной структуры указывает на необходимость стабилизации направлений тяги фронтальных струй, т.е. на необходимость установления баланса направлений тяг фронтальной струи. Тот же эффект прослеживается и на всем протяжении фронта окклюзии.

Следовательно, для установления солитонной структуры фронтов необходим режим, обуславливающий отсутствие их энергообмена с окружающим пространством. Заметим, что для осуществления регенерации циклогенеза главная роль фронтов заключается именно в привлечении энергозапаса из окружающего пространства. Если фронт

поставляет только влагозапас, то последующая активизация в нем скрытой энергии как раз и будет той внутренней энергоподпиткой фронтальной волны солитонного типа. Такая энергоподпитка входит в энергетически независимую структуру фронтального солитона, которая совместно с энергетической солитонной структурой блокирующего гребня и составит энергоцикл блокирования.

Таким образом, чтобы отличить прогрессивную волну Россби-Гаурвица-Блиновой от солитона Россби необходим совместный анализ фронтальной зоны и гребневой структуры. Фронтальный раздел, стремясь пройти через южную часть гребня, должен энергетически замкнуться при подходе к периферии области высокого давления. Для прорыва основания гребня теплый фронт должен (при сближении с гребнем) иметь центробежное направление участка фронтальной струи, тогда как отрезок холодного фронта, с противоположной стороны указанного гребня, получает обратное центростремительное ускорение струи. В этом случае упомянутые участки фронтальных струй приобретут ускорение взаимного притяжения и сомкнутся в единую планетарную фронтальную систему. Если же гребневая структура вытянута в широтном направлении, то ее солитонный вид должен иметь форму замкнутых изолиний антициклона, по южной периферии которого проходит планетарный фронтальный раздел.

С целью упорядочения направления тяги фронтальных струй приводится периориентация осей диполей, моделирующих распределение облачности теплого фронта (рис. 2.3).

В данном случае от центра циклона в зоне теплого фронта направление тяги центробежное, согласно классической схеме. Такое же направление тяги обнаруживается и на периферии теплого фронта в зоне его соприкосновения с гребневой структурой.

Направление тяги в области всего холодного фронта будет центростремительное, а в зоне фронта окклюзии, в основном, центробежное. На рис. 2.4 представлен результат расчета области расположения волны солитонного типа, показывающий, что практически вся ситуация удовлетворяет многосолитонному решению (2.33) уравнения Картвега-де-Фриза. Небольшие отклонения в области фронтов, по-видимому, показывают некоторую недостаточность для образования волны типа солитон в области баланса расположения фронтов из-за нарушения их тяг. Практически баланс здесь почти достигнут при суммировании тяг всех трех фронтов: теплого, холодного и окклюзии. Удовлетворение решению солитона всей ситуации, особенно на верхнем

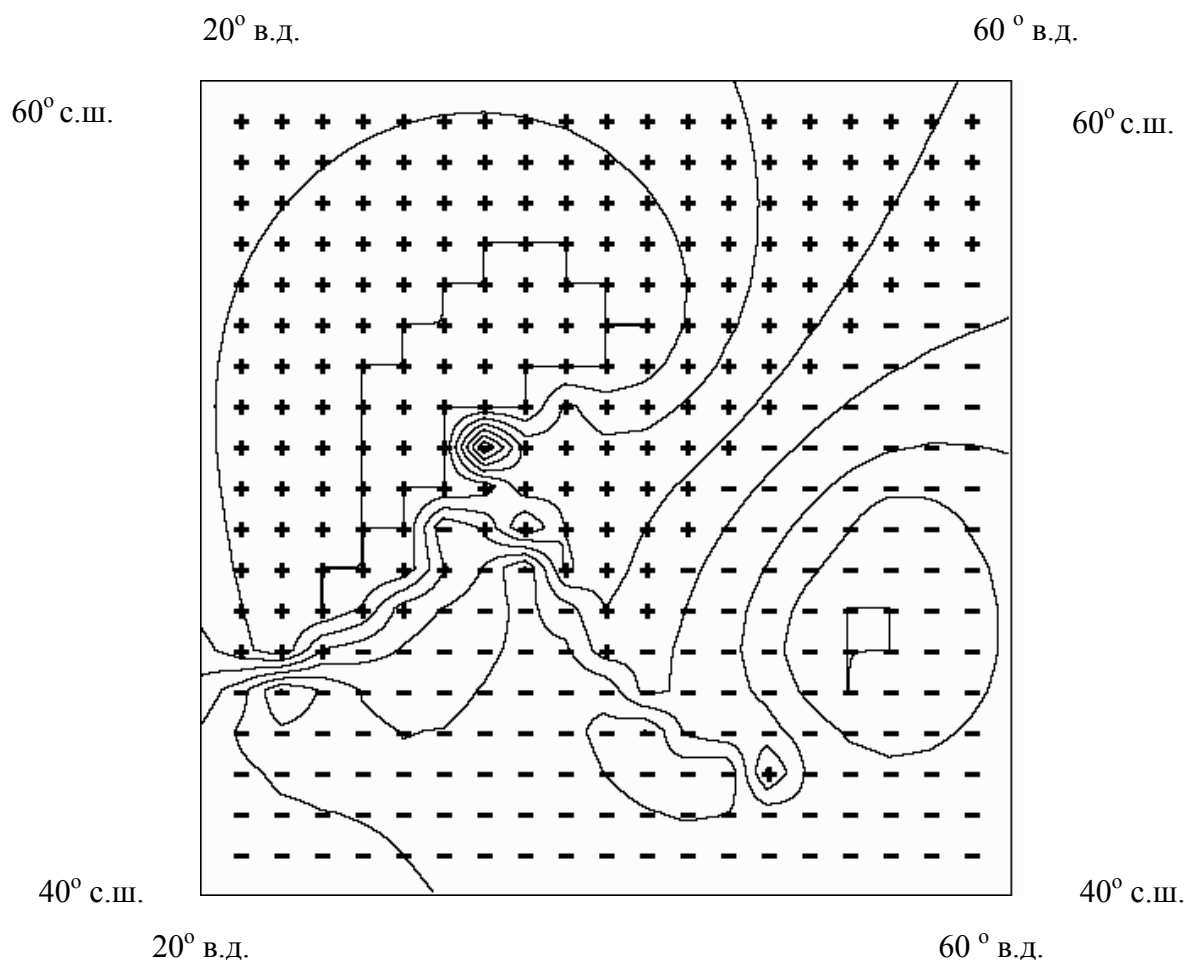


Рис. 2.3 – Поле функции тока для ситуации, приведенной на рис. 2.1, с коррекцией облачных структур теплого фронта

обрезе рисунка, объясняется тем, что барическая ситуация в этом районе четко не определена и является как бы продолжением гребневой структуры. То, что фактически циклоническая ситуация тоже удовлетворяет волновому решению солитонного типа, подтверждается переходом всей структуры бывшей стационарной волны Россби, при данном распределении фронтальной облачности, в структуру солитона Россби. В этом случае фронтальные разделы также должны представлять собой волновой процесс, в то время как фронт, в основном, состоит из цепочки вихревых структур, или, как их принято называть, термодинамических соленоидов. Однако, если на цепочке соленоидов как на несущей поверхности формируется волновой процесс в виде зон сжатия и разряжения, то вдоль фронтального раздела появится продольная волна. Если же на вершинах конвективных термиков возникает волновой процесс поперечного типа, то такая волна соизмерима с волной Россби и может войти вместе с ней в систему солитона Россби.

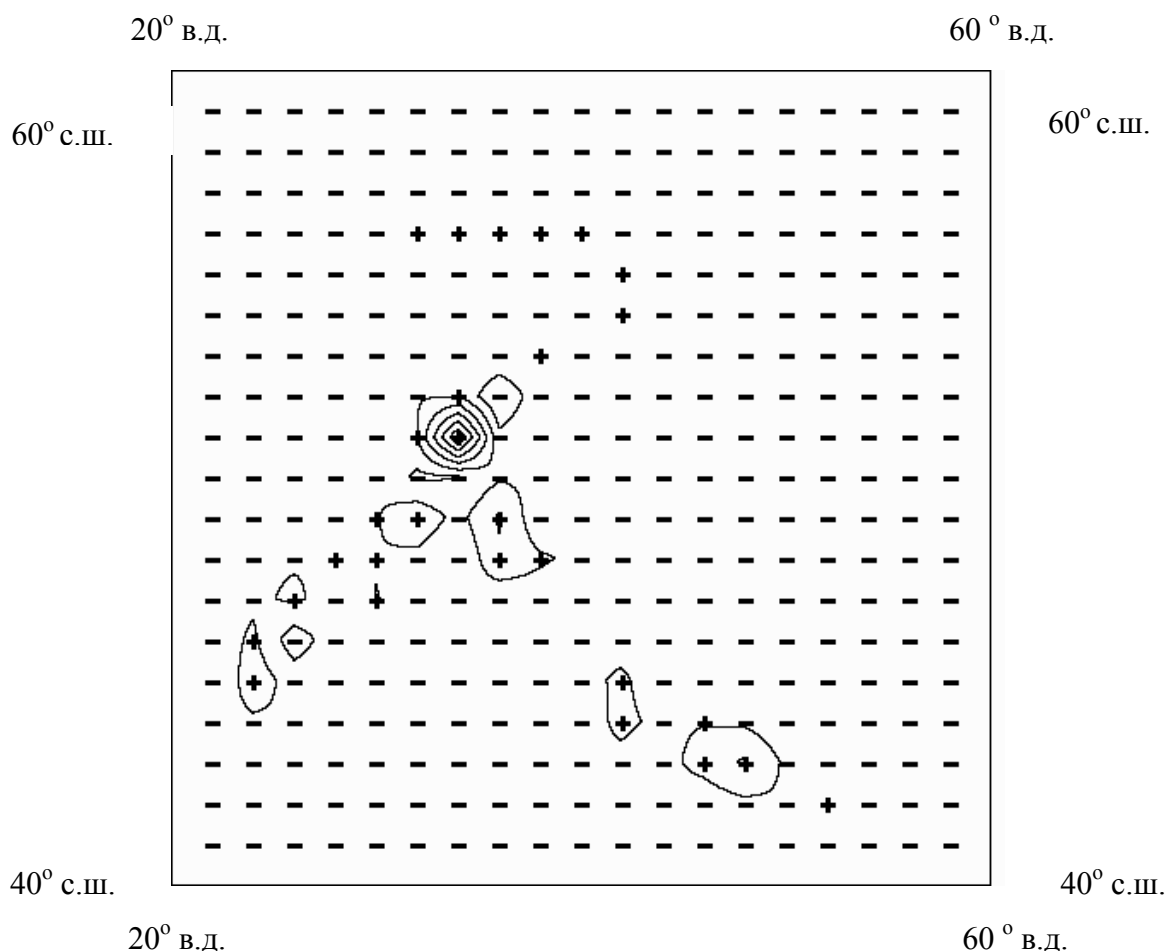


Рис. 2.4 - Функция тока для процессов, препятствующих установлению солитонных структур в ситуации, приведенной на рис. 2.3

На рис. 2.4 структура функции тока процессов, препятствующих образованию солитона, расположена как раз в районе фронтальных разделов и по ее виду можно предположить наличие волнового процесса, недостававшего ранее для вхождения фронтальных разделов в солитон Россби.

Следует отметить, что, с целью устранения массообмена солитона с окружающим пространством, упомянутый волновой процесс должен обеспечить баланс перемещения воздушных масс вдоль фронтального раздела. Энергоподпитка солитона за счет влагопереноса и последующей реализации скрытой энергии все же требует участия фронтов во влагопоступлении. Поэтому фронтальные разделы являются внешним источником энергии в солитоне, а волновой процесс на них носит эпизодический характер и только в периоды своей активности входит в систему солитона.

2.3 Типовые формы солитонов Россби, формирующихся над I и II естественно-синоптическими районами

Ситуация, приведенная на рис. 2.1–2.4, обычно характерна при наличии гребневой структуры с южной периферией в районе Северного Кавказа или Прикаспийской низменности. Тогда циклоны, идущие через территорию Европы, могут быть блокированы предстоящей им гребневой структурой и вместе с ней могут составить солитон Россби. Гребневая фаза волны Россби при этом смешивается с меридиональным вторжением гребня из субтропических широт через Иранское нагорье, т.е. стационарирование волны Россби вызвано увеличением ее меридиональной амплитуды за счет меридионально направленного процесса, дающего импульс к увеличению амплитуды гребневой фазы. В данном случае меридионально ориентированный процесс вызывается чисто бароклинными эффектами влияния перегретых субтропических воздушных масс сухого плотного воздуха, устремляющегося вслед за гребневой структурой зонально ориентированного процесса в виде инерционной волны Россби. Слияние двух гребневых структур разного генезиса в единую форму стационарирующего гребня дает импульс на смену фазовой скорости волны Россби. В случае вторжения субтропического гребня в циклоническую фазу волны Россби происходит процесс расширения ее гребневой фазы с попутным увеличением ее меридиональной амплитуды и последующим стационарированием предшествующей циклонической фазы волны Россби.

На рис. 2.5 приведена ситуация, когда гребневая структура вытянута широтно от Азорского максимума через территорию Западной Европы вплоть до территории Украины. Волна Россби, в виде циклонической серии, проходит по северной периферии гребня, а по его южной периферии – стационарный фронт.

В данном случае гребень блокирует движение циклонов к югу, а также выход южных циклонов на северные территории. Сам гребень не может входить в класс волн Россби и его распространение к востоку под воздействием господствующего западного переноса объясняется факторами влияния подстилающей поверхности, благоприятствующими проникновению отрога субтропического максимума в области умеренных широт.

На рис. 2.6 приведена зона действия солитона, который, хоть и удовлетворяет уравнению Картвега-де-Фриза, но все же не является солитоном Россби. Область его действия, помимо гребневой структуры,

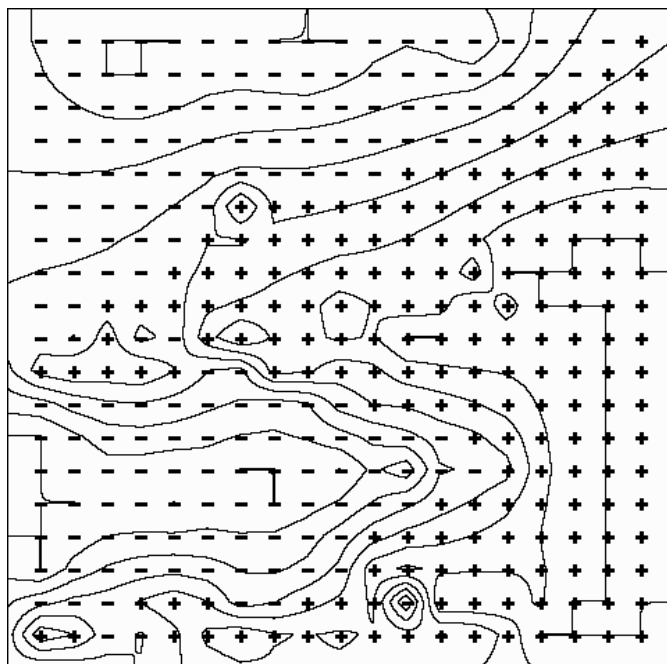


Рис. 2.5 - Функция тока гребневой структуры

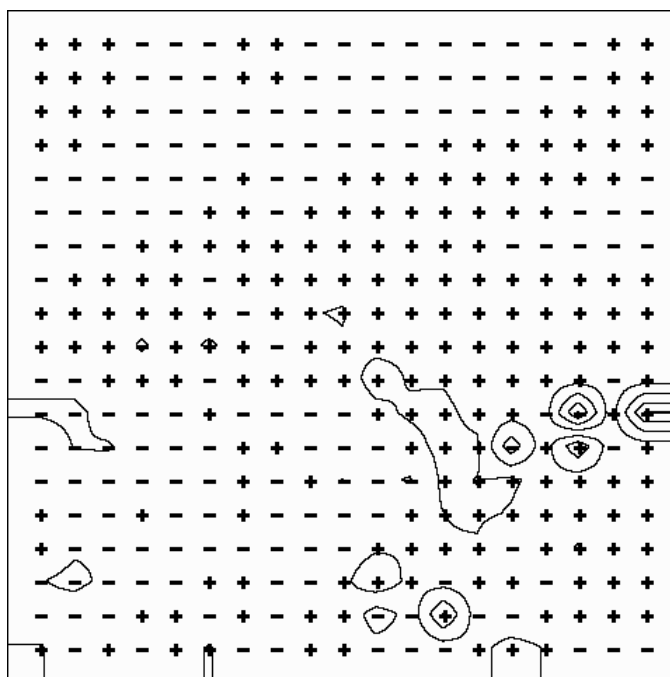


Рис. 2.6 – Функция тока процессов, препятствующих установлению солитонных структур в области гребня и фронтальных разделов. (Ориентация и координатная сетка на рис. 2.5, 2.6 совпадают с рис. 2.1)

охватывает северную периферию гребня и перемещающуюся над ней циклоническую серию на полярном фронте.

Распространению солитона к востоку препятствует меридионально ориентированный выход ложбины к югу и связанные с ней фронтальные разделы. Если ложбина с востока будет иметь размеры, сравнимые с протяженностью Азорского гребня, то есть признаки установления солитона Россби. Тогда процесс возвращается к предыдущему типу. Однако стационарирование такого вида волны Россби не может быть объяснено чисто инерционными волновыми движениями, как в предыдущем случае. Этот солитон образовался на базе волн Кельвина, являющихся подклассом волн на сфере, рассмотренными Е.Н. Блиновой.

Часто повторяющаяся ситуация зимой, связанная с объединением двух гребневых структур, из которых одна распространяется через Иранское нагорье на Прикаспийскую низменность, а вторая из субтропического пояса через Средиземноморье, Балканы и западную Украину, изображена на рис. 2.7, где зоны гребневых отрогов отмечены на всех рисунках синоптического процесса знаком «-». Циклоническая серия обходит обе гребневые структуры с севера, но в полярных областях ее дальнейшее продвижение блокируется отрогами Арктического антициклона.

Приведенная функция тока отклонения этой ситуации от волны солитонного типа (рис.2.8) убедительно показывает, что такого типа процесс не может образовать солитонную волну. В данном случае обе гребневые структуры не входят в класс стационарных волн Россби, а также не представляют собой структуру волны Кельвина. При переходе к солитонному типу необходима некоторая трансформация указанного процесса, которая показана на рис. 2.8. Здесь произошло слияние двух указанных гребневых структур в единую структуру. Циклонический вихрь находится к северу от нее и распадается на два циклонических вихря, разделенных между собой гребневой перемычкой, т.е. солитонная пара, как в предыдущем примере, расположена в меридиональном направлении.

Форма солитона изображена на рис. 2.9, на котором видно, что основной процесс противодействия солитонной волне начинается с запада от средиземноморской гребневой структуры.

Перечисленные примеры показывают, что для образования волны солитонного типа необходима парная волновая структура либо на базе волн Россби, либо на базе волн Кельвина.

Преобразование волны Россби в солитон Россби может происходить при наличии двух равноценных, но противоположного вращения вихревых

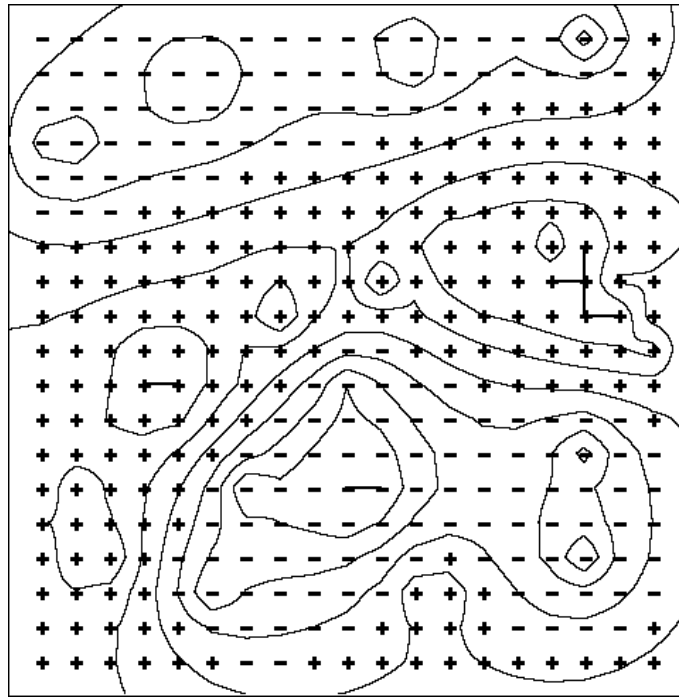


Рис. 2.7 – Функция тока сдвоенной гребневой структуры.

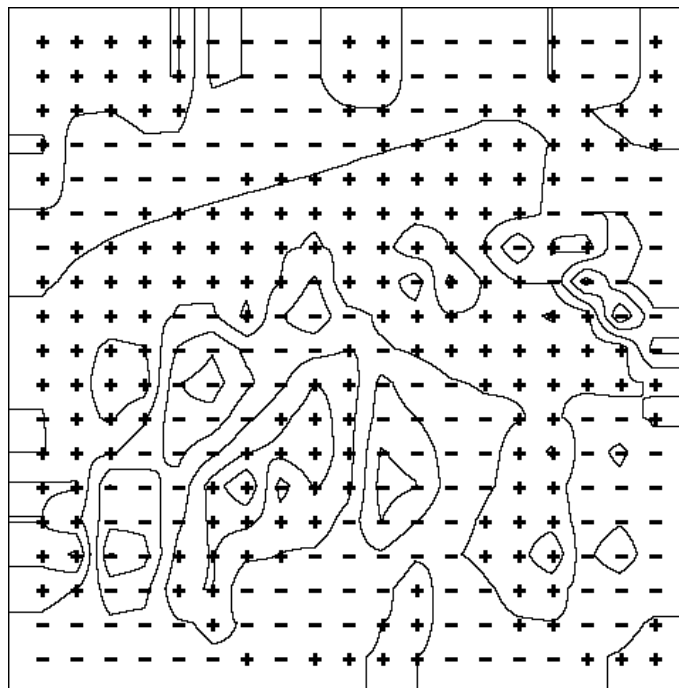


Рис. 2.8 – Функция тока процессов, препятствующих установлению солитонных структур в ситуации, приведенной на рис. 2.6.
(Ориентация и координатная сетка на рис. 2.7, 2.8 совпадают с рис. 2.1)

образований. Одному мощному вихревому образованию, например, антициклонического вращения, могут противостоять несколько циклонических вихрей, но в своей сумме равных основному антициклоническому вихрю (рис. 2.10).

На рис. 2.11 приведена типовая ситуация, когда гребневой отрог Азорского максимума вытянут вплоть до Норвежского моря через всю территорию восточной Атлантики вдоль побережья Западной Европы. Расширяясь, он меняет свою ориентацию на зональную (рис. 2.12), проходя по югу Европы. Оба циклонических образования «работают» по типу солитонной волны.

В поле функции тока (рис. 2.13) в качестве солитона будет волна, размещенная в районе Северного моря в гребневой фазе и сопряженная с ней волна в циклонической фазе, расположенная в районе Балтийского моря.

В зимних ситуациях достаточно высока повторяемость смещения отрогов Арктического или Сибирского антициклонов к умеренным широтам. Эта характерная ситуация смоделирована на рис. 2.14. Как видно из рис. 2.14 в случае зимних вторжений процессы, препятствующие образованию солитона Россби, довольно энергоемки, т.е. для противодействия им необходимы равные по мощности энергетические процессы. Если в летних ситуациях энергоемкие процессы реализуются за счет осадкообразования, то в сухом воздухе зимних вторжений такого рода процессов практически не существует, хотя вихревые пары (рис. 2.14) существуют.

Функции тока процессов, препятствующих образованию волн типа солитон Россби или солитон Кельвина–Блиновой, приведенные на рис. 2.2, 2.4, 2.6, 2.8, 2.10, 2.13, 2.15, считаются приближенно удовлетворяющими уравнению Картвега-де-Фриза, если поле функции тока не имеет изолиний, т.е. на довольно большой территории поле близко к постоянной величине. Процессы, которые способны приводить волновые колебания к волнам типа солитон, реализуются с привлечением скрытой энергии фазовых превращений воды в атмосфере и поглощением солнечной энергии в толстых оптических слоях. Такие слои образуются в облачных средах и поглощают не только в коротковолновой области, но и длинноволновом спектре уходящего теплового излучения.

Таким образом, смена климатической эпохи с зонально-ориентированной циркуляцией на эпоху меридиональных циркуляций объясняется повышением роли факторов, формирующих антициклогенез. Эпохи быстротекущих процессов с равномерным распределением

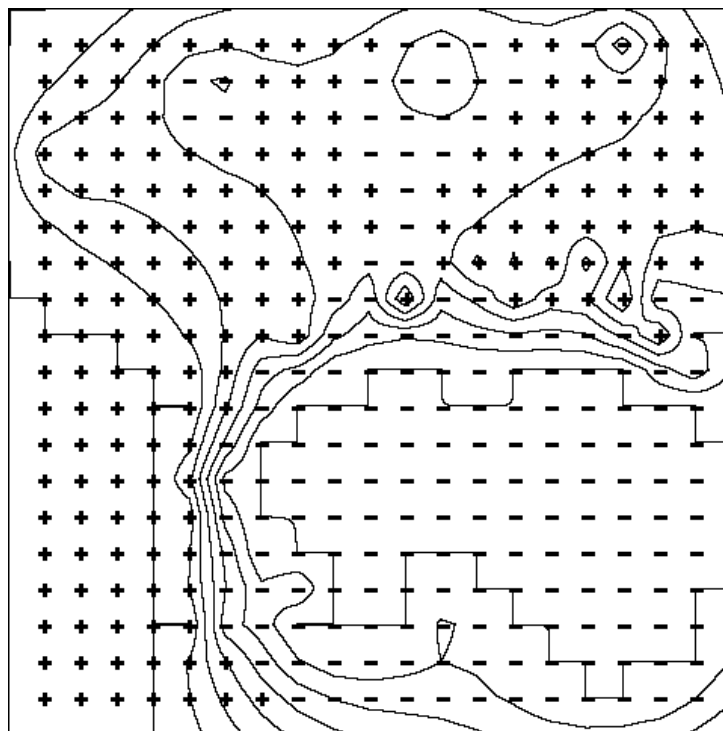


Рис. 2.9 – Функция тока процесса, переводящего двойную гребневую структуру, приведенную на рис. 2.6, к волне солитонного типа

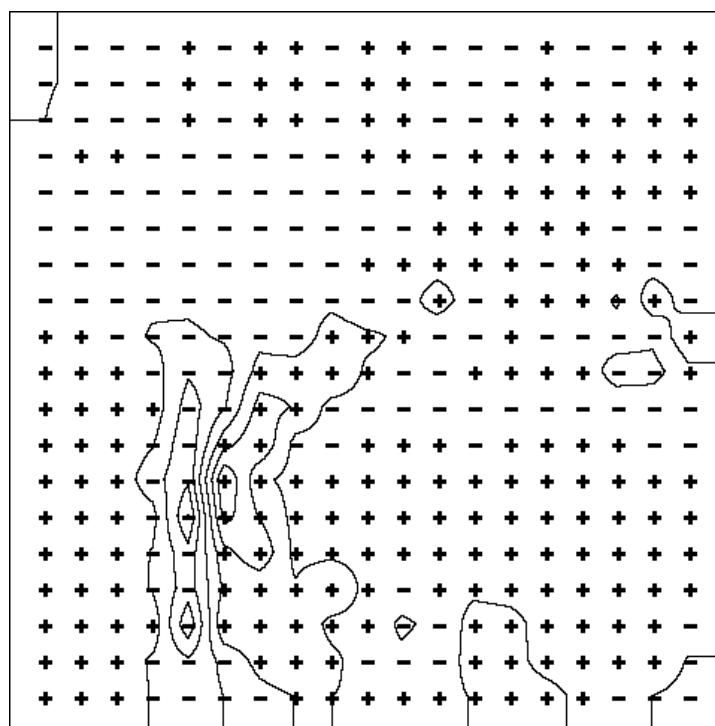


Рис. 2.10 – Функция тока процессов, препятствующих установлению солитонных структур в ситуации, приведенной на рис. 2.9
(Ориентация и координатная сетка на рис. 2.9, 2.10 совпадают с рис. 2.1)

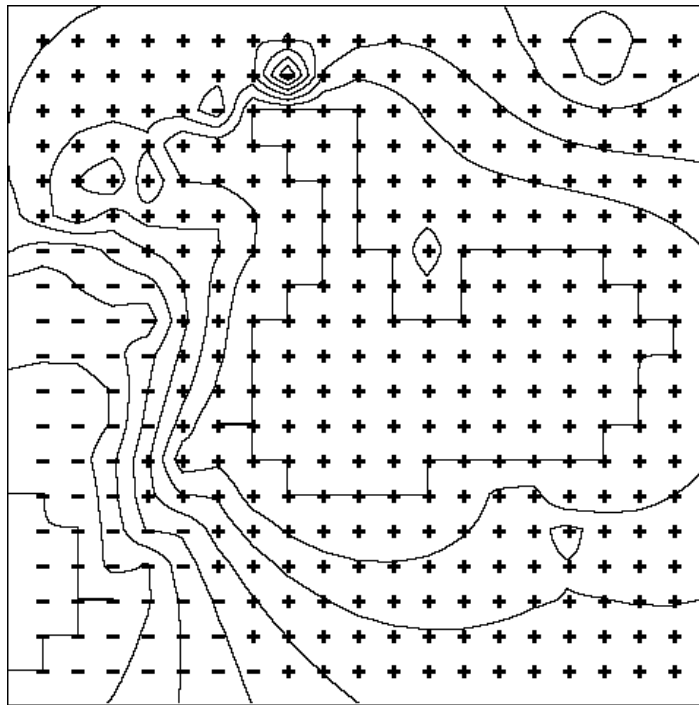


Рис. 2.11 – Функция тока для ситуации гребневого отрога
Азорского максимума

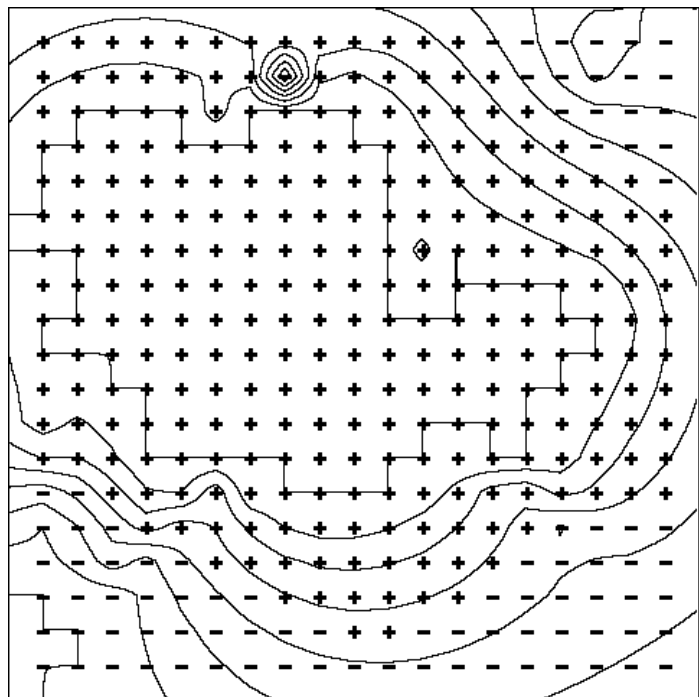


Рис. 2.12 - Функция тока процесса, приведенного на рис. 2.11,
после его перестройки к волне типа солитон
(Ориентация и координатная сетка на рис. 2.11, 2.12 совпадают с рис. 2.1)

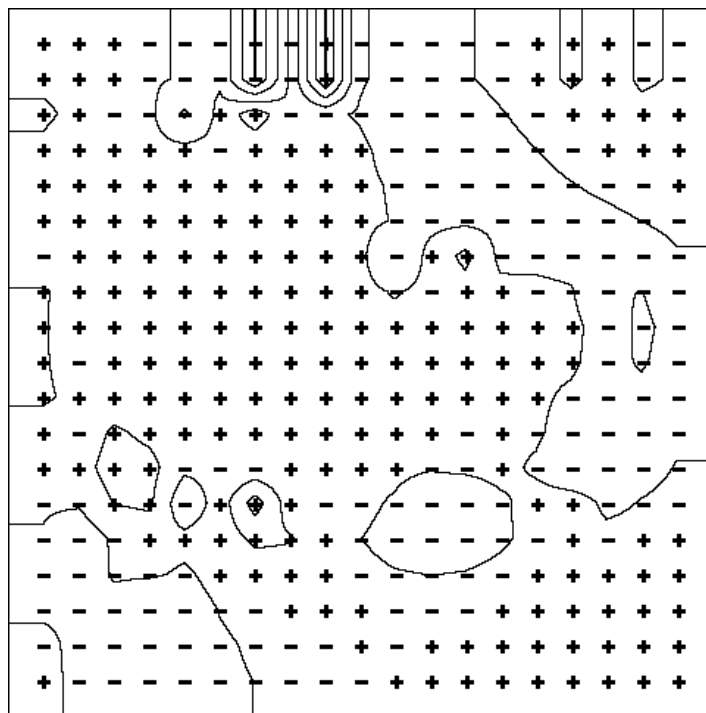


Рис. 2.13 – Функция тока для процессов, препятствующих образованию волны типа солитон для ситуации, приведенной на рис. 2.11

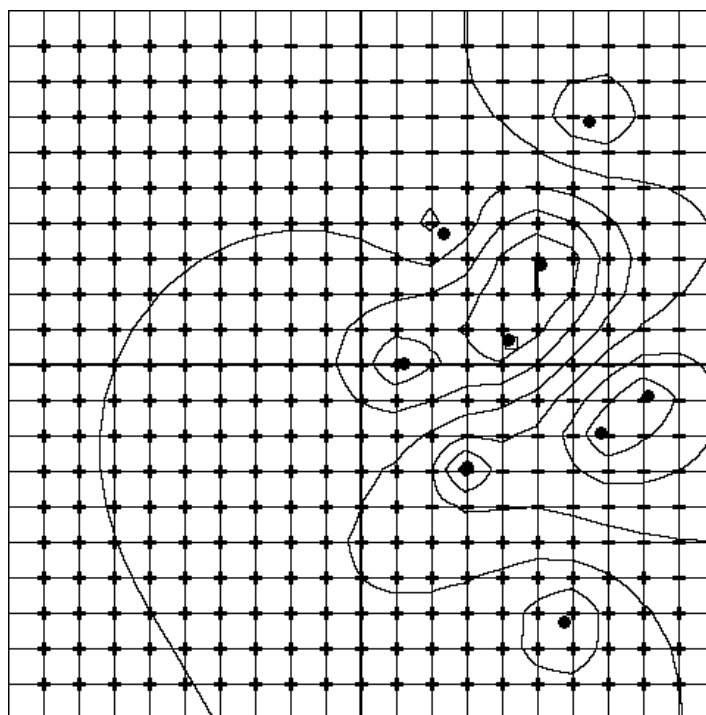


Рис. 2.14 – Функция тока зимних вторжений гребневых отрогов Арктического и Сибирского антициклонов
(Ориентация и координатная сетка на рис. 2.13, 2.14 совпадают с рис. 2.1)

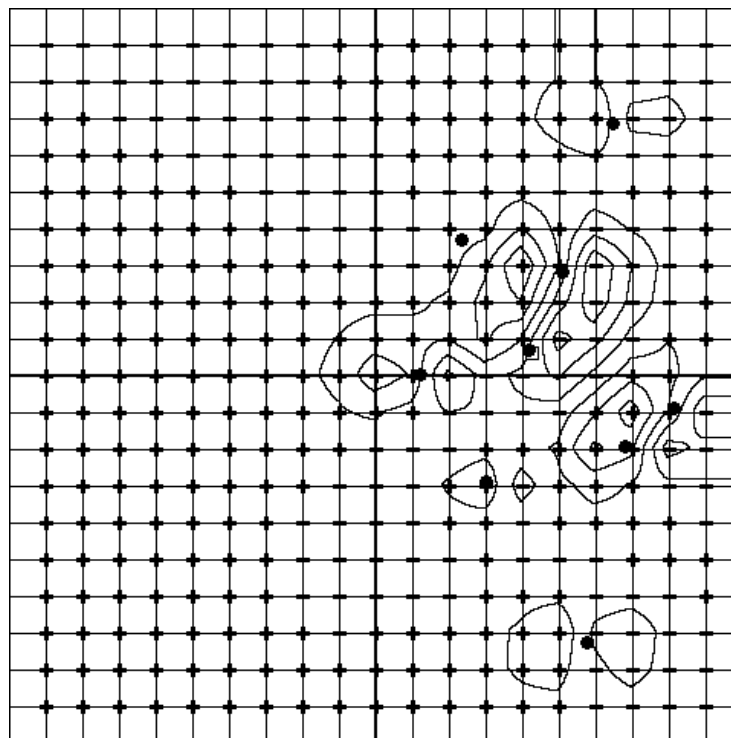


Рис. 2.15 – Функция тока для процессов, препятствующих образованию солитона в ситуации, приведенной на рис. 2.14
(Ориентация и координатная сетка на рис. 2.15 совпадают с рис. 2.1)

зональных и меридиональных циркуляций, в основном, опираются на инерционные волны типа Россби, а факторы антициклогенеза в них действуют слабо. Как стало ясно из численных экспериментов, развитие и преобладание погоды антициклонических типов обусловлено долговременным доминированием меридиональных процессов с установлением длительно существующих гребневых структур. Причем, инерционные волны при этом переходят в разряд энергетически независимых волн по типу солитона. Эти волны могут относиться к классу солитонов Россби, либо к классу солитонов Кельвина-Блиновой. Образование солитонов происходит при активном влиянии неадиабатических факторов, например, связанных с формированием облачных полей и осадков, а также поглощением лучистых потоков в оптически толстых средах. При развитии солитона перечисленные энергоемкие процессы, в первую очередь, должны сформировать равноценный противовихрь, уравнивающий вихревой баланс в солитоне. Если фронтальные системы входят в энергетическую схему солитона, то их вихревой баланс, вместе с вихрями гребневой и

депрессиионных структур, должен быть замкнут в единый цикл и сохранять вихревой баланс в системе солитона длительное время. Стационарирование гребневой структуры в течение продолжительного времени, естественно, вызывает перестройку в облачных полях, которые концентрируются в сопряженном с ней циклоническом вихре и связанном с ним атмосферным фронтом.

Активные процессы влагопереносов и влагообмена, в основном, происходят в теплый период, тогда как в холодный период процессы длинноволнового выхолаживания формируют антициклонический тип циркуляции, но без участия планетарных волновых процессов. Поэтому зимний тип погод, который вызван длинноволновым выхолаживанием и скоплением на обширных территориях масс выхолаженного воздуха, не определен быстротекущими волновыми процессами. Однако резкие выходы меридиональных циркуляций возможны и в этот период года при, так называемых, кумулятивных процессах, связанных с глубоким проникновением гребневых структур, несущих с собой холодные массы плотного воздуха в области, в которых до этого преобладал теплый влажный воздух с пониженной плотностью. Такого рода процессы носят кумулятивный характер и, в основном, характерны для холодного полугодия. С меньшей интенсивностью они могут происходить и в теплый период, когда сухой воздух большей плотности прорывается в области занятые влажным воздухом. Процессы теплого периода перестраивают всю механику волновых движений в общем циркуляционном механизме.

2.4 Преобразование полей облачности под влиянием волновых процессов и на фронтальных разделах

2.4.1 Физическая кинетика облачных полей

Как сказано в разделе 2.3, структура солитона Россби определяется объединением блокированного циклона и блокирующего гребня, энергетически связанных фронтом. При этом фронт, как и сами перечисленные барические образования, не должен обмениваться ни энергией, ни импульсом с соседними барическими образованиями. Входящие в солитон Россби фронтальные системы не должны принимать энергозапас от атмосферных объектов, расположенных на соседних территориях, но могут пополнять свой влагозапас, который, находясь уже в системе многосолитонного колебания, производит скрытую (в фазовых переходах энергию), идущую на поддержку солитона.

Многосолитонное решение представляет собой суперпозицию частных решений в общем решении нелинейного уравнения Картвега-де-Фриза (2.12), либо синус-Гордона (2.33). Облачные системы всех фронтов в циклоне должны составить самостоятельный энергооборот, который поддерживает энергоемкость солитона. Особенно он должен проявиться во фронтальной струе, которая отражает кинетическую энергию фронта и не дает в системе солитона энергосбросов за его периферию. Иначе говоря, она не должна передавать импульс за предел солитона, т.к. солитон есть энергетически замкнутая термодинамическая система. Главная ее роль состоит в энергоподпитке самого солитона посредством ввода в его энергосистему внешнего влагозапаса, который, реализуя процессы с выделением скрытой энергии, включает их в энергобаланс солитона. В этом состоит основной приток энергии, идущий на поддержание существования уединенной волны, действующей без энергообмена с соседними волнами. Второй приток энергии, для поддержания существования солитона, будет заключаться в соответствующем вкладе в его энергосистему лучистой энергии, которая трансформируется далее в тепловую энергию. Указанный процесс особенно важен в подинверсионных слоях или в облачных системах слоистообразных облаков.

Следует ожидать, что поскольку фронты содержат в себе основную долю энергозапаса солитона, то волна солитона, выраженная в барическом поле, не трансформирует саму фронтальную систему, отдавая ей роль энергетически ведущей в общем процессе существования уединенной

волны. В любом случае, если солитон слишком активно воздействует на основной энергоисточник, поддерживающий его существование, то он будет неустойчив в общей системе автоколебаний в многосолитонном образовании.

Далее рассмотрим методы расчета энергобалансов фронтов и принадлежащих им облачных систем. Как известно, под воздействием циклонической циркуляции и самих токов вовлечения функция распределения облаков в циклоне, согласно [2, 3, 28, 39, 49, 52, 53, 74, 78-80, 85, 86, 88-92, 94], может быть пересчитана на основе уравнения Больцмана:

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \xi_i \frac{\partial F}{\partial x_i} + \frac{\partial \xi_i}{\partial t} \frac{\partial F}{\partial \xi_i} = J(t, \vec{x}, \vec{\xi}), \quad (2.38)$$

где $(\vec{x}, \vec{\xi})$ - шестимерное фазовое пространство координат x_1, x_2, x_3 и скоростей вовлечения ξ_i ; F - функция распределения облаков по координатам и скоростям вовлечения $\vec{\xi}$; J - интеграл взаимодействия облачных систем, зависящий от вида функции распределения:

$$J = \int (F'F_1' - FF_1') d\vec{x} d\vec{\xi}, \quad (2.39)$$

здесь F_1' - функция распределения облаков со скоростями $\vec{\xi}_1'$, относящимися к соседней облачной системе; F' , F_1' - функции распределения после взаимодействия с вовлечением воздушных масс в упомянутых облачных ансамблях.

Расчет функций распределения после взаимодействия с вовлечением выполняется интегрированием уравнения (2.38) от начального условия в виде распределения Максвелла:

$$K(\vec{x}, \vec{\xi}) = n \left(\gamma' \frac{m_B}{T} \right)^{3/2} \times \exp \left\{ -\beta' \frac{m_B}{T} \left[(\xi_1 - U_1)^2 + (\xi_2 - U_2)^2 + (\xi_3 - U_3)^2 \right] \right\}, \quad (2.40)$$

где T - температура; ξ_1, ξ_2, ξ_3 - скорости вовлечения в облачные системы, включая скорости в подинвесийонных струях; n - балл

облачности; U_1, U_2, U_3 - скорости набегающего потока, γ', β' - размерные параметры, m_B - масса вовлекаемого воздуха в облака.

Учет балла облачности, температуры воздуха и массы вовлечения позволяет настроить функцию (2.40) на высоту и форму существующих в реальности облаков. Масса вовлекаемого воздуха зависит от температуры, в силу решения уравнения (1.10) и вертикального градиента температуры, поэтому деление на T величины массы вовлечения как бы нормирует величину массы в зависимости от температуры. Степень $3/2$ в множителе, стоящем перед экспонентной, приводит величину в скобках к значимому значению вероятности. В конструкции функции распределения принят, согласно [51], вид закона Максвелла распределения молекул по скоростям с учетом их кинетической температуры. В данном случае есть аналогия, что каждому облаку тоже приписаны скорости вовлечения, зависящие от температуры и массы вовлекаемого воздуха. Величина балла облачности, в сравнительном понимании закона Максвелла, приравнивается концентрации молекул, находящихся в тепловом движении с интегралом взаимодействия их между собой типа (2.39). Естественно, что ввод размерных величин m_B, T и безразмерных типа n или степени $3/2$, весьма условны и носят скорее иллюстративный характер, чем смысловой, т.к. настройка на нужные величины вероятностей может быть выполнена только числовыми константами, соответствующими реальным скоростям $\vec{\xi}, \vec{U}$.

Фактически F в (2.38) является функцией распределения балла облачности или температурной инверсии по пространству и скоростям вовлечения, тогда как функция K в (2.40) - это функция распределения тех же величин по скоростям вовлечения. Однако, скорости вовлечения имеют свою привязку к координатам пространства. Поэтому обе указанные функции распределения связаны между собой.

Интегрирование уравнения Больцмана относительно функции F может быть поэтому адекватно заменено его интегрированием относительно функции K , т.е.:

$$\frac{\partial K}{\partial t} + \xi_i \frac{\partial K}{\partial x_i} + \frac{\partial \xi_i}{\partial t} \frac{\partial K}{\partial \xi_i} = J(t, \vec{x}, \vec{\xi}). \quad (2.41)$$

Здесь следует принять решение о схеме интегрирования, т.е. проводить расчеты в детерминированном либо стохастическом режиме. В детерминированном режиме по уравнению (2.41) рассчитывается реальное

распределение облаков и инверсий в конкретной ситуации, тогда как в стохастическом режиме по (2.41) скорее определяется особенности физики происходящих процессов в целом.

Аналитические решения линеаризованного уравнения Больцмана можно получить при распределении (2.40) в начальном условии, а также по (2.40) после коррекции по скоростям U_i . Как следствие этого, возможно определение собственных решений интегрального уравнения (1.30), которые составят полное оснащение метода Аракавы, когда, согласно [27, 33-35, 71], для расчетов конвекции струй в различных синоптических процессах и сезонах применяется единая методика расчета токов вовлечения и связанных с ними фронтальных и подинверсионных течений нижнего уровня.

Следуя [48], для расчета подинверсионных струй в виде аналогов токов вовлечения в конвективные облака, получим координатно-ориентированный одномерный вариант решения. В нем описывается течение Куэтта, т.е. характерное подинверсионное течение с адвективным смещением в подинверсионный слой прилегающих масс воздуха и, как следствие этого, формирование процессов, осуществляющих ток вовлечения в подинверсионный слой в виде плоского течения Куэтта. Тогда аналитическое решение уравнения Больцмана в одномерном варианте можно представить, согласно [51], в виде:

$$\begin{aligned} \xi_1 = & \frac{W_1}{\sqrt{\pi}} \left\{ J_0 \left[\alpha \left(\frac{1}{2} - x_1 \right) \right] - J_0 \left[\alpha \left(\frac{1}{2} + x_1 \right) \right] + \right. \\ & \left. + a^+ \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2} - J_0 \left[\alpha \left(\frac{1}{2} + x_1 \right) \right] \right) + a^- \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2} - J_0 \left[\alpha \left(\frac{1}{2} - x_1 \right) \right] \right) \right\}. \quad (2.42) \\ a^+ = & \frac{K_1 \left(\frac{\sqrt{\pi}}{4} - J_2 \left[\alpha \left(\frac{1}{2} - x_1 \right) \right] \right) + K_2 \left(\frac{1}{2} - J_1 \left[\alpha \left(\frac{1}{2} + x_1 \right) \right] \right)}{\Delta \sqrt{\pi}}, \\ a^- = & \frac{-K_1 \left(\frac{\sqrt{\pi}}{4} - J_2 \left[\alpha \left(\frac{1}{2} + x_1 \right) \right] \right) + K_2 \left(\frac{1}{2} - J_1 \left[\alpha \left(\frac{1}{2} - x_1 \right) \right] \right)}{\Delta \sqrt{\pi}}, \end{aligned}$$

$$\Delta = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left\{ \left(\frac{1}{2} - J_1 \left[\alpha \left(\frac{1}{2} + x_1 \right) \right] \right) \left(\frac{\sqrt{\pi}}{4} - J_2 \left[\alpha \left(\frac{1}{2} - x_1 \right) \right] \right) + \right. \\ \left. + \left(\frac{1}{2} - J_1 \left[\alpha \left(\frac{1}{2} + x_1 \right) \right] \right) \left(\frac{\sqrt{\pi}}{4} - J_2 \left[\alpha \left(\frac{1}{2} - x_1 \right) \right] \right) \right\};$$

$$K_1 = c_1 + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left\{ J_1 \left[\alpha \left(\frac{1}{2} + x_1 \right) \right] + J_1 \left[\alpha \left(\frac{1}{2} - x_1 \right) \right] \right\};$$

$$K_2 = -\alpha c_1 x_1 + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left\{ J_1 \left[\alpha \left(\frac{1}{2} - x_1 \right) \right] + J_1 \left[\alpha \left(\frac{1}{2} + x_1 \right) \right] \right\};$$

$$J_m(x) = \int_0^\infty v^m e^{-\left(v^2 + \frac{x}{v}\right)} dv; \quad \frac{dJ_m}{dx} = -J_m(x); \quad J_0(x) \rightarrow \frac{\sqrt{\pi}}{2} + x \ln x.$$

Здесь α - коэффициент веса взаимодействия; c_1 - константа интегрирования; W_1 - сборная константа закона распределения.

Это решение имеет логарифмическую особенность при стремлении к некой координате $x_1 = s$. Тогда, принимая за $x_1 = s$ начало отсчета возникновения струйного течения нижнего уровня, получаем решение в виде течения Пуазейля:

$$\xi_1 = W_1 \frac{\sqrt{\pi} - J_0 \left[\alpha \left(\frac{1}{2} - x_1 \right) \right] - J_0 \left[\alpha \left(\frac{1}{2} + x_1 \right) \right]}{J_0 \left[\alpha \left(\frac{1}{2} - x_1 \right) \right] + J_0 \left[\alpha \left(\frac{1}{2} + x_1 \right) \right]}. \quad (2.43)$$

Здесь скорость ξ_1 стремится к бесконечности при $\alpha \rightarrow \infty$, а также при $\alpha \rightarrow 0$, т.е. скорость будет минимальной при некотором значении α . Это означает наличие минимального расхода массы на течение при некотором динамическом давлении в процессе вовлечения. Этот эффект получил название парадокса Кнудсена. При малых динамических давлениях Кнудсен обнаружил логарифмический рост расхода массы в течении с уменьшением давления, а при больших динамических давлениях возникает течение Пуазейля, отличающееся от течения Куэтта узостью

струи и узкой цилиндрической формой в отличие от первоначально плоской струи течения Куэтта.

Однако, формулы (2.42)-(2.43) не в полной мере соответствуют ситуациям в подинверсионных струях во всех их проявлениях, но с их помощью можно рассчитать стадию перехода от течения Куэтта к течению Пуазейля.

В дальнейшем будем рассматривать не одну физико-математическую структуру А. Аракавы, а целый ансамбль тождественных систем. Здесь имеется в виду то, что облачная система фронта существенно отличается, к примеру, от облачных систем внутримассовой конвекции. Обе перечисленные системы не могут быть описаны однозначно ввиду разной геометрической схемы расположения конвективных облаков. Аналогично слоистообразные подинверсионные облачные массивы также имеют другую схему распределения максимумов и минимумов. Сами конвективные фронтальные облака во многом являются первопричиной образования инверсий, возникающих при конвективном подъеме теплых воздушных масс с последующей адвекцией окружающей влажной воздушной массы, а вместе с ней и облачности, в подинверсионный слой.

Механизм образования подинверсионных струйных течений имеет энергетическую подпитку от скрытой энергии в конденсационных процессах. Геометрия этих струйных течений сложнее, чем в конвективных системах фронтальной облачности. Складывающиеся струи должны меандрировать из-за особенностей распределения высот подинверсионного слоя и происходящих в нем процессов, связанных с выделением скрытой и остаточной энергий как конвективного вовлечения, так и последствий перехода конвективной облачности фронтального раздела в слоистообразную подинверсионного слоя. Также важны структурные параметры самой инверсии в разных ландшафтных зонах и связанных с ними термодинамических условиях. Поэтому должна быть возможность проведения расчета комплексных критериев гидро-термодинамики облачных массивов разными уравнениями, приспособленными к конкретным облачным массивам с различной физической схемой их генезиса.

С этой целью уравнение Больцмана (2.38), относительно шестимерной функции распределения K , заменяется уравнением Лиувилля:

$$\frac{\partial F_N}{\partial t} + \sum_{i=1}^N \xi_i \frac{\partial F_N}{\partial x_i} + \frac{1}{m} \sum_{i=1}^N \frac{\partial (\vec{x}_i F_N)}{\partial \xi_i} = J, \quad (2.44)$$

где F_N - N -мерная функция распределения $N = 6n$ (n - количество облаков, входящих в систему, создающую суммарный ток вовлечения), $\vec{x}_i = m_i \frac{d\vec{\xi}_i}{dt}$, m_i - масса вовлечения в i -тое облако.

Интеграл взаимодействия облаков J трактуется аналогично изложенному ранее. Это позволяет отделить зоны связности токов вовлечения по N облачным структурам одного генезиса. Если необходимо создать единую систему облачных структур разного генезиса, то уравнение Лиувилля заменяется системой ВВГКУ (Боголюбов - Борн - Грин - Кервуд - Ивон):

$$\frac{\partial F_s}{\partial t} + \sum_{i=1}^s \xi_i \frac{\partial F_s}{\partial x_i} + \sum_{i,j}^s \frac{\vec{x}_{ij}}{m_i} \frac{\partial F_s}{\partial \xi_i} = - \sum_{i=1}^s (N-s) \frac{\partial}{\partial \xi_i} \int \frac{\vec{x}_{i,s+1}}{m_i} F_{s+1} dz_{s+1}, \quad (2.45)$$

где $dz_i = dx_i d\xi_i$; $x_{i,j}$ - силы вовлечения в соответствующую облачную систему, индексируемую s .

Таким образом, каждого рода облачной системе (слоистообразной, подинверсионной или кучево-дождевой) приписывается свое уравнение из s уравнений системы (2.45). Член в правой части уравнения (2.45) определяет связность уравнений этой системы через интегральное суммирование действий всех оставшихся уравнений системы в зоне фазового пространства скоростей вовлечения.

2.4.2 Одномерная модель струйных течений нижних уровней на фронтах

Конкретное распределение облаков, согласно [13, 36, 39-41, 52], в зоне фронта можно описать, аналогично (2.26), формулой тока вовлечения в виде плоского поля комплексного потенциала скоростей f :

$$v_x - iv_y = \frac{df}{d\zeta} = \frac{\Gamma}{2\pi i} \left\{ \frac{1}{\zeta - \zeta_0} + \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{1}{\zeta - \zeta_0 - kl} + \frac{1}{\zeta - \zeta_0 + kl} \right) \right\} + \frac{d}{d\zeta} \left[\sum_{k=1}^n \Gamma_k \ln(\zeta - b_k) \right]. \quad (2.46)$$

Однако, реальные линии фронтов или конвективных возмущений не имеют чисто прямолинейной формы, поэтому необходимо привести последнюю запись формулы фронта к нужной криволинейной конфигурации посредством конформного преобразования. Линия конвективных возмущений представляет тогда некую область решения и, когда нужно изменить форму границы области (так, областью был круг, а надо, чтоб ею стал квадрат), тогда по формуле круга на комплексной плоскости действуют функцией преобразования, например $w = z^{-1}$, и точки внутри круга переходят в точки области квадрата. Другими словами, на все точки z действует преобразование их в точки w . В нашей задаче необходимо формулу линии конвективных возмущений в виде прямой (2.46) перевести в реальную конфигурацию. Для соответствующего искривления прямой линии применяется дробно-линейное преобразование:

$$\frac{w - w_1}{w - w_2} \frac{w_3 - w_2}{w_3 - w_1} = \frac{z - z_1}{z - z_2} \frac{z_3 - z_2}{z_3 - z_1},$$

где координаты z_1, z_2, z_3 соответствуют прямолинейной конструкции, а координаты w_1, w_2, w_3 - кривизне реальной конфигурации границ. Координаты w, z определяют координаты участка области решения между координатами z_1 и z_2 в точном соответствии на кривой между координатами w_1 и w_2 . Координаты точек $z_1, z_2, z_3 = \infty$ (∞ совпадает с концом участка линии), которые берутся по прямой, переводится конформным преобразованием в точки $w_1 = \infty$ (∞ означает начало линии), w_2, w_3 соответствуют новой конфигурации.

Координата новой области решения w будет:

$$w = w_2 + (w_3 - w_2) \frac{z - z_2}{z - z_1},$$

если в координатах введен символ ∞ . Тогда прямолинейный участок по точкам w_1, w_2, w_3 перейдет в реальную конфигурацию вместе со всем остальным функциональным ансамблем, описывающим линию конвективных возмущений. Точки z_1, z_2, z_3 берутся с первоначальной прямой линии, где координаты расположения полюсов Γ_k - циркуляции на вихревых элементах, возникающих в качестве отрыва от фронтов перед

и за орографическими препятствиями, b_k - координаты этих образований; Γ - циркуляция на стандартных вихрях цепочки Кармана; l - расстояние между стандартными вихрями цепочки Кармана; ζ_0 - координата центра линии фронтального раздела; $\zeta_0 - kl$ и $\zeta_0 + kl$ - координаты центра циклона и конца фронтального раздела, соответственно. Ситуация в подинверсионной облачной структуре задается в конкретных координатах плоского комплексного потенциала скорости (2.35), а сама комплексная скорость также будет определена второй частью системы (2.35).

Заметим, что формулы (2.46)-(2.47) описывают конкретную ситуацию, тогда как уравнения (2.38), (2.44)-(2.45) рассчитывают функцию распределения облаков в конкретном поле ветра в вероятностной оценке.

Следовательно, в результате решения уравнений (2.38), (2.40)-(2.45) получаем распределение облаков в вероятностной оценке, но для конкретного синоптического процесса, определенного в поле скоростей. Начальными условиями в этой системе следует применять более конкретные функции распределения, соответствующие предыстории текущего процесса, а не Максвеловское, как предложено ранее в качестве начального распределения для уравнения Больцмана. Это позволит синхронизировать расчет с реальным временем смены синоптических процессов.

Функция распределения облаков по скоростям вовлечения ζ_i и координатам x_i в шестимерном фазовом пространстве позволяет каждой координате приписать целый спектр скоростей вовлечения. Это, в свою очередь, дает возможность отделить вероятности прохождения через конкретную территорию облаков разной интенсивности вовлечения. В целом, можно восстановить структуру потоков и деформационную картину облачных образований при перестройке облаков кучевой конвекции в слоистообразные подинверсионного слоя и, одновременно, проследить сам факт образования инверсии. Учет суммарного эффекта от ансамблей облаков в уравнениях (2.38), (2.44) - (2.45), в отличие от использования только одного (2.38), позволяет точнее отразить реальные процессы. Однако уравнение (2.38) все же необходимо использовать в начальной стадии для балансировки весовых величин по методу А. Аракавы, и лишь затем следует переходить к расчетам с ансамблями облаков.

Подинверсионные струйные течения могут быть по типу течений Куэтта, когда оно формируется под смещающимся в ветровом переносе

подинверсионным облачным массивом. Струйные течения нижних уровней по типу течений Пуазейля образуются как следствие течений по типу Куэтта в подоблачном пространстве при стационарировавшем облачном массиве. Интенсификация струи в этом случае в более узком пространстве обусловлена эффектом Бернулли, выразившемся в стремлении к снижению гидродинамического давления потока за счет увеличения его скорости. Естественно, что при этом в силу сохранения баланса массы сокращается его ширина и формируется струя эллипсоидального сечения. Такая перестройка подинверсионного течения происходит лишь при стационарировании облачного массива, т.к. при его движении эффект возникновения течения Куэтта преодолевает эффект Бернулли. Возможны также струйные течения обоих указанных типов и при "сухих" инверсиях, но тогда отсутствует эффект вовлечения и струи менее интенсивны.

Для отражения процессов, происходящих в массивах конвективных облаков на атмосферных фронтах и при внутримассовой конвекции, когда присутствует вовлечение воздушных масс в конвективные облака, наилучшее применение найдет метод описания подобных процессов в динамико-стохастической модели, построенных на основе уравнения Больцмана. При массивах слоистообразной облачности в подинверсионных слоях, занимающих большие пространства, эффект вовлечения заменяется эффектом создания течений Куэтта и Пуазейля. В конвективных системах суммарный ток вовлечения создает струи по принципу сложения векторов скорости вовлечения от каждого облака, которые, в свою очередь, могут иметь функцию статистического распределения по скоростям вовлечения. В подинверсионных слоистоборазных облаках функция распределения по скоростям вовлечения трансформируется в функцию распределения по скоростям, обеспечивающим уменьшение бокового гидродинамического давления по теореме Бернулли:

$$p = q - \frac{1}{2} \rho v^2,$$

где p - гидродинамическое давление, вызывающее движения в подинверсионном слое; v - скорость потока, выравнивающая гидродинамическое давление с атмосферным давлением; q - гидродинамическое давление до входа потока в подинверсионный слой, ρ - плотность воздуха на уровне пика скорости.

Уравнение Больцмана в случае одномерного пространства запишется так:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \xi_i \frac{\partial f}{\partial x_i} + \frac{\partial \xi_i}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial \xi_i} = J(t, \vec{x}, \vec{\xi}),$$

где f - функция распределения облачности по скоростям вовлечения, ξ_i - проекции скоростей в координатах x_i ; J - интеграл взаимодействия облаков через создаваемые ими скорости.

В дальнейшем для упрощения расчетов необходимо применить аналитическое решение, которое дает возможность получить более точную функцию распределения (по сравнению с функцией Максвелла) учитывающую влияние на распределение облаков созданного ими же "облачного" ветра. В упрощенном виде интеграл взаимодействия облаков может быть заменен, так называемым, притоком, в данном случае вероятности наличия облаков, по Ньютону и уравнение (2.38) будет:

$$\frac{df}{dt} = \frac{f_0 - f}{\tau},$$

где f_0 - вариант функции распределения, полученный в результате интегрирования уравнений (2.38), (2.44) - (2.45) от начального условия в виде функции распределения по Максвеллу; τ - время, в течение которого должна произойти перестройка функции распределения облаков за счет созданного ими же "облачного" ветра.

Таким образом, результат интегрирования вышеперечисленный уравнений будет отличаться от первоначального распределения f_0 на малую добавку φ : $f = f_0(1 + \varphi)$.

Тогда, если применить упрощенную запись для закона распределения Максвелла в виде:

$$f_0 = A e^{-b\xi^2},$$

то, следуя [51], получим:

$$\tau = B \int \frac{m \xi^2}{2} f \varphi d\xi - C \int f \varphi d\xi, \quad (2.47)$$

где m - масса воздуха; A, B, C - константы настройки на конкретную ситуацию, зависящие от сезона и типовых процессов, связанных с влагоотдачей подстилающей поверхности и адвекцией пара. В (2.47) интегралы берутся по области решения. Тогда переход к скорости течений выполняется аналогично методике, применяемой для вывода (2.47):

$$u = D \int f \xi \varphi d\xi. \quad (2.48)$$

Таким образом, решается уравнение:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + \xi_1 \frac{\partial f}{\partial x_1} + \xi_2 \frac{\partial f}{\partial x_2} + \frac{\partial \xi_1}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial \xi_1} + \frac{\partial \xi_2}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial \xi_2} = \\ = \frac{A e^{-b \xi^2} - f}{B \int \frac{m \xi^2}{2} f \varphi d\xi - C \int f \varphi d\xi}. \end{aligned} \quad (2.49)$$

Величины ξ определяются из уравнения (2.48), в котором u , в первом приближении, есть скорость ветра в циклоне в пределах области решения, т.е. в зоне наличия облачного подинверсионного слоя. При каждом последующем шаге решения скорость u уточняется на наличие течений Куэтта и Пуазейля.

Расчет течений Пуазейля, согласно [48], отличается от предложенного выше вводом гидродинамического давления (p):

$$\begin{aligned} p &= q + \frac{1}{3} \int m \xi^2 f \varphi d\xi; \\ \varphi &= \frac{1}{q} \frac{dp}{dz} z + \xi_z \psi, \end{aligned}$$

если

$$\frac{\xi_1}{\alpha} \frac{\partial \psi}{\partial x_1} + \frac{\xi_2}{\alpha} \frac{\partial \psi}{\partial x_2} = -\psi \quad (2.50)$$

есть уравнение для функции распределения добавочного влияния гидродинамического давления в установившемся подинверсионном слое.

Здесь α характеризует весовой вклад скорости потока в течении Куэтта в создание течения Пуазейля. Уравнения (2.50) применяются после решения (2.49) по признаку установления течения Куэтта, а, значит, признаку стационарирования подинверсионного слоя. Течения Куэтта отличаются равномерностью распределения скоростей в подинверсионном слое, тогда как течения Пуазейля создают узкие струи при высоких скоростях воздушных потоков в зоне струи. Аналитическое решение (2.48)-(2.50) позволяет в упрощенном виде получить ответ вместо того, чтобы решать полную систему (2.45) с выделением разного типа облаков в циклоне, т.е. кучево-дождевых фронтальных и слоистообразный подинверсионных. Практически систему (2.45) можно представить в виде двух уравнений для указанных здесь типов облачности. Аналитическое же решение (2.48)-(2.50) разрешает ввести классификацию облаков по скоростям создаваемых ими течений: струйного фронтального, на основе объединения токов вовлечения в конвективные облака, и подинверсионные струи в виде течений Куэтта и Пуазейля. Тогда результирующее распределение струйных течений должно соответствовать решению уравнения Картвега-де-Фриза полем комплексного потенциала скорости, которое в итоге параметризуется в конечном виде функциями (2.35), (2.46).

2.5 Динамическое моделирование струй токов вовлечения

Для применения метода А. Аракавы, изложенного в различных вариантах в [67, 78-86, 88-93, 95-98, 100, 102-103], используем более подробно спектральный анализ, предлагаемый уравнениями (1.25) - (1.26). При этом также удобно операцию перехода от течения Куэтта к течению Пуазейля осуществлять с помощью трансформационного фильтра на базе спектрального подхода. Эта операция, согласно [20, 73], выполняется с помощью преобразования спектра функции решений системы (2.45) с помощью интегралов Фурье:

$$K_{i,j}(k_1, k_2, k_3, \zeta_1, \zeta_2, \zeta_3, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} K(x_1, x_2, x_3, t) R(x_1, x_2, x_3) \times \\ \times \exp[-i(k_1 x_1 + k_2 x_2 + k_3 x_3)] dx_1 dx_2 dx_3 \quad (2.51)$$

Функция K означает степень взаимодействия облачных ансамблей и идентична ядру интегрального уравнения (1.30), где R - трансформационный фильтр, переводящий функцию распределения взаимодействия облачных ансамблей $K(x_1, x_2, x_3, t)$, заданную в координатах области решения x_1, x_2, x_3, t , тоже в функцию распределения, но определенную уже в волновых числах (k_1, k_2, k_3) преобразования Фурье. Трансформационный фильтр выполняет роль сглаживания мелких возмущений в поле функции $K(x_1, x_2, x_3, t)$ с целью устранения выхода к далеким областям спектра волновых чисел. Интегрирование проходит в бесконечных пределах, т.к. в данном случае переход к волновым числам происходит внутри ансамбля взаимодействующих облаков и $K(x_1, x_2, x_3, t)$ и $R(x_1, x_2, x_3)$ определены в виде единого закона взаимодействия. Практически пределы ограничиваются размером области решения. Обратный переход от волновых чисел к координатам выполняется с помощью уравнения (2.51).

$$Q_{i,j}(x_1, x_2, x_3, \zeta_1, \zeta_2, \zeta_3, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} K_{i,j}(k_1, k_2, k_3, \zeta_1, \zeta_2, \zeta_3, t) \times \\ \times \exp[i(k_1 x_1 + k_2 x_2 + k_3 x_3)] dk_1 dk_2 dk_3. \quad (2.51)$$

Интегрирование, естественно, выполняется в пределах учитываемого спектра волновых чисел. Функция $K(x_1, x_2, x_3, t)$ $R(x_1, x_2, x_3)$ представляет собой ядро интегрального уравнения (1.30), которое заранее вычислено по расчетной функции распределения облаков, согласно системе (2.45). Связь функции распределения облаков с ядром интегрального уравнения (1.30), определяет не просто распределение облаков, а их взаимодействие, которое происходит через поля «облачного ветра», т.е. через токи вовлечения и подинверсионные течения Куэтта и Пуазейля.. Подстановка формул (2.50) в уравнение (1.30) превращает его в интегральное уравнение относительно трансформационного фильтра $R(x_1, x_2, x_3)$. Одновременно такую подстановку можно осуществить и с решениями системы (2.45), когда оно применяется в варианте аналитического решения относительно течений Куэтта и Пуазейля в подинверсионных слоях в виде интегралов (2.48), (2.49) с целью их использования при расчете механизма, преобразующего течение Куэтта в течение Пуазейля. Однако формула (2.50) предназначена для расчета спектра $K_{i,j}(k_1, k_2, k_3, \zeta_1, \zeta_2, \zeta_3, t)$ по сетке, наложенной на географическую карту, а формула (2.51) восстанавливает ее по трансформированному спектру опять в узлы сетки. Но более целесообразно включать трансформационный фильтр прямо в спектральных величинах, т.е.:

$$K_{i,j}(k_1, k_2, k_3, \zeta_1, \zeta_2, \zeta_3, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} K(x_1, x_2, x_3, t) \times \\ \times \exp[-i(k_1 x_1 + k_2 x_2 + k_3 x_3)] dx_1 dx_2 dx_3 ; \quad (2.52)$$

$$Q_{i,j}(x_1, x_2, x_3, \zeta_1, \zeta_2, \zeta_3, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} K_{i,j}(k_1, k_2, k_3, \zeta_1, \zeta_2, \zeta_3, t) \times \\ \times R(k_1, k_2, k_3) \exp[i(k_1 x_1 + k_2 x_2 + k_3 x_3)] dk_1 dk_2 dk_3 . \quad (2.53)$$

На рис. 2.16 представлено спектральное распределение функции ядра интегрального уравнения (1.30). Ряды 1-4 на рис. 2.16 дают распределение по волновым числам величины функции воздействия на соседние облачные ансамбли в зоне волнового числа 3 (величины волновых чисел отложены на оси абсцисс) подинверсионного течения Куэтта. В зоне волнового числа 7 отмечается влияние фронтальных разделов и в области волнового числа 11 выделяется влияние подинверсионных течений типа

Пуазейля. Ряд 4 определяет волновые числа 5 и 9, характерные для области фронтальных разделов, находящихся в стадии окклюдирования или входящие в периферию гребневой структуры, тогда как волновое число 12 соответствует течению Пуазейля, образующегося в гребневой структуре на момент ее перестройки в волну солитонного типа.

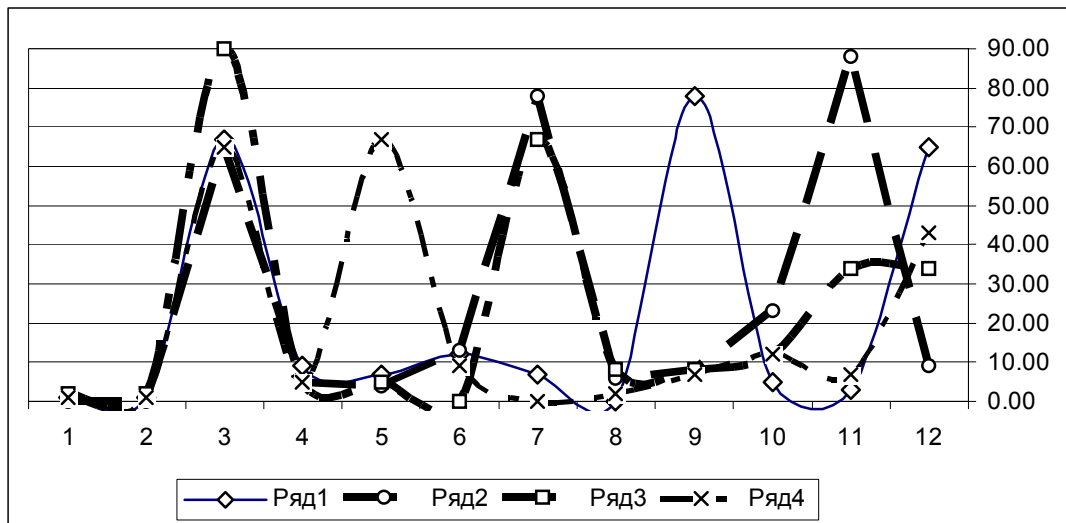


Рис. 2.16 – Спектральное распределение функции ядра уравнения (1.30)

Для удобства применения теории комплексного потенциала скорости с вводимыми в него массо- и вихреисточниками интегральное уравнение (1.30), выведенное А. Аракавой, можно свести через аналитические функции к сингулярному интегральному уравнению:

$$a(s)R(s) + \frac{b(s)}{2\pi} \int_0^{2\pi} R(o) \operatorname{Ctg} \frac{\sigma - s}{2} d\sigma + \int_0^{2\pi} K(s, \sigma) R(\sigma) d\sigma = f(t). \quad (2.53)$$

Здесь $R(s)$ – величина массы вовлечения, существующая до начала решения данного уравнения, которая входит с поправочным фильтром $a(s)$; s – координата по линии кругового контура, ограничивающего область решения. Третье слагаемое в выражении (2.53)

$$\int_0^{2\pi} K(s, \sigma) R(\sigma) d\sigma = f(t)$$

является аналогом основного слагаемого уравнения (1.30). Ядро $K(s, \sigma)$ вместе с функциями $a(s), b(s)$ и $f(t)$ задают весовые вклады соответствующих спектральных мод, ответственных за действие вихре- и массоисточников внутри области решения либо за модуляцию весовых вкладов источников $R(s)$. Первое слагаемое в уравнении (2.53) определяет вклад самого исходного облачного ансамбля в массу вовлечения R ; Второе слагаемое учитывает переход от интегрального уравнения (1.30) к сингулярному интегральному уравнению, когда добавление ядра Гильберта $Ctg \frac{\sigma - s}{2}$ позволяет ввести особые точки из $R(s)$, согласно (1.33), (2.35), в основное ядро $K(s, \sigma)$. Это становится ясным из дальнейших преобразований.

Если, следуя [60], к обеим частям уравнения (2.53) применить оператор:

$$M(\omega) = a(s)\omega(s) - \frac{b(s)}{2\pi} \int_0^{2\pi} \omega(\sigma) Ctg \frac{\sigma - s}{2} d\sigma ,$$

то уравнение (2.53) переходит в уравнение Фредгольма, практически соответствующее уравнению (1.30). Решение уравнений Фредгольма выполняется по схеме [60], по которой в окончательном виде получены уравнения:

$$\varphi_n(x) = f(x) + \sum_{m=1}^n \lambda^m \int_a^b K_m(x, s) f(s) ds$$

$$K_m(x, s) = \int_a^b K(x, t) K_{m-1}(t, s) dt .$$

Тогда резольвента, являющаяся решением уравнения Фредгольма, будет:

$$\Gamma(x, s; \beta) = \sum_{m=1}^{\infty} \beta^{m-1} K_m(\lambda, s).$$

На рис. 2.17–2.22 представлены результаты расчетов функций распределения облаков в виде вызываемых ими скоростей вовлечения.

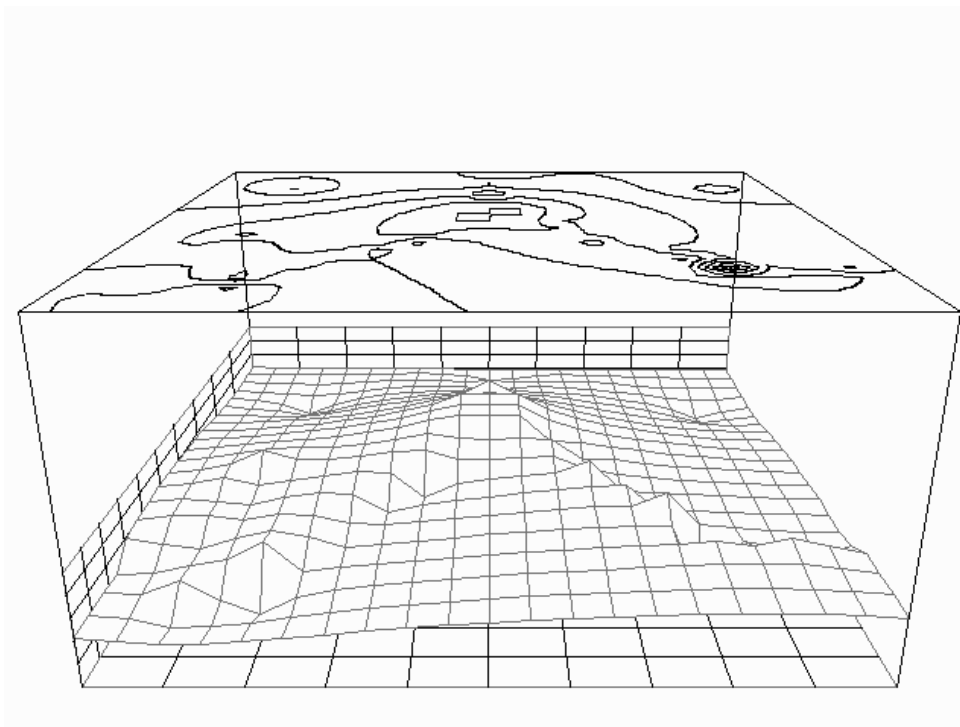


Рис. 2.17 - Функция распределения скоростей вовлечения в одноцентровой типовой депрессии в начальной стадии окклюдирования при наличии вторичного фронта в тыловой части (без географической привязки к конкретной территории)

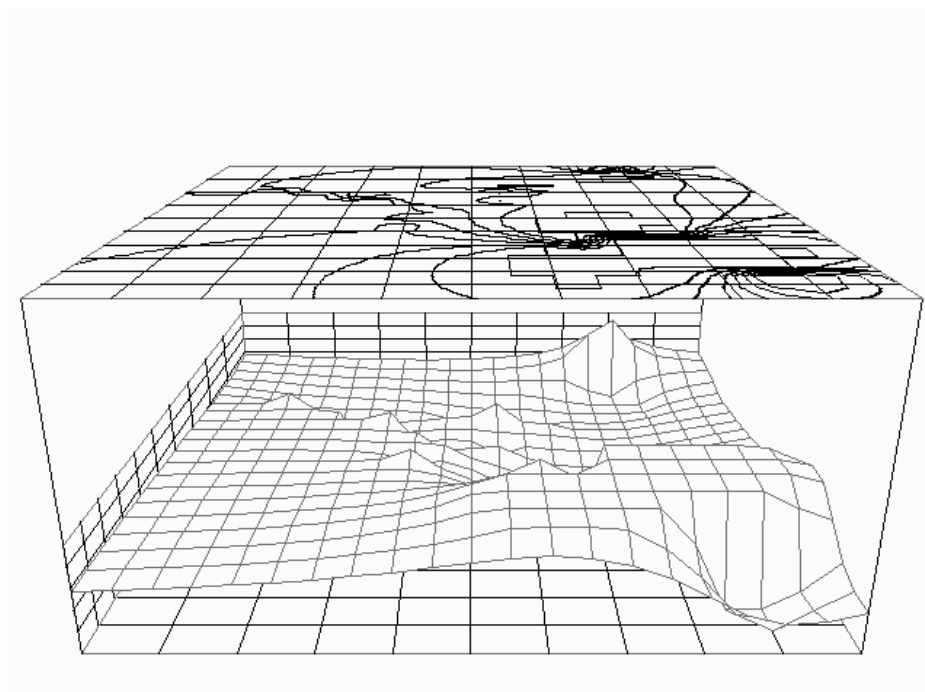


Рис. 2.18 – Функция распределения облачности по скоростям вовлечения в последующей стадии окклюдирования циклона (без географической привязки к конкретной территории)

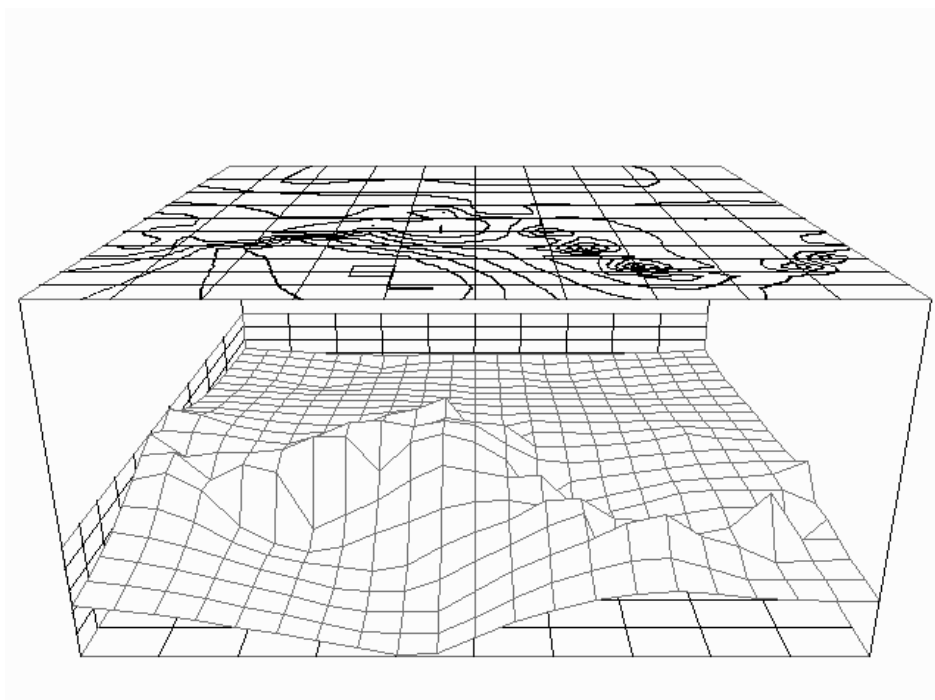


Рис. 2.19 – Функция распределения облачности по скоростям вовлечения для ситуации одноцентральной депрессии неокклюдивированного циклона, находящегося внутри циклонической серии, (без географической привязки к конкретной территории)

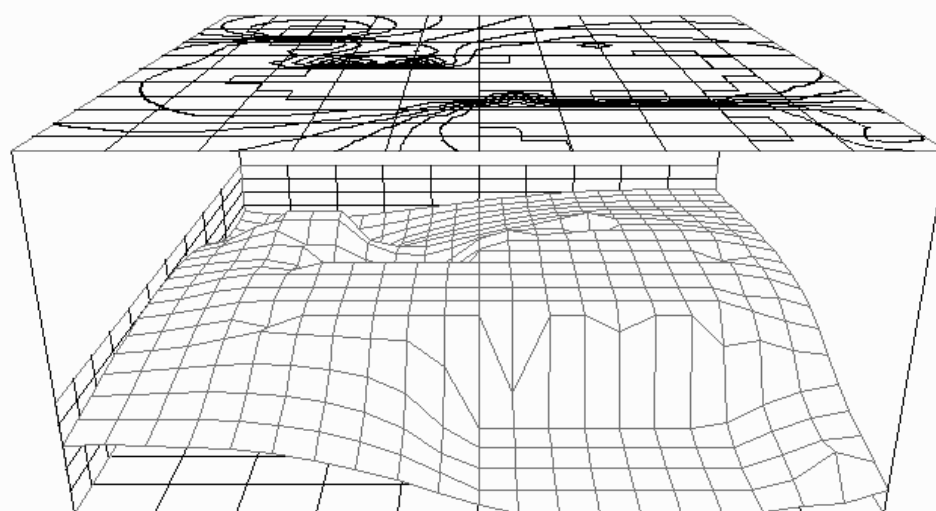


Рис. 2.20 – Функция распределения облачности по скоростям вовлечения в многоцентральной депрессии на следующей стадии окклюдирования при возникновении подинверсионных СТНУ за фронтом окклюзии, (без географической привязки к конкретной территории)

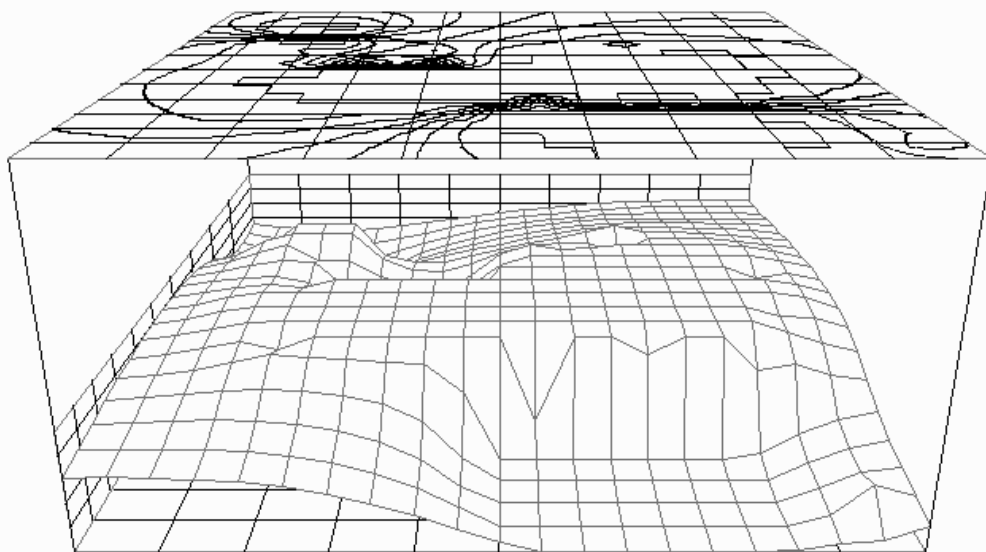


Рис. 2.21 – Функция распределения облачности по скоростям вовлечения в разрушающемся циклоне, при переходе многоцентральной депрессии в седловину, (без географической привязки к конкретной территории)

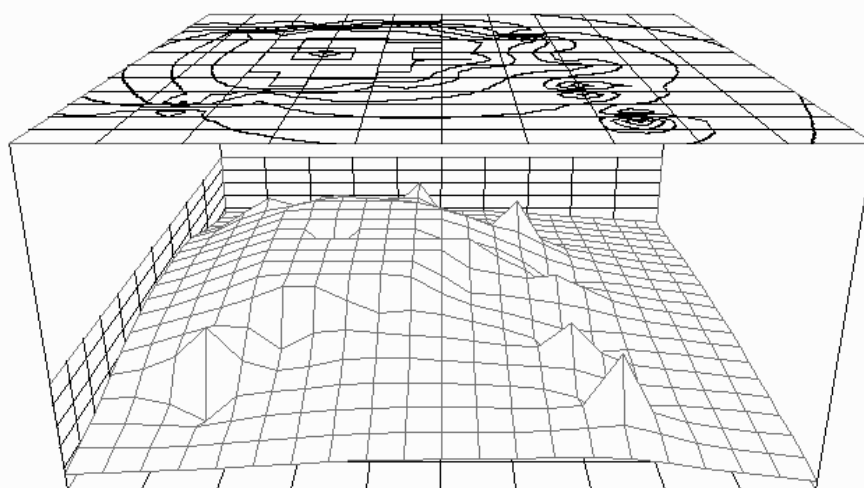


Рис. 2.22 – Функция распределения облачности по скоростям вовлечения во вторичном центре многоцентральной депрессии, образовавшейся в тыловой части циклона, (без географической привязки к конкретной территории)

Так, на рис. 2.17 приведена функция распределения для одноцентрового циклона в начальной стадии окклюдирования при наличии вторичного фронта в тыловой части. Однако струйное течение нижнего уровня в этой ситуации по виду функции распределения не обнаруживается. На рис.2.18 изображен вид функции распределения облаков по скоростям вовлечения в дальнейшей стадии окклюдирования того же циклона. В данном случае функция распределения детализирована в передней части циклона между фронтами (теплым и окклюзией) в зоне инверсии, отделенной от теплого фронта. Видны два интенсивных и противоположно направленных СТНУ, образующих второй центр в циклоне, что объясняется массокомпенсацией и образованием в передней части циклона вторичного циклонического вихря. На периферии фронта окклюзии прослеживается СТНУ третьего циклонического вихря в этом же циклоне. В данном случае пики функции распределения обнаруживаются также, как и ранее, в передней части циклона (между теплым фронтом и окклюзией в зоне инверсии), наблюдающейся перед теплым фронтом. Ввод в расчет существования инверсии производится с помощью перехода ко второму уравнению системы (2.45), которая увеличивает ускорение во всем подинверсионном слое. На периферии теплого фронта формируется антициклонический вихрь. Отмечающиеся в передней части циклона положительный и отрицательный пики скоростей создают начало процессу образования многоцентральной депрессии

На рис. 2.19 приведена ситуация одноцентральной депрессии неокклюдированного циклона, находящегося внутри циклонической серии. Видна СТНУ по типу течения Пуазейля, оформившегося на базе холодного фронта и идущего в след за СТНУ по типу течения Куэтта, находящегося в теплом секторе. Можно сделать вывод, что фронтальные СТНУ все же создают в межфронтальном пространстве плоские струи по типу течений Куэтта. На рис. 2.20 изображена ситуация в многоцентральной депрессии того же циклона на следующей стадии окклюдирования, когда подинверсионные СТНУ возникают уже за фронтом окклюзии, образуя четко выраженный центр депрессии. На рис. 2.21 нарисована картина разрушения того же циклона, когда многоцентровая депрессия переходит в состояние седловины, а ее фронты – в разряд стационарных. В данном случае есть СТНУ по типу течений Пуазейля, но короткие, а струи по типу Куэтта располагаются вдоль стационарного фронтального раздела.

На рис 2.22 приведена функция распределения облачности по токам вовлечения во вторичном центре многоцентральной депрессии, образовавшейся в тыловой части циклона. Возникшие центры

циклонической циркуляции вдоль первоначальной позиции теплого фронта и на периферии фронта окклюзии подготавливают возможность дробления циклона на серию мелких одноцентровых депрессий.

По результатам численных экспериментов можно сделать выводы, что подинверсионные СТНУ организуют вторичные центры сперва в одноцентральной депрессии; фронтальные СТНУ реже переходят в тип течений по Пуазейлю, чем подинверсионные; вторичные центры в состоянии сами перейти в стадию молодого циклона с самостоятельным фронтогенезом. Также видна струя, окаймляющая вторичный центр по типу Куэтта, с чередующимися переходами в течения по типу Пуазейля.

Направления струйных течений определены так, чтобы максимальные значения функции были слева. По изолиниям в верхней части рисунка можно судить о формировании струйных течений. Расчет выполнен по системе (2.45) для описанной выше ситуации. Облачные системы фронтов параметризованы посредством формул (2.46)-(2.47). Максимумы скоростей вовлечения остаются слева от направления течений. Выделяется струйное течение фронта окклюзии и на периферии теплого фронта с направлением против часовой стрелки. В данном эксперименте не учтены инверсии, образующиеся вследствие отрыва (по направлению циклонической циркуляции) теплых воздушных масс из зон конвекции на фронтах. Тем не менее, отмечается струйное течение, идущее от фронта окклюзии в тыловой сектор циклона являющееся следствием взаимодействия циклонической циркуляции с фронтальной струей холодного фронта.

Из анализа всей серии экспериментов можно сделать вывод, что токи вовлечения в состоянии преобразовывать одноцентровые депрессии в многоцентровые и влиять на фронтогенез. Однако, возможно, в этих экспериментах их роль оказалась несколько завышенной, из-за, по-видимому, явно увеличенного вклада подинверсионных СТНУ. Здесь следует учесть тот факт, что все добавочные циркуляции в циклоне должны быть сбалансированы по принципу сохранения массы во всем комплексе движений.

Избыточные СТНУ должны быть компенсированы соответствующим массооттоком либо притоком массы через фронтогенез от периферии циклона. Отсутствие же баланса массы в циклоне создает боковые гидродинамические давления и вихревые моменты, в итоге приводящие к ускоренной полной деформации первоначальной депрессии. Поэтому контроль за расчетными токами вовлечения следует осуществлять посредством попутного вычисления упомянутых величин

Для анализа подобных эффектов, согласно [30], помимо комплексной скорости необходимо ввести комплексное давление воздушной среды на массопотоки:

$$\begin{aligned} R = X - iY &= -\oint_C p[\cos(n, ^\wedge x) - i\cos(n, ^\wedge y)] dS = \\ &= -\oint_C p[\cos\theta - i\sin\theta] dS = -i\oint_C p e^{i\theta} dS, \end{aligned}$$

где θ - угол между элементом контура C , окаймляющего область решения, и осью x .

Использував формулу Бернулли, получим:

$$R = \frac{i\rho}{2} \oint_C V^2 (dx + idy),$$

$$dz = dx + idy = dS(\cos\theta + i\sin\theta) = e^{i\theta} dS,$$

и далее:

$$R = \frac{i\rho}{2} \oint_C (V e^{-i\theta})^2 (dx + idy),$$

где

$$V e^{-i\theta} = V \cos\theta - iV \sin\theta = v_x - iv_y.$$

В результате получаем формулу Блазиуса-Чаплыгина, позволяющую проводить расчет силы сопротивления образовавшемуся течению, в виде:

$$R = X - iY = \frac{1}{2} i\rho \oint_C \left(\frac{dw}{dz} \right)^2 dz. \quad (2.54)$$

Комплексное давление, помимо сдвиговых воздействий, создает и крутящие эффекты. С целью расчета таких напряжений следует вычислить главный момент сил гидродинамических давлений:

$$\begin{aligned} L &= -\oint_C p[x\cos(n, ^\wedge y) - y\cos(n, ^\wedge x)] dz = \\ &= -\oint_C p[x\cos\theta + y\sin\theta] dS = \oint_C p(xdx + ydy). \end{aligned}$$

Так как $\oint_C xdx + ydy = \oint_C d(x^2 + y^2) = 0,$

то
$$L = \operatorname{Re} \left(-\frac{1}{2} \rho \oint_C V^2 z dz \right), \quad (2.55)$$

где $dz = dx - idy;$

И вторая формула Блазиуса-Чаплыгина будет выглядеть:

$$L = \operatorname{Re} \left[-\frac{1}{2} \rho \oint_C \left(\frac{dw}{dz} \right)^2 z dz \right].$$

Теперь можно определить скорость искривления траектории течения в поле сил давления. Интегрирование проводится по контуру на плоскости координаты, $z = x + iy; \dots \oint_C w dz$, где C - контур от точки a до точки b .

Направление обхода контура C любое; обычно выбирают такое, чтобы область оставалась слева. Контур может быть любой, лишь бы очерчивался от точки a до точки b . Если контур C замкнутый, то от интеграла аналитической функции, если она не содержит полюсов, равен нулю.

Применим разложения поля сопряженной комплексной скорости в ряд в окрестности точки $\bar{v}_\infty$, которая может находиться везде за пределом контура C :

$$\frac{dw}{dz} = \bar{v}_\infty + \frac{A_1}{z} + \frac{A_2}{z^2} + \dots$$

$$\left(\frac{dw}{dz} \right)^2 = \bar{v}_\infty^2 + \frac{2A_1\bar{v}_\infty}{z} + \frac{A_1^2 + 2A_2\bar{v}_\infty}{z^2} + \dots$$

Для представления силы давления по формуле (2.54) и главного момента по формуле (2.55), учтем, что:

$$\left(\frac{dw}{dz}\right)z = \bar{v}_\infty z + \frac{2A_1\bar{v}_\infty}{1} + \frac{A_1^2 + 2A_2\bar{v}_\infty}{z} + \dots$$

$$\oint_C \left(\frac{dw}{dz}\right)^2 dz = 4\pi i A_1 \bar{v}_\infty; \quad \oint_C \left(\frac{dw}{dz}\right)^2 z dz = 2\pi i (A_1^2 + 2A_2 \bar{v}_\infty).$$

Поле потенциала скоростей в численных экспериментах по описанию токов вовлечения в облачных ансамблях подинверсионного слоя может быть задано аналогично процедуре, изложенной в разделе 2.2.

Согласно [3], можно записать:

$$A_1 = \frac{1}{2\pi} \left(\sum_{k=1}^n q_k - i \sum_{k=1}^m \Gamma_k \right) = -\frac{i\Gamma}{2\pi},$$

где

$$\sum_{k=1}^n q_k = 0; \quad \Gamma = \sum_{k=1}^m \Gamma_k$$

$$A_2 = \frac{1}{2\pi} \left(\sum_{k=1}^n q_k a_k + \sum_{k=1}^p M_k e^{a_k i} - i \sum_{k=1}^m \Gamma_k b_k \right) = \frac{1}{2\pi} \left(M - i \sum_{k=1}^m \Gamma_k b_k \right),$$

где

$$M = \sum_{k=1}^n q_k a_k + \sum_{k=1}^p M_k e^{a_k i}.$$

Тогда

$$\oint_C \left(\frac{dw}{dz}\right)^2 dz = 2\Gamma \bar{v}_\infty;$$

$$\oint_C \left(\frac{dw}{dz}\right)^2 z dz = 2\bar{v}_\infty \sum_{k=1}^m \Gamma_k b_k + i \left(2M\bar{v}_\infty - \frac{\Gamma}{2\pi} \right)^2.$$

И, соответственно, $R = X - iY = i\rho\Gamma\bar{v}_\infty$

$$L = \operatorname{Re} \left[-\rho\bar{v}_\infty \sum_{k=1}^m \Gamma_k b_k - i\rho M\bar{v}_\infty \right]. \quad (2.56)$$

Наличие значений R и L в определенных местах протекающего синоптического процесса свидетельствует о том, что струи не находятся в балансе с анализируемым процессом и необходимы соответствующие адаптационные перестройки процесса до тех пор, пока упомянутые напряжения не исчезнут

Таким образом, моделирование струйных течений нижних уровней возможно на чисто динамической основе с использованием теории комплексного потенциала скорости.

3 МЕРИДИОНАЛЬНЫЕ ВОЛНЫ И ИХ РОЛЬ В ФОРМИРОВАНИИ БЛОКИРУЮЩИХ ПРОЦЕССОВ

3.1 Меридиональные продольные волны

Следуя [59], а также применяя спектральный метод решения уравнений динамики атмосферы, впервые предложенный Е.Н.Блиновой [48], изложим основные принципы моделирования меридиональных волновых процессов, которые могут оказать влияние на выдвижение гребневых структур из субтропического пояса высокого давления в пояс умеренных широт северного полушария, в котором преобладают инерционные волны. Для этого уравнения динамики атмосферы возьмем в зональном приближении в сферической системе координат:

$$\frac{\partial v_{\theta}}{\partial t} + \frac{v_{\theta}}{a} \frac{\partial v_{\theta}}{\partial \theta} - \frac{v_{\varphi}^2 \operatorname{ctg} \theta}{a} - 2\omega \cos \theta v_{\varphi} = -\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta}, \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial v_{\varphi}}{\partial t} + \frac{v_{\theta}}{a} \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial \theta} + \frac{v_{\theta} v_{\varphi} \operatorname{ctg} \theta}{a} + 2\omega \cos \theta v_{\theta} = 0, \quad (3.2)$$

$$-\frac{\rho_0 g}{P_0} \frac{v_{\theta}}{a} \frac{\partial H_s}{\partial \theta} + \frac{\rho_0 B}{P_0} \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{a} \frac{\partial v_{\theta}}{\partial \theta} + \frac{v_{\theta} \operatorname{ctg} \theta}{a} = 0, \quad (3.3)$$

где v_{θ}, v_{φ} - компоненты скорости зонального переноса по осям сферической системы координат по меридиану и параллели соответственно; θ, φ - дополнение широты и долготы или полярный и азимутальный углы в сферической системе координат; t - время; a - радиус Земли; $\omega = 0,729 \times 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ - угловая скорость вращения Земли; Φ - геопотенциал изобарической поверхности 700 гПа; ρ_0, P_0 - плотность и давление у земной поверхности; g - ускорение силы тяжести; B - весовой параметр, определяющий величину вклада дивергенции зонального потока в изменение геопотенциала со временем или соответствующий величине средних амплитуд волн на поверхности эквивалентно-баротропного океана, моделирующего атмосферный слой; H_s - высота рельефа, как функция распределения гипсометрических высот вдоль меридиана.

На рис. 3.1 приведен график гипсометрических высот, введенных в модель зонального переноса. Рельеф, изображенный на рисунке, соответствует меридиональному разрезу по 50 градусам долготы от Гринвича. Рельеф стилизован, т.к. его функция впоследствии подвергается разложению в гармонический ряд по полиномам Лежандра – поэтому между границами широтных поясов высоты рельефа линейно интерполируются. По оси абсцисс представлены номера широтных поясов от полюса до экватора через 15 градусов по меридиану.

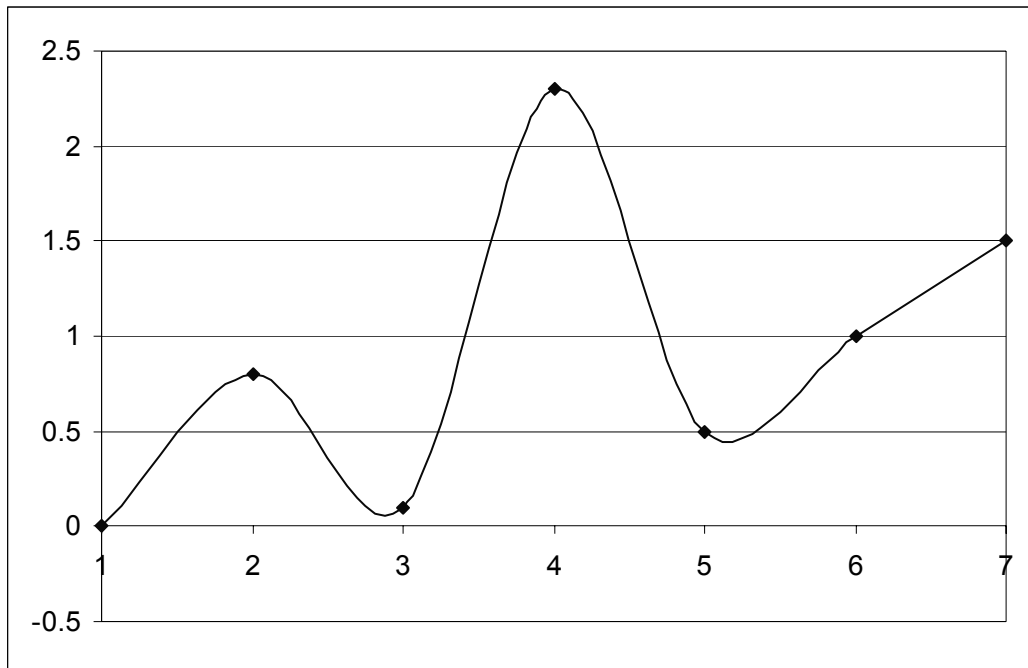


Рис. 3.1 - Значения гипсометрических высот для меридиана 50° в.д.

Следуя [32], запишем уравнения (3.1)-(3.3) для комплексных компонент скорости: $V = -v_\varphi - iv_\theta$; $U = v_\varphi - iv_\theta$:

$$\frac{\partial V}{\partial t} - 2\omega i \cos \theta V = \frac{i}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta}; \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + 2\omega i \cos \theta U = \frac{i}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta}; \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial V}{\partial \theta} + ctg\theta V + \frac{\partial U}{\partial \theta} + ctg\theta U - \frac{i\rho_0 g}{2aP_0} \frac{\partial H_s}{\partial \theta} (V + U) + \frac{\rho_0 B}{P_0} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0. \quad (3.6)$$

Решение системы (3.4)-(3.6), согласно [32], ищем в виде рядов по обобщенным полиномам Лежандра. Метод решения уравнений динамики атмосферы в виде рядов по обобщенным сферическим функциям также изложен в [28, 29, 31, 33-35].

$$\begin{aligned} V &= \sum_{l=1}^L V_l P_{1l}(\cos \theta); & U &= \sum_{l=1}^L U_l P_{-1l}(\cos \theta); \\ \Phi &= \sum_{l=1}^L \Phi_l P_{0l}(\cos \theta); \end{aligned} \quad (3.7)$$

Понятие обобщенных полиномов Лежандра: $P_{ml}(\cos \theta)$ введено в [32]. В (3.7) левый индекс у полиномов Лежандра указывает номер компоненты вектора $V = (v_\theta, v_\varphi, w)$, по каждой из которой применяется свой набор обобщенных на векторные и тензорные поля полиномов Лежандра. Коэффициенты V_l, U_l, Φ_l задают весовые значения соответствующих полиномов Лежандра в Фурье-разложениях полей скорости

$$w = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{i}{2a} (V + U) \frac{\partial H_s}{\partial \theta},$$

где
$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\frac{i}{a} \int_0^Z \operatorname{div} V dz,$$

Z – глубина эквивалентно-баротропного океана, поверхность которого в нашей задаче соответствует уровню 700 гПа. Подставляя ряды (3.7) в уравнения (3.4)-(3.6) и приравняв коэффициенты V_l, U_l, Φ_l при одинаковых полиномах Лежандра, получим систему спектральных уравнений относительно упомянутых коэффициентов:

$$\frac{dV_l}{dt} - 2\omega i \left(V_{l-1} \frac{\sqrt{(l^2-1)l^2}}{(2l-1)l} + V_{l+1} \frac{\sqrt{(l+2)(l+1)^2 l}}{(l+1)(2l+3)} \right) = \frac{\sqrt{l(l+1)}}{a} \Phi_l, \quad (3.8)$$

$$\frac{dU_l}{dt} + 2\omega i \left(U_{l-1} \frac{\sqrt{(l^2-1)l^2}}{(2l-1)l} + U_{l+1} \frac{\sqrt{(l+2)(l+1)^2 l}}{(l+1)(2l+3)} \right) = \frac{\sqrt{l(l+1)}}{a} \Phi_l, \quad (3.9)$$

$$\frac{\rho_0 B}{P_0} \frac{d\Phi_l}{dt} + \left(-\frac{i\rho_0 g}{2aP_0} \frac{\partial H_s}{\partial \theta} + \frac{\sqrt{l(l+1)}}{a} \right) (V_l + U_l) = 0. \quad (3.10)$$

Коэффициент $\frac{\partial H_s}{\partial \theta}$ является переменной величиной по координате θ и в системе дифференциальных уравнений относительно спектральных мод $V_l(t), U_l(t), \Phi_l(t)$, являющихся функциями только времени, должен быть задан константой, что, естественно, отменяет точный учет орографических неоднородностей по выбранному меридиану. В данном эксперименте, согласно рис. 3.1, он может быть задан в пределах градации (3 – 4) по оси абсцисс, где учтен основной орографический барьер в виде Кавказского хребта. Поэтому при двойном решении системы (3.8)–(3.10) для отрицательного и положительного значений величины $\frac{\partial \bar{H}_s}{\partial \theta}$ можно в целом получить картину действующего с юга волнового процесса до Кавказского хребта и к северу от него.

Для получения решения уравнение (3.10) перепишем в виде:

$$\frac{\rho_0}{P_0} \frac{d\Phi_l}{dt} + \left(-\frac{ig}{2aB} \frac{\partial \bar{H}_s}{\partial \theta} + \frac{P_0 \sqrt{l(l+1)}}{aB\rho_0} \right) (V_l + U_l) = 0. \quad (3.11)$$

В такой постановке системы из уравнений (3.8), (3.9), (3.11) решение ищем в виде:

$$V_l = e^{i\sigma t} V'_l; \quad U_l = e^{i\sigma t} U'_l; \quad \Phi_l = e^{i\sigma t} \Phi'_l. \quad (3.12)$$

При учете коэффициента $-\frac{ig}{2aB} \frac{\partial \bar{H}_s}{\partial \theta}$ частота колебаний σ , как будет ясно из дальнейшего, становится комплексной, и волновой процесс становится неустойчивым.

Таким образом, широтно вытянутые орографические неоднородности способны вызывать либо амплитудный рост меридионального волнового возмущения, либо его затухание. Из физики атмосферных движений ясно, что прогрессивно смещающееся к северу из субтропических районов меридиональное волновое возмущение в Закавказье будет затухать перед орографическим препятствием в виде Кавказского горного хребта. Однако то же волновое возмущение, проходящее западнее Кавказа, может амплитудно расти, перерождаясь в блокирующее вторжение. Если меридиональное волновое возмущение достаточно интенсивное, чтобы перевалить Кавказский хребет, то оно может войти в соединение с азиатским гребнем и образовать "блок".

Далее вместо (3.12) рассмотрим решение без учета неустойчивости, т.е. с применением соотношения:

$$\frac{d\Phi_l}{dt} + \left(\frac{P_0 \sqrt{l(l+1)}}{\rho_0 Ba} \right) (V_l + U_l) = 0. \quad (3.13)$$

Это возмущение от субтропических широт идет через плоскогорье Сахары, Средиземное море и далее через относительно невысокие хребты Таврии выходит на Черное и Азовское моря и равнины восточной Украины и Северного Кавказа. Поэтому для его анализа достаточно применить уравнение (3.13).

Подставим решение (3.12) в систему, состоящую из уравнений (3.8), (3.9), (3.13), и учитывая, что

$$(V_l + U_l) = \left(\frac{P_0 \sqrt{l(l+1)}}{\rho_0 Ba} \right)^{-1} \frac{d\Phi_l}{dt},$$

получим:

$$a_l (V'_l + U'_l) = c_l (V'_{l-1} - U'_{l-1}) + d_l (V'_{l+1} - U'_{l+1}), \quad (3.14)$$

$$\sigma (V_l' - U_l') = c_l (V_{l-1}' + U_{l-1}') + d (V_{l+1}' + U_{l+1}'), \quad (3.15)$$

где

$$c_l = 2\omega \frac{\sqrt{(l^2 - 1)l^2}}{(2l - 1)l},$$

$$d_l = 2\omega \frac{\sqrt{(l + 2)(l + 1)^2 l}}{(l + 1)(2l + 3)},$$

$$a_l = \sigma - \frac{l(l + 1)}{a^2 B \sigma}.$$

Далее, подставив (3.15) в (3.14), можно записать:

$$d_l^2 k_{l+2} + (2c_l d_l - a_l \sigma) k_l + c_l^2 k_{l-2} = 0, \quad (3.16)$$

где

$$k_l = V_l' + U_l'.$$

Линейная алгебраическая система (3.16) разбивается на две подсистемы:

$$d_1^2 k_3 + (2c_1 d_1 - a_1 \sigma) k_1 = 0;$$

$$d_3^2 k_5 + (2c_3 d_3 - a_3 \sigma) k_3 + c_3^2 k_1 = 0;$$

$$d_5^2 k_7 + (2c_5 d_5 - a_5 \sigma) k_5 + c_5^2 k_3 = 0; \quad (3.17)$$

$$(2c_7 d_7 - a_7 \sigma) k_7 + c_7^2 k_5 = 0.$$

$$\begin{aligned}
d_2^2 k_4 + (2c_2 d_2 - a_2 \sigma) k_2 &= 0; \\
d_4^2 k_6 + (2c_4 d_4 - a_4 \sigma) k_3 + c_4^2 k_2 &= 0; \\
d_6^2 k_8 + (2c_6 d_6 - a_6 \sigma) k_6 + c_6^2 k_4 &= 0; \\
(2c_8 d_8 - a_8 \sigma) k_8 + c_8^2 k_6 &= 0.
\end{aligned} \tag{3.18}$$

Системы (3.17) и (3.18) одинаковы по структуре, поэтому их решение идентично и может быть полностью продемонстрировано на решении первой из них.

Введем обозначения:

$$\begin{aligned}
a_l \sigma &= \sigma^2 - \frac{l(l+1)}{a^2 B} = \sigma^2 - r_l; \\
2c_l d_l - a_l \sigma &= 2c_l d_l + r_l - \sigma^2 = P - \sigma^2_l.
\end{aligned}$$

Тогда система (3.2.17) может быть записана в виде:

$$\begin{aligned}
d_1^2 k_3 + (P_1 - \sigma^2) k_1 &= 0; \\
d_3^2 k_5 + (P_3 - \sigma^2) k_3 + c_3^2 k_1 &= 0; \\
d_5^2 k_7 + (P_5 - \sigma^2) k_5 + c_5^2 k_3 &= 0; \\
(P_7 - \sigma^2) k_7 + c_7^2 k_5 &= 0.
\end{aligned} \tag{3.19}$$

Система (3.19) с неизвестными (k_1, k_2, k_3, k_4) однородная и имеет решение если ее определитель равен нулю:

$$\begin{vmatrix} (P_1 - \sigma^2) & d_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & (P_3 - \sigma^2) & c_3^2 & d_3^2 \\ 0 & c_5^2 & (P_5 - \sigma^2) & d_5^2 \\ 0 & 0 & c_7^2 & (P_7 - \sigma^2) \end{vmatrix} = 0. \quad (3.20)$$

Раскрывая определитель (3.20), получаем характеристическое уравнение системы (3.19):

$$\begin{aligned} & A (P_7 - \sigma^2) (P_5 - \sigma^2) (P_3 - \sigma^2) (P_1 - \sigma^2) + B (P_7 - \sigma^2) + \\ & + C (P_7 - \sigma^2) (P_1 - \sigma^2) + D (P_3 - \sigma^2) (P_1 - \sigma^2) + G = 0 \end{aligned} \quad (3.21)$$

где

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{d_1^2 d_3^2 d_5^2}; B = -\frac{c_3^2}{d_3^2}; C = \frac{c_5^2}{d_1^2 d_5^2}; \\ D &= \frac{c_7^2}{d_1^2 d_3^2}; G = -\frac{c_7^2 c_5^2}{d_3^2}. \end{aligned}$$

Собственный вектор системы (3.19) есть:

$$\begin{aligned} k_1^{(n)} &= 1; \\ k_3^{(n)} &= -\frac{(P_1 - \sigma_n^2)}{d_1^2}; \\ k_5^{(n)} &= \frac{(P_3 - \sigma_n^2)(P_1 - \sigma_n^2)}{d_1^2 d_3^2} - \frac{c_3^2}{d_3^2}; \\ k_7^{(n)} &= -\frac{(P_5 - \sigma_n^2)}{d_5^2} \left[\frac{(P_3 - \sigma_n^2)(P_1 - \sigma_n^2)}{d_1^2 d_3^2} - \frac{c_3^2}{d_3^2} \right] + \frac{c_5^2 (P_1 - \sigma_n^2)}{d_1^2 d_5^2}. \end{aligned} \quad (3.22)$$

Уравнение (3.21) имеет 4 корня, которые могут быть либо все вещественные, либо по два попарно комплексно-сопряженных. Если вместо уравнения (3.13) взять за основу уравнение (3.11), то корни уравнения (3.21) могут иметь любое значение на комплексной плоскости, т.к. коэффициенты уравнения (3.21) становятся комплексными. С учетом теории волновых процессов это означает, что в частных решениях появятся неустойчивые моды, затухающие и возрастающие со временем. Затухающие моды означают разрушение меридионального вторжения, тогда как возрастающие - означают его интенсификацию. Ограничение его интенсификации со временем должно происходить в сопряженном волновом процессе меридиональной волны с зональными волнами, которые оконтуривают меридиональное вторжение и вынуждены огибать его по северной оконечности, либо проходить к востоку через его южную периферию.

Таким образом, проникновение меридиональной волны в гребневой фазе в умеренные широты ограничивается ее взаимодействием с инерционными волнами вплоть до образования солитона Россби, т.е. в данной постановке диссипативный фактор включен не через процессы турбулентной вязкости, а через процесс волнового энергетического взаимодействия. Такое энергетическое межволновое взаимодействие может быть только в нелинейном волновом процессе. Решение же нелинейной задачи требует, в свою очередь, учета в ней всего спектра волновых колебаний на полушарии, что переводит моделирование в класс полусферных постановок с полным спектром волновых возмущений. Это перевело бы проблему прогноза развития конкретного солитона Россби, описывающего процесс блокирования над территорией Украины, в проблему полусферного гидродинамического среднесрочного прогноза. Поэтому в данном случае есть прямой смысл ограничить задачу конкретным районом и отрезком спектра волновых процессов, которые реализуются именно над территорией Украины. Тогда будем рассматривать только два волновых возмущения, а именно меридиональное гребневое вторжение и сопряженное с ним зональное волновое колебание, идущее с запада и встречающее меридиональное вторжение на своей траектории фазового смещения. Траектория же фазового смещения зональной волны совпадает с траекторией циклонических вторжений в виде южных, скандинавских или ныряющих циклонов, доходящих до территории восточной Украины, занятой гребневым вторжением.

Подробно метод спектральной телескопизации полусферных решений уравнений гидродинамики атмосферы на ограниченный регион изложен в исследованиях [5, 30, 38, 70]. В этих работах на основе математических решений доказана возможность выделения участка спектра волновых процессов на полушарии, но особо активно действующих в заданном районе и описываемых в полушарной подобласти, занимаемой указанным районом. Поэтому в нашей работе такая возможность считается доказанной, а значит мы можем ограничиться спектральными сечениями в зональном процессе, а именно волновыми зональными числами $n=0$ и $n=N$, которые выделяют волну Россби, соприкасающуюся с меридиональной волной солитона Россби. Причем волна Россби перемещается по всему полушарию, но с активной фазой в процессе блокирования над территорией Украины, а волна солитона Россби действует только по меридиану, проходящему через восток Украины. Механизм взаимодействия этих волн в линейной постановке описывается посредством ввода в линейную задачу переменного коэффициента: $-\frac{ig}{2aB} \frac{\partial \bar{H}_s}{\partial \theta}$, который обозначает фактор орографического влияния на волновой процесс через неустойчивую моду.

Таким образом, в начальной стадии солитон Россби проявляет себя в качестве прогрессивной волны в зональном волновом процессе и по мере роста неустойчивой моды выходит из него в класс солитонного стационарного колебания, искажая, тем самым, зональный волновой процесс. На первом этапе прогрессивная волна на территории востока Украины стационарирует, но еще находится в классе прогрессивных волн. На втором этапе она уже из стационарной волны переходит в класс солитона, имеющего энергетическую поддержку от процессов радиационного выхолаживания, т.к. в данной постановке мы рассматриваем задачу с зимним блокированием. В то же время, в процессах гребневых вторжений зимнего блокирования развиваются энергетические аномалии в виде подинверсионных струйных течений нижнего уровня, фактически являющиеся результатом нелинейного взаимодействия двух перечисленных ранее волн – зональной и меридиональной.

Итак, опишем в классе собственных решений частотные характеристики прогрессивных волн в диапазоне спектра, действующего в активной фазе на территории Украины. С этой целью, согласно [32], введем в рассмотрение спектральный аналог зонального волнового процесса в классе волн Россби:

$$\begin{aligned} \frac{dV_{l,n}}{dt} - \frac{\sqrt{l(l+1)}}{a} \Phi_{l,n} + \alpha i n V_{l,n} - 2\omega i V_{l,n} \frac{n}{l(l+1)} - \\ - 2\omega i V_{l-1,n} \frac{\sqrt{(l+n)(l-n)(l-1)(l+1)}}{(2l-1)l} - \end{aligned} \quad (3.23)$$

$$- 2\omega i V_{l+1,n} \frac{\sqrt{(l+n+1)(l-n+1)(l+2)l}}{(l+1)(2l+3)} = 0;$$

$$\begin{aligned} \frac{dU_{l,n}}{dt} - \frac{\sqrt{l(l+1)}}{a} \Phi_{l,n} + \alpha i n U_{l,n} - 2\omega i U_{l,n} \frac{n}{l(l+1)} + \\ + 2\omega i u_{l-1,n} \frac{\sqrt{(l+n)(l-n)(l-1)(l+1)}}{(2l-1)l} - \end{aligned} \quad (3.24)$$

$$- 2\omega i u_{l+1,n} \frac{\sqrt{(l+n+1)(l-n+1)(l+2)l}}{(l+1)(2l+3)} = 0;$$

$$\frac{d\Phi_{l,n}}{dt} + \left(\frac{P_0 \sqrt{l(l+1)}}{\rho_0 B a} \right) (V_{l,n} + U_{l,n}) = 0, \quad (3.25)$$

здесь α - индекс циркуляции, выведенный следуя [32].

Систему (3.23)–(3.25) преобразуем к виду:

$$k_{l,n} \Phi_{l+2,n}^k + s_{l,n} \Phi_{l,n}^k + m_{l,n} \Phi_{l-2,n}^k = 0, \quad (3.26)$$

где

$$k_{l,n} = \frac{p_{l,n} b_{l+1,n}}{c_{l,n}}; \quad m_{l,n} = \frac{d_{l,n} a_{l-1,n}}{c_{l,n}};$$

$$s_{l,n} = 1 + \frac{d_{l,n} b_{l-1,n}}{c_{l,n}} + \frac{p_{l,n} a_{l+1,n}}{c_{l,n}};$$

$$a_{l,n} = \frac{4\omega\sigma_k \frac{\rho_0}{P_0} B \sqrt{(l+n)(l-n)(l-1)}}{\sqrt{l}l(2l-1)i \left[\sigma_k + \alpha n - \frac{2\omega n}{l(l+1)} \right]};$$

$$b_{l,n} = \frac{4\omega\sigma_k \frac{\rho_0}{P_0} B \sqrt{(l+n+1)(l-n+1)l}}{\sqrt{l+1}(l+1)(2l+3)i \left[\sigma_k + \alpha n - \frac{2\omega n}{l(l+1)} \right]};$$

$$c_{l,n} = \frac{2 \frac{\rho_0}{P_0} B \sigma_k^2}{\sqrt{l(l+1)}} + \frac{2\alpha n \frac{\rho_0}{P_0} B \sigma_k}{\sqrt{l(l+1)}} - \frac{4\omega n \frac{\rho_0}{P_0} B \sigma_k}{l(l+1)\sqrt{l(l+1)}} - \frac{2\sqrt{l(l+1)}}{a};$$

$$d_{l,n} = -2\omega i \frac{\sqrt{(l+n+1)(l-n+1)(l+2)l}}{(l+1)(2l+3)};$$

$$p_{l,n} = -2\omega i \frac{\sqrt{(l+n)(l-n)(l-1)(l+1)}}{(2l-1)l}.$$

Тогда решение ищем в виде:

$$V_{l,n} = V_{l,n}^k e^{i\sigma_k t}; \quad U_{l,n} = U_{l,n}^k e^{i\sigma_k t}; \quad \Phi_{l,n} = \Phi_{l,n}^k e^{i\sigma_k t}. \quad (3.27)$$

Система (3.26) как однородная трехдиагональная решается методом непрерывных дробей с характеристическим уравнением относительно собственных частот σ_k :

$$0 = \frac{s_{l,n}}{k_{l,n}} - \frac{\frac{m_{l+2,n}}{k_{l+2,n}}}{\frac{s_{l+2,n}}{k_{l+2,n}} - \frac{m_{l+4,n}}{k_{l+4,n}} - \frac{m_{l+4,n}}{k_{l+4,n}} - \frac{s_{l+4,n}}{k_{l+4,n}} - \dots} \quad (3.28)$$

или, если

$$N_{l+2,n}^k = \frac{\Phi_{l+2,n}^k}{\Phi_{l,n}^k},$$

то собственные вектора системы (3.26) будут:

$$\begin{aligned} \Phi_{|n|,n}^k &= 1; \quad \Phi_{|n|+2,n}^k = N_{|n|+2,n}^k; \quad \Phi_{|n|+4,n}^k = N_{|n|+2,n}^k N_{|n|+4,n}^k, \dots, \\ \Phi_{|n|+2j,n}^k &= N_{|n|+2,n}^k N_{|n|+4,n}^k, \dots, N_{|n|+2j,n}^k. \end{aligned} \quad (3.29)$$

Собственные частоты решений (3.12) для меридионального гребневого вторжения по типу солитона Россби должны совпасть с собственными же частотами решений (3.27) относительно прогрессивных волн Россби. Тогда процесс с одновременно существующими двумя перечисленными разнородными волновыми колебаниями будет синхронен, т.е. изменения по времени в одном из этих процессов тут же сопровождаются синхронными изменениями в другом.

Частоты колебаний, существующие в структуре солитона Россби, не обязательно должны совпадать с частотой волны Россби, т.к. солитон действует в независимом от волны Россби частотном режиме. В нем может быть основная низкая частота, определяющая срок действия солитона Россби и комплекс более высоких частот при колебаниях, существующих в структурной схеме солитона. Эти колебания уже взаимодействуют между собой по нелинейной механической связи и в суперпозиции составят низкую суммарную частоту солитона Россби.

В дальнейшем удобнее рассмотреть аппроксимацию волнового процесса по типу солитона Россби на базе многосолитонного решения для уравнения, которое приведено ранее в формуле (2.9):

$$\psi_n = \sum_{\mu=0,1} \exp \left(\sum_{i=1}^N \mu_i \left(k_i x - \sigma_i t + \eta_i^0 + i \frac{\pi}{2} \right) + \sum_{1 \leq i \leq j}^N \mu_i \mu_j A_{i,j} \right). \quad (3.30)$$

В данном случае ось x направлена по меридиану на север; индекс i определяет номер частного решения системы (3.8) - (3.9), (3.11). Собственные частоты σ_i выведены из спектра меридиональных колебаний в классе задачи по типу Штурм-Лиувилля, тогда как волновые числа k_i сопрягаются с волновыми числами, присутствующими в композициях собственных векторов (3.29).

Согласно [27], вертикальная структура собственных решений относительно прогрессивных и стационарных волн может быть описана уравнением:

$$\frac{d^2 D}{dy^2} + \left[-\frac{1}{4} + \frac{\sigma^2 H}{\chi g} \left(1 - \frac{\chi H}{h} \right) + \frac{\beta H}{\chi g h} \right] D = 0, \quad (3.31)$$

где H - высота однородной атмосферы; h - константа, отделяющая спектральные интервалы возможных прогрессивных волн; χ - отношение теплоемкостей; D - трехмерная дивергенция; y - вертикальная координата; σ - собственные частоты из решения уравнения (3.28);

$$\beta = (\chi - 1)g + \frac{dc^2}{dy},$$

c – скорость звука; g – ускорение силы тяжести.

Вертикальная структура в зоне действия прогрессивной волны описывается уравнением (3.31) относительно дивергенции, тогда как она же в зоне действия солитона Россби задается уравнением либо теплопроводности, либо конвекции причем относительно температуры. Соответствие между стратификациями температуры и плотности (что тоже дивергенции D) устанавливается по уравнению первого начала термодинамики:

$$\frac{\partial(\rho RT)}{\partial t} = -c^2 \bar{\rho} D + \bar{\rho} g w,$$

где в подинверсионном слое вертикальная скорость w полагается малой, также она мала и в слое радиационного выхолаживания. Но радиационное выхолаживание действует в зоне расположения солитона Россби, тогда как в районе действия блокированной прогрессивной волны вертикальная скорость $w = \frac{1}{RT} \frac{\partial \Phi}{\partial t}$ сравнительно велика и способствует развитию бароклинной неустойчивости и далее фронтогенезу.

На рис. 3.2 – 3.3 приведено поле плотности, отражающее движение меридиональной волны, имеющей начало в тропическом поясе Индийского океана и активизированной северной осцилляцией антарктического циркумполярного вихря. Активизация ячейки Ферреля северного полушария в циркуляционной системе Гадлея возможно лишь в долготном поясе 55–75° в.д., где ее взаимодействию с субэкваториальной ячейкой по Гадлею не мешают горные хребты Кавказа и Памиро-Гималайской системы. Влияние же Иранского нагорья и невысоких хребтов Эльбурс и Копетдаг относительно мало. Меридиональная волна в поле плотности, идущая вдоль меридиана 60° в.д. (рис. 3.2), затем переходящая в очаг повышенной плотности сухого воздуха (рис. 3.3) над Северным Кавказом и восточной Украиной определяет сущность меридионального гребневого вторжения.

На рис. 3.4 изображены формы меридиональных волновых процессов, обычно присутствующие в указанном долготном поясе. Как видно, более всего соответствуют действительности процессы, приведенные в рядах 1 и 4, периоды колебаний в которых близки к реальным. Ряд 1 соответствует периоду колебаний меридионального волнового процесса в поле плотности равному 3 сут. 5 час.; ряд 2 – 1 сут 8 час.; ряд 3 – 22 час.; ряд 4 – 7 сут 9 час. Градация по оси абсцисс соответствует 5° по меридиану, начиная с 10° ю.ш. и с градации 1. Значения по оси ординат соответствуют приведенному к уровню моря отклонению плотности воздуха в меридиональном волновом процессе.

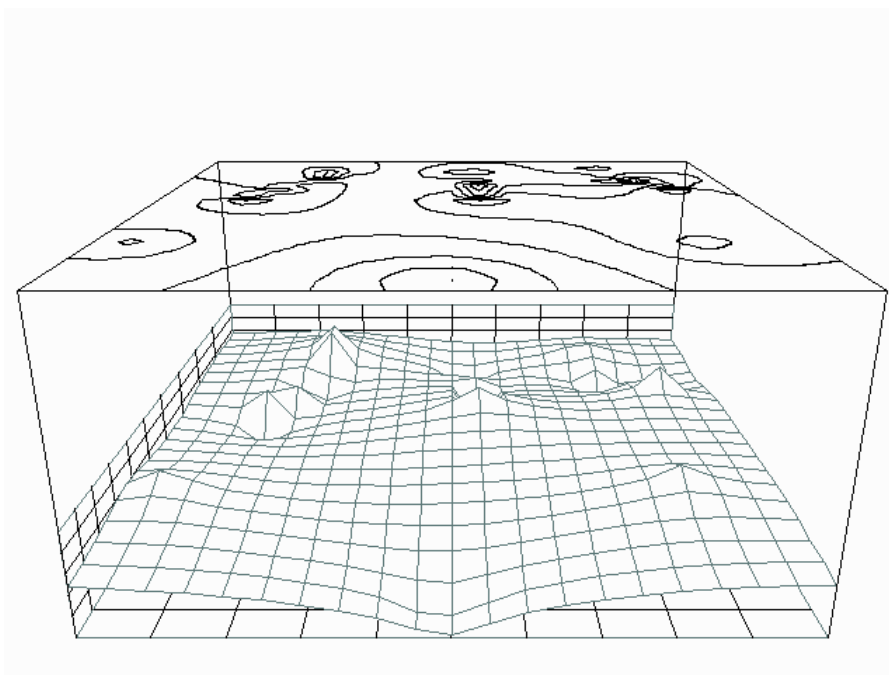


Рис. 3.2 - Поле плотности на уровне 925 гПа в широтном диапазоне от 40° ю.ш. до 40° с.ш. и в долготном интервале от 40° до 85° в.д. Изолинии сверху рисунка повторяют рельефную диаграмму.

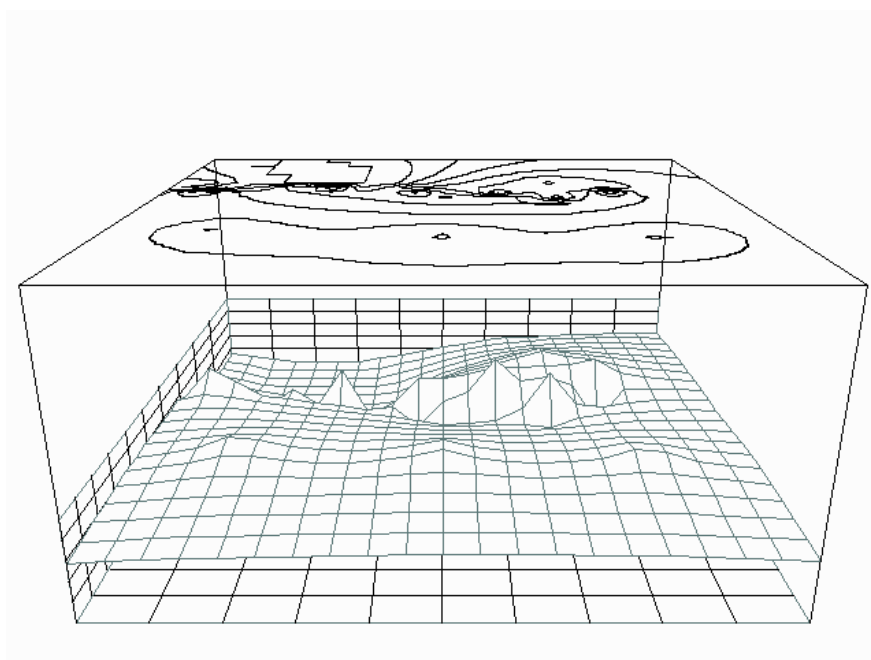


Рис. 3.3 - Поле плотности на уровне 925 гПа в широтном диапазоне от 40° с.ш. до 60° с.ш. и в долготном интервале от 40° до 85° в.д. Изолинии сверху рисунка повторяют рельефную диаграмму.

Меридиональные колебания, которые даны в рядах 2, 3, короткопериодные и не способны охватить северное полушария с преодолением Иранского нагорья, хотя на рис. 3.4 колебание, характеризуемое рядом 2, доходит до высоких широт. Однако, имея относительно малый период колебания, оно может соответствовать лишь нестационарным волнам Россби и не может быть причиной блокирования.

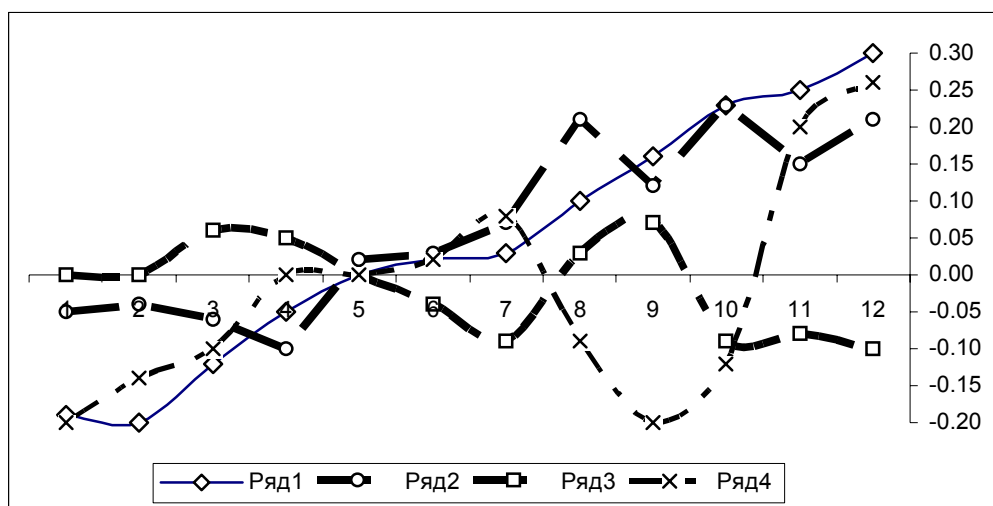


Рис. 3.4 - Волны плотности, распространяющиеся в меридиональном направлении от 20° с.ш. до 60° с.ш.

Линейная система зональных уравнений (3.4)-(3.6), описывающая глобальные меридиональные волновые процессы, конечно, является упрощенной. Однако полученные периоды колебаний от 3-х до 7-и суток в первом случае довольно близко соответствуют продолжительности существования стационарной волны Россби, а во втором случае — волне солитона Россби.

Гребневое вторжение, согласно [71], вызванное телеконнекцией и активизацией ячейки Ферреля, естественно является сильно действующим фактором, который должен привести к резкому обострению процесса, в том числе и над Украиной, в виде образования струй по типу течений Пуазейля. СТНУ, в основном, возникают в циклонических циркуляциях. Формирование СТНУ по типу течений Пуазейля и в антициклонических циркуляциях также должно быть обусловлено резким изменением в неадиабатическом процессе. Поэтому присутствие СТНУ по типу течений Пуазейля в циклонах тоже следует ожидать при наличии южного процесса с телеконнекцией.

Вторжение гребневого отрога Сибирского антициклона не влечет за собой резких изменений. Поэтому при этом типе блокирования следует ожидать СТНУ по типу течений Куэтта в циклонических и антициклонических циркуляциях. Восточный процесс с гребневым отрогом от Сибирского антициклона – явление медленно текущее и поэтому оно не вызывает ветровых аномалий.

Итак, показана возможность математического моделирования солитонов Россби совместно с окружающими их прогрессивными волнами Россби в линейной постановке задачи.

Учет топографии частично позволяет проводить расчет квазинелинейного энергообмена между предшествующей стадией солитона стационарной волной Россби и прогрессивными волнами. Объединенные при математическом моделировании вертикальные структуры в циклонических и антициклонических циркуляциях показывают некоторые их сходства и отличия, которые обобщаются в данном случае в вертикальной структуре солитона Россби. При этом определяется основа энергетической структуры солитона Россби при зимнем блокировании и смещении прогрессивных циклонических волн. Сходство частотных спектров колебаний волновых процессов в зоне действия солитона Россби и прогрессивной волны позволяет определить решение уравнения Картвега – де Фриза как основное для описания солитона Россби по многосолитонной схеме решения.

Меридиональные вторжения через Иранское нагорье, Каспийское море и далее через равнины Северного Кавказа с гребневым отрогом на Восточно-Европейскую равнину осуществляются на основе продольных атмосферных волн, идущих от пассатного пояса Индийского океана, тогда как в экваториальных широтах пояс высокого давления совместно с экваториальной депрессией сам по себе может активизироваться от Антарктического циркумполярного вихря. Это вторжение, перемещаясь через Иранское нагорье, может задерживаться хребтами Эльбурс и Копетдаг, но ввиду их малых средних высот оно имеет тенденцию проникать в северные широты Восточной Европы через Прикаспийскую низменность и Каспийское море. На рис. 3.5 приведена типовая ситуация с блокирующей гребневой структурой, имеющей генетическую основу меридионального волнового процесса, реализованного за счет механизма дальней телеконнекции через тропическую зону Индийского океана Иранское нагорье, Каспийское море, Северный Кавказ вплоть до Восточной Украины.

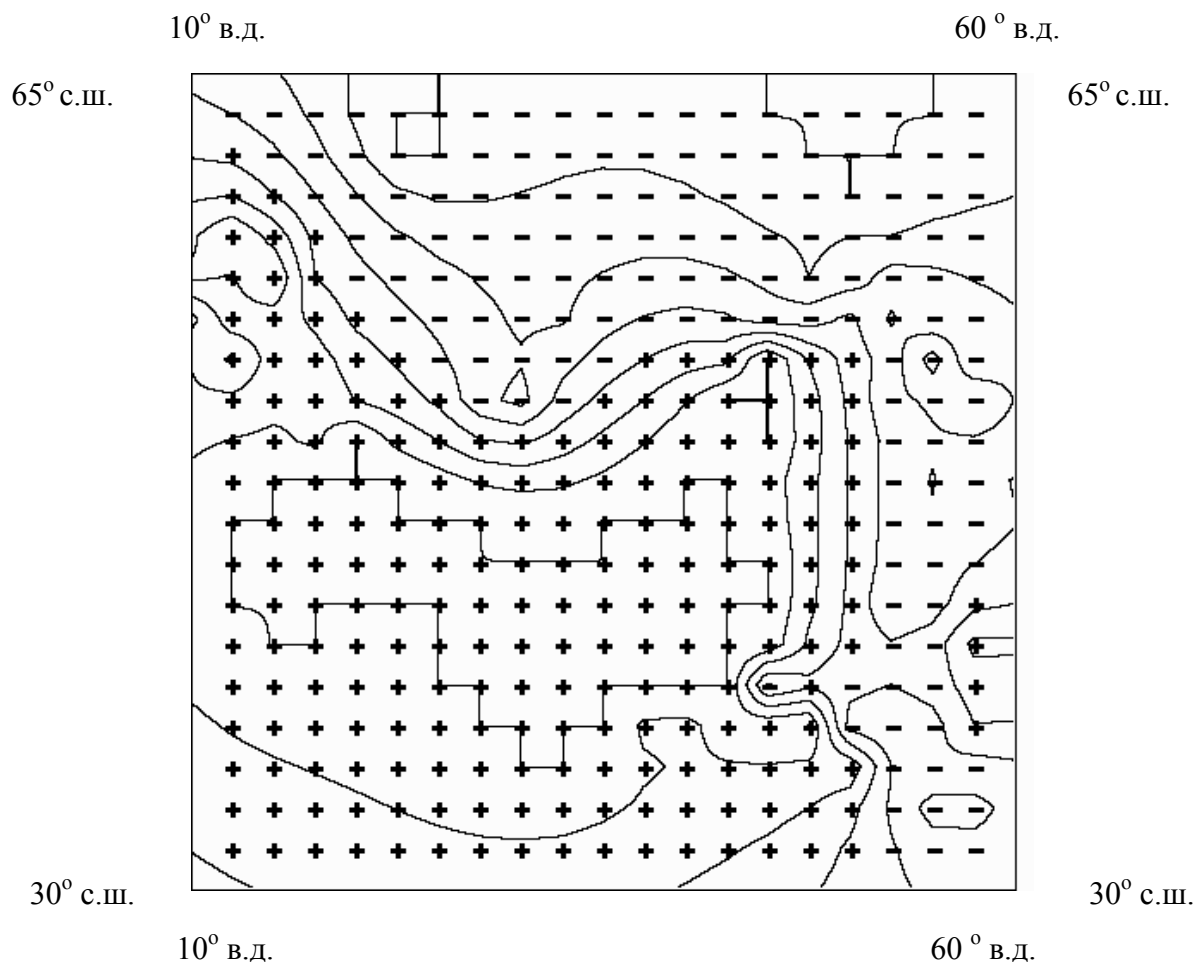


Рис. 3.5 – Функция тока типовой ситуации при меридиональном вторжении гребневой структуры с востока на территорию Восточной Украины

Как видно из рис. 3.6, отклонения от солитонной структуры выявляются, в основном, в струях фронтальных разделов и первом блокированном циклоне. Циклоническое образование, прослеживающееся западнее, легче входит в структуру солитона через вихревой баланс. Первая же циклоническая структура находится еще в стадии противодействия блокированию. При следующей стадии блокирования отклонения от солитонной структуры уменьшаются, что продемонстрировано на рис. 3.7 на котором основные отклонения располагаются в зоне фронтальных разделов, пересекающих периферию гребневой структуры.

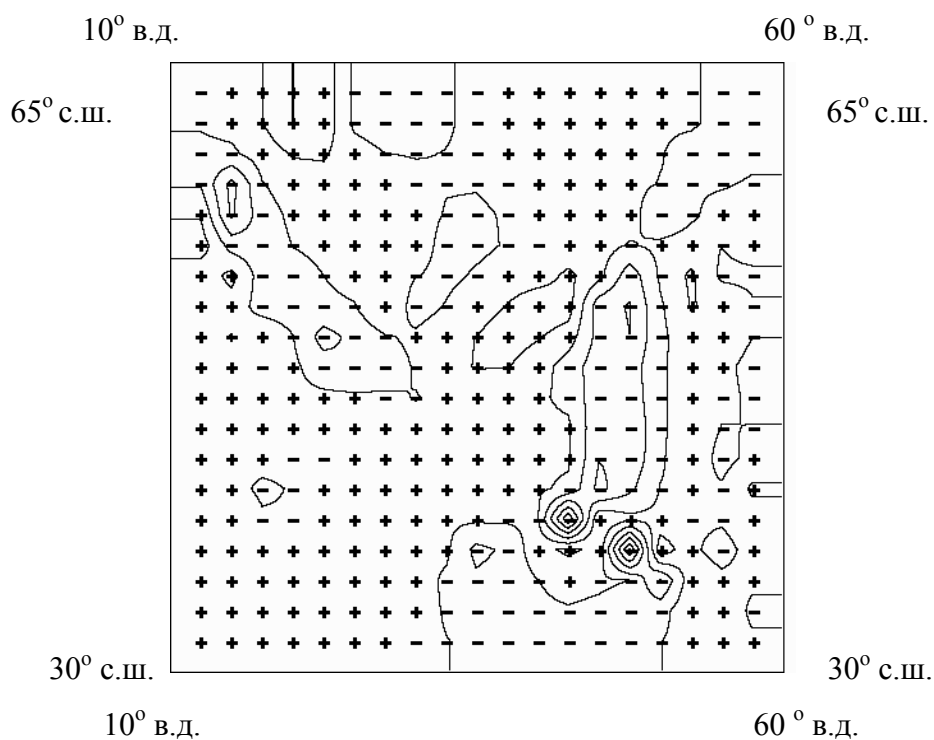


Рис. 3.6 – Функция тока отклонений от солитонной структуры ситуации, приведенной на рис. 3.5.

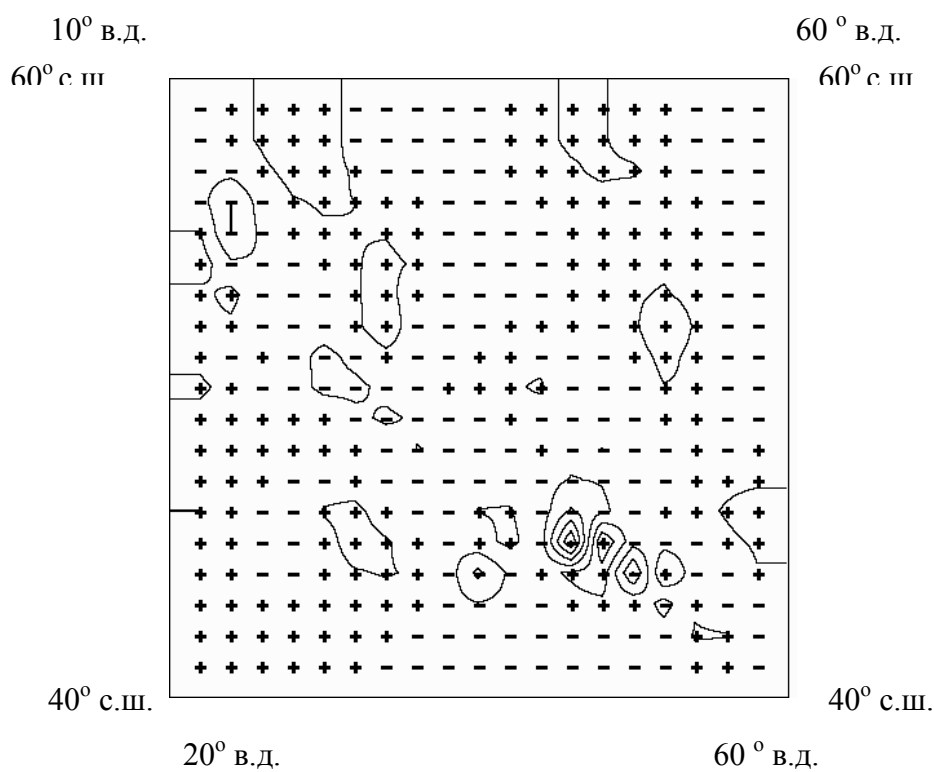


Рис. 3.7 – Функция тока отклонений от солитонной структуры в ситуации длительного блокирования

Ситуация (3.5–3.7) является результатом моделирования процесса телеконнекции, действующей от Индийского океана через Иранское нагорье на Украину. В практике синоптического анализа такого рода гребневые вторжения встречаются часто, но их генезис до настоящего времени не изучался. В той же мере детально не прослежен и процесс телеконнекции от Эль-Ниньо (Южный процесс). Оба эти процесса, в основном, объясняются на модельной основе, а не по данным натурных измерений.

3.2 Блокирующие процессы и аномальные метеорологические явления

Процесс блокирования, который в данной работе приравнивается явлению создания над большой территорией волнового процесса солитонного типа, должен сопровождаться рядом перестроечных механизмов, приводящих к созданию уединенной волны длительного действия. Блокирование осуществляется волновыми процессами разного генезиса. Для этого необходимо создать устойчивое стационарное положение волны на пути траекторий циклонов или, что то же – инерционных волн Россби. Такое стационарное состояние может поддерживаться энергетикой солитона либо термическим воздействием на барическую структуру, энергетически укрепляющее ее стационарное состояние. (примером может служить Сибирский антициклон). Создание блокирующей структуры в любом случае должно сопровождаться некими перестроечными явлениями в синоптическом процессе. Такого рода перестроечные механизмы естественно связаны с энергозатратами, происходящими локально и приводящими к возможной активизации метеорологических явлений над ограниченной территорией. Приведенное определение блокирования введено здесь впервые и существенно отличается от ранее известных [21, 24, 25, 48, 50, 54, 55, 61, 63, 75]. Однако, конкретное понимание механизма блокирования, которое объясняет его механические причины, дается здесь впервые не только гипотетически, но и доказательно посредством моделирования ситуации и количественных оценок энергетического поддержания процесса блокирования.

Блокирование само по себе аномальное атмосферное явление, влекущее за собой серию перестроечных процессов, каждый из которых может привести к аномальным погодным явлениям. При этом следует учесть, что не каждое волновое образование типа солитон может

присутствовать в атмосфере Земли в процессах планетарного масштаба. Причем, приведенный ранее пример Сибирского антициклона не часто может трактоваться как волновой процесс солитонного типа, поскольку ему далеко не всегда будет соответствовать сопряженный вихрь другого знака или фронтальный раздел, с которым может осуществляться энергообмен. Волновое образование типа солитон планетарного масштаба либо должно вписаться в спектр возможных поперечных волн инерционного типа, либо войти в класс продольных волн в полях плотности воздуха. До настоящего времени волны сжатия и разрежения в атмосфере изучались только в частотном спектре звукового диапазона, но в работе [32] есть первое исследование атмосферных продольных волн в низкочастотном диапазоне, действующих в меридиональном направлении и обеспечивающих энергетическую связь северного и южного полушарий Земли.

Причиной смены климатических эпох может служить не только развитие меридиональных процессов под влиянием динамики облачных систем или меняющихся со временем теплофизических и гигроскопических свойств подстилающей поверхности, но и влияние планетарных процессов типа Эль-Ниньо. Передаточные механизмы, с помощью которых осуществляется влияние процессов, происходящих над отдаленными областями Земли, получили название телеконнекции. В последних работах по телеконнекции связь процессов в северном и южном полушариях Земли прослеживается в циркуляционных условиях, складывающихся в, так называемом, Южном процессе, находящемся под воздействием течения Эль-Ниньо. В этом случае телеконнекция изучается в комплексе Гадлеевских циркуляций, которые могут быть пересмотрены в классе продольных волн, действующих не по всей вертикальной циркуляции ячеек Гадлея, а в полях плотности, ориентированных по одной изобарической поверхности. Эти поля плотности, формирующиеся в конвективных процессах, сопровождающихся переносом паросодержания, являются носителями продольных волн. Все, что связано с Южным процессом, можно охарактеризовать меняющимся под воздействием Эль-Ниньо комплексом ячеек Гадлея и Ферреля, которые связываются с аномалиями, приводящими к экстремальным условиям. Причем экстремальные условия проявляются обычно либо кратковременно в виде тропических штормов или долговременно в виде аномальных засух. Тогда можно ввести гипотезу, что кратковременные аномалии возникают при вторжении волнового процесса типа планетарный солитон в систему прогрессивных поперечных волн с масштабом циклонических вихрей, а

долговременные аномалии связаны уже со стабильным состоянием блокирующего солитона-Россби.

Не вдаваясь в подробное перечисление всех возможных планетарных процессов такого типа, остановимся на основных блоках в Атлантико-Европейском секторе, и, в основном, на блокировании в Восточно-Европейском секторе. Если моделирование процесса телеконнекции меридионального типа в указанном секторе подтвердит наличие продольных меридиональных волн планетарного масштаба в полях плотности и обнаружится их связь с процессом блокирования через волновое образование по типу солитона Россби, то далее следует определить область действия кратковременных аномалий в перестроечных процессах становления солитона над восточной Европой. Время существования же самого солитона будет в дальнейшем связано с долговременными аномалиями. Таким образом, смену циркуляционных эпох в Атлантико-Европейском секторе можно объяснить также процессами, происходящими в отдаленных областях земного шара. Конкретно нас будут интересовать процессы, стимулирующие развитие гребневых структур над Европой и близко прилегающими к ней территориями.

3.3 Численные эксперименты расчета струйных течений нижнего уровня

Для численных экспериментов выбран типичный синоптический процесс, зимой часто обуславливающий погоду над Украиной, когда блокирование осуществляется над восточной Украиной и траектории западных циклонов либо обходят гребневое вторжение с севера, либо становятся "ныряющими". В конкретном случае нас будет интересовать струйное течение нижнего уровня как аномальное явление, возникающее в действующем процессе из-за резких перестроек. Такие перестройки сбалансированных процессов, существующих на базе инерционных волн Россби, происходят при слиянии с ними внешних меридиональных вторжений, которые передаются телеконнекцией из очень отдаленных районов.

Итак, попытаемся проанализировать образование СТНУ в зоне действия гребневого блока, причем процессы блокирования будут рассматриваться только в холодный период, когда радиационное выхолаживание создает инверсионные слои в нижней тропосфере. Возникающие в зоне действия антициклонической циркуляции СТНУ

являются характерным явлением, особенно в развитой стадии блокирования.

На рис. 3.8 приведена синоптическая ситуация, отражающая начальную стадию блокирования, когда циклоническая серия, двигаясь с запада, встречает препятствие в виде гребня на востоке Украины. Гребневое вторжение еще не вошло в стадию развитого солитона Россби и стадию антициклонической фазы прогрессивной волны Россби.

На рис. 3.9 изображена картина, на которой гребень на востоке Украины уже находится в стадии прогрессивной волны Россби, т.е. смещается к востоку вместе с западной циклонической серией.

В данном случае синоптическая ситуация близка к 19.02.1979 г., но уточнена другой версией гидродинамической модели [7].

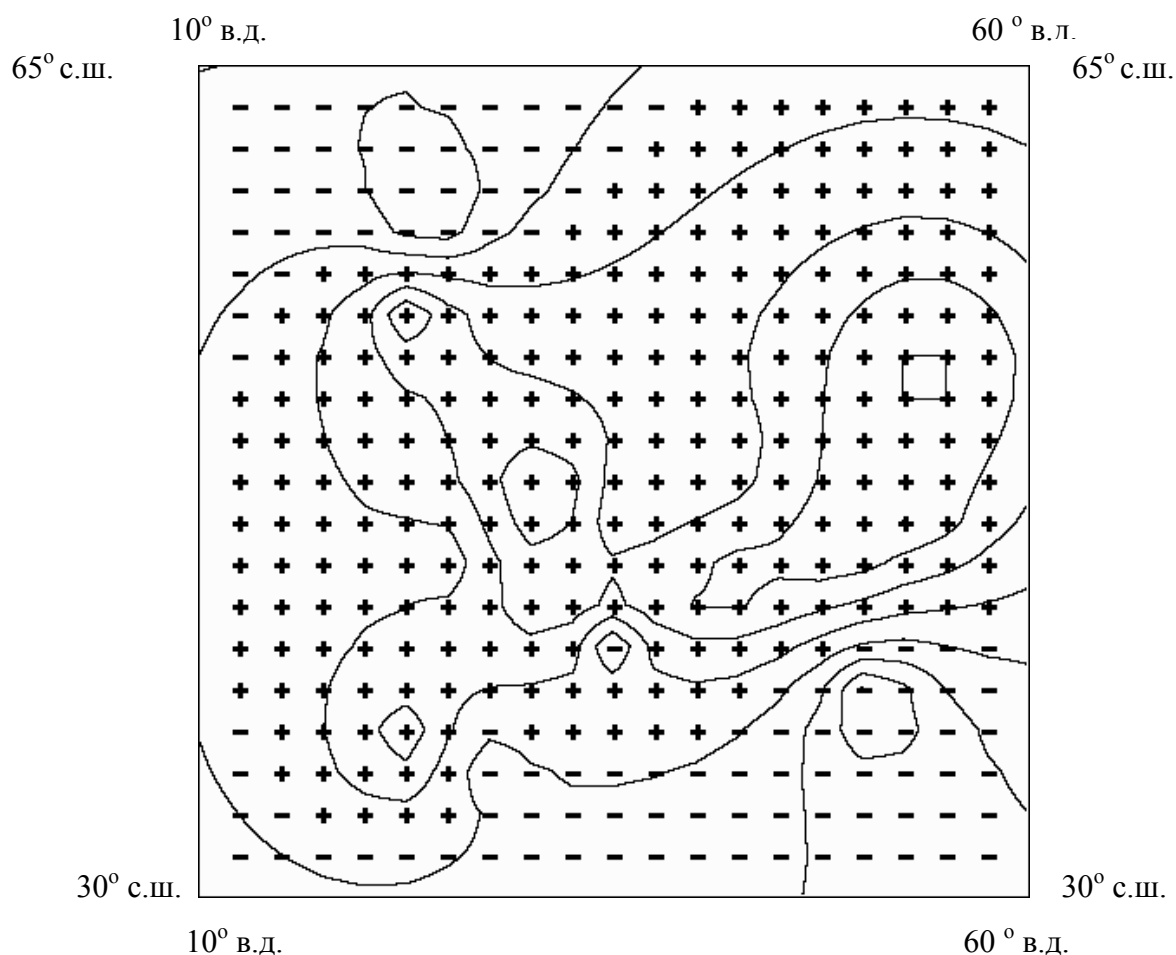


Рис. 3.8 – Поле функции тока на уровне 925 гПа 15.02.1979 г. в начальной стадии гребневого вторжения на востоке Украины

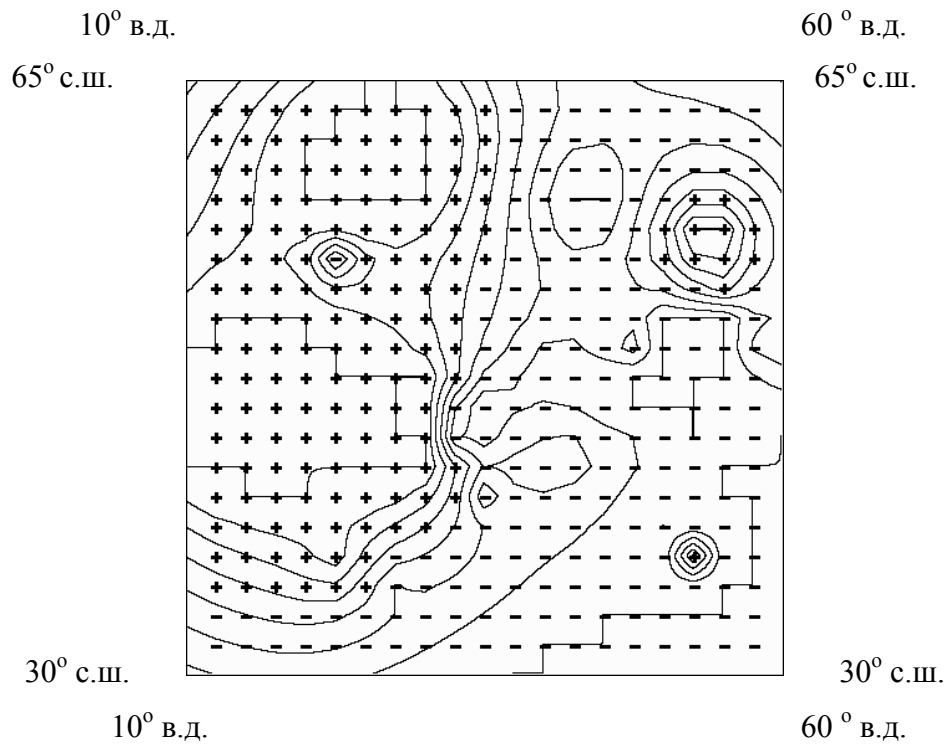


Рис. 3.9 – Поле функции тока на уровне 925 гПа. Гребневый отрог находится в стадии прогрессивной волны Россби

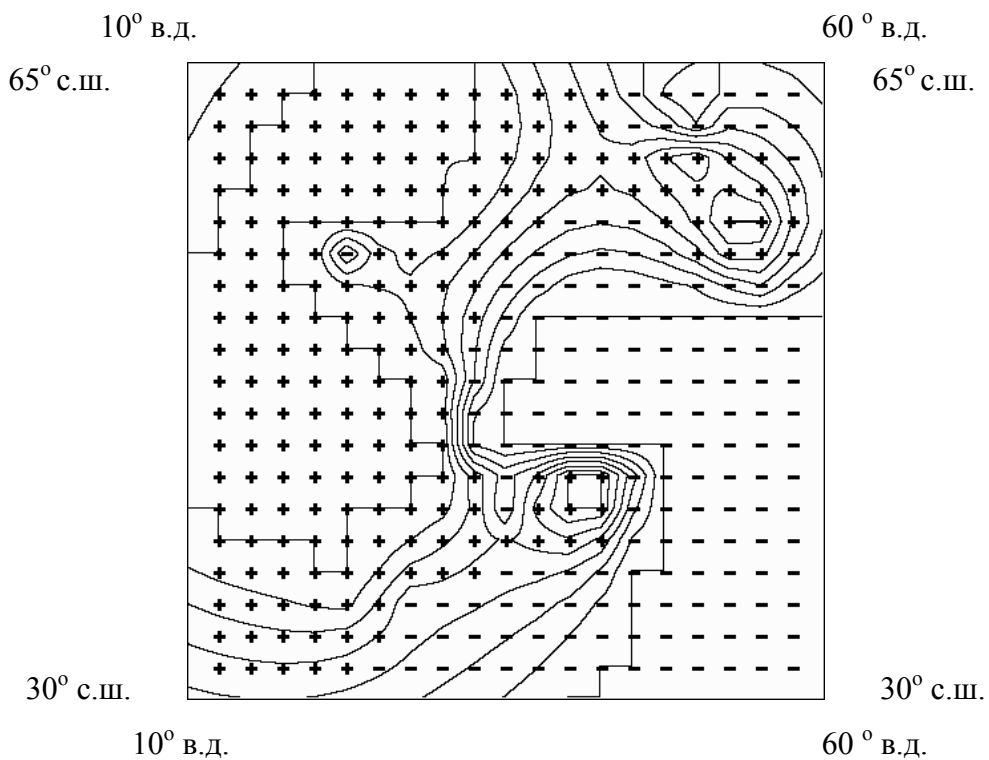


Рис. 3.10 – Поле функции тока на уровне 925 гПа в стадии блокирования солитоном Россби 19.02.1979 г.

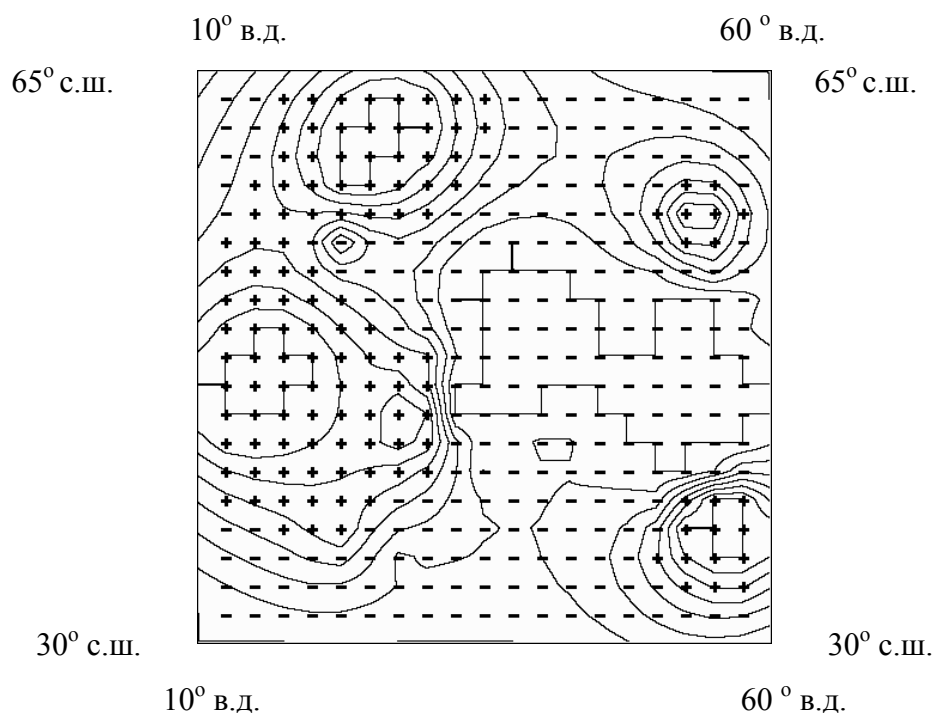


Рис. 3.11 – Поле функции тока на уровне 925 гПа при гребневом вторжении в стадии стационарной волны Россби (ситуация близкая к 19.02.1979 г., но уточнена [7] другой версией гидродинамической модели)

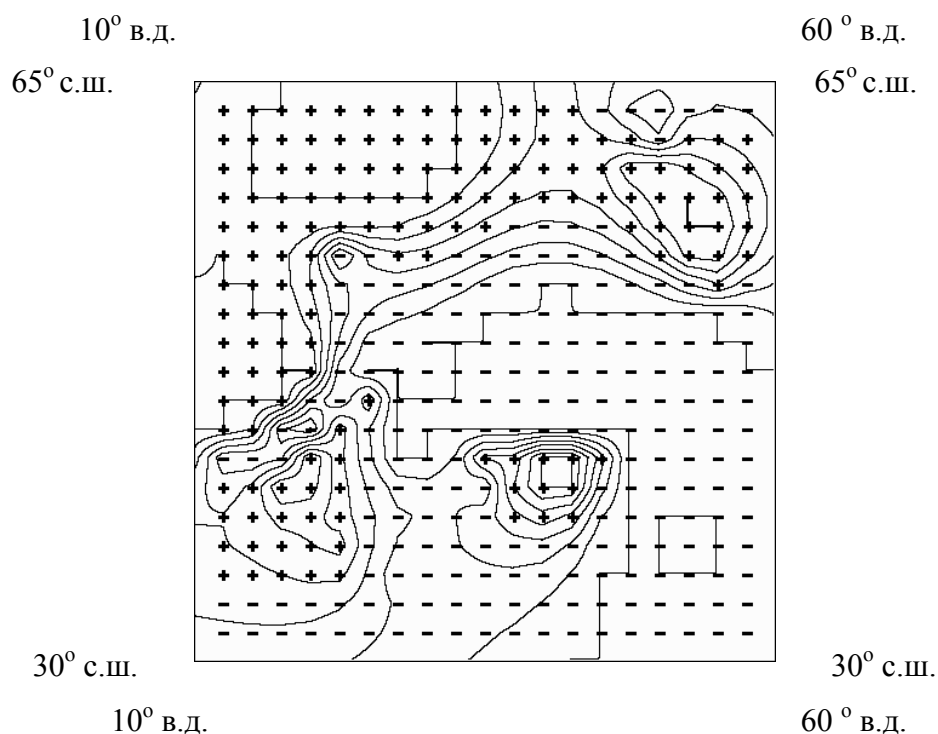


Рис. 3.12 – Поле функции тока на уровне 925 гПа в ситуации солитона Россби 19.02.1979 г. (учтены боковое гидродинамическое давление и угловые моменты)

Гребневое вторжение над восточной территорией Украины (рис 3.10) перешло в стадию солитона Россби и стационарирует там же при энергетическом поддержании за счет энергии радиационных источников, в том числе и радиационного выхолаживания, своего стабильного состояния в виде волны солитонного типа, а на рис. 3.11 гребень на востоке региона находится в состоянии стационарной волны Россби.

Как видно из рис. 3.8, в начальной стадии гребневого вторжения СТНУ по типу течений Пуазейля не возникают, тогда как уже в стадии прогрессивной волны Россби, приведенной на рис. 3.9, СТНУ по типу течений Пуазейля появляются на границе гребневой и ложбинной структуры. Однако эта низкотропосферная струя относится скорее к штормовым зонам и предфронтальным подинверсионным струям в циклоне. Заметим, что описанные СТНУ в наших расчетах расположены на стыке ложбин и гребней, а не в тех местах циклонических циркуляций, как это показано в работах [33-34].

В стадии солитона Россби четко выделяются подинверсионные СТНУ по типу течений Пуазейля в зоне действия гребневого вторжения. При ситуации стационарной волны Россби, приведенной на рис. 3.12, подинверсионные СТНУ прослеживаются в узкой зоне между цикло- и антициклоническими циркуляциями, но в самой гребневой структуре они не проявляются. Учет бокового гидродинамического давления и угловых моментов в зонах действия вихреисточников конкретизировал положение СТНУ в обоих типах циркуляций - циклонической и антициклонической (рис.3.12). В зоне солитона Россби струя действует по типу вихря циклонического вращения. Это понятно из того, что достаточно интенсивный вихрь антициклонического знака не может быть создан в природе, что известно, например, из [59]. В зоне блокированного циклона развивающиеся СТНУ действуют по типу фронтальных зон. Хотя модели фронтальных разделов не были введены в расчет, они были затем учтены в вертикальной структуре, т.е. в термической стратификации атмосферы, о чем будет сказано позднее.

Напомним, что низкотропосферные струи располагаются в 300-километровой зоне перед теплым фронтом, впереди или пересекая холодный фронт и в штормовой зоне соприкосновения анти- и циклонических циркуляций. В зависимости от места их расположения они будут иметь различную интенсивность (типа Куэтта или Пуазейля) и протяженность, т.е. относиться к мезо- или α -синоптическому масштабу. Эти особенности СТНУ четко прослеживаются по модельным расчетам (рис. 3.8–3.12).

Отличить циклоническое вращение прорыва от циклонического вращения СТНУ можно по интенсивности и толщине слоя вращения. Наличие инверсии в зоне радиационного выхолаживания в гребневой структуре есть первый признак солитона Россби, а признак его длительной стабилизации есть появление интенсивного СТНУ, которое, в основном, наблюдается вблизи уровня 925 гПа.

Отличие стационарной волны Россби (рис. 3.12) от солитона Россби малы, т.к. при стационарировании волны Россби она должна, по мере развития в ней самостоятельных энергетических процессов, переходить в структуру солитона Россби. Обе структуры имеют схожие признаки блокирования, а траектории циклонов в циклонической серии тогда переходят в подкласс огибающих гребневой блок или прорывающих его по периферии гребня. Однако, стационарную волну Россби, в отличие от солитона Россби, можно обнаружить по переходу прогрессивных волн циклонической серии в обширный квазистационарный циклон, расположенный перед гребневым блоком. Поэтому стационарная волна Россби определяется размером предшествующего ей стационарного циклона, а солитон Россби сохраняет движение неглубоких образований циклонической серии.

Место локализации возможного СТНУ в гребневой структуре солитона Россби выделяется по полю геопотенциала, в котором заметны очаги существенной положительной завихренности в зоне действия СТНУ. Естественно, что для более точного определения расположения струй необходимо рассмотреть термическую вертикальную структуру и выявить наличие подинверсионных слоев в зоне действия солитона Россби. Интенсивные струи (типа Пуазейля) в других структурах барического поля, например в стадии стационарной волны Россби, еще не имеют энергетического запаса, достаточного для их образования. Такой всплеск энергии возможен лишь в солитонной структуре за счет процессов радиационного выхолаживания, хотя следует заметить, что длительно существующая стационарная волна Россби также способна выделить энергию для организации СТНУ.

3.4. Расчет подинверсионных струй в антициклонических циркуляциях

Как установлено в предыдущем разделе, для диагноза и прогноза образования СТНУ необходимо предсказать благоприятную синоптическую ситуацию с инверсионным распределением температуры воздуха с высотой. Не вдаваясь в подробности математического описания трансформационных процессов, ограничимся рассмотрением их свойств в телескопизированном варианте только над территорией Украины и конкретном синоптическом процессе блокирования западных циклонов по востоку Украины.

С этой целью воспользуемся уравнениями зонального процесса и получим частотный спектр меридиальных волн, действующих в атмосфере над территорией Украины. В табл. 3.1 дан спектр возможных собственных частот. Уравнение (3.21) решалось методом Феррари с учетом неустойчивых мод, т.е. все его корни были комплексные. Однако, неустойчивые моды по их модульным значениям позволили впоследствии отфильтровать класс волновых колебаний, явно не соответствующих физике макро- и мезомасштабных метеорологических процессов автоколебаний атмосферы.

В табл. 3.2 приведены периоды затухания и роста амплитуд меридиональных волн, за которые их амплитуды уменьшаются или увеличиваются в два раза.

Таблица 3.1 – Спектр периодов меридиональных колебаний в долготном поясе 50...650 в.д.

Волновое число	Собственные периоды колебаний, в часах			
2	23,1*	49,1*	125,3*	342,8*
3	21,1	38,9	115,8*	321,9*
4	18,7	27,0	87,2*	213,6
5	13,6	25,7	75,5	145,8
6	13,7	23,0	72,0	86,0
7	12,4	21,9	68,7	73,0

Из табл. 3.1, 3.2 выбраны только те моды (отмечены знаком - *), которые могли бы соответствовать реально происходящим процессам.

Таблица 3.2 – Периоды изменения модулей амплитуд в два раза при разных меридиональных волнах

Волновое число n	П е р и о д ы (в ч а с а х)			
2	12,03*	35,00*	77,55*	109,09*
3	5,98	- 8,67	101,41*	76,09*
4	1,07	- 6,33	34,24*	-3,05
5	- 0,44	- 4,55	0,80	-7,44
6	- 1,87	0,01	-0,88	0,99
7	4,12	2,76	1,32	-11,23

Примечание: Знак минус означает затухание амплитуды.

Таблица 3.3 - Периоды (в часах) волн Россби, взаимодействующих с меридиональными волнами

Меридиональные волны	Волны Россби		
	Волновые числа		
	7	9	12
23+i12 (2)	12, 17, 25, 32	6, 12, 23	24, 31, 35
49+i35 (2)	43, 56	9, 18, 28	21, 32, 34
125+i78 (2)	46, 78, 231	5, 35, 43	32, 45, 47
343+i109 (2)	18, 26, 32	10, 18, 56	13, 15, 34
116+i101 (3)	13, 25, 29	7, 18, 42	8, 23, 29
322+i76 (3)	15, 18, 21	9, 16, 77	4, 17, 43
87+i34 (4)	34, 56, 77	23, 29, 46	32, 41, 76

Примечание. В скобках даны меридиональные волновые числа.

Анализ расчетов частот автоколебаний меридиональных волн показал, что только узкий класс этих волн может реально присутствовать в синоптических процессах. Это, в основном, волны с периодами в 1 сутки, 2 суток, а затем 5 и 15 суток, имеющие рост амплитуды, складывающийся в ее удвоении за срок, равный в полпериода. Трех с половиной суточная волна ($87+i34$) менее устойчива, т.к. за полутора суток она удваивает свою амплитуду и к концу периода практически ее учетверяет (табл. 3.3). Конечно, это аномальный процесс в меридиональных колебаниях, однако он может происходить в случаях возникновения экстремальных СТНУ.

В табл. 3.3 приведены периоды волн Россби, рассчитанные по системе уравнений (3.23)–(3.25) для зональных волновых чисел, характерных для волновой параметризации серийных западных циклонов. Здесь же даны всевозможные комбинации волн Россби, которые могут войти во взаимодействие с выбранными из табл. 3.1 и 3.2 меридиональными волнами. Например, циклоны с волновым числом 7 соответствуют обширным окклюдированным депрессиям, с волновыми числами 9...12 - одноцентровым молодым депрессиям, обычно проходящим серией. Молодые циклоны, могут стационаризовать, когда их периоды (табл. 3.3) существенно превышают сутки. Такие эффекты возможны, если путь молодого циклона блокирован гребневым вторжением, и одноцентровая депрессия должна накопить достаточный запас энергии для смены направления траектории в обход блока. Этот момент еще называют регенерацией циклона, которая чаще всего осуществляется над водной поверхностью, но при достаточном влагозапасе эта регенерация может произойти и над сушей. Аналогичный механизм изменения траектории циклона или циклонической серии наблюдается при огибании орографических препятствий, например, в нашем случае, Кавказского горного хребта.

Для изучения процесса возникновения СТНУ в момент перестройки квазистационарной волны Россби в солитон Россби возьмем за основу из всего спектра перечисленных частот волновое движение с частотой: $87+i34$ (4). Это квазистационарная волна Россби с периодом стационарирования 87 часов, причем ее амплитуда удваивается за 34 часа; меридиональное волновое число равно 4. Другими словами, это как раз размер меридионального волнового возмущения, простирающегося от Турции через Черное море до Курска. За 34 часа амплитуда этого волнового возмущения возросла в два раза, т.е. гребневое вторжение быстро переходит в стадию блокирующего. Оно вступает в энергетическое взаимодействие с волнами Россби, препятствуя их движению на запад и

превращая в квазистационарные. Поэтому частоты волн Россби, имеющие периоды в 41, 46, 56 часов, как раз соответствуют такой стадии в блокировании, т.к. именно за указанный период циклон может сменить направление своей траектории на 90 градусов и более.

Таким образом, гребневое вторжение, отмеченное математическим аналогом в виде гармоник с меридиональным волновым числом 4, может вступить в трансформационное энергетическое взаимодействие с зональными гармониками при волновых числах 12, 9, 7, соответственно. Чем меньше зональное волновое возмущение по типу волн Россби, тем короче ее период, что естественно с точки зрения физики волновых процессов. При волновом числе 7 волна Россби соответствует окклюзированной депрессии большой пространственной протяженности. Если волновое число равно 9, она переходит в молодые циклоны, обычно находящиеся в циклонической серии. Волновое число 12 более характерно для ложбин или деформированных суженных, обтекающих гребневое или орографическое препятствие, циклонов. Поэтому депрессии с волновым числом 12 должны, в основном, присутствовать, начиная с того момента, когда гребневое вторжение по типу стационарной волны Россби начинает переходить в стадию солитона Россби с периодами 77, 76 часов. Поэтому от волны $(46 (9); 87+i34 (4))$, существующей в начале процесса блокирования, идет трансформационный процесс к волнам $(56 (9); 343+i109 (2))$; $(77 (9); 322+i76 (3))$; $(42 (9); 116+i101 (3))$. Первые две волны определяют нереальное слишком длительное блокирование, тогда как третья $(42 (9); 116+i101 (3))$ обеспечивает квазиреальность трансформационного перехода к блоку типа солитона Россби.

Итак, в качестве реперной характеристики трансформации обозначим переход от волны $(46 (9); 87+i34 (4))$ к волне $(42 (9); 116+i101 (3))$. Зональное волновое число – 46 (9) или 42 (9) хорошо согласуется со стадией молодого циклона, находящегося в циклонической серии до блокирования и после него. Длительность блокирования в 5-10 суток соответствует реальности. Амплитудный рост вдвое за 9 суток практически возможен, если блокирование будет продолжительным, но все же он должен быть ограничен диссипативными силами или сбросом энергии, например, в образующееся на стадии солитонной перестройки СТНУ. В дальнейшей стадии блокирования может произойти трансформационный переход к ситуации $(47 (12); 125+i78 (2))$, т.е. к крупному блоку, почти смыкающемуся с гребневым отрогом арктического антициклона, который небольшие по размерам депрессии обтекают с севера или прорывают по периферии гребня с юга.

Вид собственных решений по формулам (3.22) позволяет оценить типовой вид меридиональных волн, суперпозиция которых составит конкретный процесс блокирования на меридиане восточной Украины.

На рис. 3.13 приведены собственные решения меридиональных волн и меридиональных разрезов волн Гаурвица - Россби, которые соответствуют:

- а) стадии стационарирования окклюдированного циклона перед гребневым блокирующим отрогом;
- б) стадии обтекания гребневого отрога с севера траекторией деформированных циклонов;
- в) прорыва с юга тех же циклонов через основание блокирующего гребня.

Такое довольно редкое проявление собственных функций в общем обширном спектре собственных решений четко определит спектр частот зональных и меридиональных волновых процессов при блокировании. Поэтому проявление в процессе именно этих частот (периодов) служит хорошим предиктором для предсказания блокирования и, как следствие, перехода к возникновению подинверсионного СТНУ. Нижнетропосферное струйное течение чаще всего связано с наличием инверсии, которая сама по себе не участвует в волновом процессе. Однако, при образовании волны, типа солитон Россби, необходим резкий "всплеск" энергетической перестройки, что может быть осуществлено только отдачей энергии радиационного выхолаживания на образование СТНУ, как результата создания солитона Россби.

Выбирая несколько меридианов в долготном поясе возможного действия солитона Россби, получаем также несколько результатов аппроксимации в соседних меридианах.

На рис.3.14 приведен результат трансформации энергии между модами.

В результате трансформации выявляется потеря энергии основной моды окклюдированного циклона (ряд 3), блокированного меридиональным гребневым вторжением и возрастание энергоактивности моды циклонической серии (ряд 4), которая обходит гребневое вторжение с севера. Мода основного гребня (ряд 2) становится более энергонасыщенной, а мода первичного гребня (ряд 1) практически сохраняет свой энергозапас, что говорит о перерастании односолитонной структуры гребневого вторжения, как это было в начале процесса энергетической трансформации за трое суток назад, в двухсолитонную структуру.

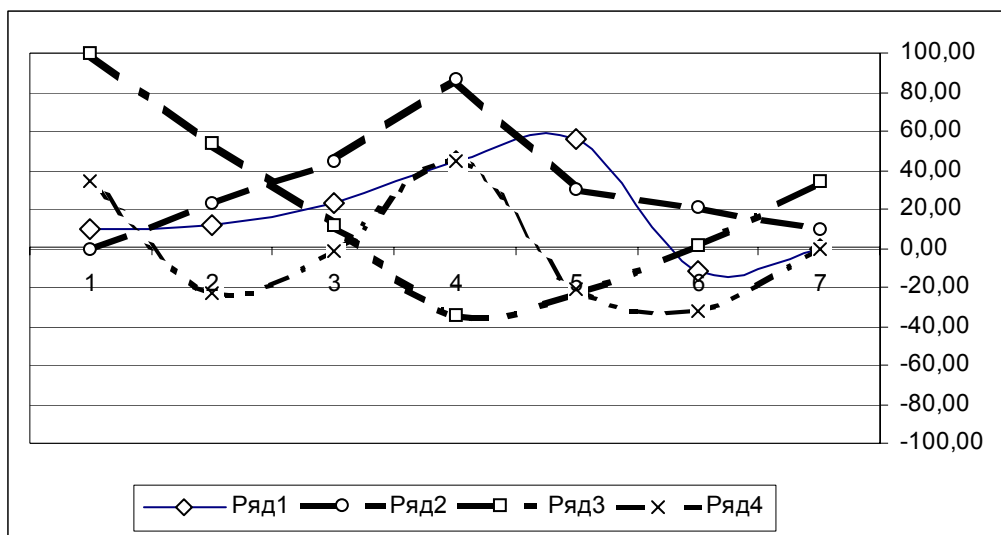


Рис. 3.13 – Собственные функции меридиональных волн.

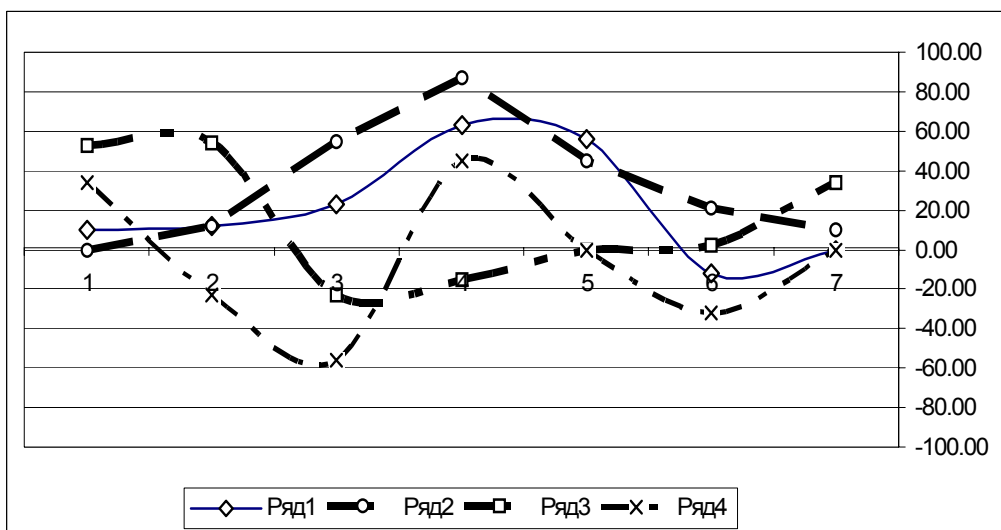


Рис. 3.14 - Собственные функции меридиональных волн после межволновой энергетической трансформации за период в трое суток

Примечание к рис. 3.13 и 3.14: Ряд 1 определяет собственную функцию с периодом $87 + i34$ ч; ряд 2 – меридиональную волну с периодом $116 + i 101$; ряд 3 – меридиональный разрез зональной волны с периодом 42 для блокированного окклюдированного циклона; и ряд 4 – такой же разрез, но с периодом 46 ч для циклонов, меняющих траекторию после блокирования. Левая граница графиков соответствует северному полюсу, правая – экватору.

Как уже упоминалось ранее, инверсия в нижней тропосфере появляется после стационарирования гребневого вторжения либо в стадии стационарной волны Россби, либо в стадии солитона Россби. Причем, как выяснилось из результатов численных экспериментов (рис.3.11-3.12) , при переходе к солитонной структуре происходит внутrigребневое вторжение циклонического вихревого образования, которое увеличивает слой атмосферы, занятый холодной воздушной массой, и поднимает верхнюю границу инверсии до уровня 925...850 гПа, что, в свою очередь, способствует образованию глубокой инверсии. С участием этой инверсии, становится возможным появление СТНУ. Чем резче солитонная перестройка со стадии волны Россби, осуществляющаяся через стадию стационарной волны Россби, тем более интенсивен процесс организации подинверсионных СТНУ внутри гребневой структуры.

Подинверсионные СТНУ в гребневых структурах зимнего периода формируются, в основном, в момент становления волновой структуры солитона Россби через стадию стационарной волны Россби. При организации солитона Россби внутри его гребневой структуры возникает вихревая депрессия, способствующая появлению инверсий в большинстве случаев с западной стороны гребня. Основной причиной образования инверсий в зимних гребневых вторжениях является радиационное выхолаживание подстилающей поверхности и прилегающего слоя воздуха в стационарных блокирующих гребневых структурах и дальнейший подъем инверсионного слоя вертикальными токами положительных вихрей циклонического вращения, находящихся внутри гребневой структуры при ее переходе в волновой процесс по типу солитона Россби.

Радиационное выхолаживание в гребневой структуре вызывается, в том числе, трансформационным процессом взаимодействия меридиональных колебаний продольного типа в тропических волнах плотности и поперечного, формирующегося при трансформации стационарирующей волны Россби в стационарную волну Гаурвица.

Меридиональное вторжение из тропической зоны с активизацией ячейки Ферреля не должно состоять в энергетическом балансе с процессами, происходящими в Восточной Европе, и поэтому оно вызывает адаптационные течения, которые могут соответствовать возникновению СТНУ. Низкотропосферные струи, в свою очередь, должны сопровождаться комплексом метеорологических факторов, способствующих их образованию, в том числе наличием задерживающего слоя. Существование инверсии тоже должно поддерживаться

определенными метеорологическими условиями, например, адвекцией теплого воздуха, или радиационным выхолаживанием.

Таким образом, образование волны солитонного типа является нелинейным процессом, в то время как трансформационный перенос энергии между волновыми модами тоже нелинейный процесс, который может быть синфазным солитонному процессу. Количество трансформационных действий должно соответствовать многосолитонной системе колебаний так, чтобы каждое колебание соответствовало одному комплексу энергетических трансформаций. Различного рода колебания и их частотные характеристики в суммарном процессе должны быть синхронны по времени. Только при выполнении всех перечисленных выше условий можно будет предсказать сложный процесс перехода меридиональных волн в их солитонную организацию, а значит и формирования подинверсионных струйных течений нижних уровней.

4 НИЗКОТРОПОСФЕРНЫЕ СТРУИ В ГРЕБНЕВЫХ СТРУКТУРАХ ЗИМНЕГО ПЕРИОДА НАД ТЕРРИТОРИЕЙ УКРАИНЫ И ЮГОМ РОССИИ

4.1 Циркуляционные и термодинамические условия образования струйных течений в пограничном слое при гребневых структурах

Основным предиктором, благоприятным для формирования явления типа СТНУ в зимний период при антициклонической циркуляции, является факт наличия самой гребневой структуры, которая должна находиться, как установлено нами ранее, в состоянии перестройки из стационарной волны Россби в стадию солитона Россби. Кроме того, причиной такой перестройки должна явиться энергия, например, меридионального волнового процесса, который вносит в текущую волну дополнительный и несбалансированный с ним энергетический вклад. Первым признаком такого состояния должно быть включение в волновой процесс внешних энергетических источников типа длинноволнового выхолаживания с последующим поднятием инверсии радиационного происхождения до высот, находящихся вблизи уровня 925 гПа. Этому процессу предшествует выход на территорию Украины гребневой структуры азиатских зимних антициклонов либо, по меридиональному направлению, субтропического пояса высокого давления. Обе ситуации должны быть ранее обусловлены наличием в синоптическом положении над Украиной ряда факторов, способствующих распространению выше указанных гребневых структур обоих типов на регион. Основным из них является уменьшение плотности воздуха в слое нижней тропосферы за счет поступления в воздушную массу паров влаги, т.е. происходит подготовка пространства для вторжения в него либо более плотных слоев выхолаженного сухого воздуха азиатских антициклонов, либо для меридионального переноса относительно теплого, но сухого воздуха зимних субтропиков. Кроме того, на территорию Украины по меридиональным траекториям антициклоны могут перемещаться не только из субтропических широт, а также из арктических районов.

Вторжение азиатских отрогов повышенного давления в сторону запада можно назвать "восточным процессом", идущим против направления основного зонального переноса с запада на восток. Реализация "восточного процесса" происходит при некоторых условиях, способствующих втягиванию плотного воздуха с востока за счет резкого

снижения плотности воздуха на западе. Причем указанный фактор должен превышать инерцию восточного переноса воздушных масс, созданную вращением Земли и температурным контрастом "полюс – экватор". Для этого над территорией Украины должен скопиться более теплый влажный, но ненасыщенный воздух в слое нижней тропосферы. "Языковое" тонкослойное вторжение выхолаженного воздуха с востока на запад против ведущего потока воздушных масс маловероятно, т.к. для него нужен кататический эффект горных склонов, отсутствующий на всей территории к востоку от Украины. Азиатские зимние антициклоны имеют чаще всего эффект радиационного выхолаживания в пределах пограничного слоя атмосферы, т.е. в достаточно тонком слое воздуха. Выше него температурная стратификация не имеет особых отличий и соответствует профилям температуры обычных высотных антициклонов, деформируемых динамическим влиянием циркумполярных вихрей. С сезонным уменьшением радиационного выхолаживания азиатский антициклон вообще теряет свою структуру, и синоптические процессы над северной Азией мало отличаются от европейских. Поэтому "восточный процесс" над территорией Украины в теплый период года можно отнести к разряду крайне редких явлений, возможных только при развитии засух в Западной Сибири, когда плотный сухой воздух сменяет принесенные с Европы массы менее плотного влажного воздуха.

Меридиональные вторжения гребневых структур непосредственно связаны с динамикой циркумполярного вихря и с положением арктического фронта. Чаще всего Е-форма циркуляции имеет происхождение гребневых структур от арктического антициклона и субтропического максимума. На первое арктическое вторжение влияет структура арктического фронта, а на второе, естественно, полярного, сместившегося в зимнее время к Турции, а иногда и южнее. Вдоль полярного фронта, как обычно, следуют траектории зимних южных циклонов Средиземноморья, которые в теплый период вместе с указанным фронтом доходят вплоть до территории Украины и даже гораздо севернее. Не исключена вероятность образования сложного вторжения, которое соединяет азиатскую гребневую структуру, проходящую через Каспийское море, с африканско-средиземноморской, простирающейся от Эгейского моря и проливов к северному Причерноморью. Подобное развитие гребневого вторжения отмечалось, например, с 27.12.1998 г. по 31.12.1998 г. и в нем на малых высотах порядка 340...360 м сформировалось струйное течение нижнего уровня. СТНУ наблюдалось в

тот момент, когда южную периферию сложной гребневой структуры пересекал своими ветвями полярный фронт.

Рассмотрим подробнее указанную ситуацию. В начале вторжения 27.12.1998 г. полярный и арктический фронты находились на широте Скандинавии и продолжались на широте Санкт-Петербурга. Далее полярный фронт отсекает периферию гребня уже по северному Причерноморью, соединяясь с фронтальной системой Казахстанских циклонов, т.е. блокируется гребневый отрог, протянувшийся через Иранское нагорье на Каспийское море и начинающий приобретать солитонную структуру. Явно прослеживается меридиональный волновой процесс, берущий начало в тропических широтах и влияющий на процессы циклонических Скандинавских вторжений, которые формируются по типу волнового процесса Россби. По всей территории вторжения гребневых структур наблюдается приток сухого теплого воздуха на выхолаженную поверхность суши с последующим его подъемом до уровней низкой инверсии. При таких условиях СТНУ появляется в межфронтальном пространстве арктического и полярного фронтов. Языки теплого сухого воздуха субтропических широт встречаются с далеко проникшим к югу холодным относительно увлажненным на полярном фронте клином воздуха, достигшим северной периферии гребневых субтропических вторжений. Теплый сухой воздух, поднимаясь на холодный субполярный воздух, образует приземную инверсию. Относительно влажный, находящийся под инверсией, воздух создает подинверсионную оптически толстую массу, способствующую развитию потоков длинноволнового выхолаживания. Эти потоки обостряют инверсию, постепенно осаждая ледяную фазу в подинверсионном слое. Блокированный по периферии гребень субтропического воздуха, отделившись от основного пояса высокого давления, приобретает свойства стационарного антициклона и под влиянием развитой системы длинноволнового выхолаживания впоследствии переходит в солитонную структуру. В рассматриваемом случае наличие Казахстанского глубокого циклона способствует фронтальному отсечению вершины гребневого вторжения и превращению его в самостоятельный антициклон или в солитон Россби. Тяга на холодном фронте Казахстанского циклона обеспечивает постоянный приток влажного холодного воздуха в подинверсионный слой, увеличивая, тем самым, интенсивность длинноволнового выхолаживания. Предикторами такого процесса могут служить лишь поля плотности, расчет которых можно выполнить по уравнению состояния с виртуальной температурой.

На рис. 4.1–4.2 приведен поэтапный анализ расчетных полей плотности в объединенной гребневой структуре за период с 27 по 31 декабря 1998 г. Отметим, что схема рисунка ориентирована на север и задана в координатах 40–55° с.ш. и в долготном поясе между 23 и 63° в.д. На верхней грани рисунков приведены изолинии поля отклонений плотности. Максимальное отклонение плотности соответствует 0,05 кг/м³. На рис. 4.1 по ситуации за 27.12.1998г. выделяется область с двумя гребневыми вторжениями, идущими через Черное и Каспийское моря. Казахстанский циклон еще выражен слабым снижением плотности, но его влияние прослеживается за правым обрезом рисунка. В верхней части рисунка видны осцилляции в поле плотности, обычные для находящегося там полярного фронта, и отображено наличие меридиональных гребневых вторжений, которые в северной области создали усиленные напряжения в поле плотности. Волна в поле плотности проходит в широтном направлении, что еще не является показателем меридионального волнового процесса, но служит признаком объединения двух гребневых структур – Черноморской и Каспийской. Меридиональная направленность колебания все же прослеживается, что может быть первым предиктором энергетического вмешательства субтропического пояса.

На рис. 4.2 видно проявление меридиональной волны в нижней области рисунка. Однако, предыдущее боковое давление на фронтальные зоны привело к появлению волнового процесса, направленного в сторону закаспийских территорий. Оба волновых процесса блокируют пик поля плотности в районе северного Причерноморья. Это может служить вторым предиктором, указывающим на начало возникновения солитонной структуры в северном Причерноморье. Для доказательства этого факта необходимо проследить наличие колебательного процесса внутри самой солитонной структуры.

В ситуации за 29.12.1998 г. выявляется обострение процесса солитонного типа, которое приводит к сдвигу фронтальных осцилляций плотности к северо-востоку (рис.4.3). В поле плотности за 29.12.1998г. присутствует несколько более обостренный пик, соответствующий центру отсеченного антициклона, который отодвигает фронтальную зону к востоку. Меридиональный волновой процесс с юга продолжает действовать с той же интенсивностью. Однако, за 30.12.1998 г (рис. 4.4) пик плотности в центре антициклона возрастает настолько интенсивно, что полностью снимает осцилляции плотности на фронтальном разделе с севера и южной периферии антициклона. Поэтому можно считать, что волна в поле плотности характеризует режим солитона Россби.

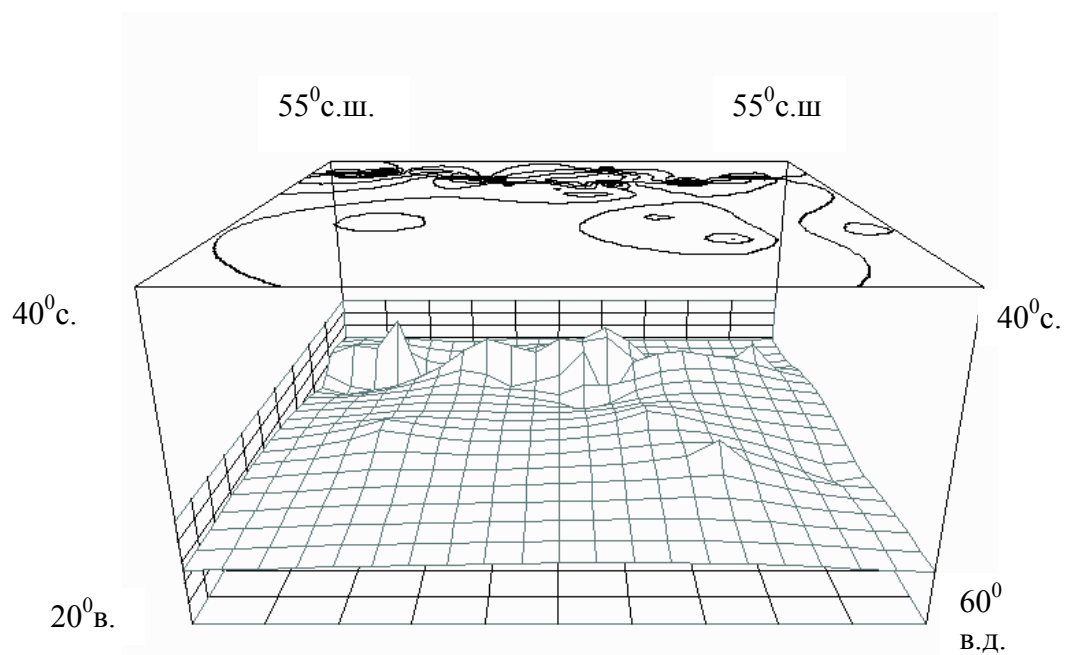


Рис. 4.1 – Поле плотности на поверхности 925 гПа
за 27.12.1998 г., 00 СГВ

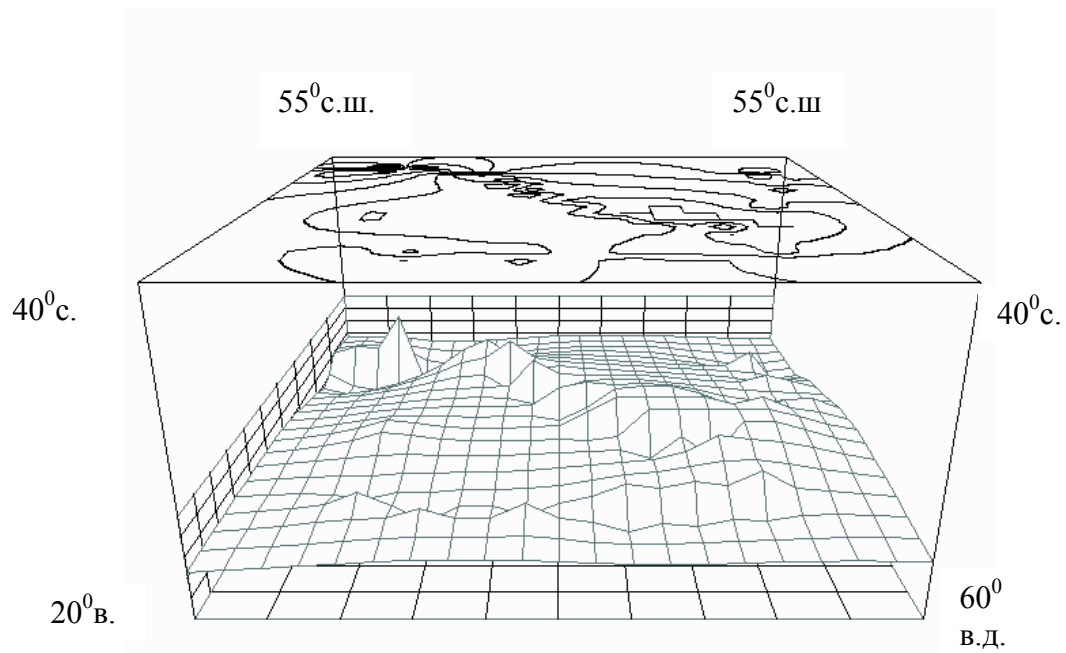


Рис. 4.2 – Поле плотности на поверхности 925 гПа
за 28.12.1998 г., 00 СГВ

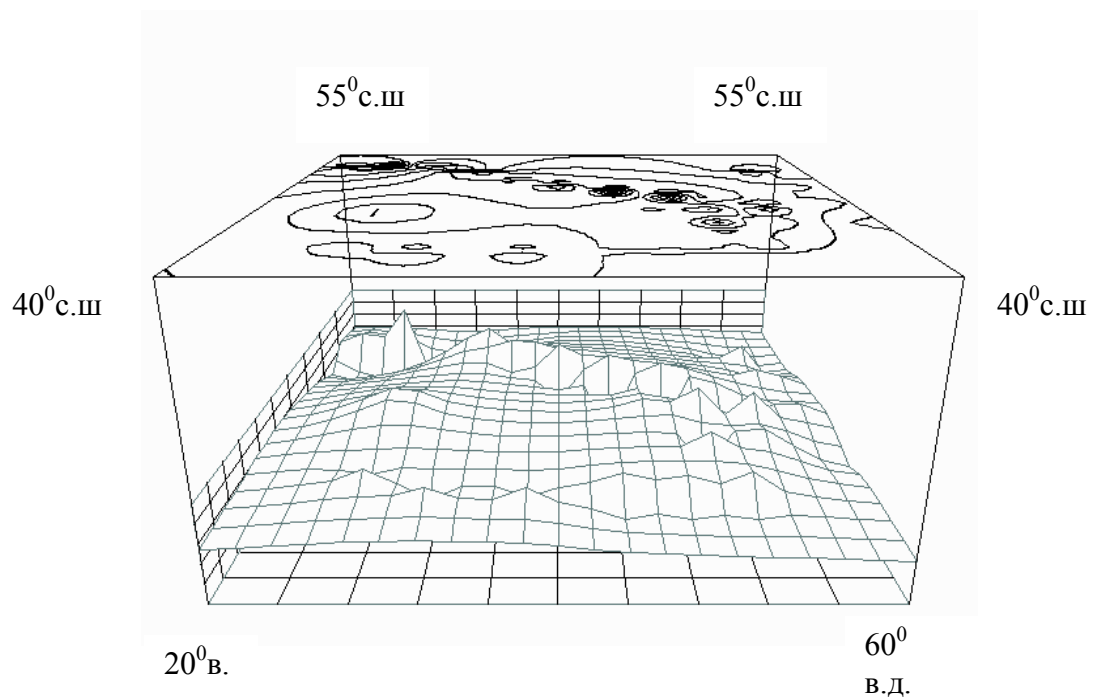


Рис. 4.3 – Поле плотности на уровне 925 гПа
29.12.1998, 00 СГВ

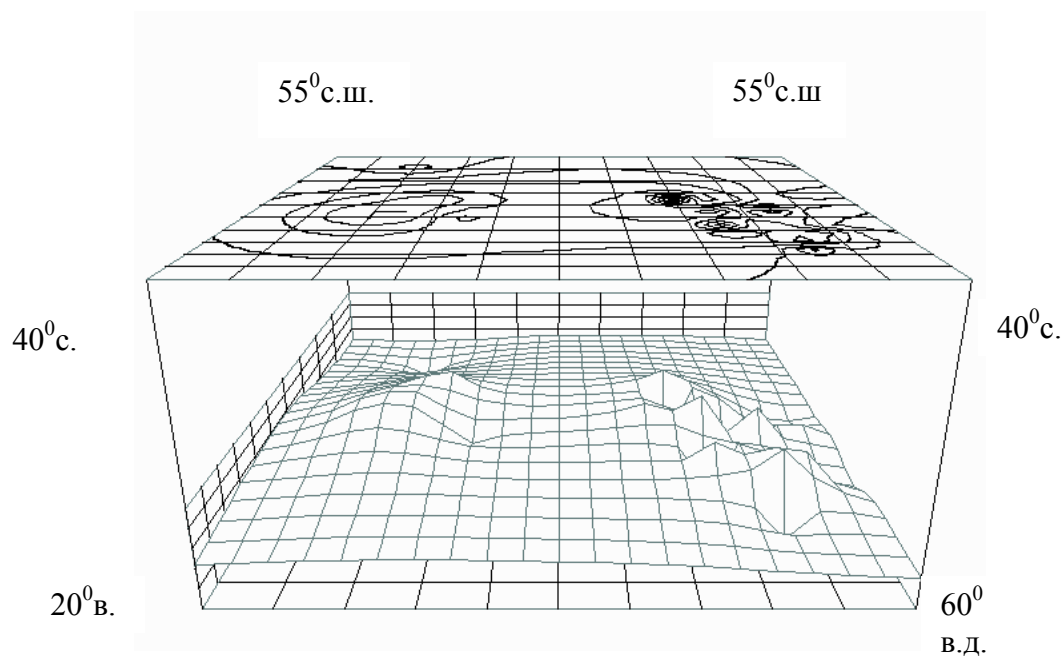


Рис. 4.4 – Поле плотности на уровне 925 гПа
30.12.1998, 00 СГВ

В ситуации за 31.12.1998 г. солитон Россби начинает испытывать некоторые деформации, излучая колебания к востоку и югу, что способствует взаимодействию с колебаниями в поле плотности на фронтальном разделе циклона над Казахстаном (рис. 4.5).

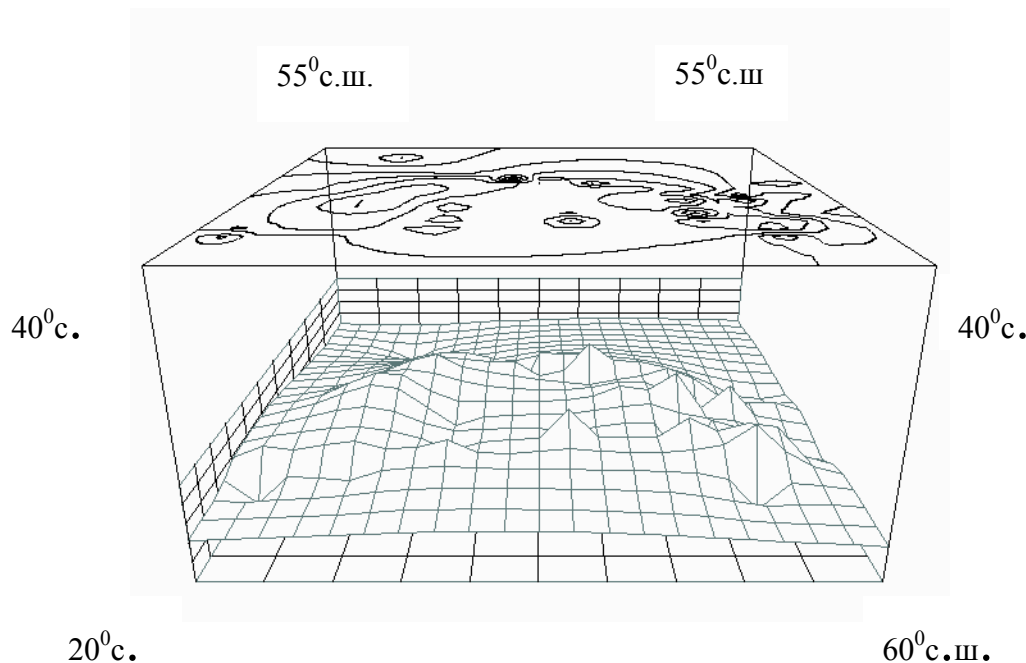


Рис. 4.5 – Поле плотности на уровне 925 гПа
31.12.1998, 00 СГВ

Таким образом, можно заключить, что через двое суток солитон Россби начинает терять энергетическую подпитку, как от меридиональных волновых процессов, так и радиационных факторов. Напомним, что прошедший меридиональный волновой процесс и радиационная энергетическая подпитка солитона Россби определены (глава 2) в выделенном спектральном интервале в трое суток и 5 часов. Поэтому возникшие СТНУ нельзя отнести к течениям по типу Пуазейля, а лишь к течениям по типу Куэтта с относительно небольшими скоростями по оси струи и с нечетко сформированной осью струи. Для получения СТНУ по типу течений Пуазейля следует иметь более длительные по времени меридиональные вторжения в выделенном ранее спектральном интервале, составляющем 7 суток 9 ч.

Естественно, что более длительные периоды, чем 7 суток 9 ч., существуют в природе, но они не были выделены нами ранее с помощью линейной модели меридиональных продольных волн плотности. Эти периоды существования солитона Россби следует обнаруживать по модели, дополнительно включающей радиационные и

псевдоадиабатические факторы энергетической подпитки существования солитона. Однако такого рода моделей пока не разработано.

Основными факторами распознавания и прогноза нижнетропосферных течений служат типовые процессы внешнего влияния, вызывающие попутно стационарирование волн Россби в фазе их гребневого проявления. Особое внимание следует уделять процессу превращения стационарной волны Россби, представленной гребнем, в солитон Россби. Главное воздействие на развитие аномальных СТНУ оказывает меридиональный волновой процесс в поле плотности, который выражен продольными волнам сжатия и разряжения. Обычно меридиональный волновой процесс проявляет себя в виде "языкового" гребня, протянутого над акваторией Каспийского моря. Если упомянутый меридиональный волновой процесс сопровождается параллельным гребневым вторжением над Черноморско-Эгейскими проливами, то он обычно не вызывает образование аномальных СТНУ по типу течений Пуазейля; в этой ситуации развиваются струи по типу течений Куэтта. Вторжение гребня Сибирского антициклона также не вызывает СТНУ, т.к. часто протекает в замедленном темпе, что не способствует развитию таких аномалий в поле ветра. В ряде случаев, когда обычно стационарный фронт пересекает подошву гребня, в районе гребневого вторжения появляются фронтальные СТНУ.

Диагноз и прогноз СТНУ является наиболее сложной проблемой синоптической метеорологии. Это объясняется тем, что контактные измерения характеристик СТНУ практически не реальны ввиду малого размера самих СТНУ и их неравномерного расположения в пространстве. Поэтому обнаружение и, тем более, прогноз СТНУ возможны лишь по типу макро- и мезомасштабных барических полей и целому комплексу характеристик глобального и локального типа, присутствующих в самом процессе образования струй.

Ясно, что аномальное вторжение того или иного метеорологического явления должно определяться необычностью проявления самого синоптического процесса, т.к. любая аномалия происходит при нарушении энергетического баланса в динамике синоптических объектов. Такие нарушения происходят из-за неожиданного ввода в действие посторонних факторов, влияющих посредством их адаптации в энергетически сбалансированный до этого процесс. Подключения могут происходить лавинно, если дополнительный фактор внедряется при пороговом нарушении энергетического баланса, а также при взаимодействии двух различных синоптических образований, находящихся на соседних

территориях. В основном это принцип телеконнекции, т.е. передачи энергии на большие расстояния. Примером могут служить вторжения процессов из южного полушария в процессы, протекающие в северном.

Таким образом, прогноз СТНУ можно составить только при учете целого комплекса характеристик. Хотя явление СТНУ чаще всего мезомасштабное, его появление, как сказано ранее, возможно лишь при нарушении энергетических балансов в гораздо более крупномасштабных процессах, вплоть до глобальных. Возникновение струйных течений нижнего уровня определяется всплеском кинетической энергии, происходящим в узкой, достаточно протяженной зоне. Известно, что кинетическая энергия составляет лишь $1/15$ от внутренней энергии. Поэтому ее аномальное проявление случается в узкой зоне, тогда как соответствующее влияние от аномалии внутренней энергии, которая мощнее в 15 раз, занимает своей энергетической долей, соответственно, в 15 раз большую территорию. Аномалия внутренней энергии менее заметна на большем пространстве, чем аномалия кинетической энергии, происходящая в узкой зоне, но с резко обостренным проявлением процесса, отраженном в конкретном метеорологическом явлении. К наиболее сложным синоптическим процессам можно отнести возникновение солитонов Россби и телеконнекции. Оба этих явления как раз и наблюдаются во время образования СТНУ по типу течений Пуазейля. По типу течений Куэтта СТНУ возникают обычно при появлении одного из двух этих признаков. Само развитие солитона Россби тоже должно объясняться факторами внешнего влияния типа телеконнекции, тогда как телеконнекция – явление, постоянно существующее в природе, но не имеющее периодичности во времени, хотя географическое положение процесса телеконнекции обычно определяется достаточно полно.

4.2. Численный эксперимент по оценке энергетики атмосферных процессов, при которых образуются солитоны Россби

В исследованиях [36, 41] подробно описаны физические механизмы формирования инверсий и подинверсионных струй в циклонических циркуляциях. Поэтому в данной работе основное внимание обращено на те же проблемы, но в антициклонических циркуляциях. Следует иметь также ввиду и то, что нет практически работ, посвященных инверсиям в антициклонах и, тем более, относительно образующихся СТНУ под этими инверсиями.

В предыдущих главах с помощью моделирования показано, что антициклонические СТНУ должны возникать при появлении волновых структур типа солитонов Россби. Также отмечена возможность образования антициклонических СТНУ и в процессах безсолитонных перестроек за счет радиационного выхолаживания земной поверхности и прилежащих к ней слоев воздуха в зимнее время.

Инверсии в антициклонах можно разделить на адвективные и радиационные. Адвективные инверсии формируются при теплообмене фронтальных зон с близлежащими циклоническими циркуляциями, когда относительно теплые воздушные массы, поднятые на верхние уровни пограничного слоя и нижней тропосферы механизмами фронтальной конвекции по потоку движения воздуха в циклоне, чаще на стадии его окклюдирования, смещаются в сторону периферии циклона по направлению к фронту окклюзии. В стадии окклюдирования циклоническая депрессия становится многоцентральной, схемы фронтальных разделов сложными и часто в дополнительных центрах циклона возникают добавочные фронты. Направления ветра в подобных циклонах не подчиняются уже классическим теориям Бейс-Балло. В таких случаях в многоцентральных депрессиях возникают различные циркуляции, в том числе и антициклонического типа, особенно ближе к периферии депрессии. Воздушные массы при своем движении могут смещаться на периферию циклона вплоть до выноса за пределы циклонической циркуляции и линий фронтальных разделов. Тогда эти воздушные массы, а также и фронтальные разделы, подпадают в сферу действия близлежащего антициклонического вихря, образуя на его периферии облачные системы остаточных и стационарных фронтов. В зоне западных периферий антициклонов на основе облачных систем в нижней тропосфере формируются инверсионные слои и связанные с ними СТНУ.

Радиационные инверсии в чисто антициклонических циркуляциях зимой возникают при ночном выхолаживании нижних слоев атмосферы. Они не сопровождаются подинверсионными облачными слоями и относятся к классу "сухих" инверсий, под которыми, тем не менее, могут образовываться СТНУ, расположенные уже по всей территории, занимаемой антициклоническим вихрем. Естественно, что места существования этих "сухих" инверсий связаны со сложной динамикой потоков в антициклоне на различных стадиях его эволюции. Радиационные инверсии не формируют существенных перепадов плотности воздуха, т.к. отсутствующее в них влагосодержание не дает ощутимого стратификационного перепада плотности. При сильном радиационном

выхолаживании, которое обычно наблюдается над пустынями, в приземном слое атмосферы образуются низовые СТНУ, известные под названием самумов. В зимних условиях радиационное выхолаживание приводит к низовым метелям.

Следующий тип антициклонических инверсий можно отнести к разряду ландшафтных. Например, перенос воздушных масс с морских акваторий вносит в систему антициклонической циркуляции влажный воздух, который, задерживаясь в подинверсионных слоях, формирует слоистую облачность и связанные с ней обычные подинверсионные СТНУ. Территория Украины имеет возможность получать достаточно мощные слои подинверсионной облачности, перенесенные с акватории Черного моря, которое, в основном, не покрывается льдом в зимнее время.

Инверсии солитонной организации гребневой структуры появляются при бароклинной перестройке её стратификации на самостоятельный энергетически независимый волновой процесс, который находит энергетическое поддержание в процессах теплообмена с подстилающей поверхностью и в реализации скрытой энергии в псевдоадиабатических процессах. Следуя [7], запишем уравнение энергии в следующем виде:

$$\rho u \left(\frac{dc_p T}{dx} + \frac{d(E_R / \rho)}{dx} \right) + \frac{dq_{Rx}}{dx} = \frac{d}{dy} \left(u \mu \frac{du}{dy} \right) + \frac{d}{dy} \left(\kappa \frac{dT}{dy} \right) + \frac{dq_{Ry}}{dy}. \quad (4.1)$$

Здесь в левой части уравнения в круглых скобках энергия приведена в джоулях; аналогично в производных от q_{Rx} и q_{Ry} величины потоков излучения и скрытой энергии тоже даны в джоулях; μ, κ – коэффициенты турбулентного механического и теплового обменов, имеющие размерности, которые переводят выражения в круглых скобках в левой части уравнения (4.1) в единицы энергии; E_R – объемная плотность энергии излучения; q_R – поток излучения или скрытой энергии; ось x синхронна координате z в уравнении (4.1), тогда как ось y перпендикулярна ей в вертикальном направлении; u – скорость вдоль оси гребня, ρ – плотность воздуха.

В случае оптически толстой среды, согласно [37], поток излучения будет выглядеть:

$$q_R = \frac{4}{\chi} T^3 \frac{dT}{dy} \quad (4.2)$$

и для оптически тонкой среды:

$$q_R = \frac{3}{2\chi} (T^4 + 1) \int_0^{y^*} \rho k_v dy, \quad (4.3)$$

где $\chi = \frac{c_p}{c_v}$, k_v - коэффициент поглощения.

Если потоки q_R задаются через скрытую энергию фазовых переходов воды в атмосфере, то их тоже удобно трактовать через радиационные потоки, относя выделяемую долю скрытой энергии в долю лучистых притоков. Это выполняется посредством увеличения величины $\frac{dT}{dy}$ в (4.2) или величины k_v в (4.3).

Уравнение (4.1) сводится к безразмерному виду:

$$\begin{aligned} \frac{1}{(\chi-1)Pr} \frac{dT}{dy} + \mu \frac{d}{dy} \left(\frac{1}{2} u^2 \right) + q_R(T) = \\ = \int_0^1 \left(\rho u \left(\frac{dC_p T}{dx} + \frac{d \left(\frac{E_R}{\rho} \right)}{dx} + \frac{dq_R}{dx} \right) \right) dy = b, \end{aligned} \quad (4.4)$$

где Pr – число Прандтля, связывающее интенсивность теплообмена с динамической вязкостью. Поэтому на земной поверхности при $y=0$ краевые условия возьмем в безразмерном виде: $u=0$, $T=1$, а на верхней границе при $y=1$ примем $u=1$, $T=T_1$ соответственно, где $T_1 < 1$.

Значение константы b задает энергозапас солитона Россби в слое от 1000 до 700 гПа, тогда как скорость вдоль оси солитона определена на уровне 925 гПа. Значение коэффициента динамической вязкости $\mu(y)$ подробно приведено в работах [14, 65, 66, 76] и может применяться для расчетов в

нижней части пограничного слоя, а на больших высотах от 900 до 700 гПа взято постоянным.

Уравнение (4.4) дополним уравнением движения в экмановском пограничном слое:

$$\frac{d}{dy} \left(\mu \frac{du}{dy} \right) + 2\omega_y v = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx},$$

или

$$\frac{d}{dy} \left(\mu \frac{du}{dy} \right) + 2\omega_y v = R \frac{dT}{dx} + R_p \frac{dT_p}{dx}. \quad (4.5)$$

Здесь $p = \rho RT$ – давление; R – газовая постоянная для сухого воздуха, координата y направлена вверх; ω_y – вертикальная компонента ускорения Кориолиса; R_p – газовая постоянная воздушной смеси толстой оптической среды; T_p – добавочная температура воздушной смеси после поглощения или излучения в длинноволновом диапазоне в градусах Цельсия.

Итак, уравнение (4.5) обеспечивает по области решения структуру экмановского пограничного слоя. Однако, добавочная компонента в виде радиационного давления $P_p = \rho_p R_p T_p$ видоизменяет его структуру, существенно искажая спираль Экмана, на более обоснованные физические решения для атмосферного пограничного слоя, находящегося под влиянием длинноволнового выхолаживания в приземном слое и длинноволнового нагрева в толстой оптической среде низких слоев слоистой облачности. В данном случае ρ_p – плотность оптического поглотителя.

Следуя [7], решение уравнения (4.5) представим в виде:

$$u = \frac{1 + \alpha(chH - 1)}{shH} shHy - \alpha(chHy - 1) \quad (4.6)$$

где α, H – числовые параметры, характеризующие интенсивность процесса.

Решение (4.6) дает максимальное значение в середине слоя (1000...700 гПа), а также $u=0$ на нижней границе и, соответственно краевым условиям, $u=1$ на верхней границе. Аналогично в [37] получены решения для температуры в ситуации с оптически толстым (4.7) и оптически тонким (4.8) слоем:

$$\left(T^4 - 1 - y \left(T_1^4 - 1 \right) \right) + \\ + \frac{\chi}{(\chi - 1) \text{Pr}} \left(T - 1 - y \left(T_1 - 1 \right) \right) = \frac{1}{2} A \chi (y - u^2); \quad (4.7)$$

$$\frac{3}{2} \left(\frac{1}{2} (T_1^4 + 1) (y^2 - y) + \int_0^y I_R dy - \int_0^1 I_R dy \right) + \\ + \frac{\chi}{(\chi - 1) \text{Pr}} \left(T - 1 - y \left(T_1 - 1 \right) \right) = \frac{1}{2} A \chi (y - u^2); \quad (4.8)$$

где коэффициент A в (4.7)–(4.8) определяется энергозапасом b в формуле (4.4);

$$I_R = \int_0^1 T^4(y) dy - \int_0^y T^4(y) dy.$$

Профиль температуры $T(y)$, получаемый из решения (4.7), фактически повторяет профиль скорости $u(y)$, но в случае оптически тонкой среды этот профиль может иметь минимум на уровне, где скорость потока совпадает по величине со скоростью на поверхности 700 гПа. При отсутствии излучения эти профили температур практически равноценны и синфазны. Под скоростью u , входящей в уравнение (4.4), понимаем модуль скорости, получаемой из решения (4.6). Тогда решения (4.7)–(4.8) обеспечивают энергетическое поддержание этой скорости за счет радиационных и фазовых источников ее поступления. Параметры α , H в решении (4.6) определяют структуру вертикального профиля скорости,

который, в свою очередь, зависит от многих факторов, включая интенсивность турбулентного обмена, а также вихре- и массоисточники, способствующие формированию гребневых вторжений в различные стадии зонально-ориентированных волновых процессов. В целом α , H интегрируют в себе всю сумму параметров с целью задания нужного профиля скорости. Однако в практических расчетах это мало реально. Параметры α , H , в основном, надо задавать априори, формируя ими вид профиля скорости согласно эмпирических оценок его проявления в различных процессах. Правильно заданный профиль модуля скорости должен, в свою очередь, обеспечить получение профиля температуры по решениям (4.7)-(4.8), который соответствует стратификации реальной атмосферы, складывающейся в антициклонах и обеспечивающей их трансформацию в перестраиваемый ими же общий синоптический процесс. Поэтому предложенная модель в большой мере относится к классу обратных задач, с помощью которых она все же может принять окончательный вид.

Фактически краевое условие $u=1$ на уровне 700 гПа ($y=1$) соответствует скорости ведущего потока. Параметры α , H позволяют опустить уровень, на котором u существенно больше единицы, в любое место слоя $0 \leq y \leq 1$. Тогда на этом уровне будет формироваться СТНУ по типу течения Куэтта, образующееся между двумя поверхностями, из которых верхняя находится в движении со скоростью ведущего потока. Это оказалось достижимым с помощью решения (4.6) и соответствующими решениями (4.7)-(4.8) его энергетического поддержания. Решения (4.7)-4.8) задают также необходимую для этого стратификацию атмосферы, которая должна быть логически согласована с происходящим перестроенным процессом. При развитой стадии блокирования сам ведущий поток должен оконтуривать блок, а верхняя его граница войти в состояние близкое к стационарному. Тогда краевое условие $u=1$ следует снижать до уровня верхней границы установившегося течения Куэтта, а само течение приобретает функцию ведущего потока. Если скорость на оси течения Куэтта достаточно велика, то гидродинамическое давление внутри течения, согласно теореме Бернулли, меньше чем в окружающем его пространстве и, в силу этой причины, контур течения Куэтта начинает сжиматься до узких размеров с все большим увеличением скорости на его оси. В результате образуется течение Пуазейля, верхнюю границу которого можно считать относительно неподвижной, т.к. по оси течения

Пуазейля $u \gg 1$. Этот процесс, естественно, должен сопровождаться перестройками стратификации, определяемыми по решениям (4.7)-(4.8).

Происходит ли при этом опускание оси струи можно, согласно [37], судить по решению уравнения:

$$\frac{d}{dy} \left(k \frac{dT}{dy} \right) + \frac{dq_R}{dy} = \frac{2q_t}{L} \left(\frac{T_w - T}{T_w - T_m} \right) \left(\frac{u}{u_m} \right) - \frac{d}{dy} \left(u \mu \frac{du}{dy} \right), \quad (4.9)$$

здесь q_t - полный поток тепла в сечении от 0 до L по профилю течения, T_m и u_m - средние температура и скорость в поперечном сечении течения; T_w - эффективная температура противоизлучения атмосферы в сторону земной поверхности, на которой $T=1$ и, значит, $T_m > T$.

Таким образом, складывающиеся инверсионные условия должны способствовать противоизлучению атмосферы, сужающему приземный слой радиационного выхолаживания. В результате чего течение Пуазейля, как и течение Куэтта, должно приближаться к земной поверхности, вызывая низовые СТНУ. Уравнение (4.9) решается по вертикальной координате либо относительно T по заданному профилю u , либо наоборот, как уже упоминалось ранее, реализуется класс обратных задач.

Для численного эксперимента по изложенной модели солитона Россби была взята ситуация за период с 18 по 21 февраля 1979 г. В это время гребневой отрог прослеживается от районов Черного моря до 75° с.ш. За сутки гребень незначительно смещается в восточном направлении и давление на его оси возрастает. При этом над всей территорией Украины, Молдовой и югом России до высоты 3000 м по данным радиозондирования отмечаются струйные течения нижнего уровня [37,45,46]. Гребневой отрог, протянувшийся от Северного Причерноморья, соединяется над Прибалтикой с атлантическим гребневым отрогом, обеспечивая ситуацию типовой Е-формы гребневой структуры над Восточной Европой. Если антициклон, вышедший к Причерноморью, являлся отрогом С-формы циркуляции, то блокирование по типу С-формы может породить траектории южных циклонов, которые должны перемещаться на восток через Прикаспийскую низменность. Однако, С-форма циркуляции, по мнению [23], не может одновременно существовать с Е-формой гребневых структур над Восточной Европой. Поэтому гребневое вторжение азиатского антициклона на Украину и Черное море было принято нами за начало перестроечного процесса от С на Е-форму циркуляции тогда, когда гребневая структура Е-формы

начинает преобладать над С-формой после непродолжительного действия ослабленной W-формы циркуляции. Предиктором такой перестройки как раз и послужили образовавшиеся низкие струи над территорией Украины, что явилось подтверждением зарождения восточного блокирования по типу Е-формы.

Итак, струи в пограничном слое атмосферы (ПСА) практически наблюдались над всей территорией Украины, мигрировали по высоте в пределах ПСА, сопровождались значительными сдвигами ветра, а также наличием задерживающих слоев. Наиболее продолжительные струи отмечены над Симферополем, где они существовали в течение четырех суток. Максимальное значение скорости на оси струи (высота 700 м) составило $34 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$.

Для настройки изложенной здесь модели блокирования по типу солитона Россби были приняты во внимание параметры, представленные в таблице.

Пик скорости ветра лежал в области задерживающего слоя обычно вблизи нижней границы приподнятой инверсии и ближе к верхней границе приземной инверсии. Наиболее значительные инверсии отмечались над Симферополем, где также замечены и самые интенсивные СТНУ.

Естественно, что полученное решение относительно метеорологических полей в зоне действия солитона Россби должно одновременно соответствовать уравнению баланса. Сам факт наличия невязки решения уравнения баланса указывает на степень недостаточности использованной модели [7]:

$$l\Delta\psi - 2\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} - \left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x\partial y}\right)^2\right) + \frac{\partial l}{\partial x}\frac{\partial\psi}{\partial x} + \frac{\partial l}{\partial y}\frac{\partial\psi}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial t}\Delta\psi \quad (4.10)$$

где l - параметр Кориолиса, φ - потенциал скорости (в данном случае его функция колинеарна функции геопотенциала 925 гПа), ψ - функция тока. Синоптическая ситуация параметризована функцией тока, полученной из решения уравнения баланса совместно с уравнением Картвега-де-Фриза.

Метод решения уравнения (4.10) изложен в [7, 64], а в данной работе он реализован путем подстановки функции комплексного потенциала скорости в исходное уравнение. С точки зрения корректности всей схемы, конечно, интересен сам факт невязки уравнению баланса решения для солитона Россби, выполненного с учетом радиационной энергетической

поддержки на основе модели, описанной уравнением (4.4). Естественно, что формирование солитона Россби требует адаптационных течений для сохранения одновременно геострофического баланса.

Таблица - Параметры СТНУ и инверсий над г.Симферополем

Дата	Срок, СГВ	Скорость ветра на оси струи, м·с ⁻¹	Высота оси струи, м	Толщина струи, м	γ , °C / 100 м	Высота ниж.гран. инверсии, м	Высота верх.гран. инверсии, м
17.02.79	12	17	1000	720	-0,7	800	1500
17.02.79	18	20	1050	700	-0,3	0	1200
18.02.79	06	26	1200	650	-1,0	0	700
19.02.79	00	28	900	640	-0,5	850	1500
19.02.79	06	34	700	500	-1,6	600	1100
19.02.79	12	32	900	500	-1,3	600	1100
19.02.79	18	27	1250	650	-2,2	1250	1650

На рис. 4.6 приведено поле невязки уравнению баланса для ситуации в поле функции тока (рис. 4.7), соответствующее описанному ранее процессу за период с 17 по 19 февраля 1979 г.

Конечно, ситуация, изображенная на рис. 4.7, имеет сама по себе признаки, подходящие для решения уравнения относительно солитона Россби, но их явно недостаточно, чтобы только по виду функции тока была ясна форма уравнения, решением которого она является.

На рис. 4.8 приведены решения уравнения (4.5) относительно температурных стратификаций и соответствующих вертикальных профилей скорости в двух пунктах, находящихся в области действия гребневого отрога. Причем один пункт находится в районе г. Симферополя, а второй – в восточной части гребня (г. Ростов-на-Дону). В первом пункте предполагается наличие оптически толстой среды (ряды 1 и 2), связанной с присутствием плотной слоистой облачности. Во втором пункте воздух считается сухим и среда оптически тонкой (ряды 3 и 4). Как видно из рисунка, в начале процесса за 18.02.1979 г., 06 СГВ, графики температурных стратификаций (ряды 1, 3) не обнаруживают приподнятых инверсий. Вертикальные профили скорости (ряды 2, 4) показывают некоторый рост величины ее модуля с высотой, хотя в районе сухой атмосферы с уровня 500 м

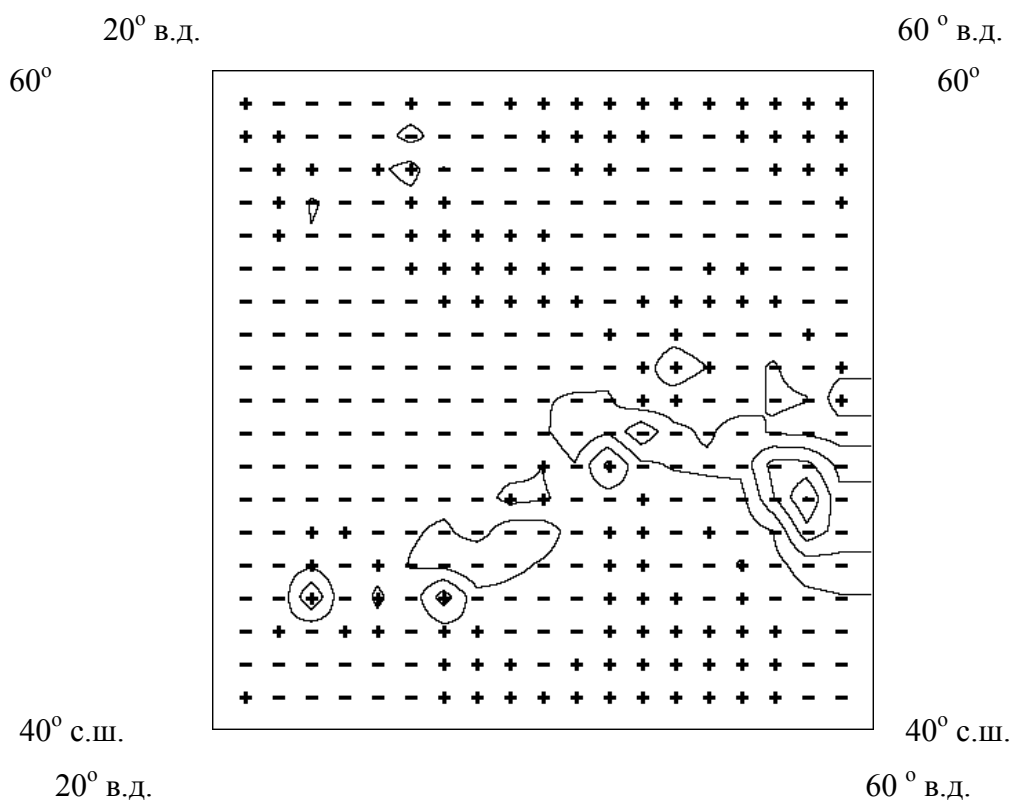


Рис. 4.6 – Невязка функции тока от точного решения уравнения баланса для ситуации за 18.02.1979 г., 06 СГВ

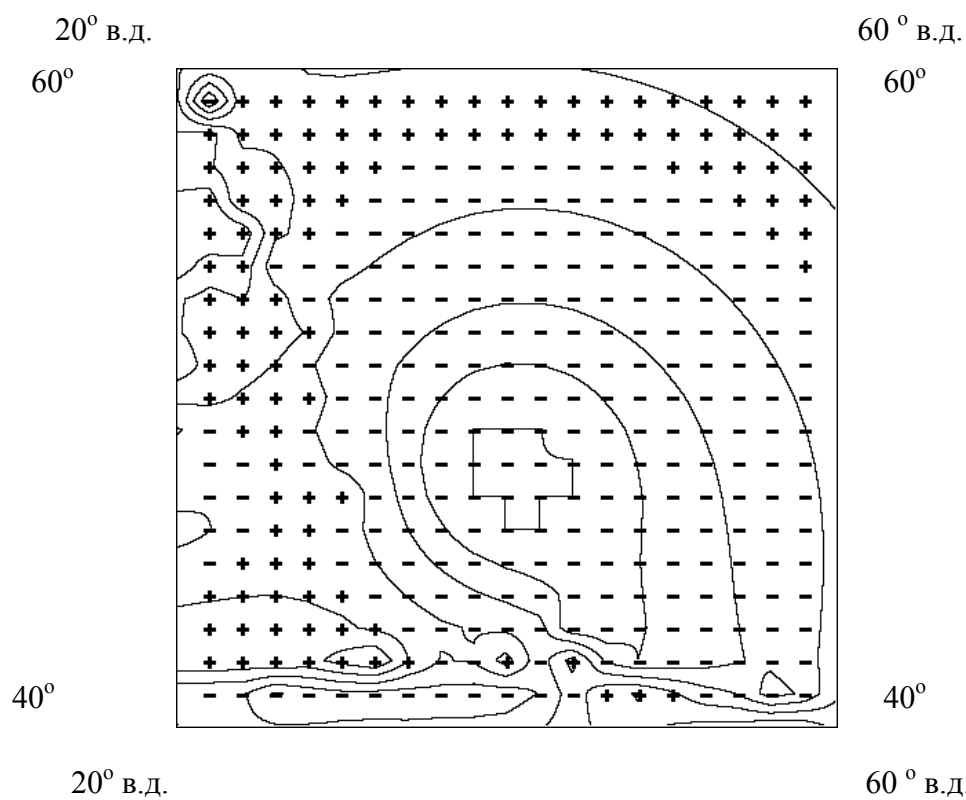


Рис. 4.7 – Расчетное поле функции тока за 18.02.1979 г., 06 СГВ

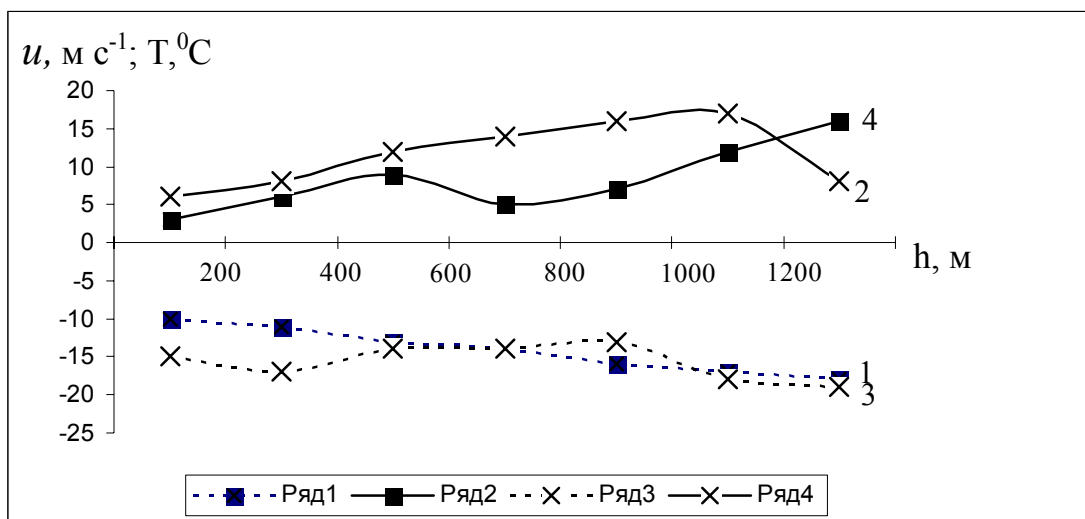


Рис. 4.8 – Расчетные стратификации температуры (1,3) и вертикальные профили скорости ветра (2,4) 18.02.79 г., 06 СГВ

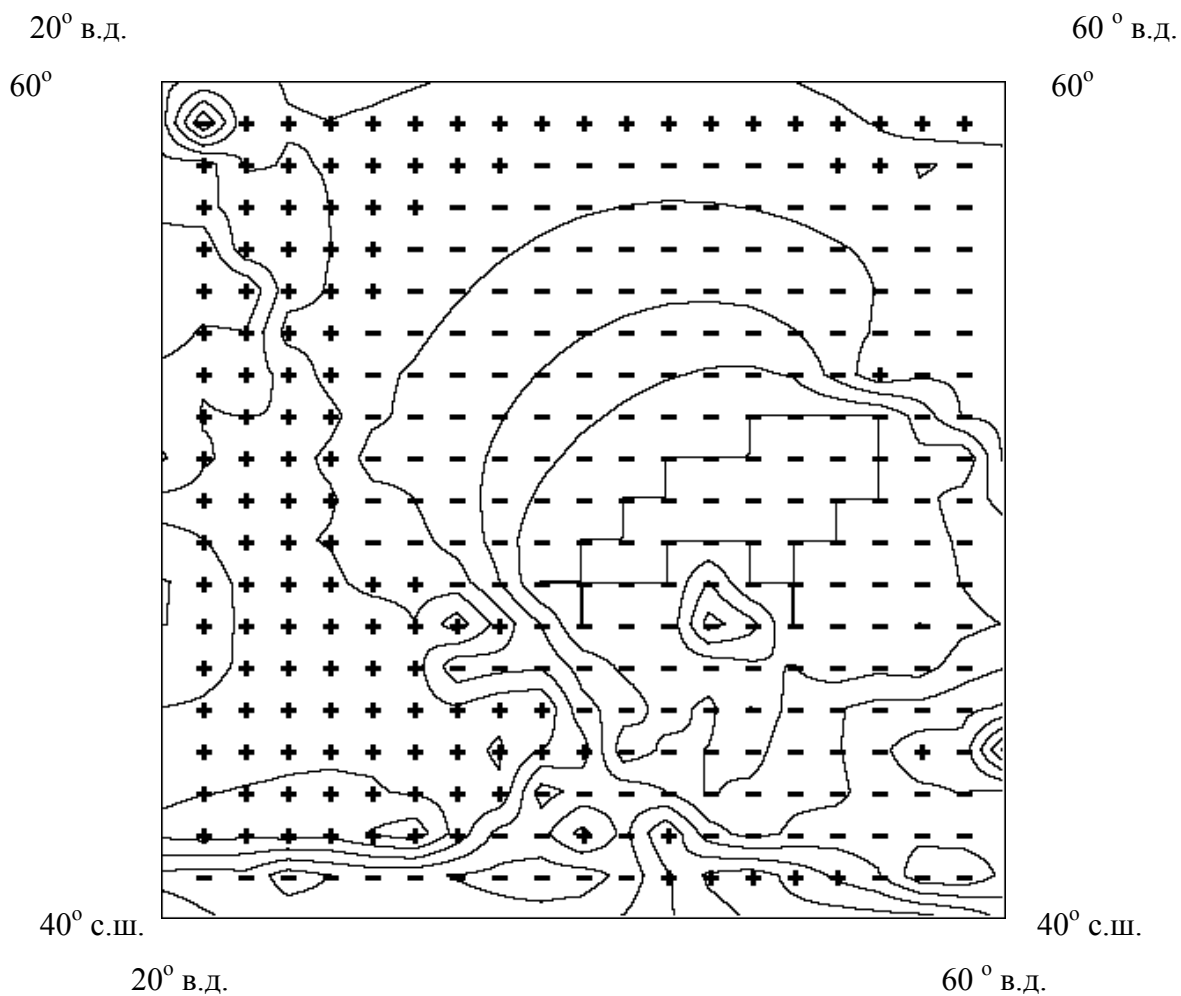
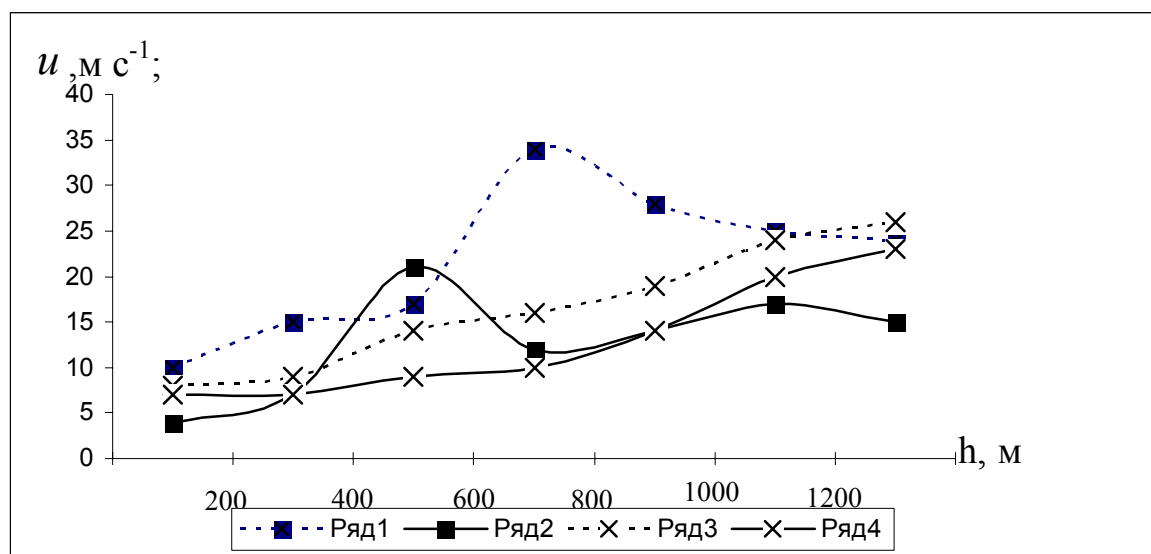


Рис. 4.9 - Расчетное поле функции тока за 19.02.1979 г., 06 СГВ

(a)



(б)

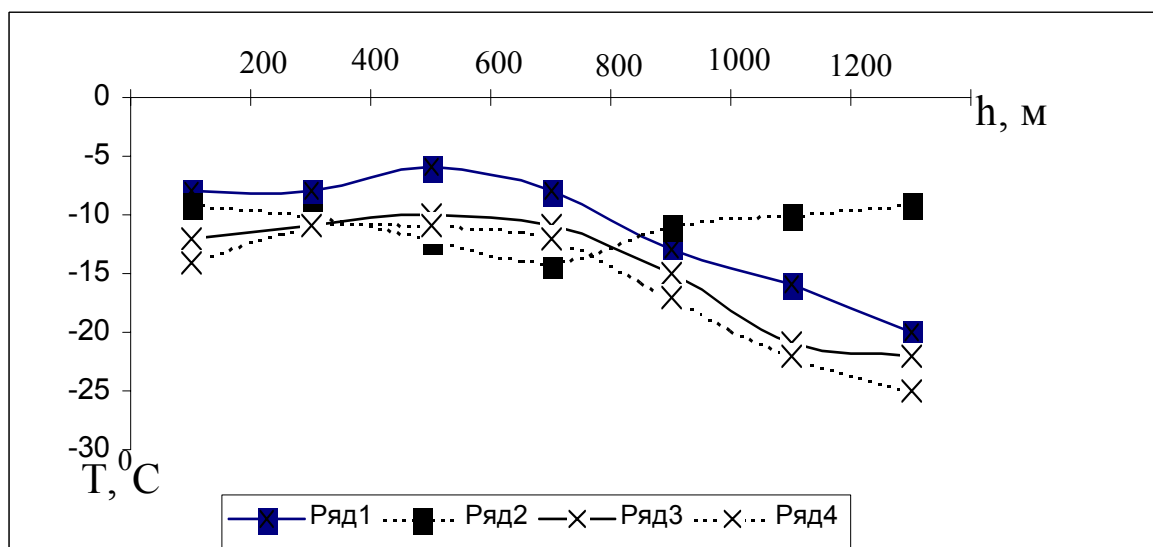


Рис. 4.10 – Расчетные (1,3) и фактические (2,4) стратификации температуры (б) и вертикальные профили скорости ветра (а) над Симферополем и Ростовом-на-Дону 19.02.79 г., 06 СГВ

наблюдается слой с меньшей скоростью ветра, которая затем увеличивается до 15 м/с. Это увязывается с присутствием слоя изотермии, выше 500 м над поверхностью земли и небольшой приземной инверсией. Факт наличия приземной инверсии был введен в решение априори, согласно приведенным данным о градиентах температуры.

Применение экмановской модели пограничного слоя во всей области решения, естественно, ограничивает модель по точности отражения процесса. Однако даже самые современные модели пограничного слоя, например [14, 65, 66, 76], являющиеся фактически продолжением классических моделей пограничного слоя не претендуют на более подробное описание процессов, за исключением того, что они тщательнее учитывают механизмы турбулентного обмена, но не включают адвекцию и нестационарность. Кроме того, в них также не учтены процессы влагооборота и лучистого теплообмена.

Тем не менее, представленная модель вполне применима с точки зрения физической полноты для составления качественного прогноза проявления фактора блокирования в гребневых отрогах. Модель способна предсказать наличие инверсионной стратификации и возникновение подинверсионных струй нижнего уровня. Однако в связи с невозможностью корректного учета тонкого механизма формирования ситуации, например, по типам солитона и процесса в пограничном слое, модель может допускать некоторые отклонения в предвычислении интенсивности СТНУ и его территориального положения. Факт перехода СТНУ от режима течения Куэтта к режиму течения Пуазейля она должна предсказывать, т.к. это является стержневым вопросом к решению задачи точности моделирования.

На рис. 4.9 приведен результат дальнейшего расчета динамического режима в анализируемом процессе. Напомним, что уравнение баланса является нестационарным и поэтому первый шаг временного перехода выполняется с помощью соотношения (4.10) по всей области решения. Корректировка решения в зоне действия гребневого отрога солитонным решением (3.8), (4.7–4.9) выполняется на ограниченном участке в области решения. Полный результат этой операции приведен на рис. 4.9 и 4.10. Как видно (рис. 4.9), на юго-западной границе гребневого отрога в результате его перестройки на блокирующий солитон появляются первые СТНУ по типу течений Куэтта. С юга прослеживается попытка отчленения отрога от южной периферии антициклона, а сам гребневый отрог превращается в самостоятельный стационарирующий очаг блокирования. Южные циклоны пытаются прорвать гребневое вторжение. Одновременно

с севера блок укрепляется, что дает предпосылку к появлению ныряющих циклонов.

Интегрирование выполнено на срок 24 часа 4 шагами по времени по уравнению (4.10). Согласно рис. 4.10, кривые температурных стратификаций (ряды 1, 3) сближаются: в слое от поверхности земли до уровня 750 м выявляется наличие изотермии, а выше наблюдается обычное падение температуры с высотой. Однако профили скорости в первом и втором пунктах существенно отличаются. В западном пункте на уровне 500 м появляется существенный перепад скорости на $15 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$, в восточном - такого роста скорости нет, что полностью согласуется с ситуацией, приведенной на рис. 4.9.

Низкотропосферные струи по типу течения Пуазейля наблюдаются в северо-восточной части блокирующего гребня, что хорошо прослеживается на рис. 4.11. Над Симферополем (рис. 4.12) пик скорости ветра формируется на той же высоте, которая отмечена на рис. 4.10. В юго-западной четверти гребневого отрога класс подинверсионного струйного течения все же не перешел в типовую форму течения Пуазейля, а остается в типовой форме течения Куэтта со скоростью ветра $23 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$. Температурные стратификации в обоих пунктах остаются изотермическими, а не инверсионными, хотя над Симферополем наблюдается слабая инверсия. Из анализа карты функции тока (рис. 4.11) следует отметить, что пересечение блока траекториями циклонов с юга, как уже было отмечено, в некоторой степени устраняется. Однако, согласно приведенным ранее данным, в районе Ростова-на-Дону наблюдаются инверсионные условия и струи по типу Пуазейля.

Итак, модель солитона, основанная только на радиационном энергетическом поддержании, не позволяет получить достаточной интенсивности в процессе, на что указывают заниженные значения температуры по высотам и скорости ветра на оси низкотропосферных струй.

Использованная нами модель пограничного слоя атмосферы взята из [7]. Изменения в ней, связанные с введением новых притоков энергии могли быть выполнены лишь на основе малых коррекций, например, заменой в уравнении (4.4) величины $\frac{dq}{dx}_R$ на более усиленный приток энергии, в том числе и за счет конденсации, хотя этот добавочный приток явно не лучистого происхождения.

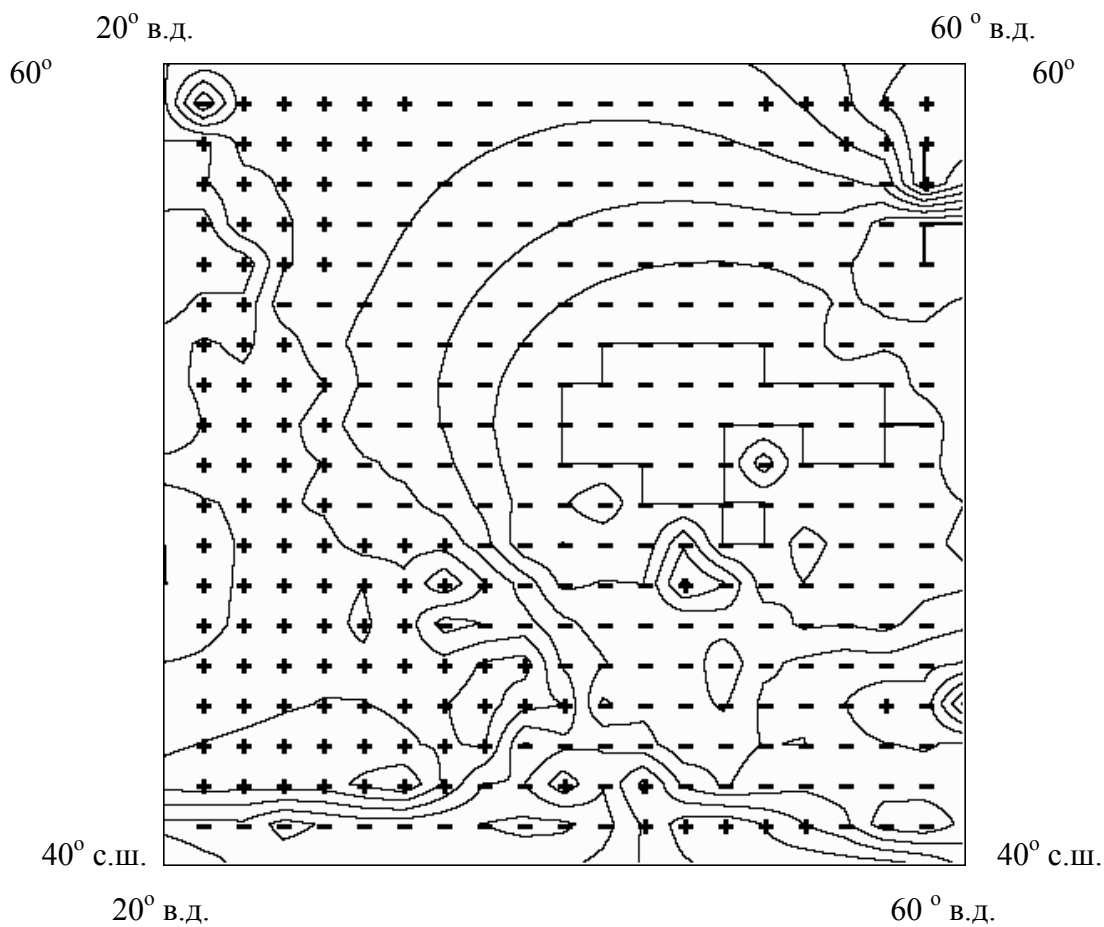


Рис. 4.11 – Расчетное поле функции тока за 19.02.1979 г., 12 СГВ

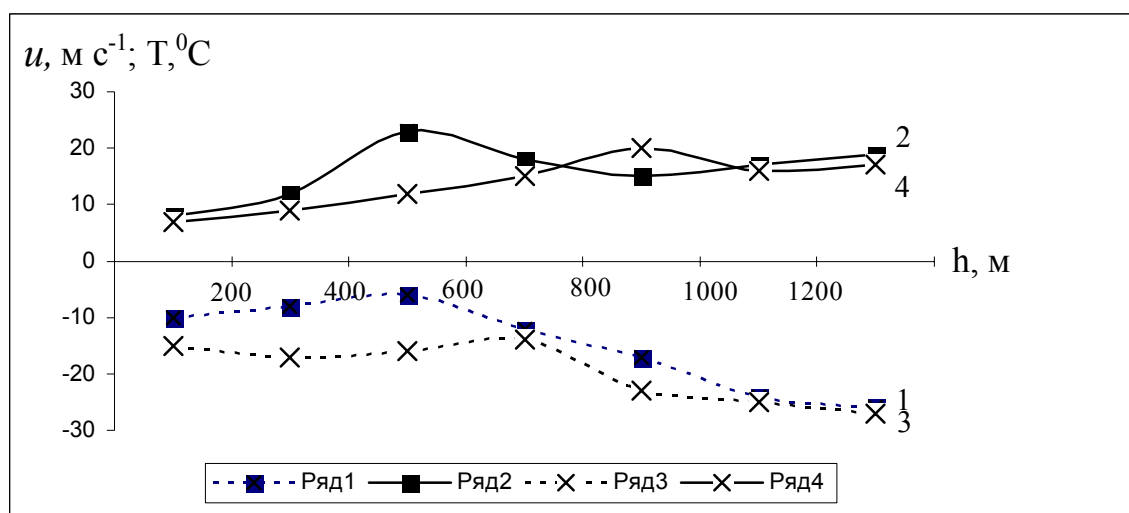


Рис. 4.12 – Расчетные стратификации температуры (1, 3) и вертикальные профили скорости ветра (2, 4) 19.02.79 г., 12 СГВ

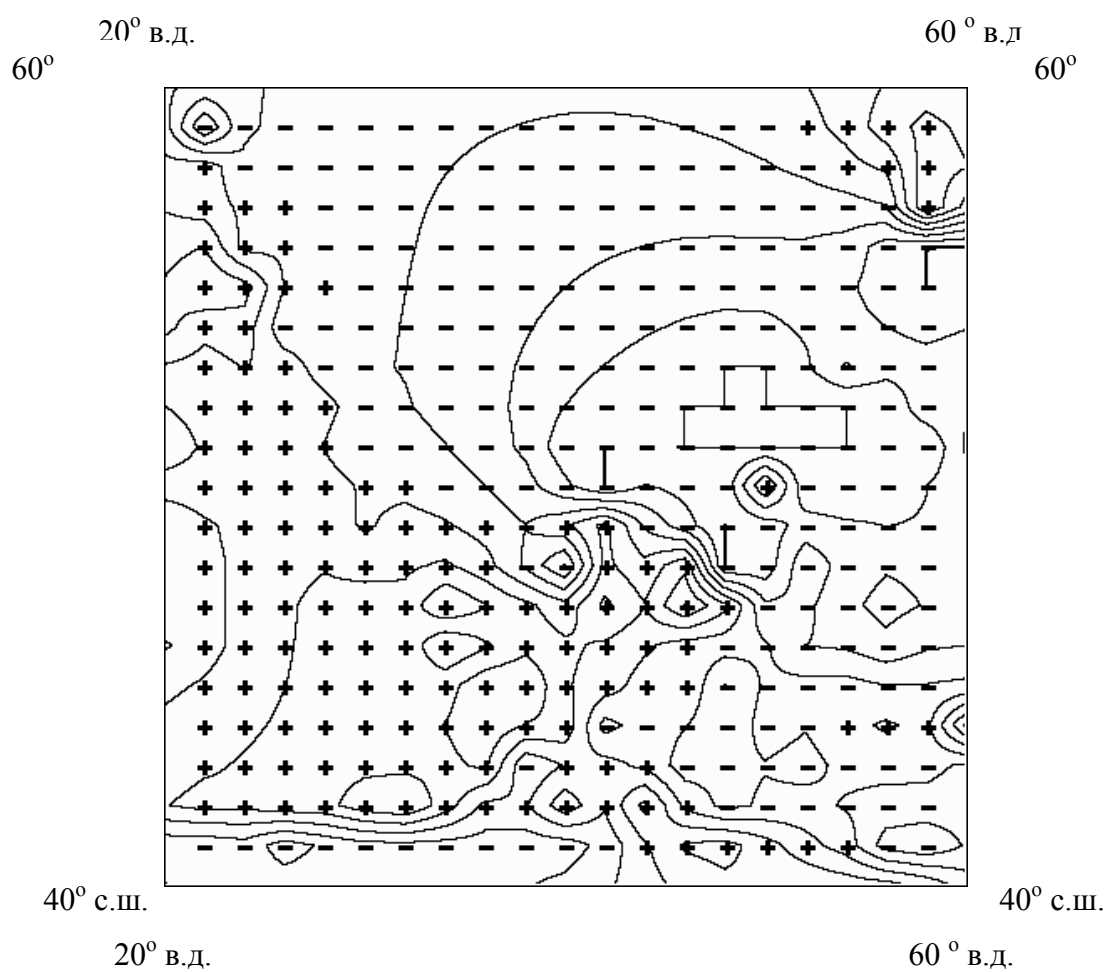


Рис.4.13 – Расчетное поле функции тока за 19.02.1979 г., 18 СГВ

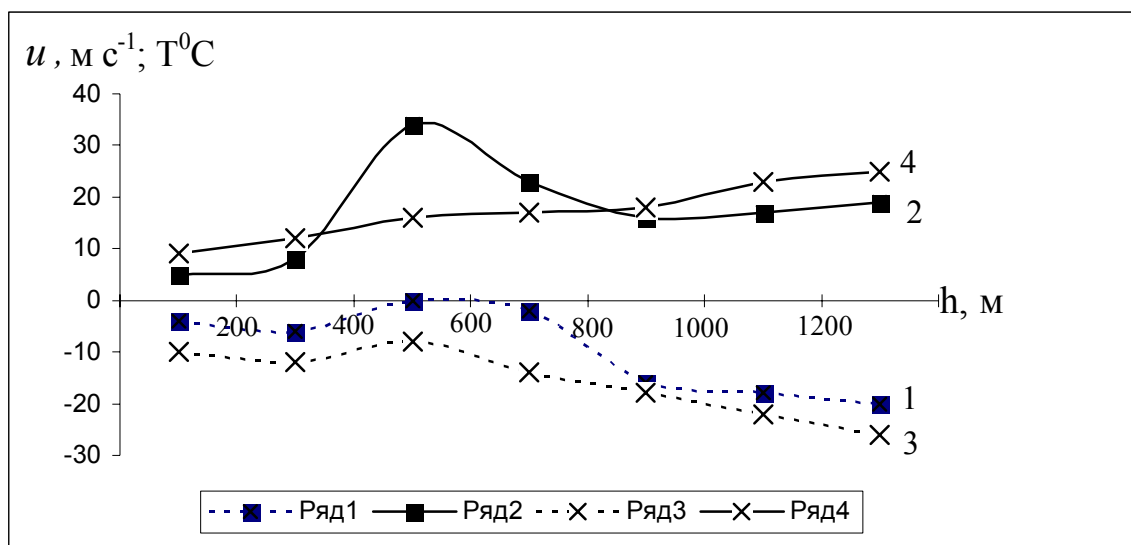


Рис. 4.14 – Расчетные стратификации температуры (1, 3) и вертикальные профили скорости ветра (2, 4) 19.02.79 г., 18 СГВ

В формулы решения (4.7)-(4.8) он вводится через коэффициент A . Затем величина скорости u определяется обратной задачей из формул (4.7), (4.8) и по ней корректируются параметры α , H в уравнении (4.6). Причем коэффициент A берется функцией высоты $A(y)$, хотя это и нарушает аналитическую схему интегрирования уравнений (4.5). Следует заметить, что для параметризации радиационного блока были использованы параметры, приведенные в [101], для формулы функции пропускания длинноволновых потоков.

На рис. 4.13 изображен результат такого интегрирования с шагом 6 ч, а на рис. 4.14 приведены расчетные профили температуры воздуха и скорости ветра за 19.02.1979 г. в срок 18 СГВ. Как показывают графики, инверсия температуры на высотах 300...500 м остается незначительной по величине, но прослеживается по данным радиозондирования над всеми исследуемыми пунктами. При этом в Симферополе появление СТНУ по типу Пуазейля сопровождается усилением ветра до $24 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$.

Скорректировать расчет можно путем учета выделяющейся теплоты конденсации, происходящей в облачных подинверсионных слоях, всегда присутствующих при синоптических перестройках данного типа.

Хотя данные реализованы на сравнительно небольшом “модельном” материале, результаты, тем не менее, свидетельствуют о возможности определения района, над которым могут наблюдаться СТНУ. Это особенно важно в настоящее время, когда количество пунктов зондирования и частота их выпуска резко снизились.

Анализ полученных результатов для всей исследуемой территории позволяет сделать следующие предварительные выводы:

1. На формирование профиля ветра в пограничном слое, кроме термической стратификации, существенное влияние оказывает оптическая плотность среды, которая зависит, в первую очередь, от облачности.
2. Математический аппарат, использованный в настоящей работе, можно применять для идентификации СТНУ в блокирующих антициклонах.

4.3. Пример формирования орографического низкотропосферного течения над Новороссийском

Ветровой режим нижних слоев атмосферы в большой степени подвержен влиянию орографии. Так, на перевалах, а также в долинах и ущельях создаются благоприятные условия для усиления ветра, которое зачастую принимает вид СТНУ. Сюда можно отнести мощные нисходящие

потоки, подобные горным фёнам, стоковым ветрам (бора, ледниковые ветры и т.д.), и ряд сильных местных ветров типа сарма, усатьевского и других, образующихся в местах сужения рельефа.

Под борой понимают сильный холодный ветер, направленный вниз по горному склону на море и приносящий в зимнее время значительное похолодание. При этом в прибрежной зоне развивается сильное волнение и связанное с ним обледенение судов при отрицательной температуре воздуха. Гравитационный эффект, вызывающий стоковые ветры не является основной причиной боры, так как он может проявиться лишь при определенном строении береговой линии и благоприятных синоптических условиях. Формированию боры также способствует относительная неустойчивость холодной воздушной массы, так как в противном случае нисходящие движения воздуха сопровождаются быстрым повышением его температуры, что приводит к развитию фёна вместо боры.

Классическим примером этого ветра является новороссийская бора на Черном море. При благоприятных условиях, например, на южной периферии холодного антициклона и области пониженного давления над Черным морем, в районе Новороссийска создаются большие барические градиенты и возникают сильные северо-восточные ветры. При этом в пограничном слое атмосферы наблюдается своеобразное струйное течение вблизи фронтальной поверхности, отделяющей холодный нижний воздух от более теплого воздуха наверху. Толщина слоя холодного воздуха обычно не превышает 1,5–2,0 км, а фронтальная поверхность располагается весьма полого и переходит в слой инверсии, характерный для антициклона. Сгущение линий тока над хребтом Варада и Мархотским перевалом (высота 435 м) способствует формированию узкой зоны сильных ветров. При переваливании холодного фронта через хребет Варада струйное течение снижается вдоль подветренного склона хребта.

Таким образом, новороссийская бора возникает, когда струйное течение достигает поверхности земли в районе города. Если струя с наветренной стороны располагалась относительно высоко, то она претерпевает малое снижение с подветренной стороны, «перескакивая» через побережье - верховая бора. Струйный характер боры проявляется и в том, что уже на сравнительно небольшом расстоянии от берега в море ветер резко ослабевает.

Главным феноменом разыгравшейся после длительного периода умеренно теплой погоды стихии 16–18 декабря 1997 г на Черном море была бора. Интенсивность боры в Цемесской бухте и ее окрестностях иллюстрируется рис. 4.15.



Рис. 4.15. Скорости бора в Цемесской бухте во время урагана 16–18 декабря 1997 г.

Так, наиболее жестоко бора проявляет себя в Новороссийске, но нередко она свирепствует и в Геленджике, чему способствуют местные особенности рельефа. Бора с нарастающей скоростью ветра началась в Новороссийске 15 декабря в 06 СГВ и продолжалась до 20 СГВ 18 декабря. Силы урагана ветер достигал в период с 00 СГВ 16 декабря до 21 СГВ 17 декабря. Общая продолжительность бора составила 87 ч, в том числе с ветрами ураганной скорости – 44 ч 10 мин. Максимальные порывы ветра на метеостанции превышала $39 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$. Затем под натиском урагана измерители ветра вышли из строя, и наблюдения велись визуально. На Маркхотском перевале, где, как правило, формируется струя сильного потока, скорость ветра составляла $35 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$. Учитывая, что при свободном падении вниз эта струя приобретает дополнительную скорость $10 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$, скорость ветра у земли могла быть $45 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$.

Максимальные порывы ветра на северо-востоке бухты достигали 45–52 м·с⁻¹. В западной части, где расположен жилой массив города, скорости ветра измерены в диапазоне 52–60 м·с⁻¹, которые можно принять за истину, учитывая характер разрушений..

По своей жестокости бора имела исключительно уникальный характер. Ей нет аналогов за всю историю метеорологических наблюдений в Новороссийске, начиная с 1872 г. Исключением могут быть лишь случаи, упомянутые в летописях прошлых лет и лоции Черного моря 1847 г издания, где утверждается, что «в исключительных случаях ветер в Новороссийске достигает более 60 м·с⁻¹. Следовательно, наблюдавшаяся скорость ветра 60 м·с⁻¹ – реальна, но наблюдается очень редко, примерно один раз в 150 лет.

Бора сопровождалась рядом сопутствующих опасных гидрометеорологических явлений погоды. Ее усиление началось на фоне высоких значений (10–12°C) температур воздуха. В ночь с 15 на 16 декабря резко похолодало до -13...-16°C, а в последующую ночь – до -16...-20°C. Отрицательная температура воздуха (от -11 до -16°C) удерживалась и в дневные часы. Абсолютный минимум отмечен утром 17 декабря и по различным станциям побережья составил: в Анапе -18,9°C, в Новороссийске -20,0°C и в Геленджике -14,2°C. Температура воды в Цемесской бухте понизилась с 12 до 5,3°C. По многолетним наблюдениям, абсолютный минимум температуры воздуха при боре в Новороссийске достигал -24,1°C в январе 1935 г, а наибольшее охлаждение воды в море до -3,8°C отмечено в 1907 г, когда Цемесская бухта полностью замерзла.

В связи с резким понижением температуры воздуха в бухте над теплой водной поверхностью началось парение моря с ухудшением видимости до 1000 м. Одновременно при ураганном ветре и сильном морозе началось быстрое, а затем и очень быстрое обледенение судов и причалов. Набережная бухты покрылась сплошным слоем льда, а обледеневшие на воде буи и швартовые бочки приобрели формы неподвижных ледяных айсбергов.

По образному выражению журналистов «ледяной ураган растерзал Новороссийск», а по разрушительным масштабам стихия сопоставима лишь с одним из «всесокрушающих» ураганов в Новороссийске имевшим место в ночь с 12 по 13 января 1848 г.

Синоптические условия были типичны для возникновения Новороссийской боры, а именно – наличие мощного антициклона над центральными районами России и его взаимодействие с активной депрессией над Малой Азией и Черным морем. Антициклон

сформировался в холодном арктическом воздухе над Карским морем. По ведущему северо-восточному потоку он перемещался к юго-западу и усиливался. На момент возникновения урагана центр антициклона с давлением 1058 гПа располагался юго-западнее Москвы. Его гребень значительно усиливался за полярным холодным фронтом и простирался на юг Украины, России и Северный Кавказ, о чем свидетельствовал рост давления у земли около 3 гПа за 3 ч над Ставрополем. Одновременно на полярном фронте отмечалась активизация циклонической деятельности над Турцией со смещением волновых возмущений на юго-восточную часть Черного моря. К моменту начала урагана черноморская депрессия углубилась до 1011 гПа. Высотное барическое поле характеризуется барическим гребнем над севером Западной Европы и России. Над югом и юго-востоком европейской территории России располагалась активная и довольно узкая ложбина, ориентированная зонально. Вследствие такой конфигурации ложбины большие барические градиенты на высоте и у земли были сосредоточены в узкой оси ложбины. Барической ложбине соответствовала термическая на OT_{1000}^{500} , ориентированная с востока на центральные и западные районы европейской России. Контрасты температур в активной части ВФЗ, сформированной этой ложбиной холода и гребнем тепла над Черным морем и Малой Азией, достигали 24–26°C/1000 км. В передней части высотной ложбины юго-западным ведущим потоком на Черное море осуществлялась адвекция тепла. В тылу ложбины устойчивым северо-восточным потоком на юго-восток России и Северный Кавказ осуществлялась мощная адвекция холода. По мере опускания к югу высотной барической и термической ложбин знак адвекции на Черном море резко изменился. Утром 16 декабря за прохождением холодного арктического фронта на Черное море начала осуществляться адвекция холода. Ее мощность усилилась к утру 17 декабря, когда через северо-восток Черного моря перемещалась своей осью высотная барическая ложбина, а приземный холодный арктический фронт перевалил через Кавказский хребет и переместился в более южные районы Черного моря.

Вторжение холодного воздуха привело к увеличению контрастов температур в зоне холодного малоподвижного фронта в предгорьях Северного Кавказа, а углубление Черноморской депрессии при одновременном усилении антициклона – к увеличению горизонтальных барических градиентов в узкой 500-км зоне к северу от Новороссийска. Контрасты температур на уровне 850 гПа в районе Новороссийска увеличились на 10–11°C. Скорость геострофического ветра на том же

уровне составляла $15 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$. При этих параметрах максимальная скорость боры, рассчитанная по методу Мастерских, может достигнуть $46\text{--}48 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$.

В барическом поле перепад давления между центром антициклона и циклона, отнесенный к 500 км расстояния составлял 23 гПа, что не наблюдалось за последние 30–40 лет. Эти величины оказались за пределами эмпирического графика, который используется для физико-статистического прогноза скорости ветра при Новороссийской боре. Экстраполируя найденные известные зависимости, получим, что скорость боры должна быть не менее $50 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$. Фактическая скорость ветра была выше рассчитанной примерно на $10 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$. Очевидно, дополнительное усиление ветра определяли термодинамические особенности атмосферы.

Для получения термодинамических характеристик слоя формирования боры были сопоставлены данные наблюдений за температурой воздуха и скоростью ветра у земли в Новороссийске и на уровнях метеостанции нефтебазы «Грушевая», на Мархотском перевале 465 м и АТ₈₅₀ за синхронные сроки. Анализ имеющейся информации показал, что 15 декабря, когда бора была стоковой, инверсия не отмечалась. Она возникла 16–17 декабря, когда бора перешла во фронтальную и достигла скорости урагана. Во всех видах катастрофической боры обнаруживается инверсия, ограничивающая сверху северо-восточный поток. В пространстве, ограниченном инверсией и склонами гор, формируется неоднородный воздушный поток с различной плотностью и температурой: нижний – холодный и верхний – теплый. В соответствии с теорией, волн эти потоки имеют противоположное направление движения. На границе их раздела возникают волновые колебания, дополнительно увеличивающие скорость деформированной струи над горами.

Декабрьская бора 1997 г необычна не только по своей силе и повторяемости, но и по условиям формирования. Возникнув на фоне усиления над Восточной Европой антициклона редкой мощности, с давлением в центре - 1058 гПа, при наличии активной высотной ложбины над Черным морем и Турцией с большими барическими градиентами в узкой зоне вблизи ее оси и значительных контрастов температур в нижней тропосфере - $24\text{--}26^\circ\text{C}$ на OT_{1000}^{500} , благодаря формированию особых термодинамических условий в слое земля – 1500 м, а именно значительных инверсий температуры, и необычно больших температурных контрастов у поверхности земли в районе Новороссийска, бора достигла ураганной скорости $60 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$ и привела к катастрофическим разрушениям.

5 Кумулятивный антициклогенез

Атмосферная циркуляция может находиться в зональном и меридиональном состоянии. Для зонального состояния характерны высокие значения индекса Россби (скорости зонального потока) и большие волновые числа. При этом очаги аномальных погодных характеристик ориентированы преимущественно в зональном направлении. Меридиональное состояние определяется небольшими волновыми числами и стационарованием или медленным смещением ложбин и гребней. Аномалии характеристик погоды имеют вид меридионально направленных и быстро чередующихся областей.

Благодаря пространственной сопряженности макросиноптических процессов развитие и перемещение антициклонов по той или иной оси связано с конкретными особенностями этих процессов на больших территориях. При ультраполярных вторжениях, когда движение антициклонов (ядер) происходит не по нормальным или полярным (с северо-запада на юго-восток), а северным или северо-восточным осям, в тропосфере умеренных широт существенно нарушается западный перенос и наблюдаются аномалии погоды. Зимой к таким аномалиям относятся значительные похолодания, оттепели, большое количество осадков, грозы и другие явления [42-44, 47, 57].

Увеличение количества опасных и стихийных гидрометеорологических явлений в последнее десятилетие XX и начале XXI веков обусловлено изменением макроциркуляционных процессов, к числу которых относится кумулятивный или взрывной антициклогенез.

5.1 Условия возникновения и развития кумулятивного антициклогенеза в зимний период

Пример кумулятивного эффекта образования гребневых структур наглядно виден на совместных картах приземного давления и OT_{1000}^{500} , на которых представлены синоптические процессы с 06.01.2002 г. по 07.01.2002 г. (рис. 5.1, 5.2). Северная Атлантика, Скандинавия и Восточная Европа 06.01. 2002 г. занята обширной депрессией, а гребневая структура прослеживается над территорией Западной Европы и узкой зоной через Северную Атлантику протягивается в сторону Гренландии.

Уже 07.01.2002 г. наблюдается явная активизация гребневой структуры в районе Норвежского моря, и демаркационная линия в поле

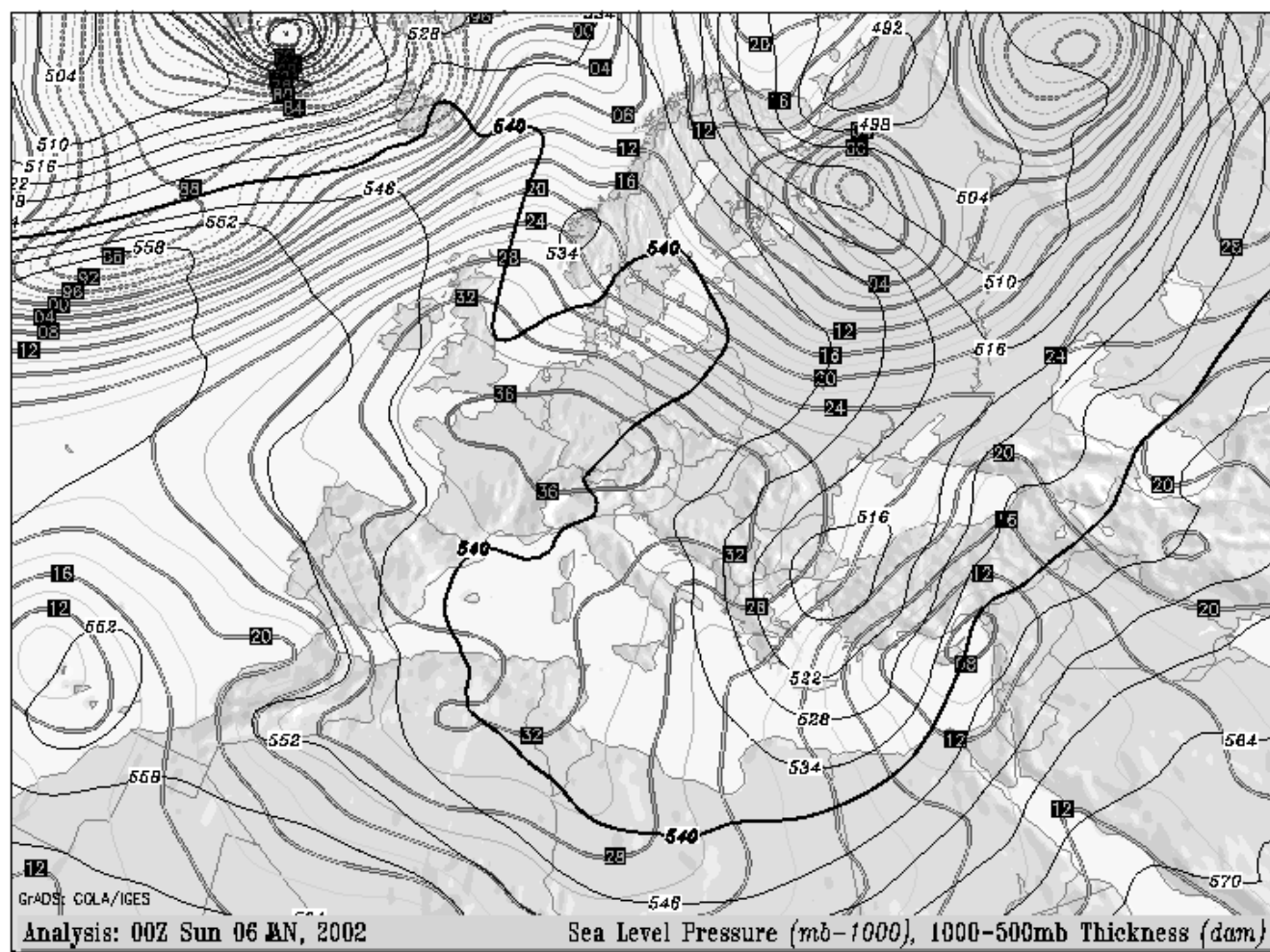


Рис. 5.1 – Синоптическая карта и OT_{1000}^{500} за 06.01.2002 г

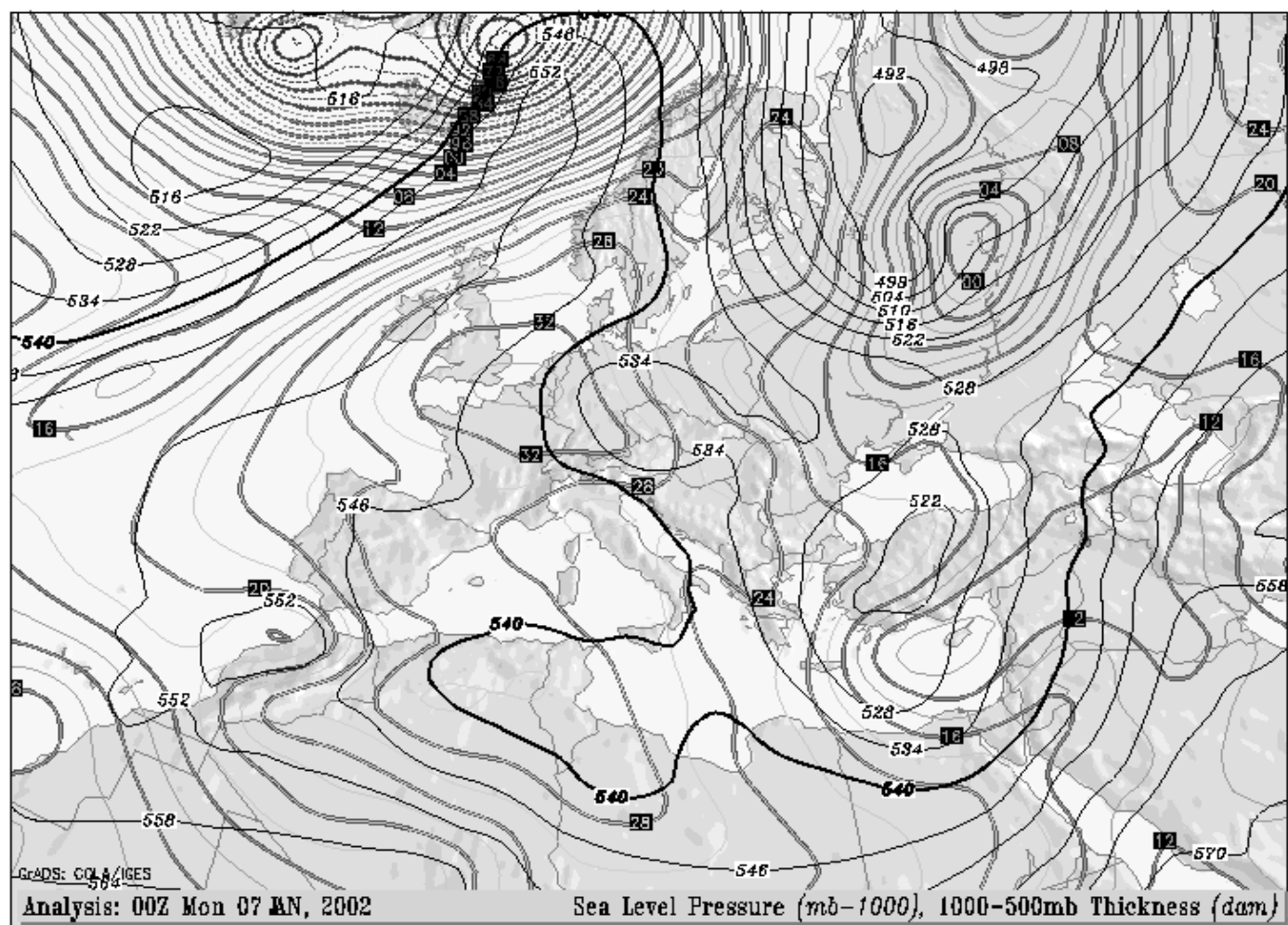


Рис. 5.2 – Синоптическая карта и OT_{1000}^{500} за 07.01.2002 г

относительной топографии OT_{1000}^{500} отклонена к северу. Резкое превышение изобарической поверхности 500 гПа над поверхностью 1000 гПа обозначает территорию, над которой произошло проникновение массы плотного воздуха области высокого давления. Выход гребневой структуры от Азорского максимума до широты Ян-Майена – явление редкое и всегда несет за собой резкие похолодания в южных широтах на ее периферии, что и отмечалось на территории Украины. Хотя в поле приземного давления гребневая структура выражена смещенной к востоку от демаркационной линии относительной топографии, все же доминирует процесс кумулятивного вторжения этой структуры в северном направлении. Так как центр тепла на картах ОТ соответствует гребню на приземной карте, поэтому зону гребневого вторжения, обозначенную изолиниями на картах ОТ и приземной, можно объединить в общее кумулятивное, в данном случае, гребневое образование. Когда термический гребень на карте ОТ отстает по фазе от барического гребня, это приводит к амплитудному росту гребневого вторжения в целом. Однако отражение высотного процесса в поле приземного давления несколько запаздывает по времени, т.к. в более высоких и низких (до уровня 500 гПа) слоях процессы обычно противофазны. Поэтому поле приземного атмосферного давления хотя и может отражать кумулятивные эффекты, происходящие во влагосодержащем слое нижней половины тропосферы, в котором особо существенны плотностные изменения воздуха за счет вторжения водяных паров, но только при больших временных интервалах указанный процесс отражения будет существенным.

В ситуации за 15.01.2002 г. четко видна гребневая структура на карте ОТ, простирающаяся от Азорского максимума вплоть до северных широт Скандинавии (рис. 5.3), которая полностью исчезает на карте 16.01.2002 г. (рис. 5.4). Одновременно быстро возникает гребневое вторжение в направлении о. Колгуев, которое ситуации за 18.01.2002 г. (рис. 5.5) переходит в гребневую структуру, распространяющуюся до Ян-Майена. Однако, гребневые очаги на карте ОТ, находящиеся к западу от барических ложбин, приводят к заполнению этих ложбин и, как следствие, проникновению гребневых отрогов на территорию, ранее занимаемую ложбинами или циклонами.

Зональное смещение гребневой структуры в процессах за 15.01.2002 г. осуществляется от Скандинавского полуострова к востоку, а затем 18.01.2002 г. происходит ее попятное движение к западу. Направление смещения волны Россби к западу следует объяснить увеличением ее амплитуды. Промежуточное состояние, когда амплитуда волны Россби

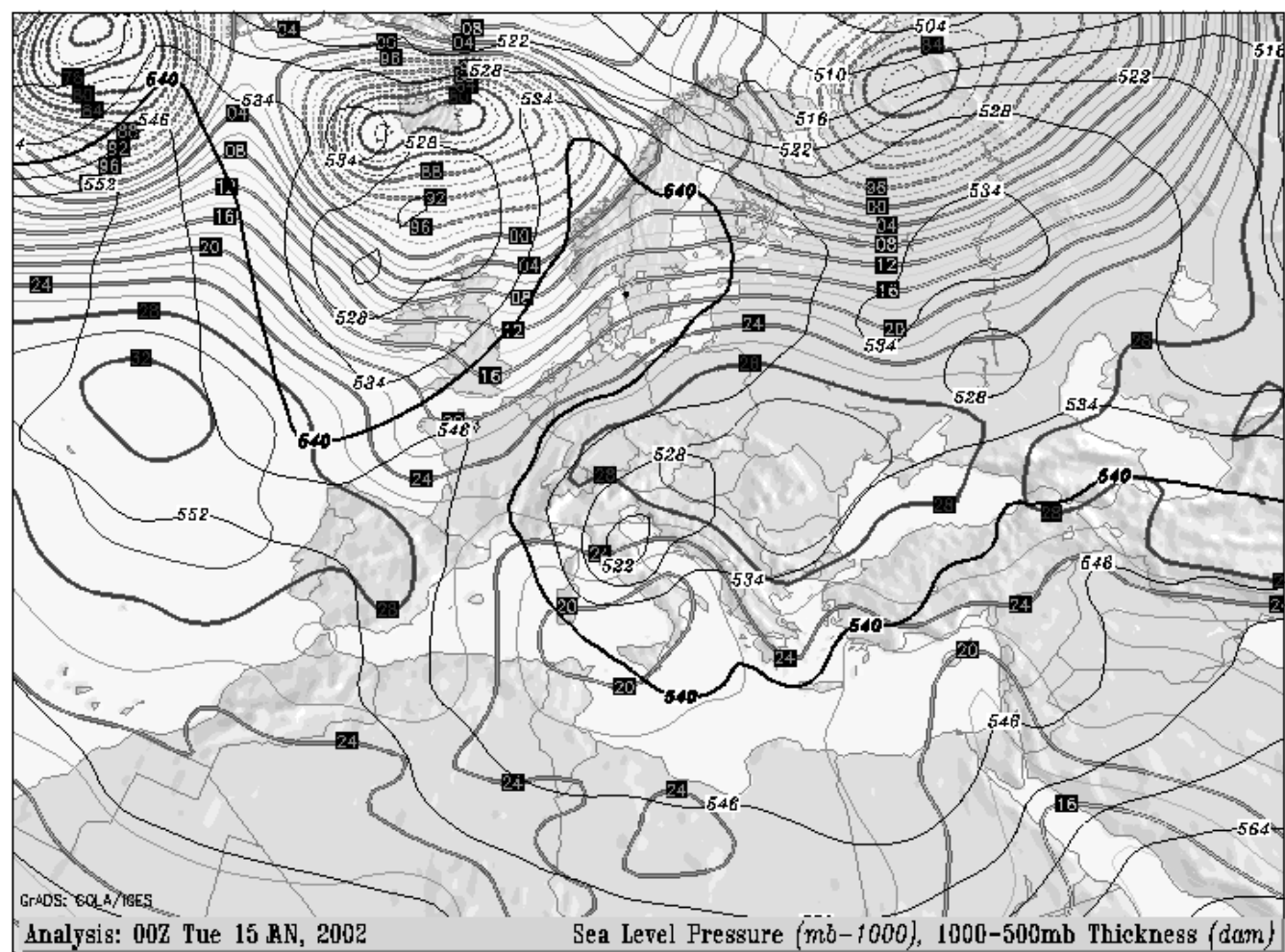


Рис. 5.3 – Синоптическая карта и OT_{1000}^{500} за 15.01.2002 г

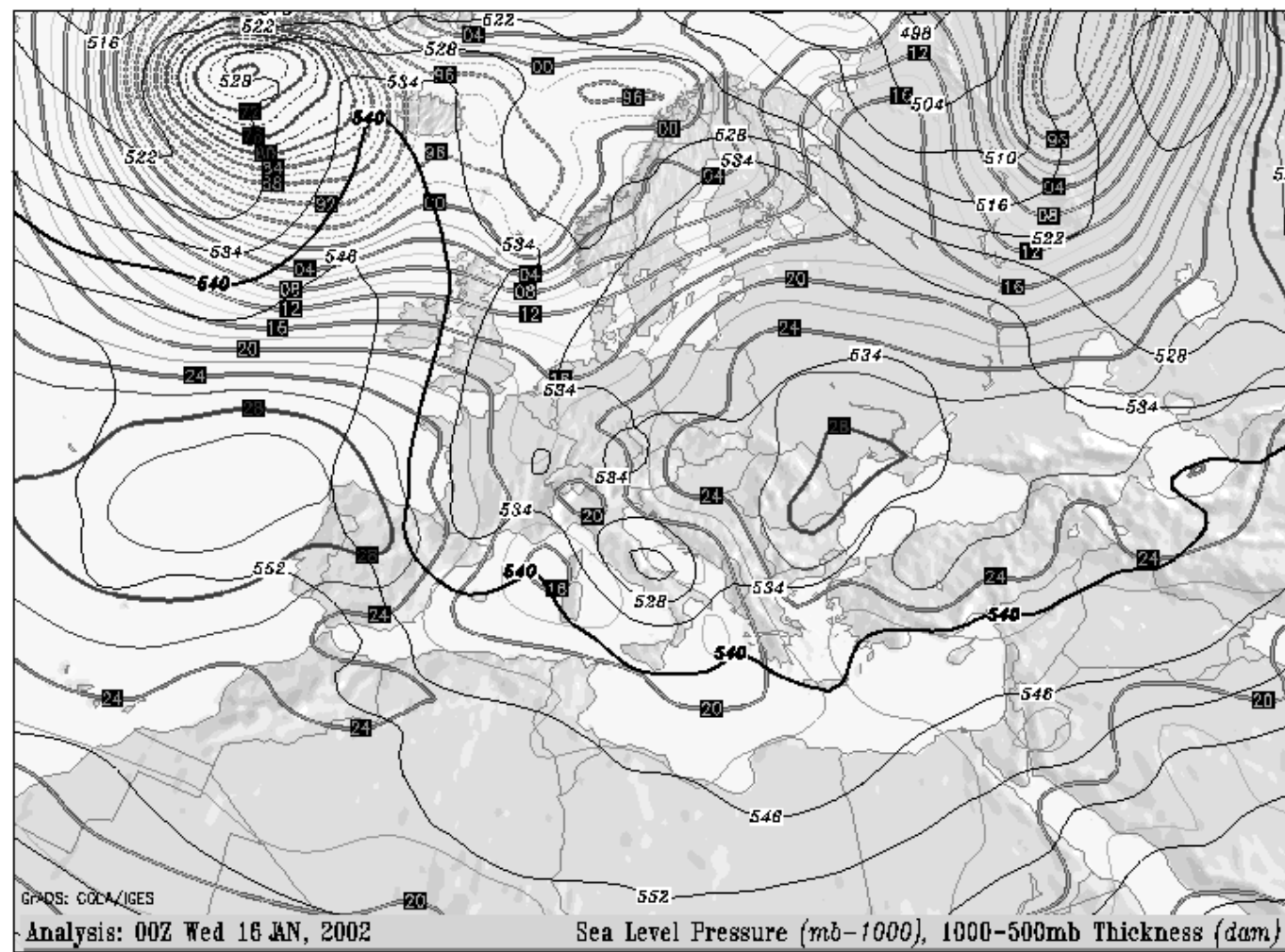


Рис. 5.4 – Синоптическая карта и OT_{1000}^{500} и за 16.01.2002 г

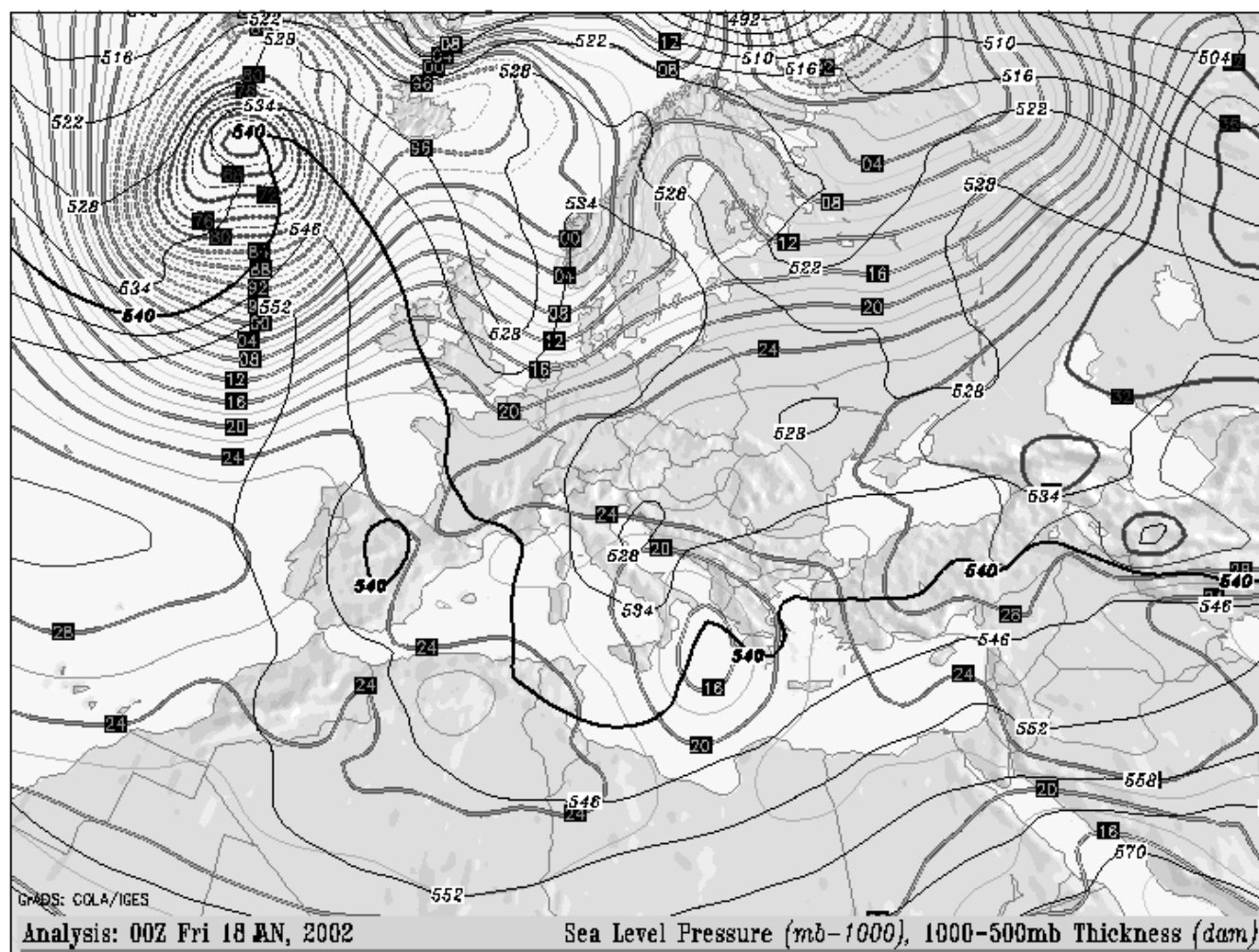


Рис. 5.5 – Синоптическая карта и ОТ $_{1000}^{500}$ за 18.01.2002 г

меньше представленной на рис. 5.3, но больше, чем на рис. 5.2, приводит к стационарированию волны Россби и далее к ее переходу, в некоторых ситуациях, в стадию солитона Россби или преобразованию в блок.

На рис. 5.6 – 5.8 приведена ситуация с кумулятивным гребневым вторжением к западу от Сибирского антициклона. Резкое гребневое вторжение прослеживается с 26.12.2001 г. на 27.12.2001 г.

Слияние западного и восточного гребневых отрогов происходит, в конечном итоге, кумулятивно. Причем обширный гребень вторгается на территорию Средиземного моря через Украину. Его возникновение подтверждает наличие над территорией Украины в течение длительного периода влажной депрессии, которая способствовала обоюдному кумулятивному вторжению на ее регионы гребневых структур от Азорского максимума и Сибирского антициклона.

В обеих представленных ситуациях кумулятивные гребневые вторжения привели к резкому похолоданию, вызванному ультраполярными вторжениями холодных воздушных масс на территорию Украины.

Естественно, что объединение двух разногенезисных гребневых структур в единый пояс высокого давления возможно лишь через соединяющую их область низкой плотности. Стремясь к своему заполнению, эта область создает двусторонне направленный кумулятивный эффект слияния обоих гребневых отрогов. Сложение западного и восточного гребневых отрогов в единый гребневой пояс, проходящий через территорию Украины, есть типичный процесс кумулятивного проникновения гребневых структур на место расположения ранее переувлажненных воздушных масс. Причем сложившийся пояс высокого давления в дальнейшем является довольно устойчивым и пересечение его ложбинами возможно лишь в сопровождении процессов меридиональных гребневых вторжений с обеих сторон гребневого пояса. Тогда меридиональное южное направление ложбин или циклоническое вторжение «ныряющих» циклонов является только следствием вихревого баланса, проявляющегося для компенсации меридиональных гребневых вторжений в северном направлении. В то же время, меридиональное вторжение ложбин приводит к обводнению принадлежащих им воздушных масс и, как следствие, возникновению тенденции к новым гребневым вторжениям кумулятивного типа при достижении «пороговых» градиентов в поле плотности.

На рис. 5.9 и 5.10 приведен пример кумулятивного гребневого вторжения на территорию Исландского минимума, происшедшее с

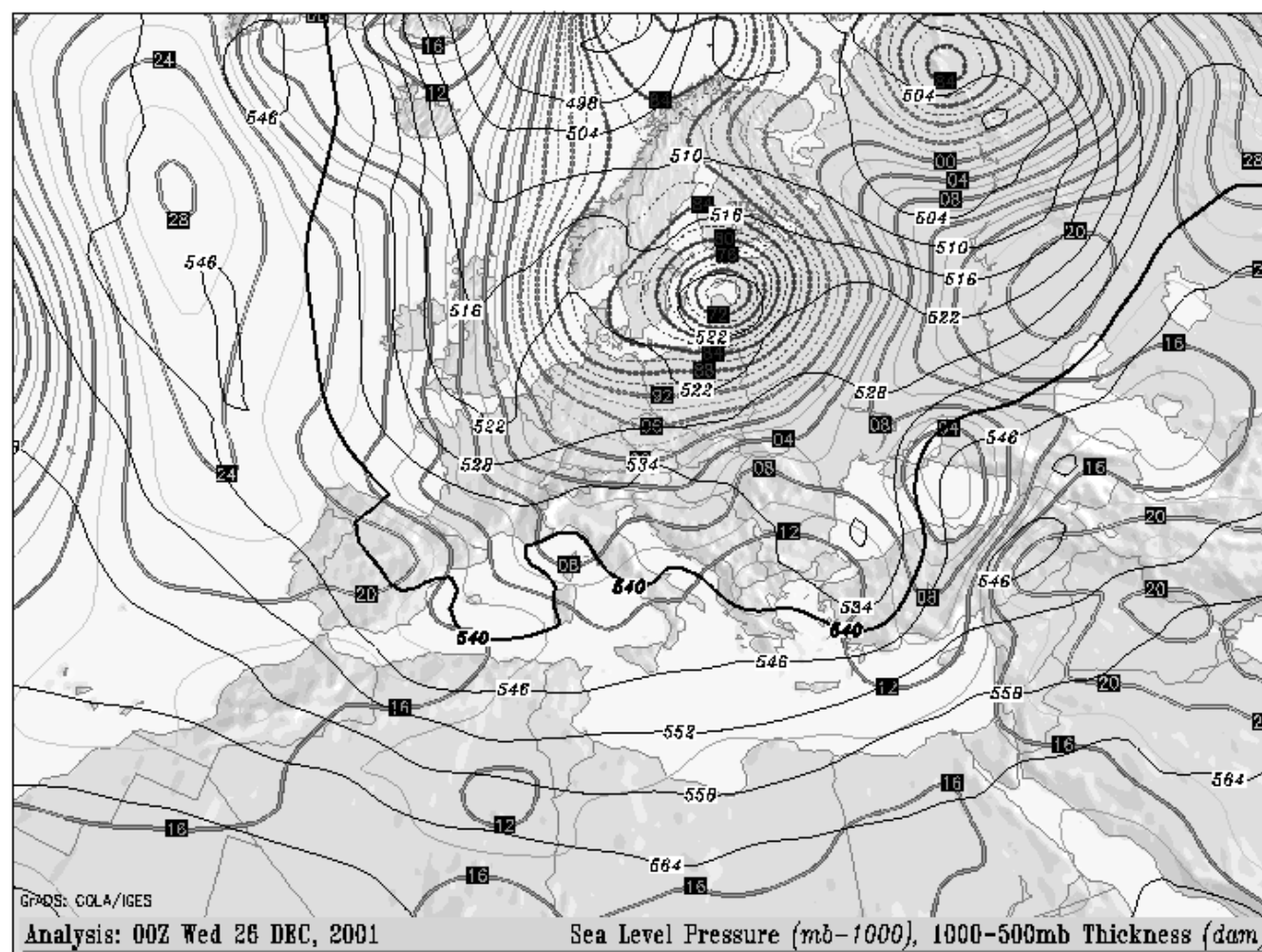


Рис. 5.6 – Синоптическая карта и ОТ $_{1000}^{500}$ за 26.12.2001 г

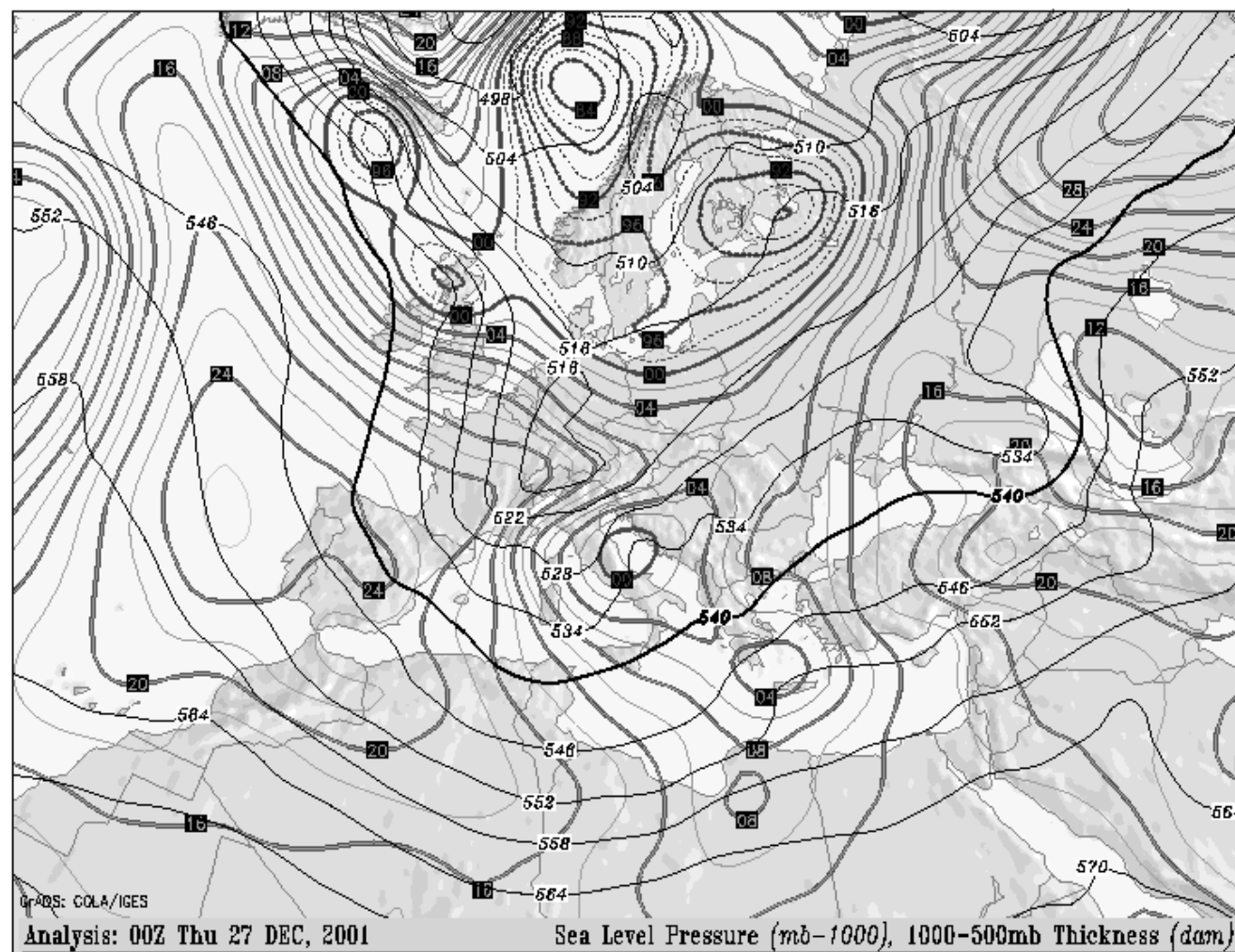


Рис. 5.7 – Синоптическая карта и OT_{1000}^{500} за 27.12.2001 г

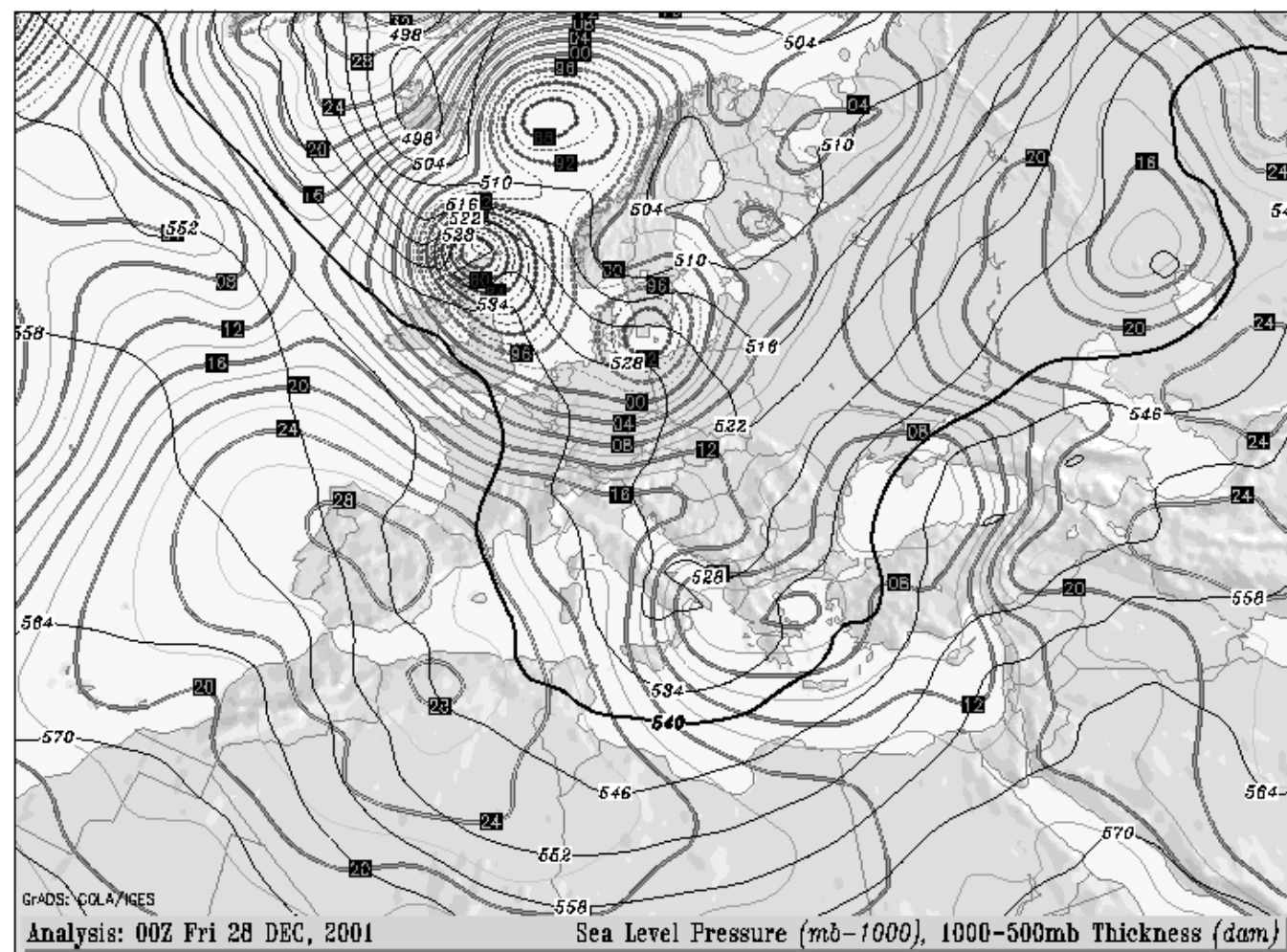


Рис. 5.8 – Синоптическая карта и OT_{1000}^{500} за 28.12.2001 г

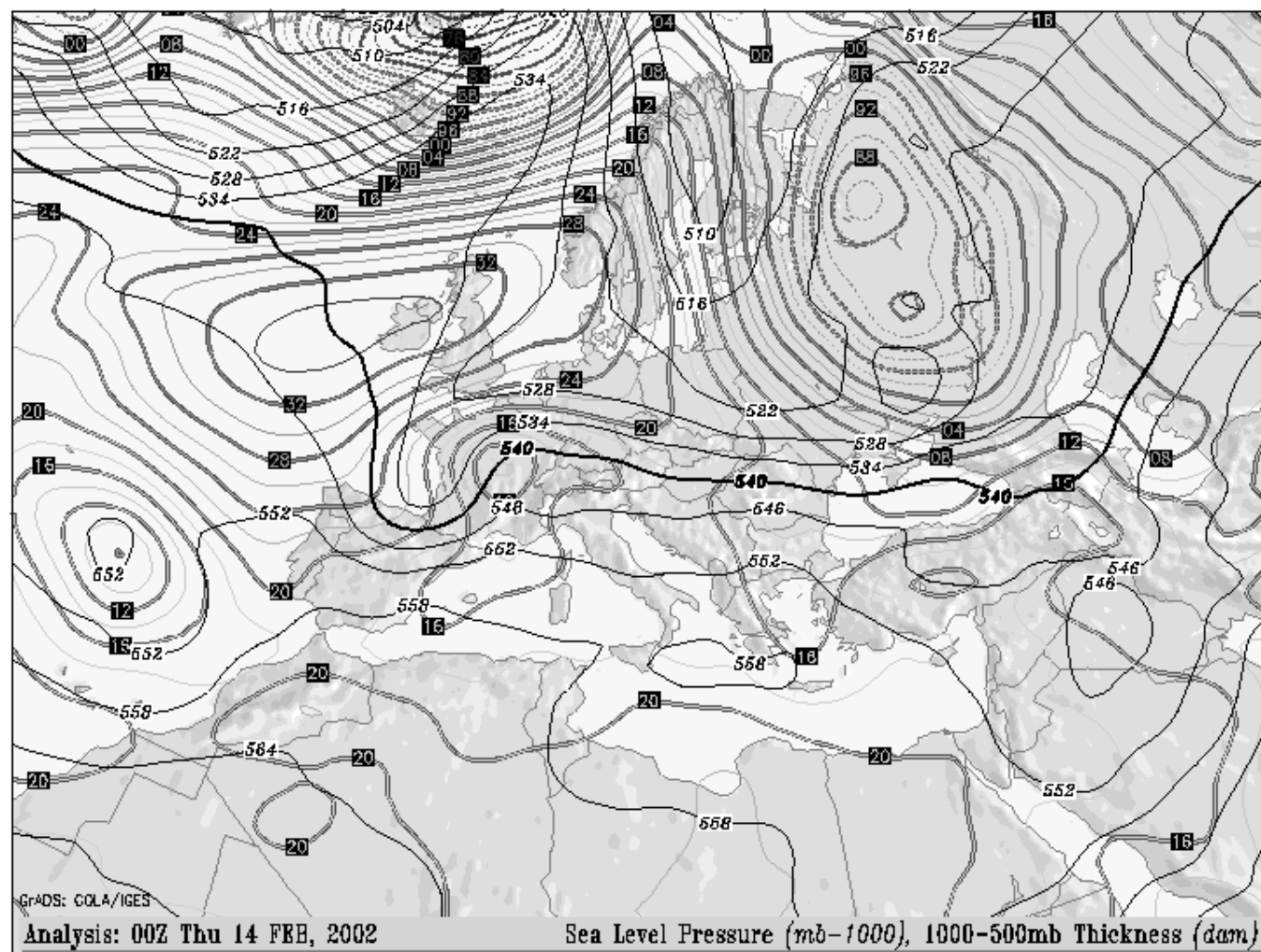


Рис. 5.9 – Синоптическая карта и OT_{1000}^{500} за 14.02.2002 г

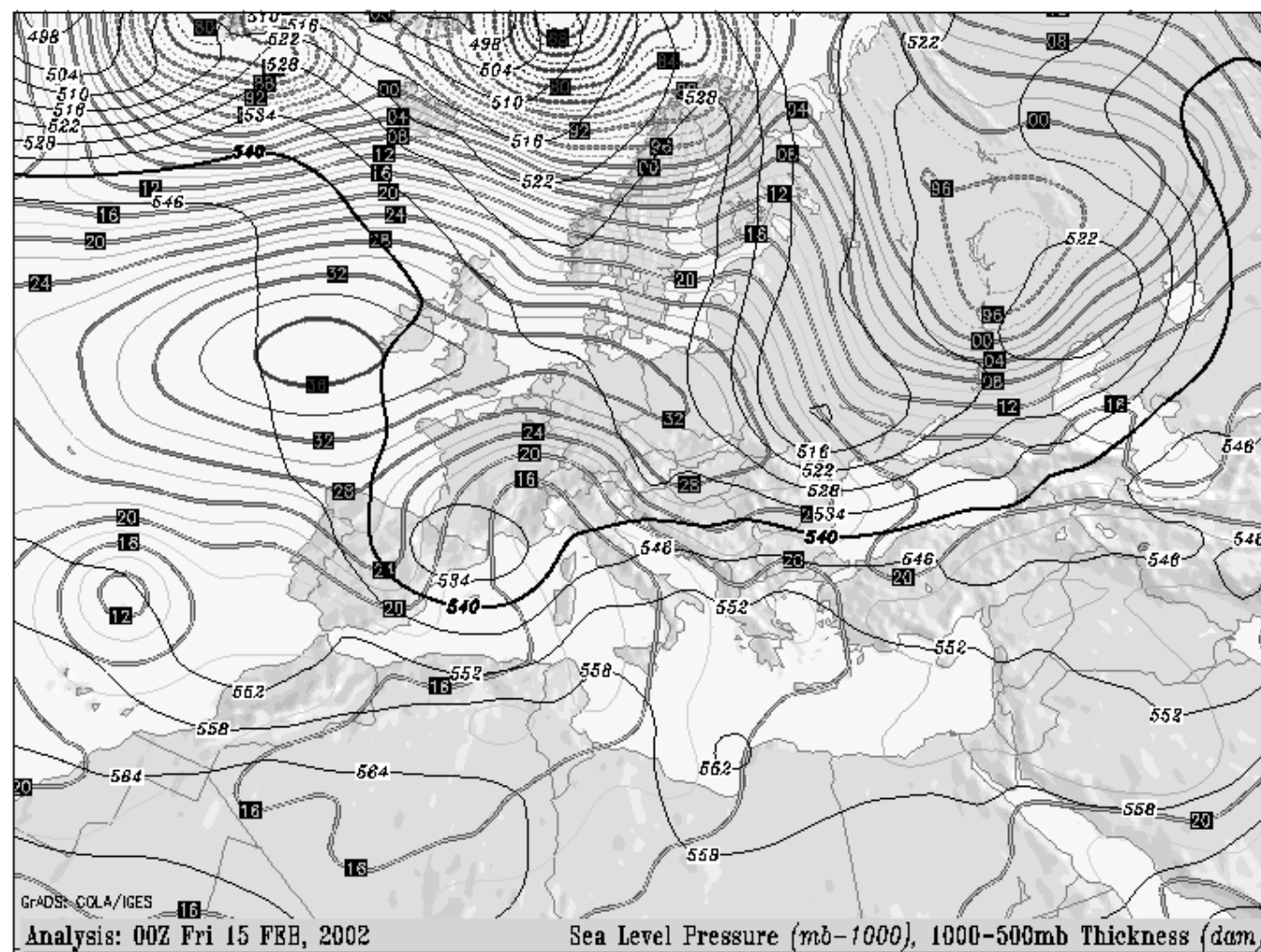


Рис. 5.10 – Синоптическая карта и OT_{1000}^{500} за 15.02.2002 г

13.02.2002 г. на 14.02.2002 г. В течение суток антициклон быстро смещался к востоку и на картах за 15.02.2002 г. отмечается его движение с той же фазовой скоростью. Препятствием к его стационарированию явилась усиленная W-форма циркуляции, предшествующая этому процессу и поддержанная большим температурным градиентом между полюсом и Европейским сектором.

Кумулятивный циклогенез, в отличие от кумулятивного антициклонегенеза, наблюдается при резкой конденсации атмосферного влагозапаса на относительно большой территории. Тогда плотность воздуха в зоне конденсации увеличивается за счет значительного уменьшения концентрации водяного пара, но при этом происходит резкое выделение тепла, которое приводит к уменьшению плотности. Это тепловыделение создает инверсионный слой с последующей конвекцией над ним. Отметим, что резкая конденсация паров, возникающая над большой территорией, возможна чаще всего при наличии нисходящих токов. Такие нисходящие токи холодного воздуха отмечаются либо с подветренной стороны гор, либо при наличии выхолаживания воздушной массы в относительно высоком слое атмосферы. Процесс выхолаживания осуществляется лишь при интенсивном длинноволновом излучении оптически толстого насыщенного влагой слоя воздуха. Катабатический эффект с подветренной стороны гор приводит также к потеплению нижележащего слоя воздуха, но обычно на небольшом пространстве и поэтому кумулятивный циклогенез на орографической основе мало вероятен. В основном зимой, при стекании холодного воздуха с обширных пространств континентов на океаническую акваторию при западном переносе, например с Гренландии и Канады, либо Восточной Сибири и Дальнего Востока, может произойти резкая конденсация водяных паров, скапливающихся над указанной акваторией (рис. 5.11, 5.12). Реализации кумулятивной конденсации над океанами должна предшествовать гребневая структура. Таким образом, кумулятивный циклогенез в Гренландском море устранил возможность стационарирования гребневой структуры в районе Исландского минимума.

Яснее представить последствия развития макроциркуляционных процессов, способствующих образованию кумулятивного антициклонегенеза, позволит краткая характеристика температурного режима и погодных условий за зимний период 2001 – 2002 гг.

Гидрометеорологические условия зимой 2001 г. можно оценить как очень изменчивые и контрастные, а временами сложные и аномальные.

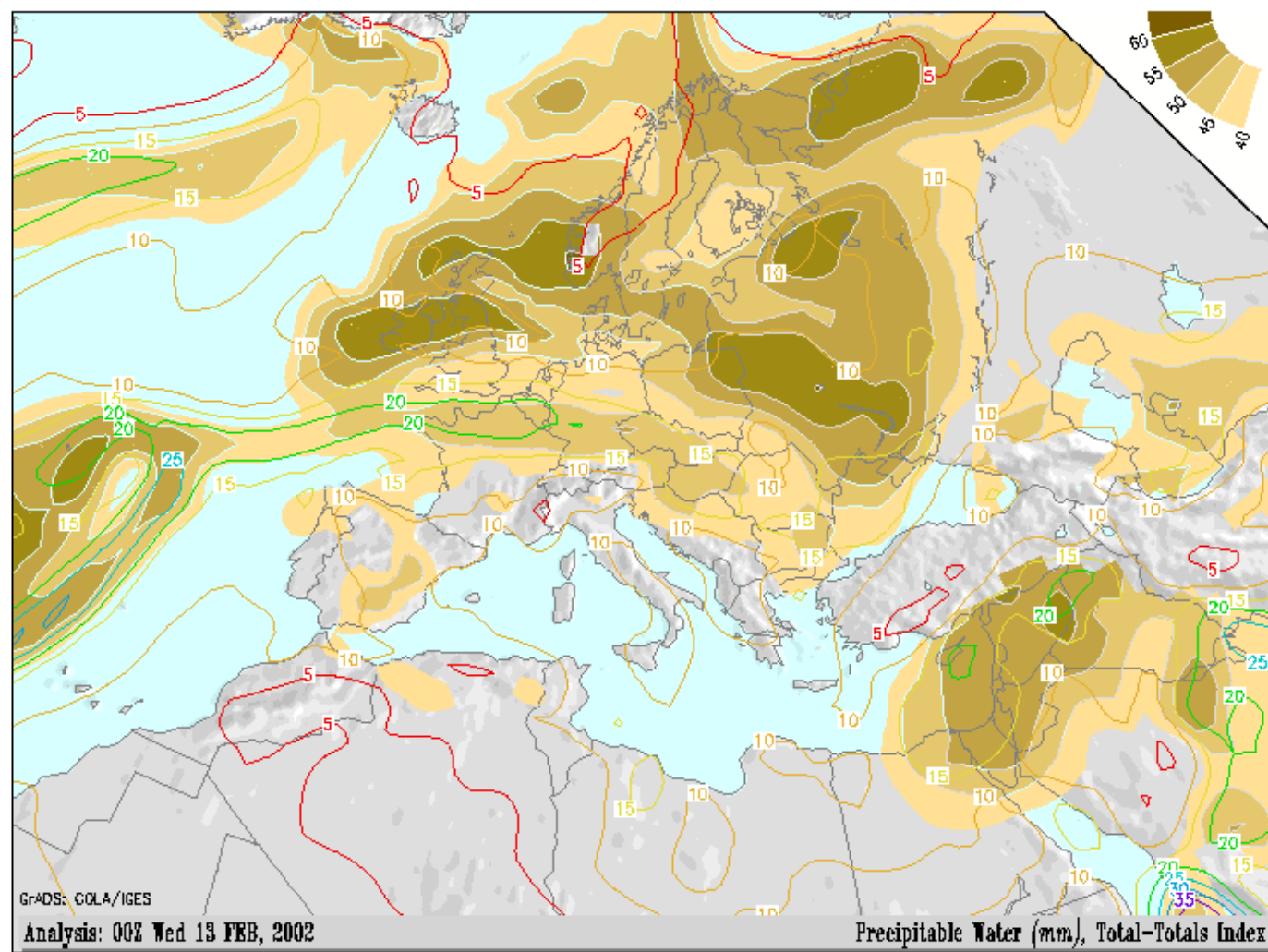


Рис. 5.11 – Поле осадков за 13.02.2002 г

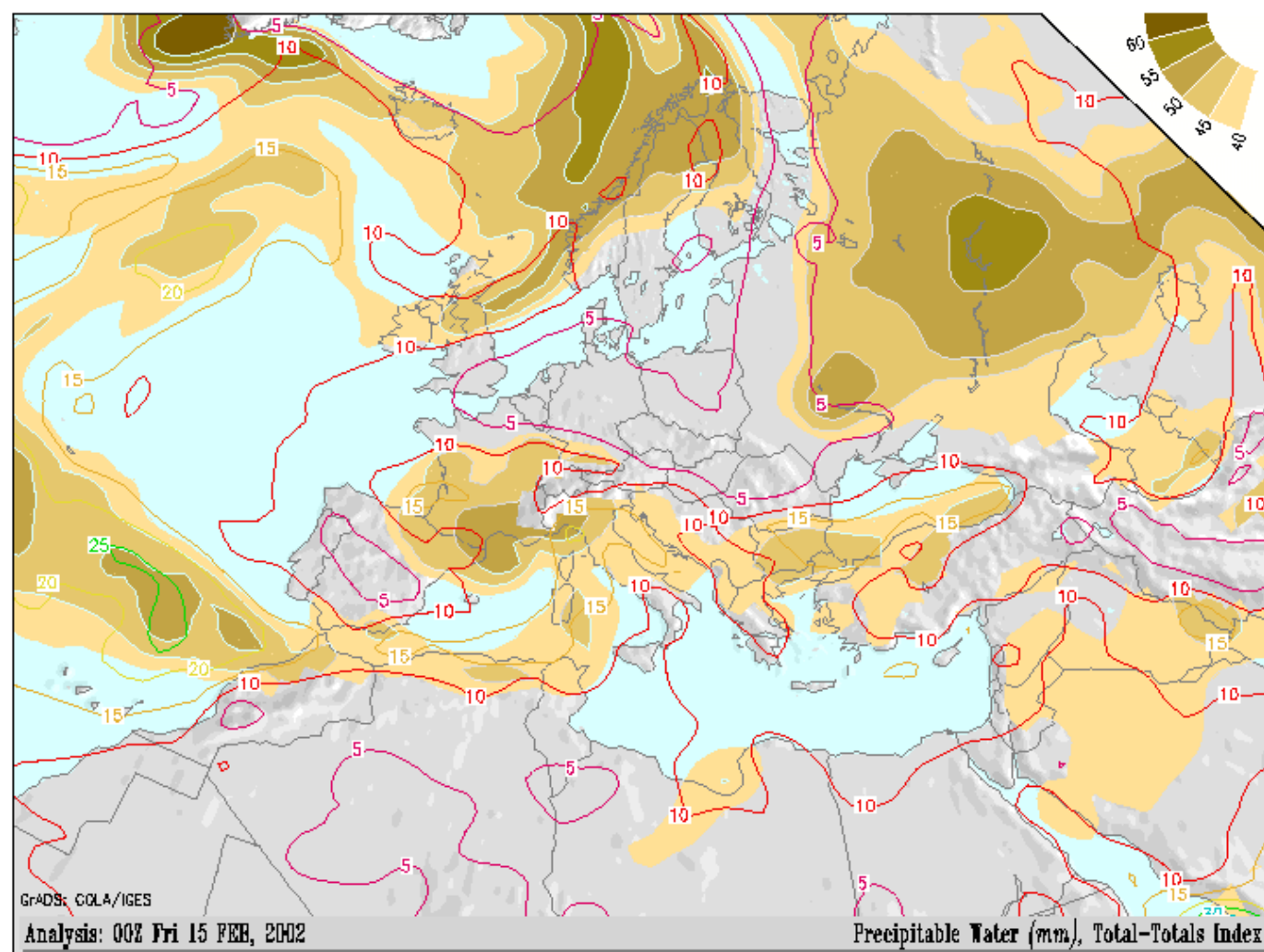


Рис. 5.12 – Поле осадков за 15.02.2002 г

По сравнению со средними многолетними значениями температура воздуха в декабре была ниже нормы. Зимний режим погоды установился с первых дней декабря и месяц оказался аномально холодным. В первые десять дней средняя суточная и декадная температуры воздуха на большей части территории Украины были на 5...14°C и 6...8°C ниже нормы соответственно. За последние 20 лет такая аномалия наблюдалась лишь в первой декаде декабря 1978 и 1998 гг. Во второй декаде на Луганщине среднедекадная температура воздуха составила -15°C, что ниже нормы на 12°C. За послевоенный период это самая низкая температура для всего региона.

Средняя месячная температура воздуха оказалась на 4...7°C ниже климатической нормы. Для большинства областей страны эти значения были самыми низкими за весь период наблюдений. Однако, абсолютный минимум не был перекрыт ни в одном регионе. Основным отрицательным фактором явился продолжительный период с низкими температурами. В связи со снегопадами, усилением ветра, метелями, обуславливающими нарушение энергоснабжения, в западном регионе и Крыму сложились наиболее неблагоприятные погодные условия. Устойчивый высокий (≥ 30 см) снежный покров, который установился в западных областях и Винничине еще с ноября месяца, в декабре увеличился. В горах Крыма высота его превысила 60 см, что бывает далеко не каждый год. В конце декабря значительно возросла лавинная деятельность в горных районах. Особенно пострадало Закарпатье, где за одни сутки 30 декабря сошло свыше десяти снеговых лавин, в результате чего было перекрыто движение транспорта, разрушено несколько домов.

Температурный режим декабря был основной причиной, которая повлияла на гидрологическое и ледовое состояние рек и водохранилищ страны. На реках установился зимний режим с преобладанием колебаний уровней воды в суточном ходе в пределах 1...20 см. Похолодание привело к усилению процессов льдообразования, а частые изменения температуры воздуха (от сильных морозов до оттепелей) способствовали образованию зажоров и заторов льда на многих реках (Днепр, Десна, Припять, Днестр, Северский Донец, Тисса, Прут и др.) Основные смены режима уровней воды, местами довольно значительные - до 0,7...1,5 м, связаны именно с этими ледовыми явлениями.

Таким образом, аномально холодный декабрь 2001 г. позволяет сделать вывод о том, что глобальное потепление климата не означает отсутствия аномально холодных зим. Наоборот, возрастает изменчивость и контрастность погодных условий, что, в свою очередь, приводит к

увеличению стихийных и опасных явлений, предсказать которые с достаточной точностью и заблаговременностью можно, только хорошо изучив макроциркуляционные процессы, обуславливающие их образование. Это подтверждается анализом синоптических ситуаций и погодных условий последних десятилетий, особенно минувшего.

В соответствии с опубликованными данными Всемирной Метеорологической Организации, 2002 г. стал одним из самых теплых за всю историю наблюдений, начиная с 1860 г. Более высокая температура воздуха зарегистрирована лишь один раз в 1998 г. По мнению большинства ученых [58, 68, 69], метеорологические наблюдения показывают стойкую тенденцию повышения средней температуры на Земле, темпы прироста которой значительно увеличились в последние 25 лет. Например, десять наиболее теплых лет пришлось на период с 1987 г., девять из них – с 1990 г. В целом средняя температура воздуха за период с 1900 по 2002 г. возросла на $0,6^{\circ}\text{C}$.

В планетарном масштабе 2002 г. начался с установления рекордных температурных аномалий. Средняя месячная температура воздуха во всем северном полушарии в январе явилась наивысшей с 1891 г. и составила $9,9^{\circ}\text{C}$. Тепло охватило почти всю Евразию и Северную Америку. Исключение составили арктические районы, юг Европы и северо-восток Канады. Необычно холодно было в Греции, Италии (в Риме впервые за 10 лет выпал снег). Очень холодная погода удерживалась в Турции в течение месяца; температура воздуха ночью в центральных районах страны снижалась до 33 градусов мороза. Холоднее обычного было в Ливане, Сирии, Израиле, Иордании, Египте.

В январе на территории Украины отмечена смена температурных условий в максимально возможном диапазоне – от глубокой зимы до явлений летнего характера, что не так часто наблюдается по многолетним данным в самом холодном месяце года. Гидрометеорологические условия в течение всего января были сложными, с большими контрастами температуры и стихийными явлениями, которые негативно влияли на хозяйственную деятельность и жизнеобеспечение населения. Наиболее восприимчивым к неблагоприятным гидрометеорологическим условиям оказался западный регион. Снегопады, метели, заносы, налипание снега и сильный ветер привели к разрушению населенных пунктов и ограничению движения всех видов транспорта. В Хмельницкой, Тернопольской и Львовской областях из-за сильных сложных отложений изморози и гололеда на деревьях, столбах и разных предметах отмечалось повреждение линий электропередач.

На территории Украины температурный режим в январе был сверханомальным. Первая декада зарегистрирована очень холодной: со средней температурой в большинстве регионов ниже нормы на $4...10^{\circ}\text{C}$ и только в западных областях отклонения от нормы составили $1...2^{\circ}\text{C}$. Наибольшие отклонения температуры воздуха от нормы наблюдались в Крыму. Такая холодная первая декада января в целом регионе за последние 30 лет отмечена впервые. Причем, температурные контрасты по территории Украины временами (например, 6 – 8 января) достигали 30°C : от 0°C на западе до -30°C в восточных областях. Наиболее низкие температуры характерны для южной части страны и восточного региона.

Во второй декаде января морозы ослабли, а в третьей – наступило сильное потепление. Среднесуточная температура воздуха в конце месяца уже превышала норму на $6...15^{\circ}\text{C}$ и местами перекрывала наивысшие ее значения за весь период метеорологических наблюдений, что обусловило разрушение ледяного покрова на реках, создавало ледяные заторы, резкие кратковременные подъемы воды (Львовская область).

Таким образом, резкие перепады температуры воздуха и ее значительная амплитуда, как правило, усиливали отрицательное действие различных гидрометеорологических явлений.

В глобальном масштабе февраль 2002 г. в термическом режиме оказался очень теплым. Для Европы за последние 100 лет он стал вторым таким необычайно теплым после 1990 г. На Украине гидрометеорологические условия февраля в климатическом аспекте были более характерными для марта и апреля. Практически каждые сутки средняя температура воздуха значительно превышала многолетние данные. Кроме того, во многих районах перекрывались абсолютные значения максимальной, минимальной и среднесуточной температуры воздуха, переход последней через 0°C в сторону повышения наступил чрезвычайно рано. При таком ходе температуры среднемесячные ее значения оказались на $3...9^{\circ}\text{C}$ выше нормы и составили $1...6^{\circ}\text{C}$. За весь период метеорологических наблюдений это наивысшие показатели, а февраль 2002 г. явился самым теплым для северного, западного и восточного регионов. При этом абсолютные значения максимальной температуры для февраля были превышены только в нескольких пунктах восточных областей, на остальной территории они оказались даже ниже, чем в 1989 и 1990 гг.

При таком термическом режиме осадки и гидрометеорологические явления носили как зимний, так и весенний характер. Совсем редким явлением для февраля оказались неоднократные грозы, которые

наблюдались на значительной территории, хотя февральские грозы отмечаются далеко не каждый год и, как правило, фиксируются только в отдельных пунктах. Часто усиливался ветер до опасных критериев $15...28 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$. Грозы кое-где сопровождались шквалами, в нижней тропосфере развивались струйные течения. Осадки выпадали в виде снега, мокрого снега и дождя, в отдельные периоды отмечалось налипание мокрого снега. Суммарное количество осадков превысило норму в западном, восточном и северном регионах (здесь выпало до 1,5 месячных норм). Однако в южных областях количество осадков зарегистрировано ниже нормы.

Характер осадков (дождь и снег) временами туманы, гололедица, сильный ветер и другие явления ухудшали состояние дорог и видимость, отрицательно влияли на состояние линий электросвязи. Так, кратковременное отключение от энергоисточников населенных пунктов имели место в Винницкой, Волынской, Ивано-Франковской, Львовской, Ровенской, Хмельницкой, Черкасской и Черновицкой областях. В результате такого стихийного явления как налипание мокрого снега, 25.02.2002 г. произошло аварийное отключение энергообеспечения в Николаевской, Одессой и Херсонской областях.

Таким образом, в дальнейшем при составлении прогнозов опасных и стихийных гидрометеорологических явлений есть основание ориентироваться на контрастность погоды и возрастание количества стихийных явлений, связанных с быстроизменяющимися циркуляционными процессами, в том числе взрывным цикло- и антициклогенезом.

5.2. Механизм образования кумулятивного антициклогенеза

Предвидеть развитие кумулятивных образований можно посредством анализа спектрально-частотных характеристик в синоптическом процессе за относительно длительный период времени, достаточный для того, чтобы в поле плотности сформировалось соответствующее градиентное напряжение, вызывающее квазиакустические продольные волны. С этой целью введем, согласно [20-73], спектральный анализ поля плотности в области, расположенные по обе стороны от вектора максимального ее градиента.

Альтернативным полем для ситуации, приведенной на рис. 5.1 может служить, например, поле осадков (рис. 5.13) с их максимальным количеством в районах Норвежского моря и Кольского полуострова, где проявлялись кумулятивные гребневые вторжения.

Крупномасштабные очаги минимальной плотности воздуха, создающие ее «пороговые» градиенты, приводящие к кумулятивному проникновению плотных воздушных масс на их территорию, обычно сопровождаются полями подинверсионной слоистообразной облачности. Эти поля имеют удельное влагосодержание воздуха $\mathcal{S}$, включающее массу водяного пара, капель воды и ледяных кристаллов в единичной массе воздуха, причем жидкая и твердая фазы влагосодержания подвержены гравитационному оседанию в виде осадков и переходу (испарению) в парообразную фазу с затратой тепловой энергии на его осуществление. Поэтому, согласно [59], уравнение переноса водяного пара, выписанное без учета процесса образования осадков,

$$\rho \left(\frac{\partial \mathcal{S}}{\partial t} + u \frac{\partial \mathcal{S}}{\partial x} + v \frac{\partial \mathcal{S}}{\partial y} + w \frac{\partial \mathcal{S}}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \rho k \frac{\partial \mathcal{S}}{\partial z} \quad (5.1)$$

не будет точным из-за невозможности учета гравитационного стока гидрометеоров, а величина $\mathcal{S}$, не является, по этой же причине, инвариантом. Сопряженное с ним уравнение:

$$\rho \left(\frac{\partial \Pi}{\partial t} + u \frac{\partial \Pi}{\partial x} + v \frac{\partial \Pi}{\partial y} + w \frac{\partial \Pi}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \rho k \frac{\partial \Pi}{\partial z},$$

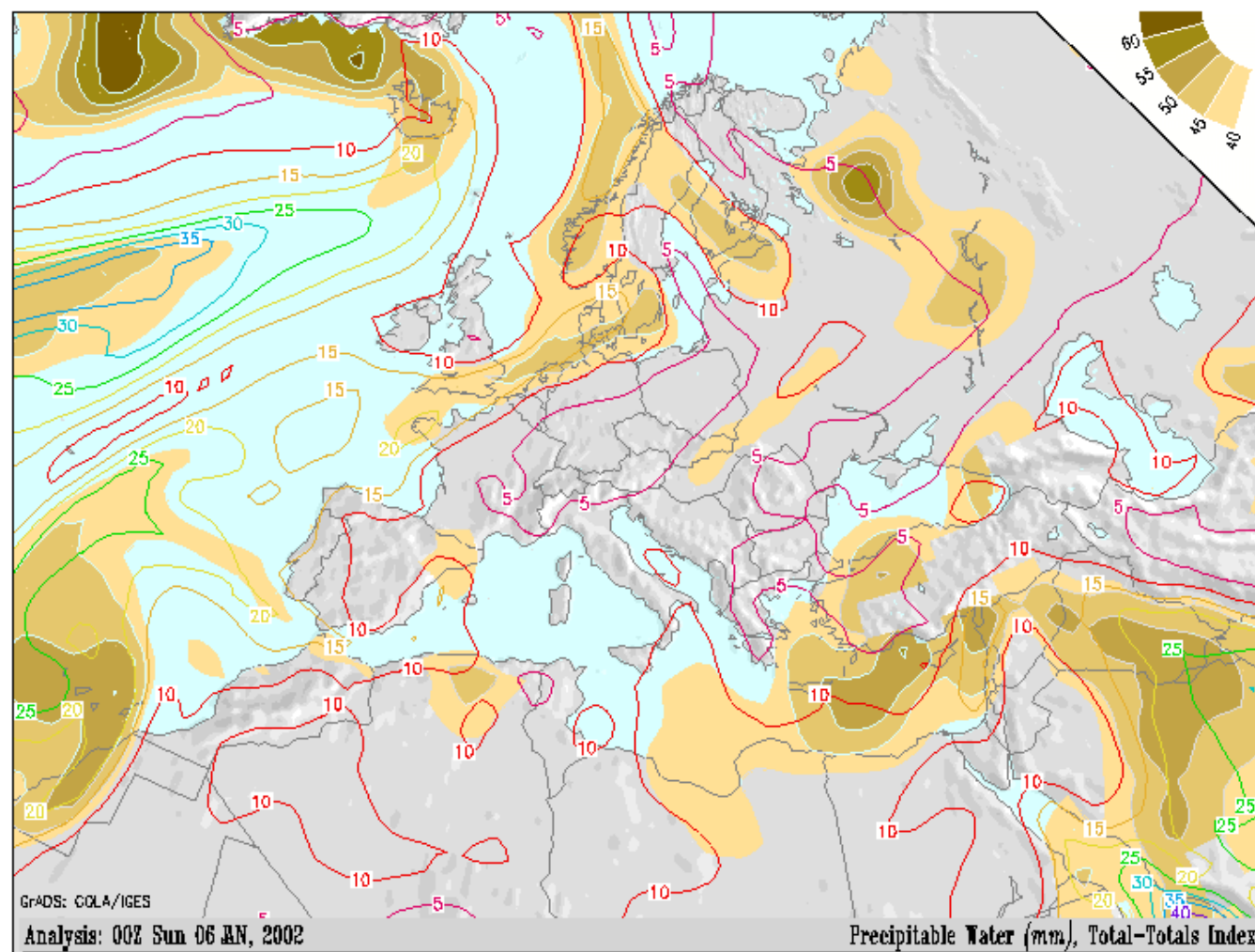


Рис. 5.13 – Поле осадков за 06.01.2002 г.

где $\Pi = \theta + \frac{L}{c_p}s$, θ - потенциальная температура; L – удельная теплота

парообразования; s - массовая доля водяного пара; c_p - удельная теплоемкость сухого воздуха при постоянном давлении; $\tilde{s} = s + \delta$, где δ - удельная водность облаков.

В ситуациях отсутствия гравитационного стока соотношения

$$\frac{\partial \tilde{s}}{\partial t} = \frac{\partial \Pi}{\partial t} = 0; \quad \tilde{s} = const; \quad \Pi = const.$$

В его присутствии они переходят в известные функции:

$$\tilde{s} = f_1; \quad \Pi = f_2.$$

Зная вид функций f_1 и f_2 , можно определить, образовалась ли в заданном слое облачность, и найти водность и температуру облака [59],

$$f_1 = s_m = 0.622 \frac{E(T)}{p},$$

$$f_2 = T \left(\frac{1000}{p} \right)^{\frac{\chi-1}{\chi}} + c_1 \frac{1000}{p} \exp \left[c_2 \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right],$$

где

$$c_1 = Ls_m(0), \quad c_2 = \frac{L}{AR_{\Pi}}, \quad \chi = \frac{c_p}{c_v},$$

R_{Π} – газовая постоянная водяного пара, A – тепловой эквивалент работы, связывающий джоули и калории (в [59] еще применялся этот параметр), c_v - удельная теплоемкость сухого воздуха при постоянном объеме, T_0 - температура на нижней границе облачного слоя, в котором активизируются процессы конденсации и гравитационного стока гидрометеоров, $s_m(0)$ - доля насыщенного водяного пара при температуре T_0 и давлении 1000 гПа.

Далее, вне облачного слоя:

$$\theta = f_2 - \frac{L}{c_p} f_1, \text{ так как } \delta = 0; \quad s = \tilde{s} = f_2; \quad \Pi = \tilde{\theta} + \frac{L}{c_p} s$$

Затем из решения уравнения (5.1), согласно [59], получаем:

$$\begin{aligned} \tilde{s}(z, t) = & \frac{2}{H} \exp\left(\frac{w}{2k} z - \frac{w^2}{4k} t\right) \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{k\pi^2 n^2}{H^2} t\right) \sin\left(\frac{\pi n}{H} z\right) \times \\ & \times \left[\int_0^H \exp\left(-\frac{w}{2k} z'\right) \varphi_1(z') \sin\left(\frac{\pi n}{H} z'\right) dz' + \frac{k\pi n}{H} \int_0^t \exp\left(\frac{w^2}{4k} \tau\right) s_1(\tau) + \right. \\ & \left. + (-1)^{n-1} \exp\left(\frac{w^2}{4k} \tau - \frac{w}{2k} H\right) s_2(\tau) \right] \exp\left(\frac{k\pi^2 n^2}{H^2} \tau\right) d\tau \end{aligned} \quad (5.2)$$

здесь w - вертикальная скорость в пределах слоя слоистообразных облаков (задаваемый параметр); k - коэффициент турбулентности в облачном слое (задаваемый параметр); H - высота тропопаузы; s_1 и s_2 - влагосодержание на уровне земной поверхности; и тропопаузы, соответственно. Это задаваемые величины, которые зависят от географических особенностей земной поверхности для s_1 и наличия тропосферной конвекции в предыстории процесса для s_2 .

Далее, согласно [35], вводим разложение поля осадков в ряд по обобщенным сферическим функциям:

$$\sum_{l=1}^L \sum_{n=-1}^l \tilde{s}_{l,n}(z, t) e^{in\varphi} P_{0n}^l(\cos \theta),$$

здесь θ, φ - сферические координаты; (l, n) - волновой вектор; $P_{0n}^l(\cos \theta)$ - обобщенные присоединенные полиномы Лежандра и получаем

$$s_1(\theta, \varphi) = \sum_{l=1}^L \sum_{n=-1}^l \tilde{s}_{l,n}(z, t) e^{in\varphi} P_{0n}^l(\cos \theta). \quad (5.3)$$

Скорость сферической волны $e^{in\varphi} P_{0n}^l(\cos \theta)$ есть $c = \frac{\omega}{k}$,

где ω - частота; $k = \sqrt{(l-n+1)^2 + n^2}$ - волновое число.

Спектральный анализ полей, рассчитанных по формулам (5.2)-(5.3), согласно [20], выполняется, следуя алгоритму:

$$[Z(k)]_{x'}^{x''} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \mathcal{T}(x_i) \left(\frac{e^{-i x_1'' x_1} - e^{-i x_1' x_1}}{-i x_1} \right) \times \\ \times \left(\frac{e^{-i x_2'' x_2} - e^{-i x_2' x_2}}{-i x_2} \right) \left(\frac{e^{-i x_3'' x_3} - e^{-i x_3' x_3}}{-i x_3} \right) dx_i \quad (5.4)$$

где $\mathcal{T}(x_i)$ - разрез через площади осадков, (x_1, x_2, x_3) - координаты основных направлений разрезов полей осадков в некотором приближении адекватных полю плотности.

Проведенный анализ выделяет главную позицию процесса, способствующую развитию кумулятивного антициклогенеза, - это наличие частоты для периодов порядка нескольких суток. В течение указанного периода атмосфера в месте кумулятивного прорыва гребней высокого давления довольно длительное время находилась под воздействием облачности, что способствовало резкому снижению плотности, достаточному для преодоления порогового значения ее градиента. Однако, следует отметить, что частоты процесса выделяются указанным спектральным анализом, если они до этого введены полями $s_1(\theta, \varphi, t)$, характеризующими географию взаимодействия воздушной массы с подстилающей поверхностью в основном через испарение с поверхности суши или моря.

Такого рода прорывы в зимнем, весеннем и позднеосеннем сезонах, на примере которых проиллюстрирован указанный процесс, приводят к резкому похолоданию на достаточно длительный период времени. В весенний период эти похолодания способствуют развитию заморозков сначала в нижнем приземном воздушном слое, а при продолжительном существовании гребневых структур могут привести и к заморозкам на почве.

Спектральный анализ по формуле (5.4), в которой x_3 заменяем на t , позволяет выделить площадь района прорыва, на которой в течение длительного интервала времени из-за скопления облачности действует фактор резкого уменьшения плотности воздуха. Кумулятивное проявление процесса определяется по спектру частот. Если $\frac{d\omega(\kappa)}{d\kappa} > \frac{\omega(\kappa)}{\kappa}$, то выявляется аномальная дисперсия волн плотности, когда их скорость возрастает с уменьшением длины волны, т.е. проявляется эффект кумулятивного изменения поля плотности. Если волна $\cos(\omega t - \kappa x - \alpha)$ имеет скорость распространения точек одинаковой фазы $\omega t - \kappa x - \alpha = const$, то, дифференцируя, получаем:

$$\omega dt - \kappa dx = 0 \quad \text{или} \quad \frac{\omega}{\kappa} = \frac{dx}{dt} = c,$$

где c – скорость волны, α – начальная фаза.

Скорость объединенной волны типа (5.3) будет групповой скоростью

$$c_{\Gamma} = \frac{d\omega(\kappa)}{d\kappa} \quad \text{или} \quad c_{\Gamma} = \frac{d\omega}{d\kappa} = \frac{d(c\kappa)}{d\kappa} = c + \kappa \frac{dc}{d\lambda} \frac{d\lambda}{d\kappa}.$$

Подставив $\lambda = \kappa^{-1}$, где λ – длина волны, можем записать:

$$\frac{d\lambda}{d\kappa} = \frac{d\kappa^{-1}}{d\kappa} = -\frac{1}{\kappa^2}.$$

Тогда
$$c_{\Gamma} = c - \kappa \frac{dc}{d\lambda} \frac{1}{\kappa^2} = c - \frac{dc}{d\lambda} \frac{1}{\kappa} = c - \frac{dc}{d\lambda} c.$$

В поле влагосодержания, находящегося в парообразном состоянии, адекватном полю плотности, при аномальной дисперсии выявляются относительно короткие продольные волны, которые относятся к классу квазизвуковых и приводят к эффекту кумулятивного антициклогенеза.

Однако наличие порогового градиента в поле плотности еще не гарантирует кумулятивного прорыва гребневых структур. Для осуществления этого процесса необходимо, чтобы корневая гребневая структура была в стадии квазистационарной волны Россби.

Расчет мощности кумулятивного антициклогенеза может быть выполнен, согласно [59], по формуле:

$$\Delta \left(\theta(x, y, z) + \frac{L}{c_p} s(x, y, z) \right) = \left(\frac{1000}{p} \right)^{\frac{\chi-1}{\chi}} + 0,622$$

где E – парциальное давление насыщенного водяного пара при температуре T ; ΔT – разность температур между холодным континентальным воздухом над нижним слоем морской поверхности и верхним слоем морского более влажного воздуха; x, y, z – координаты центра области, над которой ожидается кумулятивный антициклогенез.

Кумулятивные эффекты гребневых вторжений происходят над территориями, на которых осуществляется стационарирование волн Россби, и частоты волн Кельвина совпадают с частотами волн Россби.

Для определения направления ветрового потока в зоне кумулятивного антициклогенеза, осуществляющегося вблизи пункта зондирования, применим гидродинамическую модель, предложенную в [22, 26].

Основные уравнения запишем в цилиндрической системе координат:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - 2\omega v + g \frac{\partial \zeta}{\partial r} = 0,$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + 2\omega u + \frac{g}{r} \frac{\partial \zeta}{\partial \theta} = 0,$$

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{u}{r} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0,$$

где u, v, w – составляющие скорости ветра; ω – угловая скорость вращения Земли; g – ускорение силы тяжести; $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ – радиус области; ζ – превышение высоты свободной поверхности эквивалентно-баротропного слоя; $w = \frac{\partial \zeta}{\partial t}$. Уравнения движения преобразуем в независимые относительно компонент скорости:

$$\begin{aligned}\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 4\omega^2\right)u &= -g \frac{\partial^2 \zeta}{\partial r \partial t} - 2\omega g \frac{\partial \zeta}{r \partial \theta}; \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 4\omega^2\right)v &= -g \frac{\partial^2 \zeta}{r \partial \theta \partial t} + 2\omega g \frac{\partial \zeta}{\partial r}.\end{aligned}\quad (5.5)$$

К уравнению неразрывности применим оператор $\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 4\omega^2\right)$ и, используя (5.5), получим:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 4\omega^2\right)\frac{\partial \zeta}{\partial r} + g\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial \theta^2}\right)\frac{\partial \zeta}{\partial r} = 0. \quad (5.6)$$

Затем определим частотное решение уравнения (5.6) в виде:

$$\zeta = \zeta'(r) \cos(m\theta - \sigma t) \quad (5.7)$$

и после подстановки можем записать:

$$\frac{\partial^2 \zeta'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \zeta'}{\partial r} + \left(k^2 - \frac{m^2}{2}\right) \zeta' = 0, \quad (5.8)$$

где
$$k^2 = \frac{\sigma^2 - 4\omega^2}{g}. \quad (5.9)$$

Уравнение (5.8) совпадает с уравнением Бесселя, собственными решениями которого являются функции Бесселя: $\zeta'(r) = J_m(kr)$.

Полное решение тогда можно представить в виде:

$$\zeta(r, \theta, t) = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N J_m(\lambda_{m,n} r) \begin{pmatrix} A_{m,n} \cos(m\theta) \cos(\sigma_{m,n} t) + \\ + B_{m,n} \sin(m\theta) \sin(\sigma_{m,n} t) \end{pmatrix} \quad (5.10)$$

Для определения $J_m(\lambda_{m,n} r)$ воспользуемся соотношением:

$$J_n(x) = \frac{x^n}{2^n n!} \left(1 - \frac{x^2}{2(2n+2)} + \frac{x^4}{2 \cdot 4(2n+2)(2n+4)} - \dots \right).$$

В (5.10) $\lambda_{m,n}$ есть корни функций Бесселя $J_m(r)$, где индекс n указывает номер корня. Для расчета корней функции Бесселя $J_n(x)$ применяется формула:

$$\lambda_{m,n} = \beta - \frac{h-1}{8\beta} - \frac{4(h-1)(7h-31)}{3(8\beta)^3} - \frac{32(h-1)(83h^2-982h+3779)}{15(8\beta)^5} - \\ - \frac{64(h-1)(6949h^3-153855h^2+1585743h-6277237)}{105(8\beta)^7} -$$

$$\text{где } \beta = \frac{1}{4} \pi(2n+4m-1); \quad h = 4n^2.$$

Соотношение (5.10) называется разложением в ряд Фурье-Бесселя. Далее, выполнив ряд преобразований [22, 26], находим зависимости для определения u и v :

$$u = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^M \left(\frac{g}{\sigma_{m,n}^2 - 4\omega^2} \left(\sigma_{m,n} \frac{dJ_n(\lambda_{m,n} r)}{dr} - \frac{2m\omega J_n(\lambda_{m,n} r)}{r} \right) \times \right. \\ \times (A_{m,n} \sin(m\theta) \cos(\sigma_{m,n} t) + B_{m,n} \cos(m\theta) \sin(\sigma_{m,n} t)); \\ v = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^M \left(\frac{g}{\sigma_{m,n}^2 - 4\omega^2} \left(-2\omega \frac{dJ_n(\lambda_{m,n} r)}{dr} + \frac{m\sigma_{m,n} J_n(\lambda_{m,n} r)}{r} \right) \times \right. \\ \times (A_{m,n} \cos(m\theta) \cos(\sigma_{m,n} t) + B_{m,n} \sin(m\theta) \sin(\sigma_{m,n} t))). \quad (5.11)$$

Таким образом, с помощью формул (5.11) получаем характеристику волн Кельвина, имеющих прогрессивное смещение в меридиональном направлении. Коэффициенты разложения $A_{m,n}$ и $B_{m,n}$ рассчитываются по исходным данным поля давления, параметризованного высотой свободной поверхности волнонесущего раздела, по соотношениям:

$$A_{m,n} = \frac{2 \cos(\sigma_{m,n} t)}{\pi \frac{dJ_m^2(\lambda_{m,n})}{dr}} \int_0^R \int_0^{2\pi} \zeta(\theta, r) \cos(m\theta) J_m(\lambda_{m,n} r) r \sin \theta d\theta dr;$$

$$B_{m,n} = \frac{2 \sin(\sigma_{m,n} t)}{\pi \frac{dJ_m^2(\lambda_{m,n})}{dr}} \int_0^R \int_0^{2\pi} \zeta(\theta, r) \sin(m\theta) J_m(\lambda_{m,n} r) r \sin \theta d\theta dr;$$

Учет волн Кельвина позволяет выделить класс кумулятивных вторжений меридиональной направленности. Спектральный анализ поля плотности в процессах, способствующих кумулятивному антициклогенезу, должен дать подобные параметры, как и спектральный анализ волн Гаурвица–Россби. Кумулятивный антициклогенез происходит на основе квазизвуковых продольных волновых процессов, тогда как кумулятивный циклогенез происходит без сопровождения продольных волн в поле плотности. Рассчитав по формуле (5.9) частоты σ , которые в данном случае связаны с волновыми числами (m,n) , получаем возможность определить степень кумулятивности процесса.

Кумулятивный циклогенез порождает волну Кельвина, выходящую из центра образующегося циклона. Этот циклогенез, произошедший за предшествовавшим ему кумулятивным антициклогенезом, препятствует стационарированию гребневой структуры, хотя ее волновые параметры соответствуют стационарным волнам Гаурвица–Россби. Стационарирование гребневых структур более вероятно над континентами, или над акваториями океанов, примыкающими к западным берегам континентов.

Предсказание кумулятивного антициклогенеза требует анализа пороговых значений величин плотности воздуха, зависящих от конкретных географических условий, при которых происходит процесс, и, в меньшей мере, от обобщенных физических параметров. Окончание срока стационарирования меридионально протяженных гребневых структур во многом зависит от интенсивности зонального процесса,

сопровождающегося, как правило, тенденциями к дальнейшему развитию взрывного циклогенеза, скрытая форма которого может содержаться в поле циклонических циркуляций, при образовании многоцентровых депрессий.

В процессе проникновения более плотного воздуха на место увлажненного паросодержанием менее плотного воздуха влажная воздушная масса может быть частично вытеснена в горизонтальном направлении, за пределы плотной воздушной массы, или перенесена в вышележащие слои атмосферы, где формируются облака среднего и верхнего ярусов. Трансформация влагосодержания при этом описывается, согласно [59] вместо (5.1), уравнением:

$$\frac{d}{dz} k \frac{d\tilde{s}}{dz} - w \frac{d\tilde{s}}{dz} = 0.$$

Распределение влагосодержания с высотой при некоторых средних значениях w и k находим из его решения:

$$\tilde{s}(z) = s_1 - \frac{s_1 - s_2}{r - 1} \left(r^{\frac{z}{H}} - 1 \right), \quad (5.12)$$

где s_1, s_2 – массовая доля водяного пара у поверхности земли ($z=0$) и на уровне тропопаузы ($z=H$), соответственно; $r = \exp\left(\frac{w}{k} H\right) = \exp \eta$ – безразмерный параметр. Расчет нижней границы облака осуществляется с привлечение уравнения Клаузиуса–Клапейрона:

$$\ln \frac{E(T_k)}{E(\tau_1)} \approx \frac{L}{R_{\Pi} \tau_1^2} [(T_1 - \tau_1) - (T_1 - T_k)] = \frac{L}{R_{\Pi} \tau_1^2} [(T_1 - \tau_1) - \gamma z_k],$$

где T_k – температура на нижней границе облака; τ_1 – точка росы у поверхности земли (по абсолютной шкале); $E(T)$ – парциальное давление паров в состоянии насыщения при данной температуре; T_1 – температура воздуха на уровне земной поверхности; $T = T_1 - \gamma z$.

Тогда, согласно [59] формула для определения высоты нижней границы облаков, т.е. слоя, в котором происходит кумулятивное

выравнивание градиентов плотности воздуха, будет выглядеть следующим образом:

$$\ln \left(1 - \frac{r^{\frac{z_k}{H}} - 1}{r - 1} \right) + \left(b\gamma - \frac{1}{H_1} \right) z_k = b(T_1 - \tau_1),$$

где $b = \frac{L}{AR_{\Pi} \tau_1^2}; \quad H_1 = \frac{R\tau_1}{g}.$

Далее в [59] приведены соотношения

$$\tilde{s}(z) = s_k \left(1 - \frac{r^{\frac{z}{H^*}} - 1}{r - 1} \right); \quad \delta(z) = s_k \left(1 - \frac{r^{\frac{z}{H^*}} - 1}{r - 1} \right) - s_m(z);$$

$$s_k = s_m(z_k); \quad r = \exp \left(\frac{w}{k} H^* \right),$$

где H^* - превышение тропопаузы над нижней границей облака; $s_m = 0,622 \frac{E(T)}{p}$, по которым определяется остаточная влажность и водность в слое кумулятивного выравнивания градиентов в поле плотности.

Влажный воздух, вытесняемый преимущественно вверх, способствует образованию слоя высококучевых облаков, в котором пороговые значения градиентов в поле плотности могут возникать значительно реже, чем в нижней тропосфере. В тропосфере при кумулятивных процессах в основном преобладают слоисто-дождевые облака, тогда как выше (в слое 3...5 км) будут развиваться высококучевые или высокослоистые облака, в которых происходит процесс влажной конвекции, т.к. вытесняемый вверх влажный воздух имеет определенное превышение температуры и влажности над прежним воздухом верхнего слоя. Поэтому описанная структура облачных слоев является в определенной мере предиктором кумулятивного антициклогенеза.

Заключение

В работе обосновывается, что основной характеристикой климатической эпохи является меридиональное блокирование зонального переноса. Это заключение подтверждается с помощью классических моделей климата А. Адема и Е.Н. Блиновой, с включением в эти модели влагооборота, что существенно уточняет результаты моделирования. Конкретно учет влагооборота позволяет ввести в модели климата атмосферные фронты и на этом основании уточнить физику меридионального блокирования

По мнению авторов, основу блокирования составляют, так называемые, солитоны Россби, в структуру которых входят не только гребневые и антициклонические поля синоптических процессов, но и прилегающие к ним области низкого давления и фронтальные разделы. Это обеспечивает энергетическое замыкание солитона по вихревому балансу, и включая ряд факторов неадиабатического влияния на энергобаланс солитона, существующего в качестве энергетически замкнутой, уединенной волны. Блокирующий солитон при этом поддерживается в стационарном состоянии внешними энергетическими источниками: тепловым влиянием подстилающей поверхности; процессами скрытых переходов энергии во влажноадиабатических перестройках стратификации, особенно, в пределах пограничного слоя атмосферы; передачей скрытой энергии от окружающего солитон слоя атмосферы на энергетическую подпитку структуры солитона и т.п. Показана структурная схема перехода от стационарной волны Гаурвица–Россби к волне солитона Россби.

Кроме того, рассмотрен вопрос энергетической связи отдаленных от конкретной территории процессов глобального масштаба с процессами на этой территории. Передача энергии в рассматриваемых случаях происходит посредством телеконнекции, причем передаваемая таким образом энергия приводит к возникновению атмосферных аномалий над данной территорией. Аномалии, по всей вероятности, являются следствием адаптации энергетического вклада в сложившийся до этого энергетический баланс, в свою очередь, способствуют возникновению струйных течений в пограничном слое атмосферы. При этом происходит перестройка стратификации в нижнем слое тропосферы с созданием инверсий и с последующим изменением оптической толщины тропосферного слоя, приводящим к аномальным погодным явлениям. Аномалии могут либо

способствовать поддержанию структурной схемы блокирования, либо, наоборот, разрушать ее, тем самым, влияя и на формирование соответствующего климатического периода.

Физика меридиональных процессов телеконнекции в основном проявляется через продольные волны в поле плотности, имеющие квазизвуковую скорость смещения.

Продольные волны являются также основным механизмом, вызывающим процессы взрывного антициклогенеза, который формируется в результате изменений структуры поля плотности за счет резкого проникновения более плотных масс сухого воздуха в области пониженной плотности во влажных воздушных массах. Такое проникновение приводит к резким “взрывным” перестройкам барического поля с сопутствующими адвекциями теплого либо холодного воздуха по перифериям гребневых структур. В результате внезапных термобарических перестроек, происходящих при “взрывном” антициклогенезе, возникают погодные аномалии в виде резких похолоданий в переходные сезоны или засух.

Физика циклогенеза включает в себя целый комплекс атмосферных процессов, формирующих циркуляционную климатическую эпоху.

Теория антициклогенеза является основой в решении проблемы возникновения климатических перестроек. Смена климатических эпох и их стадий определяется тем или иным типом развития меридиональных процессов, которые само по себе зависят от механизмов блокирования зональной циркуляции. Поэтому физика антициклогенеза является основной частью теории климата и его динамики. Ранее, в отличие от теорий циклогенеза, физике антициклогенеза уделялось мало внимания, но с развитием теории климата этой проблема придается решающее значение.

Литература

1. Абловиц М., Сигур Х. Солитоны и метод обратной задачи. - М.: Мир, 1987. - 480 с.
2. Абрамович К.Г., Хргиан А.Х. Исследование условий возникновения слоистообразной облачности нижнего яруса // Труды ЦАО. - 1959.- Вып. 28.- С. 3-12.
3. Абрамович К.Г., Хргиан А.Х. Организация исследования условий возникновения облачности нижнего яруса // Труды ЦИП.-1959.- Вып. 80.- С. 4-15.
4. Адем Х. О физических основах численного прогноза среднемесячных и среднесезонных температур в системе тропосфера-океан-материк.- В кн. Теория климата. Сб. перев. статей / Под ред. Л.С. Гандина и др.- Л.: Гидрометеиздат, 1967.- С. 258-292.
5. Антоненко Т.Н., Тучина У.А. Исследование нелинейного волнового процесса с помощью гармонического анализа // Метеорология, климатология и гидрология.- 1999.- Вып. 39.- С. 28-33.
6. Афанасьев А.Н. Колебания гидрометеорологического режима над территорией СССР. - М.: Наука.- 1967.- С. 8-13
7. Бай Ши-и. Динамика излучающего газа. - М.: Мир. - 1968. - 324 с.
8. Байдал М.Х. Колебания в режиме ледников в связи с макроциркуляционными эпохами // Сб. "Материалы гляциологических исследований (МГГ)". - "Хроника и обсуждения".- Алма-Ата: Изд-во АН КазССР.- 1964.- Вып.10.- С. 23-29
9. Байдал М.Х. Многолетние флуктуации климата Казахстана // Сб. "Развитие географических наук в Казахстане". - Алма-Ата: Изд-во АН КазССР. - 1967.- С. 24-28.
10. Байдал М.Х. Связь процессов атмосферной циркуляции в северном полушарии и их климатическое значение // Гляциологические исследования. - 1964 - № 13 - С.85-89.
11. Байдал М.Х. Эпохальные особенности атмосферной циркуляции и связанные с ними явления // Труды КАЗНИГМИ.- 1959.- Вып.10.- С. 34-55.
12. Барабаш М.Б., Гребенюк Н.П. Зміни клімату в Україні на початку ХХІ ст // Матер. міжнар. конф. «Гідрометеорологія і охорона навколишнього середовища – 2002». – Ч.І. – Одеса. – 2003. - С.37-43.
13. Белодонова Л.В. Динамико-стохастическое моделирование подинверсионных струйных течений // Метеорология, климатология и гидрология. - 2000.- Вып. 40. - С.45-49.
14. Беркович Л.В., Тарнопольский А.Г., Шнайман В.А. Гидродинамическая модель атмосферного и океанического пограничных слоев // Метеорология и гидрология.- 1997.- № 7.- С. 40–52.
15. Блинова Е.Н. К теории годового хода незональной циркуляции атмосферы // Труды ИФА.- 1958. - № 2.- С. 5-22.

- 16.Блинова Е.Н. Гидродинамическая теория волн давления, температурных волн и центров действия атмосферы // Докл. АН СССР. - 1943.- Т. 39.- №7.- С. 284-287.
- 17.Будыко М.И. Тепловой баланс земной поверхности. - Л.:Гидрометеиздат, 1956. - 197 с.
- 18.Бучинский И.Е. Атмосферная циркуляция и асинхронность колебаний климата на Украине // Труды ВНМС.- 1962.- Т. 4.- С.19-27
- 19.Бучинский И.Е. Колебания климата на Украине и поиски причин этих колебаний // Труды УкрНИГМИ.- 1964.- Вып. 45.- С. 34-42
- 20.Бэтчелор Д. К. Теория однородной турбулентности.- М.: ИЛ, 1955.- 197с.
21. Вангенгейм Г.Я. Процессы блокирования зональных течений и их роль в режиме общей циркуляции атмосферы // Труды ВНМС.- 1963.- Т.3. - С. 3-55.
- 22.Волошина Е.В., Ефимов В.А., Шинкевич Н.Г. Информационное расширение данных аэрологического зондирования // Метеорология, климатология и гидрология.-1999.- Вып. 38. – С. 203-208.
- 23.Гирс А.А. Многолетние колебания атмосферной циркуляции и долгосрочные гидрометеорологические прогнозы. - Л.: Гидрометеиздат, 1971. - 306 с.
- 24.Голощак О.П. Блокирующие процессы восточной Европы // Метеорология, климатология и гидрология.-1998.- Вып. 35.- С. 90-98.
- 25.Голощак О.П. Западные и северо-западные блокирующие антициклоны и их взаимосвязь // Метеорология, климатология и гидрология.- 1999.- Вып. 38.- С. 176 -181.
- 26.Грей Э., Мэтьюз Г.В. Функции Бесселя и их приложение к физике и механике. - М.: ИЛ, 1953. – 372 с.
- 27.Дикий Л.А. Теория колебаний земной атмосферы. - Л.: Гидрометеиздат, 1968.- 195 с.
- 28.Ефимов В.А. Решение нелинейных уравнений динамики атмосферы на сфере // Метеорология и гидрология.- 1968.- №5.- С. 22-29.
- 29.Ефимов В.А. Гидродинамический метод прогноза на декаду и месяц. Развитие самообучающихся систем прогноза // Труды Гидрометцентра СССР.-1987.- Вып. 285.- 163 с.
- 30.Ефимов В.А. и др. Прогноз штормов и нажимного ветра по акватории Черного моря // Метеорология, климатология и гидрология.- 1998.- № 35.- С. 3-20.
- 31.Ефимов В.А. Математическая теория экспериментов по долгосрочному прогнозу динамики атмосферы южного полушария // Труды ААНИИ. - 1982.- Т. 365.- С. 12-115.
- 32.Ефимов В.А. Математическое моделирование долговременных нестационарных планетарных процессов в системе океан – атмосфера // Труды ААНИИ. - 1976.- Т. 336.- 275 с.
- 33.Ефимов В.А. Метод интегрирования спектральных уравнений планетарной динамики атмосферы // Метеорология и гидрология.- 1974.- № 8.- С. 17-28.

- 34.Ефимов В.А. Процесс установления решения при долгосрочном численном интегрировании уравнений планетарной динамики атмосферы // Метеорология и гидрология. - 1973.- № 9.- С27-39.
- 35.Ефимов В.А. Спектральная форма уравнений динамики атмосферы для системы обобщенных сферических функций // Метеорология и гидрология. - 1969.- № 8.- С. 15-24.
- 36.Ефимов В.А., Ивус Г.П., Белодонова Л.В. Динамика подинверсионных струй в течениях Куэтта и Пуазейля // Метеорология, климатология и гидрология.- 1999.- Вып. 40 - С. 214-218.
- 37.Ефимов В.А., Ивус Г.П., Хаджи-Страти Е.Д. – К вопросу об условиях возникновения струйных течений нижних уровней // Метеорологія, кліматологія та гідрологія. - 2002. – Вип. 46. – С. 90-94.
- 38.Ефимов В.А., Конкин В.В. Аналитическое представление струй штормового ветра и его применение в морских прогнозах // Метеорология, климатология и гидрология. - 1998.- Вып. 35.- С.20-26.
- 39.Ефимов В.А., Петерсон В.Б. Модель фронтогенеза на основе вихревых цепочек Кармана // Метеорология, климатология и гидрология. - 1995.- Вып. 32.- С. 102-107.
- 40.Ефимов В.А., Петерсон В.Б. Модель фронтогенеза на основе вихревых цепочек Бенара // Науково-технічний збірник. – Одеса. – ОІСВ. - 1997.- Т. 3. - Ч. 1.- С. 97-102.
- 41.Ивус Г.П., Белодонова Л.В. Подинверсионные течения и трансформация облачных систем // Метеорология, климатология и гидрология. - 1999.- Вып. 39.- С. 132-139.
- 42.Ивус Г.П., Ефимов В.А. О физике антициклогенеза современной климатической эпохи //Труды УкрНИГМИ.- 2003.- Вып.250.- С.78-91.
- 43.Ивус Г.П., Ивус Э.В., Семергей-Чумаченко А.Б. Некоторые параметры аномальных метеорологических условий // Метеорология, климатология и гидрология.- 1998.- Вып. 35.– С. 113-120
- 44.Ивус Г.П., Семергей-Чумаченко А.Б., Нажмудинова Е.Н. Фронтогенез и струйные течения нижних уровней над Украиной // Метеорология, климатология и гидрология.-1999.- Вып.39.- С.101-104
- 45.Ивус Г.П., Хаджи-Страти Е.Д. Аномальные подинверсионные струйные течения в антициклонах // Метеорологія, кліматологія та гідрологія. - 2001.- Вип.43.- С. 15-21
- 46.Ивус Г.П., Хаджи-Страти Е.Д. Подинверсионные струи в зимних антициклонических циркуляциях // Метеорологія, кліматологія та гідрологія. - 2000.- Вип.41.- С.83 –89.
- 47.Лепеха І.Г., Хаджи-Страті О.Д., Івус Г.П., Ляшенко Г.В. Метеорологічні аспекти прогнозування посух та суховіїв // Метеорологія, кліматологія та гідрологія. - 2002. - Вип.45. - С.68-73
- 48.Капитанова Т.П. Некоторые особенности структуры блокирующего антициклона // Труды ЦАО. - 1991.- Вып.178. - С.102-112.

49. Кивганов А.Ф. Восстановление поля ветра в крупномасштабных атмосферных вихрях по данным ИСЗ (постановка задачи) // Метеорология, климатология и гидрология. - 1999.- Вып.38.- С.14-23.
50. Кивганов. А, Ф., Голощак О.П. Антициклоны восточной Европы // Метеорология, климатология и гидрология. - 1998.- Вып.35.- С.81-89.
51. Коган М.Н. Динамика разреженного газа.- М.:Наука, 1967.- 440 с.
52. Конкин В.В. Формирование струй штормового ветра // Метеорология, климатология и гидрология. - 1999.- Вып. 39.- С.88-93.
53. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика.- М.: ГИТТЛ, 1948. – Т.1.- 487 с.
54. Курбаткин Г.П., Ленскинов Н.И. О взаимодействии зонального потока с квазистационарной ультрадлинной волной // Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана. - 1968.- Т.4. - №6.- С. 671–676.
55. Курбаткин Г.П., Дегтярев А.И. Анализ и моделирование экстремальной блокирующей ситуации над ЕТС в октябре 1987г // Метеорология и гидрология. - 1990.- Вып.8.- С.3–10.
56. Малкус Дж. Климатология обмена энергии и глобального водного и теплового балансов.- В кн. Теория климата. Сб. перев. статей. Под редакцией Л.С.Гандина и др. - Л.: Гидрометеиздат. - 1967. - С. 293-327.
57. Нажмудинова Е.Н. Условия формирования поздних весенних заморозков на территории Украины в мае 2002 года // Метеорологія, кліматологія та гідрологія. - 2002. - Вип. 46.- С.21-27.
58. Мартазинова В.Ф. Свердлик Т.А. Крупномасштабная атмосферная циркуляция XX столетия, ее изменения и современное состояние // Труды УкрНИГМИ. - 1998.- Вып.246.- С.21-27.
59. Матвеев Л.Т. Курс общей метеорологии. - Л.: Гидрометеиздат, 1984. – 752 с.
60. Михлин С.Г. Интегральные уравнения. - М.: ГИТТЛ, 1949.- С.380.
61. Никитин А.Е. Условия формирования и поддержание устойчивости блокирующей системы над Восточной Европой в октябре 1987г // Метеорология и гидрология. - 1992.- №7. - С.38–44.
62. Ньюэлл А. Солитоны в математике и физике. - М.: Мир, 1989.- 324 с
63. Павловская А.А. Обухов. Особенности блокирования зональной циркуляции в октябре 1987г. в Атлантико-Европейском секторе // Метеорология и гидрология. - 1990.- № 8.- С.11–19
64. Погорелов А.В. Об уравнениях Монжа-Ампера эллиптического типа. - Хар.- 1960.- 370 с.
65. Степаненко С.Н. Динамика турбулентно-циркуляционных и диффузионных процессов в нижнем слое атмосферы над Украиной.- Одесса: Маяк, 1998.- 286 с.
66. Тарнопольский А.Г, Шнайдман В.А. Моделирование геофизического пограничного слоя // Докл. АН Украины. - 1993.- №9.- С.105-112.
67. Теоретические основы прогноза погоды на средние сроки. Сборник переводных статей. - Л.: Гидрометеиздат, 1979.- 138 с.

- 68.Токарь Н.Ф. Аналіз надзвичайних ситуацій гідрометеорологічного характеру. – В кн. «Стан техногенної та природної безпеки в Україні в 2002 році».- Київ, 2003.– С. 26-47.
- 69.Токарь Н.Ф. Деякі аспекти природно-техногенної безпеки в Україні, пов'язані з гідрометеорологічними умовами в 2001 році // Тези доп. до ювілейної міжнар. конф. “Гідрометеорологія і охорона навколишнього середовища – 2002”.– Одеса. - 2002.– С. 50-51.
- 70.Тучина У.А. Некоторые теоретические аспекты атмосферных солитонов // Метеорология, климатология и гидрология.- 1998.- Вып. 35. - С. 40-45.
- 71.Филандер С. Дж., Расмуссен Е.М. Южная осциляция и Эль-Ниньо. В кн.: Динамика климата.- Л.: Гидрометеиздат, 1988.- С. 205-223.
- 72.Халтинер Дж., Мартин Ф. Динамическая и физическая метеорология. - М.:ИЛ, 1960.- С. 435.
- 73.Хинце И.О. Турбулентность, ее механизм и теория.- М.: ФМ, 1963. - 680 с.
- 74.Шакина Н.П. Динамика атмосферных фронтов и циклонов.- Л.:Гидрометеиздат, 1985.- 264 с.
- 75.Шаповалова Н.С. Блокирующие образования в атмосфере // Труды ГМЦ СССР. - 1991.- Вып. 316.- С. 68–73.
- 76.Шнайдман В.А., Фоскарино О.В. Моделирование пограничного слоя и макротурбулентного обмена в атмосфере.- Л.:Гидрометеиздат, 1990.- 159 с.
- 77.Adem J. On the physical basis for the numerical prediction of monthly and seasonal temperature in the troposphere-ocean-continent system // Monthly Weather Review. - Vol. 92. - № 3. - 1964.
- 78.Agee E.M., Chen T.S., Dowell K.E. A review of mesoscale cellular convection // Bull. Am. Meteor. Soc. –Vol. 54. – 1973. - P. 1004-1012.
- 79.Agee E.M., Chen T.S. A model for investigating eddy viscosity effects on mesoscales cellular convection // J.Atmosci.–Vol.30. – 1973. - P.180-188.
80. Anthes R.A., Kuo Y.H., Benjamin S.G. and Li, Y.F. The evolution of the mesoscale environment of severe local storms: Preliminary model results.on Weather Rev. - Vol. 110. - 1982. - P. 1187-1213.
- 81.Arakava A., Schubert W.H. Interaction of cumulus cloud ensemble with the large-scale environment. P.I. // J.Atmosci. - Vol.31.- N 3.- 1974.- P. 674- 701.
- 82.Arakava A. Parameterization of cumulus convection and its application to numerical simulation of the tropical general circulation. - Paper presented at the 7th Tech. Conf. Hurricanes and Tropical Meteorology, Barbados Met. Soc. - 1971. - P. 103
- 83.Arakava A. Parameterization of cumulus convection. Proc. WMO // ICSLU Symp. Num. Wea. Pred.- Tokyo.- 26 Nov - 4 Dec 1968. - Japan Met Agency.- 1969. - P. 1-6.
- 84.Arakawa A. Characteristics of the low-level jet stream // J. Meteorol. Sci. Jpn - 1956. - № 13. - P. 504-506.
- 85.Asai T. Thermal instability of a sheath flow turning the direction with height // J. Meteorol. Sci. Jpn. – Vol. 50. – 1972. - P. 523-532.

86. Asai T. Three-dimensional features of thermal convection in a plane Couette flow // J. Meteorol. Sci. Jpn. – 1970. - P. 128-139.
87. Benney D.J. Long non-linear waves in fluid flows // J. Math. And Phys. – 1966. - Vol. 45. - P. 52-63.
88. Ceselsky B.F. A comparison of cumulus parameterization techniques // Tellus. – 1973. - Vol. 25. - N 5. - P. 459-478.
89. Chao W.S., Lord S., Arakawa A.A. A parameterization of cumulus convection for numerical models of the atmosphere // Notes at Workshop. - 25 March - 4 April 1974. - UCLA. - P. 206.
90. Clarc T.L. Numerical with three-dimensional cloud model Lateral boundary experiments and multicellular severe storm simulations // J.Atm.Sci. – Vol. 36. – 1979. - P. 2191-2215.
91. Cotton W.R., George R.E., Wetzel P.J., McAnelty R.E. A long-lived mesoscale convection complex. Part 1. The mountain generated component // Mon. Weather Rev. – Vol. 11. – 1983. - P. 1893-1918.
92. Cotton W.R., George R.E., Wetzel P.J., McAnelty R.E. A long-lived mesoscale convection complex. Part 2. The mountain generated component // Mon. Weather Rev. – Vol. 11. – 1983. - P. 1919-1943.
93. Frank W.M. The cumulus parameterization problem // Mon. Weather Rev. – Vol. 11. – 1983. - P. 1859-1871.
94. Joly A. The Stability of Steady Fronts and the Adjoint Method: Nonmodal Frontal Waves // J.Atm.Sci. – Vol. 52. - N 17. – 1995. - P. 3082-3107.
95. Krishnamyrty R. On cellular cloud patterns. Part 1. Mathematical model // J.Atm.Sci. – Vol. 32. – 1975. - P. 1352-1363.
96. Krishnamyrty R. On cellular cloud patterns. Part 2. Laboratory model // J.Atm.Sci. – Vol. 32. – 1975. - P. 1364-1372.
97. Krishnamyrty R. On cellular cloud patterns. Part 3. Applicability of the mathematical and laboratory model // J. Atm.Sci. – Vol. 32. – 1975. - P. 1374-1383.
98. Long R.R. Solitary waves in the westerlies // J.Atm.Sci. - Vol.21. – 1964. - P. 197-200.
99. Lord S.J. Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment. Part III. Semiprognostic test of the Arakawa - Shubert cumulus parameterization // J.Atm.Sci. – Vol. 39. – 1982. - P. 88-103.
100. Maddox R.A. Large-scale meteorological condition associated with midlaltitude mesoscale convective // Mon. Weather Rev. – Vol. 11. – 1983. - P. 1475-1493.
101. Manabe S.M., Stricler R.P. Thermal equilibrium of the atmosphere with a convective adjustment // J.Atm.Sci. - Vol. 21. - № 4. - 1964. - P.543-587.
102. Orlanski I. and Polinsky L.J. The circulation associated with a cold front. Part. I. Dry case // J.Atm.Sci. – Vol. 34. – 1977. - P. 271-280.
103. Oyama K.A. A theory on parameterization of cumulus convection // J. Met. Soc. Jpn. – Vol. 49 (special issue). - 1971. - P. 744-756.

Оглавление

Предисловие.....	3
Введение.....	6
1. Процессы формирования климатических эпох и их стадий.....	9
1.1. История смены и динамика климатических эпох.....	9
1.2. Возможные физические причины и механизмы их реализации, вызывающие климатические изменения над Атлантико-Европейским сектором.....	13
1.3. Учет влагооборота в модели климата Адема.....	19
1.4. Адаптация модели Адема к объектам синоптического масштаба при зональных процессах	26
1.4.1 Настройка модели Адема на расчет фронтальных разделов.....	26
1.4.2. Численный эксперимент по модели Адема для расчетов полей функции тока первой климатической эпохи с преобладающей зональной циркуляцией.....	37
2. Гребневые структуры в поле потенциала скорости (по модели Адема).....	39
2.1. Применение аппарата сферических функций при описании гребневых структур по методике Е.Н. Блиновой.....	39
2.2. Блокирующие антициклоны и гребни, развивающиеся по типу солитонов Россби.....	46
2.3. Типовые формы солитонов Россби, формирующихся над I и II естественно-синоптическими районами.....	63
2.4. Преобразование полей облачности под влиянием волновых процессов и на фронтальных разделах.....	73
2.4.1. Физическая кинетика облачных полей.....	73
2.4.2. Одномерная модель струйных течений нижних уровней на фронтах.....	79
2.5. Динамико-стохастическое моделирование струй токов вовлечения.....	86

3. Меридиональные волны и их роль в формировании блокирующих процессов.....	99
3.1. Меридиональные продольные волны.....	99
3.2. Блокирующие процессы и аномальные метеорологические явления.....	119
3.3. Численные эксперименты расчета струйных течений нижнего уровня.....	121
3.4. Расчет подинверсионных струй в антициклонических циркуляциях	127
4. Низкотропосферные струи в гребневых структурах зимнего периода над территорией Украины и югом России.....	135
4.1. Циркуляционные и термодинамические условия образования струйных течений в пограничном слое при гребневых структурах.....	135
4.2. Численный эксперимент по оценке энергетики атмосферных процессов, при которых образуются солитоны Россби.....	143
4.3. Пример формирования орографического низкотропосферного течения над Новороссийском.....	160
5. Кумулятивный антициклогенез	166
5.1. Условия возникновения и развития кумулятивного антициклогенеза в холодное полугодие.....	166
5.2. Механизм образования кумулятивного антициклогенеза.....	186
Заключение.....	198
Литература.....	200

Наукове видання

Івус Галина Петрівна
Єфімов Владислав Анатолійович

ФІЗИКА АНТИЦИКЛОГЕНЕЗУ

Монографія

Російською мовою

Підписано до друку 03.05.2005.
Гарнітура Times. Формат 60х84 ¹/₁₆. Папір офсетний.
Умовн. друк. акр. 13. Тираж 100 прим.

Видавництво КНТ
м. Київ, вул. Сокальська, 1, оф. 27
Тел. (044)468-96-63, 537-31-53, 493-20-47
e-mail: knt2003@ukr.net, www.knt2005.narod.ru

Свідоцтво про внесення до Державного реєстру видавців, виготівників
і розповсюджувачів видавничої продукції: серія ДК № 581 від 03.08.2001 р.

Друк: ТОВ «Основа-Принт».