

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ АТМОСФЕРНЫХ КАТАСТРОФ: ВОЗМОЖНОСТИ ДИСТАНЦИОННЫХ МЕТОДОВ

П.Б. Руткевич, Е.А. Шарков

*Институт космических исследований РАН,
117997 Москва, Профсоюзная 84/32
E-mails: esharkov@iki.rssi.ru*

Приводится анализ основных механизмов генерации крупномасштабных вихревых катастроф в тропической атмосфере. Предлагается новый физический механизм генерации вихревых возмущений в тропической атмосфере. Физическая суть предлагаемого подхода состоит в том, что роль фазовых переходов атмосферного насыщенного пара не сводится только лишь к энергетическому фактору (выделение энергии конденсации), как это принято в примитивных моделях циклогенеза, а приводит к принципиальным изменениям в динамике тропической атмосферы (появлением фазы сжимаемости), обусловленных аномальным поведением вертикального профиля скорости звука в насыщенном влажном воздухе. На основе результатов космических и надводных (корабельных) радиотепловых дистанционных исследований, выполненных в зонах интенсивной генерации тропических циклонов (северо-запад Тихого океана) и на основе известных модельных представлений восстанавливается вертикальный профиль водяного пара с последующим расчетом распределения скорости звука по высоте. При учете насыщенности всего высотного столба атмосферы водяным паром распределение скорости звука по высоте становится резко немонотонным (в противоположность ситуации сухого воздуха) с явно выраженным минимумом величины скорости звука. Последнее и определяет необходимые условия генерации вихревых структур. Рассматриваются предварительные тактико-технические требования к радиотепловым системам зондирования космического базирования, предназначенным для мониторинга предкризисных и кризисных ситуаций тропической атмосферы.

Введение

Система океан-атмосфера тропической зоны Земли обладает уникальным свойством генерации организованных мезомасштабных вихревых структур — тропических циклонов (ТЦ) — из атмосферного турбулентного хаоса, вовлеченного в глобальную циркуляцию [1–5]. ТЦ принадлежат к одному из наиболее разрушительных природных явлений на земном шаре, и представляют собой серьезную экологическую опасность для человечества. Материальный ущерб нередко сопровождается значительными человеческими жертвами: так ТЦ стоят на втором месте (после землетрясений) среди природных катастроф по числу унесенных человеческих жизней [1].

Несомненным является тот факт, что разработка современных методов наблюдения, исследования, прогнозирования ТЦ, а также формирование оптимальной стратегии безопасности в условиях перманентных (и, как оказалось, неустраняемых искусственным образом) атмосферных катастроф являются актуальными и интернациональными задачами [1–5].

Роль аэрокосмических методов при изучении ТЦ принципиальна, поскольку пространственно-временная «случайность» процесса генезиса индивидуального ТЦ и «неопределенность» траекторного движения ТЦ не дают возможности применить в полной мере надежные наземные методы исследования. С середины 60-х гг. начался период активного исследования ТЦ космическими средствами — сначала эпизодическое обнаружение ТЦ с низкоорбитальных метеорологических ИСЗ первого поколения, а затем — достаточно планомерное изучение ТЦ в видимом и ИК диапазонах в глобальном и региональных масштабах с геостационарных ИСЗ [2, 3].

Поскольку аппаратный облик любого аэрокосмического эксперимента и основа методики обработки получаемой дистанционной информации определяются, исходя из принципов научной концепции изучаемого геофизического объекта, то ниже кратко приводятся описания научных концепций, связанных с образованием и функционированием ТЦ, предлагается новый термогидродинамический механизм и выясняются основные требования, предъявляемые к измеряемым параметрам.

Основные механизмы генерации катастроф

Тропический циклон представляет собой явление природы крупного масштаба, и естественно считать, что его генезис также обусловлен гидродинамической крупномасштабной неустойчивостью. Однако обычная система уравнений гидродинамики для сухой атмосферы, приведенных, например, в монографии [6], не описывает никакой крупномасштабной неустойчивости. В свою очередь, конвективная неустойчивость не является

крупномасштабной (по сравнению с характерными размерами земной атмосферы), и сама по себе не может отвечать за возникновение и развитие такой крупномасштабной структуры, как тропический циклон. Таким образом, поиск физического механизма адекватно описывающего возникновение крупномасштабной неустойчивости типа тропического циклона (ТЦ) является важнейшей физической проблемой.

Попытки обнаружения такого рода неустойчивости в гидродинамике атмосферы привели к построению так называемой модели условной неустойчивости второго рода, в английской аббревиатуре CISK [7, 8]. Эта теоретическая модель считалась основной последние четыре десятилетия и обусловила появление целой плеяды дочерних моделей. Модель была построена на основе уравнений несжимаемой жидкости и состояла в том, что возмущения в тропической зоне и возмущения масштаба кучевого облака взаимодействуют посредством механизма поверхностного трения. Роль основного элемента в модели CISK заняла методика параметризации мелкомасштабной конвекции, обусловившая обратную связь крупномасштабной неустойчивости за счет усиления геострофического течения при увеличении давления в обозначившейся тропической депрессии. В приближении несжимаемой атмосферы модель CISK описывала крупномасштабную неустойчивость. Однако выход за пределы приближения несжимаемой атмосферы восстанавливает в системе звуковые моды колебаний. Это приводит к возникновению эффекта приспособления поля давления в депрессии к геострофическому течению [1], и тем самым нарушается одно из основных условий возникновения крупномасштабной неустойчивости типа CISK. Кроме того, несмотря на многочисленные экспериментальные работы по изучению структуры ТЦ с помощью самолетных и спутниковых носителей, полностью отсутствуют результаты экспериментального подтверждения модели CISK.

В восьмидесятые годы появилась модель спиральной турбулентности [9–12], которая, как оказалось, может приводить к существенному изменению характера конвекции в неизотермической атмосфере. При увеличении параметра спиральности турбулентности поперечные размеры конвективных ячеек становятся все больше и, при некотором значении параметра спиральности, энергетически выгодным оказывается процесс конвекции с единственной ячейкой, размер которой определяется границами области подогрева в поперечном направлении. Однако экспериментальное определение параметра спиральности атмосферной турбулентности представляет значительные трудности. На сегодняшний день не известны результаты прямого экспериментального определения этого параметра.

В последнее время появилась модель образования тропических циклонов на основе понятия потенциального вихря [13–14]. Она сосредоточивается на эффектах вихревых потоков углового момента, связанных с асимметрией волн в верхних слоях атмосферы в окрестности тропического возмущения. Асимметрия волн в верхних слоях атмосферы и связанные с нею потоки углового момента могут моделироваться с помощью инварианта, называемого потенциальным вихрем. Инвариантность (независимость от времени) потенциального вихря доказана А.М. Обуховым для системы уравнений атмосферы, линеаризованной на фоне основного состояния [6].

Численные расчеты на основе этой модели описывают крупномасштабные вихревые структуры типа тропического шторма, однако в модели отсутствует гидродинамическая неустойчивость. Генерация вихрей в такой системе есть результат внешнего воздействия, которое должно действовать стационарно. В модели потенциального вихря считается, что роль этого воздействия играет крупномасштабный зональный сдвиговый поток.

Следует отметить, что к этой модели, а также и к вопросу об инвариантности потенциального вихря, тесно примыкает теория уравнения Чарни-Обухова, которое получается при дополнительном учете зависимость силы Кориолиса от широты в пределах приближения «бэтта-плоскости». Исключительно красивые решения этого уравнения — солитоны Ларичева-Резника — хорошо известны, и появляется соблазн ассоциировать с этими решениями устойчивые атмосферные структуры типа тропического шторма. Однако, по всей видимости поддаваться такому соблазну не следует, поскольку в процессе получения уравнения Чарни-Обухова отфильтровываются как звуковые, так и внутренние волны. Уравнение описывает нелинейную структуру, движущуюся в потоке, которая не появляется в результате развития какой-либо неустойчивости и исчезает при подключении диссипации. В то время как тропический шторм естественно рассматривать как результат нелинейного насыщения крупномасштабной неустойчивости, само существование которого обусловлено балансом источника со значительной энергетикой и стоком.

Таким образом, одним из основных вопросов генезиса тропического циклона является вопрос механизма и источника энергии этого явления. Все модели тайфуна сходятся на том, что его энергетическим источником является выделение скрытой теплоты конденсации и сублимации атмосферной влаги. Однако, хотя основные модели имеют варианты как «сухого» так и «влажного» вихрей, эти варианты отличаются только своими энергетическими характеристиками, и роль фазовых превращений влаги в атмосфере для этих моделей не выходит за рамки вспомогательного элемента. По существу рассматриваются модели сухой атмосферы с феноменологическим подключением водяного пара в виде энергетического источника. При этом упускается из рассмотрения возможность того, что процессы фазовых превращений атмосферной влаги могут приводить к принципиальным

изменениям динамики атмосферы. Именно это обстоятельство и является предметом исследования настоящей работы.

Вращательная неустойчивость

Исследование принципиальной роли фазовых превращений влаги возможно только на основе первых принципов термодинамики фазовых переходов влаги в насыщенном воздухе. Физическая основа такого подхода состоит в использовании влажной гидродинамики [15], основанной на термодинамике насыщенного влажного воздуха, допускающего фазовые превращения атмосферной влаги.

Термодинамическое описание смеси сухого воздуха и водяного пара в качестве своих параметров должно содержать парциальные давления, плотности компонент и температуру смеси. Обозначим давление и плотность сухого воздуха P и ρ , давление водяного пара E , отношение плотностей пара и сухого воздуха q , при этом считаем, что $E \ll P$ и $q \ll 1$. Температуру смеси обозначим через T . Обе компоненты системы считаем идеальными газами, уравнение состояния сухого воздуха примем в виде $P = \rho RT$, а для водяного пара с учетом его малого парциального давления получим $q = (R/R_w) \cdot (E/P)$, где R и R_w — удельные газовые постоянные сухого воздуха и водяного пара. Считая для пара выполненными условия межфазного равновесия с его капельной фазой, примем для него во внимание уравнение Клапейрона-Клаузиуса $dE = EL/(R_w T^2) dT$, где L — скрытая теплота конденсации.

Уравнение теплового баланса системы запишем в виде [6]:

$$c_v \frac{dT}{dt} + P \frac{dV}{dt} + L \frac{dq}{dt} = 0. \quad (1)$$

Уравнение (1) и вышеуказанные термодинамические условия описывают равновесную термодинамику смеси, что обеспечивает определение всех ее термодинамических параметров. Так, для термодинамической скорости звука в смеси получаем формулу [10, 12, 13]

$$c^2 = \frac{\partial P}{\partial \rho} = RT \frac{1 + \frac{L^2 q}{C_p R_w T^2}}{\frac{C_v}{C_p} - \frac{Lq}{C_p T} + \frac{L^2 q}{C_p R_w T^2}}. \quad (2)$$

Тропическая атмосфера может в этом случае рассматриваться как двухкомпонентная система, состоящая из сухого воздуха и водяного пара. Термодинамическое описание двухкомпонентной системы в качестве своих параметров содержит парциальные давления, плотности компонент и температуру смеси. Сухой воздух и водяной пар считаются идеальными газами, состояние насыщения водяного пара описывается уравнением Клаузиуса-Клапейрона. Последовательное применение первых принципов термодинамики к этому набору термодинамических параметров позволяет определить скорость звука в насыщенном влажном воздухе, которая оказывается отличной от скорости звука в сухом воздухе и зависящей от термодинамических параметров водяного пара. В отличие от случая сухого воздуха, распределение скорости звука по вертикальной координате z в насыщенной тропической атмосфере может оказаться немонотонным.

В свою очередь, немонотонная вертикальная зависимость скорости звука приводит к тому, что проблема генезиса (развития неустойчивости) формулируется в терминах уравнения типа стационарного уравнения Шрёдингера, которое в приближении симметричной «потенциальной ямы» можно представить в виде

$$\frac{d^2 U(z)}{dz^2} + \left(\frac{A}{ch^2 \alpha z} - E(\Gamma) \right) U(z) = 0.$$

Здесь коэффициенты A и α зависят как от исходных термодинамических параметров задачи, так и от параметра Кориолиса, а величина $E(\Gamma)$ является функцией инкремента неустойчивости Γ и определяет спектр задачи.

Роль «потенциальной ямы» в этом уравнении играет вертикальная производная скорости звука. Уравнение (1) имеет решения, соответствующие в терминах квантовой механики уровням этой «потенциальной ямы». Ее форма и характеристики, а также наличие и отсутствие решений, определяются термодинамическими параметрами влажного воздуха. В предельном переходе к случаю сухого воздуха «потенциальная яма» исчезает. Таким образом, проблема генерации тропического циклона в данном подходе сводится к вопросу о наличии или отсутствии «уровней» в «потенциальной яме», обусловленной экспериментально полученным набором термодинамических параметров. Инкремент неустойчивости в простейшем этом случае принимает вид

$$\Gamma \approx \left(1 - \frac{C_v}{C_p} \right) \frac{g}{c^2} \Omega L.$$

Здесь c_v и c_p — теплоемкости при постоянном объеме и давлении, g — ускорение свободного падения, c — скорость звука, Ω — параметр Кориолиса, L — характерный горизонтальный размер возмущения.

Физическая суть предлагаемого подхода состоит в том, что роль фазовых превращений атмосферной влаги не сводится только лишь к энергетическому фактору, как это часто делается в моделях циклогенеза, а приводит к появлению принципиальных изменений в динамике тропической атмосферы (фазы сжимаемости и динамической фазы процесса), обусловленных аномальным поведением вертикального профиля скорости звука в насыщенном влажном воздухе (рис. 1). Скорость звука в сухом воздухе, как известно, определяется выражением $\sqrt{(c_p/c_v)RT}$, где R — газовая постоянная сухого воздуха, а T — его температура. Согласно работе [15], скорость звука во влажном воздухе при достаточно больших значениях отношения смеси, оказывается меньше \sqrt{RT} . При меньшей влажности, скорость звука принимает промежуточные значения. В атмосфере влажность достаточно быстро уменьшается с высотой. Таким образом, может оказаться, что в некотором (и достаточно значительном по вертикальной протяженности) слое тропической атмосферы скорость звука с высотой будет увеличиваться.

Приближение несжимаемости жидкости является предельным случаем бесконечной скорости звука. Все гидродинамические процессы при этом протекают без какого-либо запаздывания. При учёте конечности скорости звука все физические процессы протекают с запаздыванием, и это запаздывание тем значительнее, чем больше размеры системы. Механизм крупномасштабной неустойчивости, развиваемой в настоящей работе, можно представить себе следующим образом (рис. 2). Если скорость звука в некоторой области увеличивается с высотой, то все процессы в верхней части области протекают быстрее, с меньшим запаздыванием, чем в нижней. Представим себе область тропической атмосферы, занятую тропической депрессией. Пусть в этой области возникло возмущение. В случае малых амплитуд можно в качестве этого возмущения представлять себе крупномасштабную ячейку, описываемую гармоническими функциями в горизонтальном направлении. Восходящая часть течения в такой ячейке будет попадать в менее плотные слои атмосферы и испытывать разрежение, а нисходящая — сжатие. Течение в ячейке нарушит геострофический баланс в рассматриваемой области, и он будет восстанавливаться за характерные звуковые времена.



Рис. 1. Основные фазы (элементы) модели вращательной неустойчивости, обусловленные аномальным вертикальным распределением скорости звука в насыщенной водяным паром атмосфере

Однако в верхней части области восстановление геострофического баланса будет происходить быстрее, за счет разной скорости звука в верхней и нижней слоях области. При этом в верхней части восходящего потока возмущения разрежение произойдет быстрее, чем в нижней части, и возникнет перепад дав-

ления, тяга, направленная вверх. А в нисходящем потоке ячейки возмущения сжатие в верхней части произойдет быстрее, чем в нижней части, и возникнет перепад давления, тяга, направленная вниз. В результате исходное возмущение будет усиливаться, приводя к еще большему увеличению тяги (рис. 2). Таким образом, устанавливается положительная обратная связь, обуславливающая неустойчивость. Если термодинамические условия не будут выполнены должным образом, неустойчивость может не реализоваться, и в этом случае в системе будут иметь место колебания аналогичной природы. Эти колебания являются проявлением в рассматриваемой системе инерционных волн, и в этом смысле можно говорить о формировании при определенных термодинамических условиях эффекта «инерционной неустойчивости».

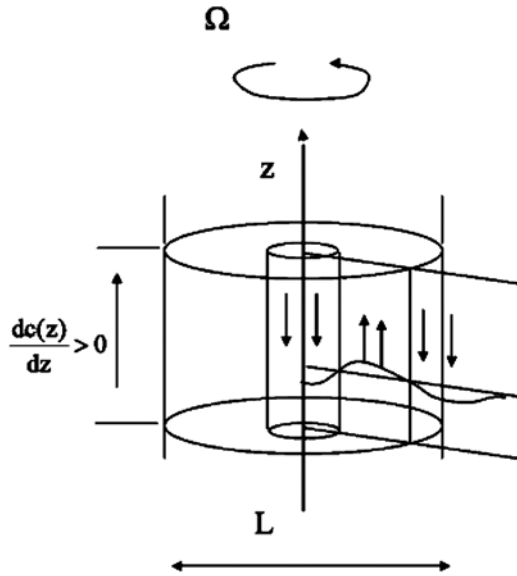


Рис. 2. Крупномасштабная ячейка в слое влажной тропической атмосферы с растущей в вертикальном направлении скоростью звука

Нелинейная стадия неустойчивости может быть описана в терминах амплитудного уравнения для основной моды $a(t)$

$$\frac{da(t)}{dt} = \Gamma a(t) \left(1 + N \int_0^t a(t') dt' \right)$$

с начальным условием $a(0) = a_0$, где N — коэффициент нелинейности, зависящий от исходных параметров задачи. Решение амплитудного уравнения (3) имеет вид

$$a(t) = \frac{B^2 e^{Bt}}{N^2 \Gamma^2 a_0} \left(\frac{e^{Bt}}{\Gamma + B} - \frac{1}{\Gamma - B} \right)^{-2}, \quad B = \sqrt{\Gamma^2 - 2a_0 N \Gamma}.$$

Явное выражение для функции $a(t)$ оказывается несколько громоздким, однако, легко убедиться, что выражение (4) описывает функцию, равную a_0 в начальной точке и при положительном значении параметра нелинейности N монотонно увеличивающуюся до бесконечности за конечное время. При отрицательном значении нелинейности амплитуда вырастает незначительно, достигает максимума и затем монотонно уменьшается до нуля. Положительные значения параметра нелинейности соответствуют нисходящему движению газа в центральной части рассматриваемой структуры. Нелинейный анализ рассматриваемой задачи, таким образом, предсказывает нисходящее движение воздуха в центральной части организующейся вращающейся структуры, в случае восходящего движения в центральной части такая структура, согласно данному нелинейному анализу, существовать не сможет. Это хорошо согласуется с движением воздуха в тайфуне, такое движение воздуха в его центральной части имеет ярко выраженный характер и называется глазом тайфуна.

Требования к космическим системам

Важно также отметить, что экспериментальное наблюдение атмосферы при наличии рассматриваемых условий (своего рода инверсия высотного профиля звука) ставит на повестку дня требования к принципиально новым методам дистанционного зондирования предкризисных и кризисных ситуаций в земной атмосфере. В первую очередь, это относится к дистанционному определению пространственно-временных характеристик детального высотного профиля содержания водяного пара и температуры внутри облачных систем (конвективного и неконвективного характера) на значительных пространственных океанических ак-

ваториях. Подобные исследования принципиально возможно выполнить только при помощи пассивных радиофизических дистанционных космических систем нового поколения [16].

Ниже на основе результатов надводных (корабельных) радиотепловых многочастотных дистанционных исследований тропической атмосферы, выполненных в сентябре – октябре 1978 г. в зонах интенсивной генерации тропических циклонов (северо-запад Тихого океана) (рис. 3–16 из книги [5]) и на основе известных модельных представлений об экспоненциальном профиле восстанавливается вертикальный профиль водяного пара с последующим расчетом распределения скорости звука по высоте по формуле (2). Результаты расчетов приведены на рис. 3. Здесь представлены экспериментальный профиль термодинамической температуры атмосферы, восстановленный по данным ИСЗ серии NOAA, и два вертикальных профиля концентрации водяного пара, восстановленного по экспоненциальной модели для двух значений интегрального содержания водяного пара в атмосфере, полученного по экспериментальным радиотепловым наблюдений в текущие сутки формирования тропических депрессий (рис. 3–16 из книги [5]). Для нас принципиальным является то обстоятельство, что расчетное значение высотного профиля скорости звука, построенное по **экспериментальным** данным для двух исследованных случаев является немонотонным (как для случая «сухой» атмосферы), а имеет минимумы на высотах 1–2 км с последующим быстрым возрастанием (положительная производная по высоте) до значений, соответствующих «сухой» атмосфере на высотах 10–12 км. Таким образом, эти модельные расчеты показывают, что вполне могут быть сформированы естественные условия, в которых значительная часть атмосферы по высоте будет находиться в условиях положительного градиента изменения скорости звука по высоте и, тем самым будут соблюдены условия существования крупномасштабной вращательной неустойчивости.

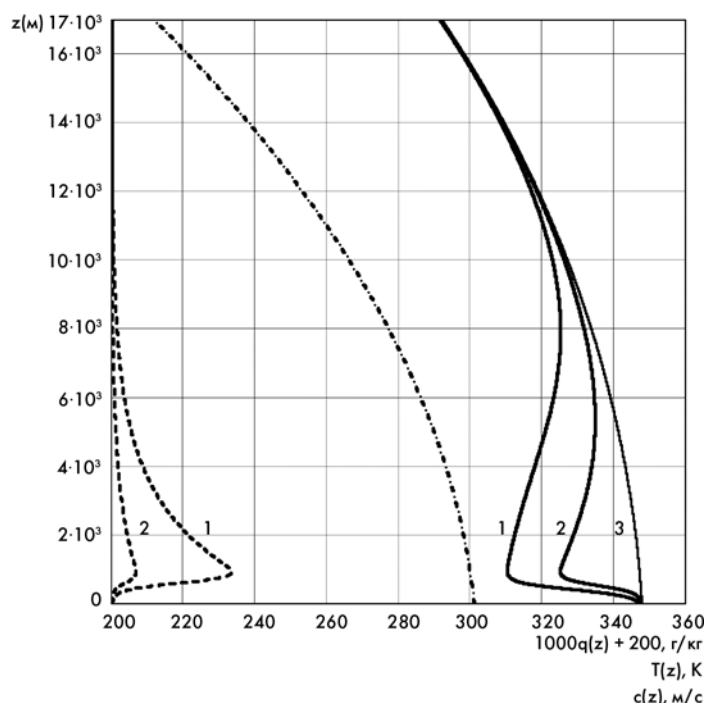


Рис. 3. Экспериментальные (восстановленные по космическим данным ИСЗ серии NOAA) высотные профили термодинамической температуры $T(z)$ (K) (штрих-пунктир), модельные профили содержания водяного пара (по экспериментальным данным) $q(z)$ (г/кг) (пунктир) и расчетные профили скорости звука в насыщенном водяным паром атмосфере $c(z)$ (м/с) (сплошная линия). Цифрами 1, 2 отмечены профили, относящиеся к различным значениям интегрального содержания водяного пара (экспериментальные данные). Цифрой 3 отмечен профиль скорости звука для «сухой» атмосферы

На основе полученных модельных представлений высотным профилям скорости звука рассмотрим предварительные требования к космическим измерительным системам для решения указанных выше задач. Известно, что активно используемые в настоящее время оперативные системы миссии NOAA дают возможность восстановить 14 высотных уровней термодинамической температуры атмосферы (отметим, строго в безоблачных условиях) и четыре высотных уровня (до 5 км) содержания водяного пара (в тех же условиях). При этом точность восстановления температуры по каждой высоте составляет 1,5 К, а по содержанию пара — 20–30 %. Сопоставляя эти данные с модельными представлениями можно отметить, что восстановление температурного профиля удовлетворяет (в первом приближении) требованиям для задач вращательной неустойчивости, то по измерению профиля содержания водяного пара существующая оперативная система никак не удовлетворяет необходимым требованиям. При этом отметим, что все измерения должны происходить как в условиях безоблачной атмосферы, так и в условиях сложной конвективной облачности. Представленные здесь соображения, разумеется, являются сугубо предварительными и требуют дальнейшего внимательного анализа. Однако можно уже сказать, что рассмотренным требованиям могут

удовлетворять (правда, не в полной мере) разрабатываемые в настоящее время микроволновые космические комплексы миссий «CLOUDS» и «MEGHA-TROPQUES» [17].

Заключение

В работе предложена принципиально новая термогидродинамическая модель крупномасштабной неустойчивости в атмосфере с насыщенным водяным паром, которая может существенно изменить взгляды на формирование дистанционных систем атмосферных катастроф. На основе модельных представлений, экспериментальных данных микроволновых комплексов и при учете насыщенности всего высотного столба атмосферы водяным паром показана принципиальная возможность существования немонотонного (в противоположность ситуации «сухой» атмосферы) распределение скорости звука по высоте с явно выраженным минимумом величины скорости звука. Последнее и определяет необходимые условия генерации вихревых структур.

Авторы приносят искренние благодарности Л.М. Зеленому и О.А. Похотелову за полезные и стимулирующие дискуссии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 03-05-64143) и программ фундаментальных исследований РАН «Проблемы радиофизики» (ОФН-14) и «Радиоэлектронные методы в исследованиях природной среды и человека» (ОФН-15).

Литература

1. *Pielke R.A. (Jr.), Pielke R.A. (Sr.)* Hurricanes. Their Nature and Impacts on Society. John Wiley and Sons. Chichester, London etc. 1997. 279 p.
2. *Шарков Е.А.* Аэрокосмические исследования тропических циклонов // Исследования Земли из космоса. 1997. № 6. С. 87–111.
3. *Sharkov E.A.* Remote sensing of tropical regions. John Wiley and Sons/PRAXIS. Chichester, N. Y. etc. 1998. 310 p.
4. *Elsner J.B., Kara A.B.* Hurricanes of the North Atlantic. Oxford University Press. N. Y., Oxford. 1999. 488 p.
5. *Sharkov E.A.* Global Tropical Cyclogenesis. Springer/PRAXIS. Berlin, Heidelberg, London, N. Y. etc. 2000. 361 p.
6. *Обухов А.М.* Турбулентность и динамика атмосферы. 1988. Л.: Гидрометеиздат. 413 с.
7. *Ooyama K.* A dynamical model for the study of tropical cyclone development // Geophysica Intern. 1964. V. 4. N. 4. P. 187–198.
8. *Charney J.I., Eliassen A.* On the growth of the hurricane depression // J. Atm. Sci. 1964. V. 21. N. 2. P. 68–75.
9. *Моисеев С.С., Сагдеев П.З., Тур А.В., Хоменко Г.А., Шукуров А.М.* Физический механизм усиления вихревых возмущений в атмосфере // ДАН. 1983. Т. 273. № 3. С. 549–553.
10. *Моисеев С.С., Сагдеев П.З., Тур А.В., Хоменко Г.А., Яновский В.В.* Теория возникновения крупномасштабных структур в гидродинамической турбулентности // ЖЭФТ. 1983. Т. 85. № 6. С. 1979–1987.
11. *Руткевич П.Б.* Уравнение вихревой неустойчивости, обусловленной конвективной турбулентностью и силой Кориолиса // ЖЭТФ. 1993 Т. 104. Вып. 6(12). С. 4010–4020.
12. *Levina G.V., Moiseev S.S., Rutkevich P.B.* // Advances in Fluid Mechanics. 2000. V. 25. P. 111.
13. *Challa M., Pfeffer R.* Effects of eddy fluxes of angular momentum on model hurricane development // J. Atmos. Sci. 1980. V. 37. P. 1603–1618.
14. *Montgomery M., Farrell B.* Dry surface frontogenesis arising from interior potential vorticity perturbations in a semi-geostrophic model // J. Atmos. Sci. 1990. V. 47. P. 2837–2852.
15. *Rutkevich P.B.* Convective and rotational instability in moist air // Physica A. 2002. V. 315. N. 1–2. P. 215–221.
16. *Sharkov E.A.* Passive microwave remote sensing of the Earth: physical foundations. Springer/PRAXIS. Berlin, Heidelberg etc. 2003. 612 p.
17. *Шарков Е.А.* Пассивное микроволновое зондирование Земли: прошлое, настоящее и планы на будущее // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. М.: Полиграф сервис, 2004. С. 70–80.