

## Генерация конвективного движения и пылевых вихрей в неустойчиво стратифицированной атмосфере

О.Г. Онищенко<sup>1,2</sup>, О.А. Похотелов<sup>2</sup>, Н.М. Астафьева<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, 117997, Россия  
E-mail: ast@iki.rssi.ru

<sup>2</sup>Институт физики Земли РАН, Москва, 117997, Россия  
E-mails: onish@ifz.ru, pokh@ifz.ru

Поступление пыли в атмосферу определяется многочисленными явлениями, среди которых самыми мощными являются песчаные (пылевые) бури синоптического масштаба. Согласно современным представлениям пылевые вихри могут служить зародышами пылевых бурь. Вихри со спиралевидным восходящим потоком переносят пыль на большие высоты. Подхваченная ветром пыль переносится на большие расстояния, оказывая существенное влияние на глобальный и региональный климат. Влияние пыли и аэрозолей на изменение климата в прошлом, настоящем и будущем является одним из слабо изученных процессов. Пыль, поднимаемая сезонными пылевыми бурями Сахары, может существенно блокировать солнечное излучение, охлаждая океан. Влияние пыли может быть более существенным, чем влияние Эль-Ниньо, на генерацию тайфунов. Недостаточно изучен также процесс генерации пылевых вихрей. В работе в приближении идеальной гидродинамики развивается новая нелинейная модель генерации конвективных движений и пылевых вихрей в неустойчиво стратифицированной атмосфере. Используя нелинейные уравнения для внутренних гравитационных волн, исследуется в аксиально-симметричном приближении модель генерации конвективных ячеек – плюмов. Показано, что в конвективно неустойчивой атмосфере с крупномасштабной затравочной завихренностью из плюмов чрезвычайно быстро генерируются мелкомасштабные интенсивные вертикальные вихри. Исследована структура радиальной, вертикальной и тороидальной компонент скорости в таких вихрях. Пониженное давление в вихрях с интенсивным тороидальным движением ответственно за «засасывание» пыли с поверхности Земли во внутреннюю область вихря. Исследована структура вертикальной завихренности и тороидальной скорости во внутренней и внешней областях вихря.

**Ключевые слова:** неустойчиво стратифицированная атмосфера, генерация конвективного движения, вихревые структуры, пылевые дьяволы, численное моделирование

Одобрена к печати: 14.02.2017  
DOI: 10.21046/2070-7401-2017-14-2-230-239

### Введение

Пылевые дьяволы (ПД) – вращающиеся столбы поднимающейся пыли – явление, часто встречающееся в пустынных или засушливых регионах Земли. Это простейшие и самые распространенные вихревые структуры в земной атмосфере. Наиболее часто ПД наблюдаются в пустынных регионах, где имеется много пыли, которая делает их видимыми. Летчики наблюдают восходящие потоки воздуха и пылевые смерчи порой на высоте в несколько километров. Пыль является индикатором вихря. В бедном пылью и песком регионе вихри менее заметны и могут быть даже невидимыми.

Пылевые дьяволы – элемент семейства концентрированных мелкомасштабных вихрей в атмосфере. В огромном многообразии вихревых движений в атмосфере концентрированные вихри привлекают повышенный интерес с точки зрения, как фундаментальных исследований, так и предсказания погодных и климатических процессов. В отличие от вихрей волн Россби планетарного масштаба (циклонов и антициклонов) (Онищенко и др., 2008) ПД и торнадо являются мелкомасштабными вихрями. Класс концентрированных мелкомасштабных атмосферных вихрей включает в себя также водные вихри (waterspouts) и более мощные, сложные и крупномасштабные торнадо (см., например, (Mullen, Maxworthy,

1977; Church et al., 1979; Ringrose, 2005; Balme, Greeley, 2006)). Этот широкий класс вихрей привлекает внимание многочисленных исследователей. Несмотря на то, что эти вихри возникают в разных средах, они обладают рядом общих свойств (Vatistas et al., 1991). ПД, как наиболее простые и регулярно наблюдаемые из вихревых структур, представляют интерес для изучения этого класса вихрей. Детальное знание о внутренних свойствах структуры и причинах генерации ПД поможет продвинуться в исследовании торнадо и тропических циклонов.

Пылевые дьяволы формируются в поверхностном слое атмосферы. Возникает естественный вопрос – каковы причины и механизмы генерации таких вихрей? Значительную часть времени атмосфера находится в механическом (или гидростатическом) равновесии, когда уравновешены эффекты гравитации и атмосферного давления. Однако, нагреваемая солнечным излучением, такая атмосфера может быть иногда далека от термодинамически равновесного состояния. В безоблачный солнечный день поверхность планеты нагревается, в результате этого в приповерхностном слое температура быстро убывает с удалением от разогретой поверхности. Если вертикальный градиент температуры  $T$  в этом слое становится больше адиабатического,

$$\left| \frac{dT}{dz} \right| > \left( \frac{dT}{dz} \right)_{0a} = \frac{\gamma_a - 1}{\gamma_a} \frac{T}{H}, \quad (1)$$

то в нем возникает интенсивное конвективное движение с восходящими потоками воздуха. Здесь  $\gamma_a$  – показатель адиабаты,  $H = RT/g$  – приведенная шкала высот атмосферы,  $R$  – универсальная газовая постоянная. Условие возникновения конвективной неустойчивости (1) известно как критерий К. Шварцшильда. Процесс генерации ПД связан с нагревом поверхности планеты в течение солнечного дня и с возникающим при суперадиабатическом градиенте температуры восходящим конвективным потоком теплого воздуха. В земной атмосфере вертикальный адиабатический градиент температуры равен  $\left| (dT/dz)_{0a} \right| \approx 0,01$  градус/м. В такой атмосфере температура убывает примерно на 10 градусов при удалении от поверхности на высоту 1 км. Этот факт хорошо известен, в частности, альпинистам.

Поступление пыли в атмосферу определяется разными причинами, среди которых самыми мощными являются песчаные (пылевые) бури синоптического масштаба ( $\sim 1000$  км). Согласно современным представлениям (Hess, 1973) пылевые дьяволы могут служить зародышами пылевых бурь. Влияние пыли и аэрозолей на изменение климата в прошлом, настоящем и будущем является одним из слабо изученных процессов. Вихри со спиралевидным восходящим потоком переносят пыль на большие высоты, где, подхваченная ветрами, она переносится на большие расстояния, оказывая существенное влияние на глобальный и региональный климат. Наиболее интенсивные ПД могут доставлять пыль на высоту в несколько километров (Hess, Spillane, 1990). Наблюдения показывают (Lau, Kim, 2010), что пыль Сахары может подниматься на высоту 10 км, определяя вертикальную структуру тропосферных аэрозолей.

Несмотря на возрастающее число исследований, посвященных переносу пыли, воздействие ее на систему Земли остается весьма неопределенным. В результате рассеяния и поглощения солнечной и земной радиации пыль перераспределяет энергию. Это вызывает нагрев атмосферы, что в целом увеличивает количество осадков, но охлаждает поверхность. Пылевые аэрозоли служат ядрами конденсации воды в жидкую (в качестве ядер конденсации облаков) и в твердую фазу (как зародыши льда). Осаждение пыли на ледниках и снежном покрове уменьшает альбедо, что служит причиной потепления и раннего весеннего снеготаяния. Изменение климата очень чувствительно к глобальному циклу пыли – скорость осаждения пыли во время ледникового максимума в несколько раз больше, чем во время межледниковья. Отметим, что по крайней мере за последние 50 лет глобальное осаждение пыли увеличивается.

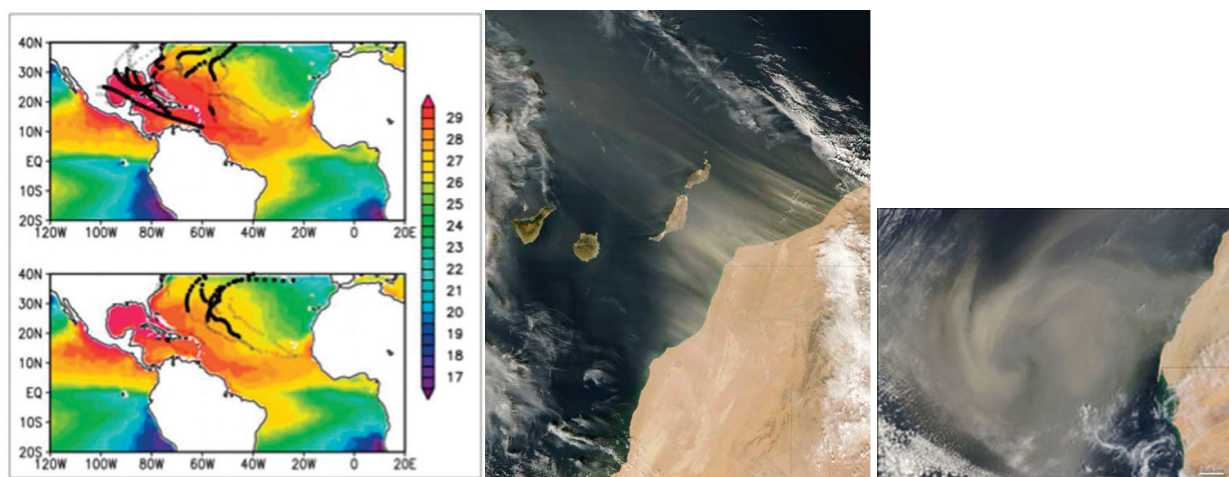


Рис. 1. Слева – спутниковые наблюдения температуры поверхности Атлантического океана во время сезона тайфунов в 2005 г. (вверху) и в 2006 г. (внизу); в середине – потоки пыли над Атлантикой между пустыней Сахара и Канарскими островами, полученные со спутника Terra (NASA) 11 ноября 2006 г.; справа – пыль, вовлеченная в структуру атмосферного вихря; ([http://www.nasa.gov/topics/earth/features/cooling\\_dust.html](http://www.nasa.gov/topics/earth/features/cooling_dust.html))

Известно, что отдаваемое поверхностью океана тепло служит источником генерации тайфунов. Над более теплым океаном чаще генерируются более мощные тайфуны. Так, во время сезона тайфунов в 2006 г. северная часть Атлантического океана была более прохладной и в ней образовалось четыре тропических шторма и пять ураганов (тайфунов), в то время как в 2005 г. океан был заметно более теплым и над ним за то же время образовалось рекордное число в 12 тропических штормов и 15 тайфунов. В левой части рис. 1 представлена температура поверхности Атлантического океана, усредненная за июль–сентябрь 2005 г. (вверху) и 2006 г. (внизу). За период осреднения в 2005 г. сформировалось девять тропических штормов и ураганов, а в 2006 г. – всего два тропических шторма и ни один из них не достиг стадии урагана. В средней части рис. 1 представлены наблюдения со спутника Тетта (NASA), полученные 11 ноября 2006 г. Спутниковое изображение демонстрирует пылевые потоки из пустыни Сахара, распространяющиеся над западным побережьем Африки и Канарскими островами. Сопоставление температуры поверхности

океана, облачного покрова и количества водяного пара (данные спутника NASA's Tropical Rainfall Measuring Mission satellite) с количеством и уровнями атмосферной пыли (данные спутника Ozone Monitoring Instrument on NASA's Aura satellite) позволяет сделать вывод о том, что пыль, поднимаемая сезонными пылевыми бурями Сахары, может существенно блокировать солнечное излучение, охлаждая океан. В то же время пыль разогревает атмосферу, абсорбируя большее количество солнечной энергии, чем чистый воздух. Такое увеличение разницы температуры между океаном и атмосферой приводит к изменениям в крупномасштабной атмосферной циркуляции. Восходящие потоки над западной Африкой и тропиками Атлантики приводят к усилению поверхностных ветров над западной Атлантикой и Карибами, что увеличивает испарение и охлаждение воды. В результате в некоторые годы влияние пыли на генерацию тайфунов оказывается даже более существенным, чем влияние Эль-Ниньо.

### Генерация пылевых дьяволов

Процесс генерации ПД связан с нагревом поверхности планеты в течение солнечного дня и с возникающим при суперadiaбатическом градиенте температуры восходящим конвективным потоком теплого воздуха. Метеорологические наблюдения (Sinclair, 1969, 1973) послужили основой для создания первой термодинамической модели ПД (Rennó et al., 1998, 2000). Характерные параметры ПД интерпретируются как тепловая машина, в которой тепло поверхностного слоя трансформируется в энергию ПД. Согласно модели теплый воздух в конвективно неустойчивой атмосфере поднимается вверх и, охладившись, опускается вниз. Получается аналог теплового двигателя, черпающего энергию из горячего приповерхностного слоя. Модель предсказывает, что интенсивность ПД зависит как от произведения вертикальных, так и от горизонтальных температурных градиентов.

Согласно современным представлениям ПД формируются из конвективных ячеек (плюмов) или из закрученных плюмов. Конвективные ячейки формируются в неустойчивом приповерхностном слое с суперadiaбатическим градиентом плотности, где более плотный воздух находится над менее плотным. Наблюдения показали, что генерация вихрей с направлением вращения по часовой стрелке (антициклонических) и против часовой стрелки (циклонических) в открытой местности равновероятна. Из наблюдаемого отсутствия корреляции между внешней завихренностью, временем генерации и диаметром вихря следует, что одной только внешней завихренности не достаточно для генерации ПД.

Нелинейную динамику в аксиально-симметричных структурах (плюмах) будем исследовать на основе изучения генерации аксиально-симметричных вихрей в неустойчиво стратифицированной атмосфере, используя цилиндрическую систему координат  $(r, \phi, z)$  и пренебрегая эффектами, связанными с неоднородностью ветра. В системе координат, движущейся вместе с однородным ветром, скорость частиц  $\mathbf{v} = (v_r, v_\phi, v_z)$  представим в виде суммы полоидальной и тороидальной компонент  $\mathbf{v} = \mathbf{v}_\perp + \mathbf{v}_\phi$ , где  $\mathbf{v}_\phi = v_\phi \cdot \mathbf{e}_\phi$

и  $\mathbf{v}_\perp = (v_r, 0, v_z) = \nabla\psi \times \nabla\varphi$ , где  $\psi(t, r, \varphi, z)$  – функция тока. Компоненты скорости связаны с функцией тока соотношениями:

$$v_r = -\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial\psi}{\partial z}, \quad v_z = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial\psi}{\partial r}. \quad (2)$$

Уравнение, описывающее динамику нелинейных ВГВ в приближении слабой сжимаемости (полагая  $\chi/\psi = \text{const}$ ), приводится к следующему виду:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_g^2 \right) \Delta_r^* \psi + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial t} J(\psi, \Delta_r^* \psi) = 0, \quad (3)$$

где  $J(a, b) = (\partial a / \partial r) \partial b / \partial z - (\partial b / \partial r) \partial a / \partial z$  – якобиан и

$$\Delta_r^* = r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \right) \frac{\partial}{\partial r}. \quad (4)$$

Уравнение (3) – исходное для изучения динамики нелинейных структур, вытянутых по вертикали,  $\partial / \partial r \gg \partial / \partial z$ , в конвективно неустойчивой атмосфере, когда  $\omega_g^2 < 0$  (Onishchenko et al., 2014, 2015). Рассматривая медленное движение со скоростью меньше скорости звука, при выводе уравнения (3) мы пренебрегли возмущением давления по сравнению с возмущением плотности. Мы также рассматриваем движение с характерным вертикальным масштабом, существенно меньшим характерного масштаба изменения невозмущенной плотности атмосферы  $L_\rho = d \ln \rho / dz$ . Это допустимое приближение, т.к. в атмосфере с убывающей с высотой температурой  $L_\rho$  больше высоты атмосферы,  $L_\rho = H + |L_T|$ , где  $L_T = d \ln T / dz$ . Представим функцию тока  $\psi$  в виде:

$$\psi = \frac{\alpha r^2 z}{2} \cdot \exp(\gamma t - R^2), \quad (5)$$

где  $R = r / r_0$ ,  $r_0$  – радиус конвективной ячейки,  $\gamma = \text{const}$  – инкремент. Из (4) и (5) получаем:

$$\Delta_r^* \psi = -\frac{8}{r_0^2} + \frac{4R^2}{r_0^2} \psi. \quad (6)$$

Используя соотношение (6), получаем, что нелинейным слагаемым в уравнении (3) можно пренебречь, если:

$$\frac{\alpha r^2}{\gamma r_0^2} \exp(\gamma t - R^2) \ll 1. \quad (7)$$

В этом приближении из уравнения (3) получаем  $\gamma = |\omega_g|$ . Таким образом, функция тока (5) является решением уравнения (3), если выполняется условие (7). Радиальная и вертикальная скорости конвективного движения с функцией тока (5) экспоненциально растут во времени и имеют следующий вид:

$$v_r = -\frac{\alpha r}{2} \exp(\gamma t - R^2) \quad (8)$$

и

$$v_z = \alpha z(1 - R^2) \exp(\gamma t - R^2). \quad (9)$$

Конвективное движение в ячейке (в плюме), описываемое уравнениями (8) и (9), обладает отличной от нуля полоидальной завихренностью  $\omega_\phi = (\nabla \times \mathbf{v})_\phi$ . Воспользовавшись соотношением  $\omega_\phi = -\partial v_z / \partial r$ , связывающим полоидальную завихренность с вертикальной скоростью, получаем:

$$\omega_\phi = 4\alpha \frac{r z}{r_0^2} \exp(\gamma t - R^2). \quad (10)$$

Из (8) видно, что радиальная скорость направлена к центру и не зависит от  $z$ , а свободный параметр  $\alpha$  при  $\alpha > 0$  характеризует скорость всасывания вещества. Из (9) следует, что вертикальная скорость направлена вверх во внутренней области плюма и вниз – во внешней области, при  $r > r_0$ . Вертикальная и радиальная компоненты скорости, а также полоидальной завихренности экспоненциально убывают во внешней области. Полоидальная завихренность всегда положительна и растет с высотой.

Рассмотрим нелинейную модель генерации пылевых дьяволов в конвективных плюмах. Воспользовавшись полученными выражениями для радиальной и вертикальной скоростей конвективного движения (8) и (9), исследуем генерацию вихрей с вертикальной завихренностью  $\omega_z = (\nabla \times \mathbf{v})_z$ . В рассматриваемом приближении нелинейное уравнение, описывающее взаимодействие движения с вертикальной завихренностью с конвективным движением, имеет вид:

$$\frac{\partial \omega_z}{\partial t} + v_z \frac{\partial \omega_z}{\partial z} = v_z \frac{\partial \omega_z}{\partial z} - v_r \frac{\partial \omega_z}{\partial r}. \quad (11)$$

Слагаемые в правой части уравнения описывают сжатие к центру и вытягивание по вертикали вихревых линий. Полная завихренность сохраняется согласно теореме Кельвина, а сжатие и вытягивание вихревых нитей служит причиной усиления вертикальной завихренности. Чтобы получить решение уравнения, используем в качестве начальной крупномасштабной внешней завихренности вблизи поверхности соотношение  $\omega_z(0, r, z) = \Omega(z/h)[1 - \exp(-r^2/a^2)]$  при  $z \leq h$  (здесь  $h$  – высота слоя взаимодействия вихря с поверхностью) и соотношение  $\omega_z(0, r, z) = \Omega[1 - \exp(-r^2/a^2)]$  на высотах  $z > h$ . Характерный пространственный масштаб начальной зародышевой завихренности  $a \gg r_0$ . На расстояниях, сравнимых с  $r_0$ , внешняя завихренность вблизи поверхности равна:

$$\omega_z(0, r, z) = \Omega_{zh} \approx \Omega(z/h)(r^2/a^2), \quad (12)$$

а на больших высотах:

$$\omega_z(0, r, z) = \Omega_z \approx \Omega(r^2/a^2). \quad (13)$$

Подставив в уравнение (11) выражения для компонент скорости в конвективной ячейке и учитывая начальную завихренность (12), получаем решение в следующем виде:

$$\frac{\omega_z(t, r, z)}{\Omega_{zh}} = \exp\left[\frac{\alpha}{\gamma} \exp(\gamma t - R^2)\right]. \quad (14)$$

На высоте  $z > h$  вертикальная завихренность равна:

$$\frac{\omega_z(t, r, z)}{\Omega_z} = \exp\left[2\frac{\alpha}{\gamma} \exp(\gamma t - R^2)\right]. \quad (15)$$

Воспользовавшись соотношением, связывающим вертикальную завихренность с тороидальной скоростью,  $r\omega_z = \partial(rv_\phi)/\partial r$ , получаем выражение для тороидальной скорости  $v_\phi$  вблизи поверхности:

$$v_\phi = v_{\phi oh} \exp[(\alpha / \gamma) \exp(\gamma t - R^2)], \quad (16)$$

а на высоте  $z > h$ :

$$v_\phi = v_{\phi o} \exp[2(\alpha / \gamma) \exp(\gamma t - R^2)], \quad (17)$$

где  $v_{\phi oh} = (\Omega a / 4)(r / a)^3 (z / h)$  и  $v_{\phi o} = (\Omega a / 4)(r / a)^3$ . Радиальный градиент давления связан с тороидальной скоростью соотношением  $\partial p / \partial r = \rho v_\phi^2 / r$ .

Для иллюстрации полученных результатов при интерпретации пылевых вихрей в земной атмосфере примем в качестве характерной величины температурный градиент в приповерхностном слое (Oke et al., 2007) 2 С/м, обычно наблюдаемый в приповерхностном слое во время генерации вихрей. Такой градиент соответствует инкременту конвективной неустойчивости  $\gamma = 0,25 \text{ сек}^{-1}$ .

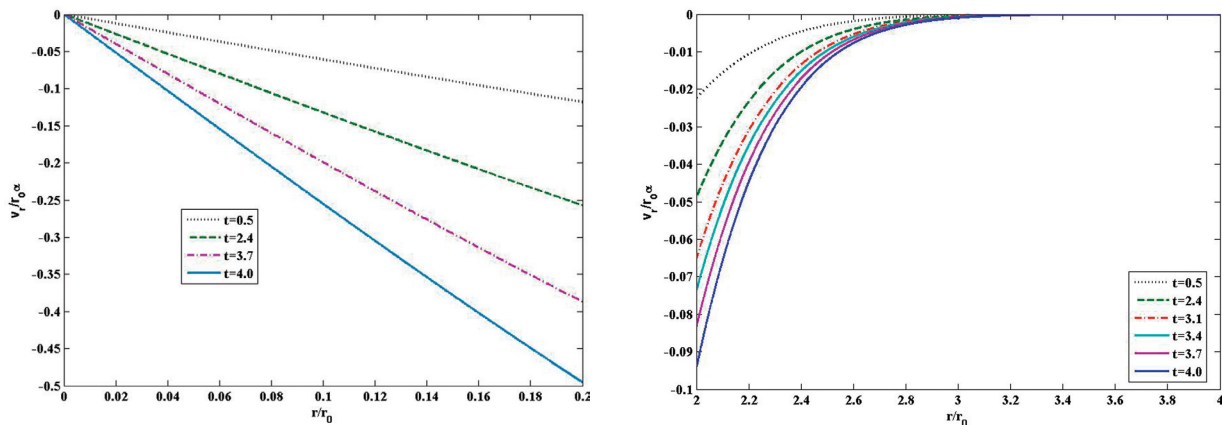


Рис. 2. Нормированная радиальная скорость как функция радиуса и времени во внутренней (слева) и внешней(справа) областях вихря

На рис. 2 для примера показана зависимость радиальной компоненты скорости конвективного движения в интервале  $t \leq 4 \text{ сек}$ . Полученные результаты применимы в областях

$r/r_0 < 0,2$  и  $r/r_0 > 2$ , где справедливо линейное приближение при вычислении инкремента конвективной неустойчивости. В этих областях компоненты скорости обозначены сплошными линиями, а в промежуточной области при  $2 > r/r_0 > 0,2$  – пунктиром. Такое поведение скоростей в промежуточной области можно рассматривать как интерполяцию, соответствующую линейному приближению инкремента неустойчивости. Вертикальная компонента скорости пропорциональна координате. В предположении, что параметр  $\alpha$ , характеризующий степень всасывания в центральную область вихря, равен инкременту  $\gamma$  для вихря с радиусом 10 м, получаем характерную скорость  $r_0\alpha = 2,5$  м/сек. Из рис. 2 видно, что радиальная скорость всегда направлена к центру вихря и пренебрежимо мала на расстоянии  $2r_0$ . Скорость падающего вещества во внешней области вихря существенно меньше скорости поднимающегося вещества внутри вихря. Поведение тороидальной скорости, нормированной на скорость  $v_{\phi 0}$ , согласно уравнению (7) совпадает с поведением вертикальной завихренности, нормированной на  $\Omega_z$ . Таким образом, нормированная вертикальная завихренность, а следовательно, и тороидальная скорость за время  $t \approx 4$  сек усиливаются на 4 порядка.

### Заключение

Пыль, поднимаемая сезонными пылевыми бурями Сахары, может существенно блокировать солнечное излучение, охлаждая океан и оказывая на генерацию тайфунов более заметное влияние, чем Эль-Ниньо. В приближении идеальной гидродинамики развивается новая нелинейная модель генерации конвективных движений и пылевых вихрей в неустойчиво стратифицированной атмосфере. На основе нелинейных уравнений для внутренних гравитационных волн исследуется в аксиально-симметричном приближении модель генерации конвективных ячеек – плюмов. Показано, что в конвективно неустойчивой атмосфере с внешней крупномасштабной завихренностью из плюмов чрезвычайно быстро генерируются мелкомасштабные интенсивные вертикальные вихри. Исследована структура радиальной, вертикальной и тороидальной компонент скорости в таких вихрях, а также структура вертикальной завихренности и тороидальной скорости во внутренней и внешней областях вихря. Пониженное давление в вихрях с интенсивным тороидальным движением ответственно за «засасывание» пыли с поверхности Земли во внутреннюю область вихря.

Полученные результаты частично поддержаны грантами РФФИ № 14-05-00850 и 15-05-07623, а также грантом Президиума РАН № 15.

### Литература

1. *Онищенко О.Г., Похотелов О.А., Астафьева Н.М.* Генерация крупномасштабных вихрей и зональных ветров в атмосферах планет // УФН. 2008. Т. 178. № 6. С. 605–616.
2. *Balme M., Greeley R.* Dust devils on Earth and Mars // Rev. Geophys. 2006. Vol. 44. RG3003.
3. *Church C.R., Baker G.L., Agee E.M.* Characteristics of tornado-like vortices as a function of swirl ratio: A laboratory investigation // J. Atmos. Sci. 1979. Vol. 36. No. 9. P. 1755–1776.



4. Hess S.L. Martian winds and dust clouds // Planet. Space Sci. 1973. Vol. 21. P. 1549–1557. DOI: 10.1016/0032-0633(73)90061-5.
5. Hess G.D., Spillane K.T. Characteristics of dust devils in Australia // Journal of Applied Meteorology. 1990. Vol. 29. P. 498–507.
6. Lau W.K., Kim K. Saharan dust, transport processes, and possible impacts on hurricane activities // AGU. Fall Meeting. Baltimore. MD. USA. 2010. abstract #NH53A-1251.
7. Mullen J.B., Maxworthy T.A. A laboratory model of dust devil vortices // Dynam. Atmos. Ocean. 1977. Vol. 1. No. 3. P. 181–214.
8. Onishchenko O., Horton W., Pokhotelov O., Steno L. Dust devil generation // Phys. Scr. 2014. Vol. 89. No. 7. 075606.
9. Onishchenko O., Pokhotelov O., Horton W., Fedun V. Dust devil vortex generation from convective cells // Ann. Geophys. 2015. Vol. 33. No. 11. P. 1343–1347.
10. Oke A.M.C., Tapper N.J., Dunkerley D. Australian landscape: The role of key meteorological variables and surface conditions in defining frequency and spatial characteristics // J. Arid. Environ. 2007. Vol. 71. No. 2. P. 201–215.
11. Ringrose T.J. Dust devils: Inside dust devils // Astron. Geophys. 2005. Vol. 46. No. 12. P. 5.16–5.19.
12. Sinclair P.C. General Characteristics of Dust Devils // J. Appl. Meteorol. 1969. Vol. 8. P. 32–45.
13. Sinclair P.C. The lower structure of dust devils // J. Atmos. Sci. 1973. Vol. 30. P. 1599–1619.
14. Vatistas G.H., Kozel V., Minh W.C. Simpler model for concentrated vortices // Exp. Fluids. 1991. Vol. 11. P. 73–76.

## Generation of convective motion and dust vortices in unstably stratified atmosphere

O.G. Onishchenko<sup>1,2</sup>, O.A. Pokhotelov<sup>2</sup>, N.M. Astafieva<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Space Research Institute RAS, Moscow 117997, Russia  
E-mail: ast@iki.rssi.ru

<sup>2</sup>Institute of Physics of the Earth RAS, Moscow 117997, Russia  
E-mails: onish@ifz.ru, pokh@ifz.ru

Inflow of dust in the atmosphere is determined by the numerous phenomena among which the most strong are sandy (dust) storms of synoptic scale. According to modern views, dust vortices can serve as seeds of dust storms. Whirlwinds with the helix-like ascending flow can transfer dust to great altitudes. The dust which is picked up by wind is transferred to long distances, having significant impact on global and regional climate. Influence of dust and aerosols on climate change in past, present and future is among poorly studied processes. Dust which is pushed up by seasonal dust storms of the Sahara can substantially block sunlight, cooling the ocean. Influence of dust can be even more essential, than El Niño's influence, on generation of typhoons. Also process of generation of dust vortices is poorly analyzed. In the present study, a new nonlinear model of generation of convective motions and dust vortices in unstably stratified atmosphere is developed in the framework of ideal hydrodynamics. An axially-symmetric model of generation of convective cells (plumes) is studied with the use of nonlinear equations for internal gravity waves. It is shown that in convectively unstable atmosphere possessing an external large-scale vorticity, small-scale intensive vertical whirlwinds are extremely rapidly generated from plumes. The structure of radial, vertical and toroidal velocity components in such whirlwinds is studied. It is found that the lowered pressure in whirlwinds with strong toroidal motion is responsible for "suction" of dust from the Earth's surface to the internal area of a whirlwind. The structure of a vertical vorticity and toroidal speed in internal and external regions of a whirlwind is analyzed.

**Keywords:** unstably stratified atmosphere, generation of convective motion, vortex structures, dust devils, numerical simulations

*Accepted: 14.02.2017*

*DOI: 10.21046/2070-7401-2017-14-2-230-239*

### References

1. Onishchenko O.G., Pokhotelov O.A., Astaf'eva N.M., Generatsiya krupnomasshtabnykh vikhrei i zonal'nykh vetrov v atmosferakh planet (Generation of convective motion and dust vortices in unstably stratified atmosphere), *Uspekhi fizicheskikh nauk RAN*, 2008, Vol. 178, No. 6, pp. 605–616.

2. Balme M. Greeley R., Dust devils on Earth and Mars, *Rev. Geophys.*, 2006, Vol. 44, RG3003.
3. Church C.R., Baker G.L., Agee E.M., Characteristics of tornado-like vortices as a function of swirl ratio: A laboratory investigation, *J. Atmos. Sci.*, 1979, Vol. 36, No. 9, pp. 1755–1776.
4. Hess S.L., Martian winds and dust clouds, *Planet. Space Sci.*, 1973, Vol. 21, pp. 1549–1557. DOI: 10.1016/0032-0633(73)90061-5.
5. Hess G.D., Spillane K.T., Characteristics of dust devils in Australia, *Journal of Applied Meteorology*, 1990, Vol. 29, pp. 498–507.
6. Lau W.K., Kim K., Saharan dust, transport processes, and possible impacts on hurricane activities, *AGU, Fall Meeting, Baltimore, MD, USA*, 2010, Book of Abstracts #NH53A–1251.
7. Mullen J.B., Maxworthy T.A., A laboratory model of dust devil vortices, *Dynam. Atmos. Ocean*, 1977, Vol. 1, No. 3, pp. 181–214.
8. Onishchenko O., Horton W., Pokhotelov O., Steno L., Dust devil generation, *Phys. Scr.*, 2014, Vol. 89, No. 7, 075606.
9. Onishchenko O., Pokhotelov O., Horton W., Fedun V., Dust devil vortex generation from convective cells, *Ann. Geophys.*, 2015, Vol. 33, No. 11, pp. 1343–1347.
10. Oke A.M.C., Tapper N.J., Dunkerley D., Australian landscape: The role of key meteorological variables and surface conditions in defining frequency and spatial characteristics, *J. Arid. Environ.*, 2007, Vol. 71, No. 2, pp. 201–215.
11. Ringrose T.J., Dust devils: Inside dust devils, *Astron. Geophys.*, 2005, Vol. 46, No. 12, pp. 5.16–5.19.
12. Sinclair P.C., General Characteristics of Dust Devils, *J. Appl. Meteorol.*, 1969, Vol. 8, pp. 32–45.
13. Sinclair P.C., The lower structure of dust devils, *J. Atmos. Sci.*, 1973, Vol. 30, pp. 1599–1619.
14. Vattistas G.H., Kozel V., Minh W.C., Simpler model for concentrated vortices, *Exp. Fluids*, 1991, Vol. 11, pp. 73–76.