ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК. НАУКИ О ЗЕМЛЕ, 2024, том 516, № 1, с. 417–422

ГЕОФИЗИКА

УДК 551.51:551.55

ОЦЕНКА СПИРАЛЬНОСТИ АТМОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ, ОБУСЛОВЛЕННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ ПОЛЯ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ

© 2024 г. Л. Х. Ингель[1,3,*], член-корреспондент РАН А. А. Макоско[2,3]

Поступило 09.01.2024 г.
После доработки 17.01.2024 г.
Принята к публикации 18.01.2024 г.

Теоретически оценивается спиральность атмосферных возмущений, обусловленных неоднородностями поля силы тяжести. Для этой цели использована трёхмерная стационарная аналитическая модель линейных возмущений, вносимых пространственными неоднородностями поля силы тяжести в фоновое геострофическое течение стратифицированной вращающейся среды (атмосферы). Из найденного решения следует, что в высокоаномальных регионах амплитуда спиральности возникающих возмущений может быть заметной.

Ключевые слова: неоднородности поля силы тяжести, атмосфера, геострофическое течение, вращающаяся стратифицированная среда, линейные возмущения, спиральность, трёхмерная аналитическая модель

DOI: 10.31857/S2686739724050122

ВВЕДЕНИЕ

В ряде недавних работ авторов [1–3] показано, что, вопреки распространённому мнению, неоднородности поля силы тяжести (НПСТ) могут в некоторых ситуациях приводить к заметным возмущениям атмосферных течений. В частности, при прохождении геострофического течения через область аномалии силы тяжести поток может пересекать искривлённые изоповерхности потенциала силы тяжести; это приводит к возникновению возмущений плавучести, давления и поля скорости. Представляет интерес оценить возможные амплитуды возникающих при этом возмущений спиральности. Фактор спиральности атмосферных течений в последние десятилетия привлекает все большее внимание. Анализ спиральности активно применяется для диагноза и прогноза атмосферных процессов.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Напомним определение спиральности:

$$He = \mathbf{v} \cdot \mathbf{rot}\,\mathbf{v}\,, \tag{1}$$

где $\mathbf{v}$ – вектор скорости течения. В данном случае скорость складывается из скорости фонового течения и линейных возмущений, вызываемых НПСТ. Предполагается, что задано однородное фоновое геострофическое течение с постоянной скоростью U, направленной вдоль одной из горизонтальных осей x. Оно не вносит вклад в $\mathbf{rot}\,\mathbf{v}$, так что в линейном приближении

$$He \approx U\left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial \mathrm{v}}{\partial z}\right), \tag{2}$$

где ось z направлена вертикально вверх, y – вторая горизонтальная координата (в поперечном течению направлении), w и v – соответствующие составляющие возмущений скорости, подлежащие определению.

Рассматриваются стационарные линейные возмущения геострофического течения в модели идеальной стратифицированной вращающейся несжимаемой жидкой среды под влиянием пространственно-неоднородных объёмных сил – неоднородностей поля силы тяжести.

Остановимся подробнее на выборе системы координат и фонового состояния. В отсутствие НПСТ (фоновое состояние) естественно использовать хорошо апробированные стандартные модели геофизической гидродинамики. Сюда относится модель "*f*-плоскости" [4, 5], которая и используется ниже. Согласно этой модели, задача

[1]*НПО "Тайфун", Обнинск, Россия*
[2]*Российская Академия наук, Москва, Россия*
[3]*Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова, Российская Академия наук, Москва, Россия*
**E-mail: lev.ingel@gmail.com*

о движении среды у поверхности общего земного эллипсоида приближённо сводится к “плоской” задаче с однородной силой тяжести, так что вертикальное и горизонтальные направления однозначно определены, и становится удобным использование декартовой системы координат. Если на этом фоне имеются неоднородности поля силы тяжести, то их можно адекватно описывать как действие некоторых дополнительных неоднородных объёмных сил, которые в упомянутой системе координат имеют не только вертикальную, но и горизонтальные составляющие, и изучать возмущения, вызываемые этими дополнительными силами.

В отсутствие упомянутых неоднородностей поля силы тяжести задано, как упоминалось выше, однородное фоновое геострофическое течение вдоль одной из горизонтальных осей x:

$$U = -\frac{1}{f\overline{\rho}}\frac{\partial \overline{p}}{\partial y}. \tag{3}$$

Здесь f – параметр Кориолиса (используется приближение f–плоскости), p – давление. Предполагается, что фоновые распределения плотности и давления (обозначены чертой) зависят не только от высоты z, но и от одной из горизонтальных координат y. Удобна для анализа, например, модель

$$\begin{gathered}
\overline{\rho} = \rho_0 \exp\left[-\left(\frac{z}{H} + \frac{y}{L_\rho}\right)\right],\\
\overline{p} = g\rho_0 H \exp\left[-\left(\frac{z}{H} + \frac{y}{L_\rho}\right)\right],\\
U = \frac{gH}{fL_\rho} = \text{const.}
\end{gathered} \tag{4}$$

где смысл постоянных ρ_0, H, L_ρ достаточно очевиден. Такое задание фонового состояния позволяет в простейших случаях свести задачу к системе уравнений с постоянными коэффициентами.

В линейном приближении исследуются возмущения, которые вносятся в этот поток неоднородностями силы тяжести. Горизонтальные и вертикальная составляющие этих «дополнительных» ускорений описываются соответственно величинами $g_x(x,y,z)$, $g_y(x,y,z)$ и $g_z(x,y,z)$. Полная сила тяжести представляет собой векторную сумму этих возмущений и средней силы тяжести, которая ниже, как обычно, обозначается константой g. Если обозначить потенциал силы тяжести через Φ, то имеют место соотношения

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = -g_x, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial z} = g - g_z, \; \frac{\partial g_x}{\partial z} = \frac{\partial g_z}{\partial x} \text{ и т. п.} \tag{5}$$

Вертикальные отклонения эквипотенциальных поверхностей можно выразить следующим образом: $h = -\Phi / g = \int g_x dx / g$, где нижний предел интегрирования – “отсчётная” точка, в которой упомянутые отклонения отсутствуют.

Линеаризованная система уравнений для стационарных возмущений скорости, давления и плотности в идеальной несжимаемой среде имеет вид:

$$\begin{gathered}
U\overline{\rho}\frac{\partial u'}{\partial x} = -\frac{\partial p'}{\partial x} + f\overline{\rho}\mathrm{v} + \overline{\rho}g_x,\\
U\overline{\rho}\frac{\partial \mathrm{v}}{\partial x} = -\frac{\partial p'}{\partial y} - f\overline{\rho}u' - fU\rho' + \overline{\rho}g_y,\\
U\overline{\rho}\frac{\partial w}{\partial x} = -\frac{\partial p'}{\partial z} - g\rho' + \overline{\rho}g_z,\\
\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial \mathrm{v}}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0,\\
U\frac{\partial \rho'}{\partial x} + \mathrm{v}\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial y} + w\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial z} = 0.
\end{gathered} \tag{6}$$

Здесь, как упоминалось выше, v, w – возмущения составляющих скорости вдоль осей y и z; возмущения других величин обозначены штрихом.

На нижней границе среды задано условие непротекания. На твёрдой горизонтальной поверхности оно имеет вид

$$w\big|_{z=0} = 0. \tag{7}$$

При $z \to \infty$ предполагается затухание возмущений.

ПРИБЛИЖЁННОЕ РЕШЕНИЕ

Исключая из (6) часть неизвестных, нетрудно получить систему двух уравнений с постоянными коэффициентами

$$\begin{gathered}
\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} - \frac{1}{H}\frac{\partial w}{\partial z} + \frac{g}{HU^2}w =\\
= -\frac{\partial^2 \mathrm{v}}{\partial y \partial z} + \frac{1}{H}\frac{\partial \mathrm{v}}{\partial y} - \frac{f}{U}\frac{\partial \mathrm{v}}{\partial z} + \frac{1}{HU}g_x,\\
\frac{\partial^2 \mathrm{v}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathrm{v}}{\partial y^2} - \frac{1}{L_\rho}\frac{\partial \mathrm{v}}{\partial y} =\\
= -\frac{\partial^2 w}{\partial y \partial z} + \frac{f}{U}\left(1 + \frac{U^2}{gH}\right)\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{f}{UH}w + \frac{f}{gH}g_x.
\end{gathered} \tag{8}$$

Входящая в знаменатель одного из слагаемых величина L_ρ очень велика по сравнению с другими пространственными масштабами в данной задаче (если $f = 10^{-4}$ с$^{-1}$, $H = 10^4$ м, $U = 10$ м/с, то $L_\rho = 10^8$ м). Поэтому упомянутым слагаемым уверенно можно пренебречь и второе уравнение (8) записать в виде

$$\Delta_h \mathrm{v} \approx -\frac{\partial^2 w}{\partial y \partial z} + \frac{f}{U}\left(1 + \frac{U^2}{gH}\right)\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{f}{UH} w + \frac{f}{gH} g_x, \quad \Delta_h \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}. \tag{9}$$

Применение оператора Δ_h к первому уравнению (8), с учётом (9), сводит систему к одному уравнению для w. В общем виде оно весьма громоздко, но масштабный анализ позволяет существенно упростить задачу.

Обозначим характерные горизонтальные масштабы неоднородностей поля силы тяжести через L_x и L_y. Характерный вертикальный масштаб при этом будет порядка меньшего из них (это легко видеть из масштабного анализа уравнения Лапласа для потенциала силы тяжести). Рассматриваем ситуации, когда все эти масштабы больше или порядка 100 км. При таких характерных пространственных масштабах и при упомянутых выше значениях остальных параметров, масштабный анализ уравнений, как легко убедиться, приводит к следующему результату: основными являются последние слагаемые в левой и правой частях первого уравнения (8). Иными словами, для вертикальной скорости получается приближенное решение

$$w \approx U \frac{g_x}{g}. \tag{10}$$

Его смысл вполне прозрачен: оно описывает обтекание потоком поверхностей равного потенциала силы тяжести. Но это решение не удовлетворяет краевому условию (7). Последнее также понятно: если подстилающая поверхность не совпадает ни с одной эквипотенциальной поверхностью, то условие непротекания на подстилающей поверхности, очевидно, несовместимо с идеальным обтеканием искривлённых изоповерхностей потенциала. Поэтому вблизи подстилающей поверхности образуется относительно тонкий пограничный слой [3], в котором решение (10) существенно нарушается. При получении (10) не были учтены слагаемые с малыми коэффициентами при старших производных по z в безразмерных уравнениях. Для корректного описания погранслоя необходимо их учесть.

Остановимся на важном предельном случае, соответствующем атмосферным движениям достаточно крупного масштаба.

Предполагаем малость числа Фруда $\mathrm{F} = U / \sqrt{gH}$ и достаточно большие горизонтальные масштабы неоднородностей: $L_{x,y} >> U / f,\ H$ (первое из этих ограничений означает малость соответствующих чисел Россби). В этом случае генерируются захваченные возмущения, и масштабный анализ приводит к существенному упрощению системы (8):

$$\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} - \frac{1}{H}\frac{\partial w}{\partial z} + \frac{g}{HU^2} w \approx \frac{1}{H}\frac{\partial \mathrm{v}}{\partial y} - \frac{f}{U}\frac{\partial \mathrm{v}}{\partial z} + \frac{1}{HU} g_x, \quad \Delta_h \mathrm{v} \approx \frac{f}{U}\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{f}{UH} w + \frac{f}{gH} g_x. \tag{11}$$

Оценим отношение двух слагаемых первого из этих уравнений, содержащих v:

$$\left| \frac{1}{H}\frac{\partial \mathrm{v}}{\partial y} \middle/ \frac{f}{U}\frac{\partial \mathrm{v}}{\partial z} \right| \sim \frac{U}{fL_y}\frac{\Delta z}{H}. \tag{12}$$

Здесь Δz — характерный вертикальный масштаб, на котором существенно изменяются составляющие скорости (толщина вышеупомянутого пограничного слоя). Если этот масштаб много меньше характерной толщины атмосферы H, то отношение (12) много меньше единицы, и первым слагаемым в правой части первого уравнения (11) можно пренебречь (малость этого слагаемого можно будет дополнительно проверить апостериори). Тогда система (11) сводится к одному уравнению

$$\Delta_h \Delta_v w - \frac{1}{H}\frac{\partial \Delta_h w}{\partial z} + \frac{g}{HU^2}\Delta_h w + \left(\frac{f}{U}\right)^2 \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} - \frac{1}{H}\left(\frac{f}{U}\right)^2 \frac{\partial w}{\partial z} \approx \frac{1}{HU}\Delta_h g_x - \frac{f^2}{gHU}\frac{\partial g_x}{\partial z}; \quad \Delta_v \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}. \tag{13}$$

Чтобы получить решение в явном аналитическом виде, рассмотрим простейшую модель с периодической по x и y неоднородностью поля силы тяжести:

$$g_x = G\exp(-kz)\cos(k_x x)\cos(k_y y),$$

$$k_{x,y} = \frac{2\pi}{L_{x,y}},$$

$$g_y = -G\frac{k_y}{k_x}\exp(-kz)\sin(k_x x)\sin(k_y y), \quad (14)$$

$$k = \left(k_x^2 + k_y^2\right)^{1/2},$$

$$g_z = -G\frac{k}{k_x}\exp(-kz)\sin(k_x x)\cos(k_y y),$$

где G – амплитуда НПСТ. Решение для возмущений также ищется в виде горизонтальной гармоники, в частности,

$$w(x,z) = W(z)\cos(k_x x)\cos(k_y y).$$

Для амплитудной функции W получается приближённое уравнение

$$\frac{d^2W}{\partial z^2} - \frac{1}{H}\frac{\partial W}{\partial z} - \frac{gk^2}{Hf^2}W \approx -\frac{GUk^2}{Hf^2}\exp(-kz)$$

(помимо упомянутых выше упрощений, учтена малость безразмерного параметра f^2 / kg). Общее решение последнего уравнения стандартным образом ищется в виде суммы общего решения однородного уравнения и частного решения неоднородного W_n. Последнее, с учётом малости безразмерных параметров f^2 / kg, Hf^2 / g, имеет вид

$$W_n \approx U\frac{G}{g}\exp(-kz). \quad (15)$$

Это – частный случай приближенного решения (8). Чтобы удовлетворить краевому условию на поверхности необходимо добавить соответствующее решение однородного уравнения. Его характеристическое уравнение имеет вид

$$\sigma^2 - \sigma / H - gk^2 / Hf^2 = 0. \quad (16)$$

Пусть, например, $k = 3 \cdot 10^{-6}$ м$^{-1}$, что соответствует минимальной длине полуволны неоднородности порядка 1000 км. В этом случае при указанных выше значениях других параметров обратное число Бургера [8] $\mathrm{B} = f^2 / gHk^2$ порядка 10^{-2}, поэтому ограничиваемся случаем малых значений B, когда

$$\sigma \approx \pm\frac{k}{f}\left(\frac{g}{H}\right)^{1/2}. \quad (17)$$

Согласно краевым условиям, выбираем отрицательное значение $\sigma = -kS$, где безразмерное число $S = (1/f)(g/H)^{1/2}$, так что решение для вертикальной скорости имеет вид

$$w \approx U\frac{G}{g}\left[\exp(-kz) - \exp(-Skz)\right]\cos(k_x x)\cos(k_y y). \quad (18)$$

Второе уравнение (11) в рассматриваемом предельном случае имеет вид

$$\Delta_h \mathrm{v} \approx (f / U)(\partial w / \partial z), \quad (19)$$

откуда

$$\mathrm{v} \approx \frac{f}{k}\frac{G}{g}\left[\exp(-kz) - S\exp(-Skz)\right]\cos(k_x x)\cos(k_y y). \quad (20)$$

Имеет смысл остановиться на ситуациях, когда горизонтальные масштабы L_x, L_y одного порядка, как и величины k_x, k_y (случай $L_y >> L_x$ близок к ранее рассмотренной двумерной задаче [2], а обратное неравенство отвечает не представляющему интереса случаю течения, направленного вдоль неоднородностей). Из (18) – (20) нетрудно убедиться, что в рассматриваемом случае $|\partial \mathrm{v} / \partial y| >> |\partial w / \partial z|$ (поскольку предполагается, что $f / Uk_{x,y} >> 1$). Это означает, что, в отличие от двумерной задачи, основные слагаемые в уравнении неразрывности – слагаемые с горизонтальными производными, так что $\partial u' / \partial x \approx -\partial \mathrm{v} / \partial y$ и

$$u' \approx \frac{k_y}{k_x}\frac{f}{k}\frac{G}{g}\left[\exp(-kz) - S\exp(-Skz)\right]\sin(k_x x)\sin(k_y y) \quad (21)$$

Из последнего уравнения (6), с учётом (4),

$$\frac{\partial \rho'}{\partial x} = \frac{\bar{\rho}}{U}\left(\frac{\mathrm{v}}{L_\rho} + \frac{w}{H}\right).$$

Как легко убедиться, при рассматриваемых значениях параметров основным в скобках в последнем выражении является второе слагаемое. Отсюда, с учётом (18),

$$\rho' \approx \frac{\bar{\rho}G}{gHk_x}\left[\exp(-kz) - \exp(-Skz)\right]\sin(k_x x)\cos(k_y y).$$

Отметим, что результаты могут быть весьма чувствительными по отношению к неоднородностям рельефа подстилающей поверхности с горизонтальными масштабами, сравнимыми с L_x, L_y.

Например, в [3] показано, что над водной поверхностью, с учётом её деформации в неоднородном поле силы тяжести, некоторые результаты могут существенно меняться.

СПИРАЛЬНОСТЬ ВОЗНИКАЮЩИХ ТЕЧЕНИЙ

Свойства найденного решения были проанализированы в [1], поэтому здесь ограничимся анализом спиральности возникающих возмущений. С учётом того, что $f / Uk_{x,y} >> 1$, нетрудно убедиться, что первое слагаемое в (2) по абсолютной величине много меньше второго, так что

$$He \approx -U\frac{\partial \mathrm{v}}{\partial z} \approx \approx Uf\frac{G}{g}\left[\exp(-kz) - S^2\exp(-Skz)\right]\cos(k_x x)\cos(k_y y). \quad (22)$$

При рассматриваемых значениях параметров безразмерный параметр $S \approx 300$. Это означает, что к медленно затухающей с высотой экспоненте $\exp(-kz)$ добавляется относительно тонкий, но весьма интенсивный пограничный слой толщиной порядка $(kS)^{-1}$. В рассматриваемом численном примере толщина погранслоя порядка 1 км. В квадратных скобках в (22) в пределах этого погранслоя существенно преобладает второе слагаемое, так что в этом слое

$$He \approx -S^2 Uf\frac{G}{g}\exp(-Skz)\cos(k_x x)\cos(k_y y) = = -\frac{UG}{fH}\exp(-Skz)\cos(k_x x)\cos(k_y y). \quad (23)$$

Если $f = 10^{-4}$ с$^{-1}$, $U = 10$ м/с, $H = 10^4$ м, $G = 30$ мГал, то амплитуда вариаций спиральности порядка $3 \cdot 10^{-3}$ м/с^2. Это примерно на порядок меньше натурных данных [7], относящихся к средней по слою спиральности в атмосферном пограничном слое.

Вне погранслоя преобладает первая экспонента в (22), но она вносит лишь малый вклад в полную спиральность во всем столбе воздуха (интеграл по z от He), амплитуда которой приближенно равна

$$\frac{UG}{SfHk} = U|h|\left(\frac{g}{H}\right)^{1/2}. \quad (24)$$

Если амплитуда вариаций высоты эквипотенциальных поверхностей $|h| = 10$ м, то значение (24) порядка 3 м^2/с^2. Это также примерно на порядок меньше, например, характерного значения спиральности в столбе экмановского погранслоя (половины квадрата скорости геострофического ветра [6]).

Приведённые оценки справедливы для районов с низко- и среднеаномальными значениями гравитационных аномалий. В высокоаномальных районах величины G и h могут быть значительно больше указанных в примере значений.

Так, в Российской Федерации на территории Алтая, Тывы, западе Бурятии гравитационные аномалии достигают −220 ÷ −240 мГал, а высоты квазигеоида на территории Алтая и Тывы составляют −44 м, на западе ЕТР +32 м, на Дальнем Востоке и Камчатке +20 м [8]. В этих районах средняя в пограничном слое спиральность, обусловленная НПСТ, будет характеризоваться величиной порядка 3×10^{-2} м/с^2, а полная спиральность – порядка 10 м^2/с^2.

Не исключено, что в этих районах обусловленная НПСТ спиральность может быть важным фактором в динамике атмосферных процессов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Неоднородности поля силы тяжести, вообще говоря, могут приводить к заметным упорядоченным возмущениям поля скорости атмосферных течений на бóльших территориях. Рассмотренная трёхмерная модель позволяет понять и проанализировать некоторые простейшие механизмы и закономерности генерации таких возмущений и сделать ориентировочные оценки. Получены простые выражения для спиральности генерируемых возмущений. Представляется, что это может быть заметным и полезным уточнениям к ранее известным механизмам генерации спиральности.

Также представляется весьма актуальным проведение численных экспериментов на основе гидродинамических моделей прогноза метеорологических полей, используемых в оперативной практике, для идентификации механизма генерации спиральности, обусловленного НПСТ.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках темы госзадания FMWR-2022-0019.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ingel L. Kh., Makosko A. A.* Geostrophic flow disturbances influenced by inhomogeneities of gravity field. 3D analytical model // Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics. 2021. V. 115. № 1. P. 35–43. DOI: 10.1080/03091929.2020.1762080.
2. *Ингель Л. Х., Макоско А. А.* Введение в теорию влияния неоднородностей поля силы тяжести на динамику атмосферы. М.: РАН, 2017. 36 с.
3. *Ингель Л. Х., Макоско А. А.* Возмущения геострофического течения под влиянием неоднородностей поля силы тяжести // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53. № 5. С. 579–587.
4. *Педлоски Дж.* Геофизическая гидродинамика. М.: Мир, 1984. Т. 1. 398 с.
5. *Гилл А. Е.* Динамика атмосферы и океана. Т. 1. М.: Мир, 1986. 397 с.
6. *Курганский М. В.* О связи между спиральностью и потенциальным вихрем в сжимаемой вращающейся жидкости // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1989. Т. 5. № 12. С. 1326–1329.
7. *Вазаева Н. В., Чхетиани О. Г., Кузнецов Р. Д., Каллистратова М. А., Крамар В. Ф., Люлюкин В. С., Кузнецов Д. Д.* Оценка спиральности в атмосферном пограничном слое по данным акустического зондирования // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53. № 2. С. 200–214.
8. Национальный атлас России. Том 2. Природа и экология. 2007. Геологическое строение и ресурсы недр. Аномалии гравитационного поля / ПКО “Картография” под общ. рук. М-ва транспорта Российской Федерации и Роскартографии. 2007. С. 36–39. URL: http://neotec.ginras.ru/neomaps/M100_Russia_1995_Gravimetric.jpg

ESTIMATION OF THE HELICITY OF ATMOSPHERIC DISTURBANCES CAUSED BY GRAVITY FIELD INHOMOGENEITIES

L. Kh. Ingel[a,c], **Corresponding Member of the RAS A. A. Makosko**[b,c,#]

[a] *Research and Production Association “Typhoon”, Obninsk, Russian Federation*
[b] *Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation*
[c] *Obukhov Institute of Atmospheric Physics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation*
[#] *E-mail: aamacosco@mail.ru*

The helicity of atmospheric disturbances caused by inhomogeneities in the gravity field is theoretically estimated. For this purpose, a three-dimensional stationary analytical model of linear disturbances introduced by spatial inhomogeneities of the gravity field into the background geostrophic flow of a stratified rotating medium (atmosphere) was used. From the solution found, it follows that in highly anomalous regions the amplitude of the helicity of emerging disturbances can be noticeable.

Keywords: gravity field inhomogeneities, atmosphere, geostrophic flow, rotating stratified medium, linear disturbances, helicity, three-dimensional analytical model