

УДК 536.516:621.1

К ВОПРОСУ О ДИНАМИКЕ ПРИЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ

Б. Х. Драганов, доктор технических наук

e-mail: nni.elektrik@gmail.com

Аннотация. *Приведена система уравнений для основных характеристик динамики приземной атмосферы и условия вероятности ее устойчивости. Указаны отличительные особенности пограничного слоя.*

Ключевые слова: *приземный слой атмосферы, флуктуации, устойчивость, вероятность, динамика потока, энтропия, пограничный слой, шероховатость поверхности.*

При анализе воздушных потоков в приземном слое атмосферы необходимо учитывать наличие вертикальной температурной стратификации и связанного с ней вертикального турбулентного потока тепла.

Проблема устойчивости существенна в технических системах. В изолированной системе, в которой основные параметры постоянны, возникают условия устойчивости [1].

Цель исследований – разработка метода исследования гидродинамики потока приземной атмосферы.

Материалы и методика исследований.

Одной из особенностей потока ветра заключается его неустойчивость, зависящая от случайных факторов. Другая особенность потока ветра в том, что он характеризуется выраженными флуктуациями. Анализ стохастического характера данных явлений и определение их основных закономерностей сможет указать пути для максимально эффективного использования энергии ветра [2].

Результаты исследований. Локальное изменение состояния определяется зависимостью

$$x = \varphi(t, t_0, x_0), \quad (1)$$

где x_0 обозначает состояние в момент времени t_0 . Здесь предполагается, что φ — функция, непрерывно дифференцируемая по $(t \geq t_0)$.

Кроме того, предположим, что (1) остается справедливым в окрестности x_0 , определяемой некоторым отклонением δ . Величина

$$y(t) = \varphi(t; x_0 + \delta) - \varphi(t; x_0) \quad (2)$$

характеризует изменение функции φ , вызванное первоначальным возмущением δ в момент времени t . Из непрерывности φ следует, что $|y(t)|$ мало, если мало $|\delta|$ и не слишком велико t . Здесь $|y(t)|$ означает расстояние $\sqrt{\sum y_i^2}$ в пространстве состояний.

Это приводит к следующему определению устойчивости движения (2): если для любого $\varepsilon > 0$ существует $k(\varepsilon) > 0$ такое, что

$$|\varphi(t; x_0 + \delta) - \varphi(t; x_0)| < \varepsilon \quad (3)$$

при всех значениях t , как только $|\delta| < k(\varepsilon)$ [3].

Кроме того, устойчивость будет асимптотической, если для всех допустимых δ

$$\lim_{t \rightarrow \infty} |\varphi(t; x_0 + \delta) - \varphi(t; x_0)| = 0. \quad (4)$$

В этом случае возмущение движения стремится вернуться к первоначальному при $t \rightarrow \infty$. Поэтому, если положительно определенная сумма y^2 (квадрат расстояния) не возрастет, другими словами, ее производная по времени удовлетворяет условию

$$(\dot{y}^2) \leq 0 \quad (< 0) \quad (5)$$

при всех значениях t , то движение будет устойчивым (≤ 0) или асимптотически устойчивым (< 0).

Флуктуации характеризуют случайные отклонения физических величин от их средних значений. Простейшей мерой флуктуации величины x служит ее дисперсия σ_x^2 , т. е. средний квадрат отклонения x от среднего значения \bar{x} .

Основы теории флуктуации изложены в работах Дж. У. Гиббса [4].

С помощью Гиббса распределений, как в классическом, так и в квантовом случае, можно вычислить флуктуации в состоянии статистического равновесия для систем, находящихся в различных физических условиях; при этом флуктуации выражаются через равновесные термодинамические параметры и производные термодинамических потенциалов. Например, для системы с постоянным объемом V и постоянным числом частиц N , находящейся в контакте с термостатом (с температурой T), каноническое распределение Гиббса дает для флуктуации энергии (ε): $\Delta\varepsilon^2 = (kT)^2 c_V$, где c_V — теплоемкость при постоянном объеме. Такое же выражение для флуктуации справедливо и в случае квантовой статистики, различаются лишь явные выражения для c_V . В приведенном примере флуктуирует пропорциональность объему (т. н. экстенсивная) величина — энергия.

В большинстве случаев выполняется предположение о том, что равновесные термодинамические соотношения справедливы для термодинамических переменных, определенных в элементарном объеме. В этом и состоит концепция локального равновесия.

Более общее выражение вероятности анализируемого процесса записывается так [5]:

$$P = Z \exp \left[\frac{\delta^2 S}{2k} \right] = Z \exp \left[\frac{-11}{2kT} \left(\delta T \delta S - \delta p \delta V + \sum_k \delta \mu_k \delta N_k \right) \right], \quad (6)$$

где N_k — число молекул, k — находится из выражения для числа Авогадро $kN_A = R$, где R — газовая постоянная, μ_k — химический потенциал, Z — нормированный множитель, S — энтропия.

Очень важными вторичными тепловыми процессами являются такие, как перенос тепла ветровыми потоками, процессы конденсации водяного пара и образования мелких капелек или ледяных частиц в атмосфере. Известно, то конденсация и замерзание сопровождаются выделением тепла. В целом, конденсация водяных паров (сопровождающаяся образованием облаков и

тумана) обеспечивает более значительный приток энергии в атмосферу, чем нагрев от поверхности Земли.

Нагревание земной поверхности за счет солнечной радиации приводит к нарушению устойчивости атмосферы, обусловленному интенсивной конвекцией (вертикальным перемещением) [6]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} + \nu \nabla^2 u; \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial y} + \nu \nabla^2 v; \\ \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} + \nu \nabla^2 w - \frac{g}{T_0} T'. \end{aligned} \quad (7)$$

В этих уравнениях член $-\frac{g}{T_0} T'$, описывающий «архимедовы ускорения» жидких частиц, учитывает влияние силы тяжести. В то же время сила Кориолиса здесь отброшена, так как эта сила в пределах нижних 50 м (или около того) не оказывает заметного влияния на осредненное движение, а значит, не может влиять на пульсационное движение, скорость которого в нижней атмосфере примерно на порядок ниже средней скорости. Разумеется, для нескольких десятков метров над поверхностью Земли уравнения (6) без силы Кориолиса уже становятся неприменимыми; это надо иметь в виду при сопоставлении выводов из указанных уравнений с данными наблюдений.

Уравнение неразрывности в приближении свободной конвекции может быть записано также, как и в случае несжимаемой жидкости:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (8)$$

Устойчивость рассматриваемой системы зависит от многих взаимосвязанных факторов. Решение математической модели нелинейной теории устойчивости основано на методах, приведенных в работах [7,8].

Исследованиями показано, что относительное расположение критического сечения пограничного слоя, в котором ламинарный слой

переходит в турбулентный, существенно зависит от степени возмущенности набегающего на тело внешнего потока.

Немалую роль играет кривизна поверхности. На вогнутых поверхностях даже сравнительно малая кривизна оказывает существенное влияние на переход в турбулентный режим. На выпуклых поверхностях такое влияние незаметно.

Бугорки шероховатости поверхности играют роль источников возникновения возмущений в пограничном слое. Эти возмущения присоединяются к тем, которые вносятся в пограничный слой из внешнего потока.

Внутри пограничного слоя влияние вязкости проявляется в том, что скорость, параллельная поверхности стенки, изменяется вдоль направления, перпендикулярного поверхности, то есть существует градиент скорости $\partial u / \partial y$ (u – составляющая скорости, параллельная стенке, y – расстояние по нормали до стенки). С возрастанием расстояния y скорость u постепенно растет, достигая в конце концов величины u_e – скорости невязкого течения на внешней границе пограничного слоя. По сравнению с основным потоком – оно замедленное.

Перемешивание является важным фактором, характеризующим отрыв, который можно выразить в виде некоторого параметра [9,10].

Количество движения жидкости вблизи стенки мало и ее способность к движению в направлении возрастания давления оказывается ограниченной. Замедляющийся основной поток не в состоянии сообщить энергию жидкости в пограничном слое и ускорить ее движение. Точка, в которой $\left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} = 0$, определяется как точка отрыва. В точке отрыва поток начинает отходить от стенки под небольшим углом. Это сопровождается существенными гидродинамическими потерями.

Заключение

Изучение механики потока атмосферы в области приземного слоя, включая поток ветра, позволяет определить степень устойчивости анализируемой системы и использовать эти закономерности при решении технологических задач.

Литература

1. Ляпунов А.М. Собр.соч.Т.2. / Ляпунов А.М. – М-Л., 1956. – С. 7–263.
2. Драганов Б.Х. Анализ флуктуации потока ветра в ветродвигателях / Б.Х. Драганов, В.В. Козырский // Энергетика і автоматика. – 2014. – №1.
3. Trensdel C. Thermodynamics and the stability of Fluid Motion / C. Trensdel, D.D. Coreman, I. Greenberg // Arch for National Mechanics and Analysis, 25, 321. – 1967.
4. Gibbs G.W. Collect Works, Longman Green, New York, London, Toronto. 1st. Ed., 1928, Reprinted 1931 Equilibrium of Non Homogeneous Substances.
5. Пригожин И. Современная термодинамика. От тепловых двигателей до диссипативных структур./ И. Пригожин, Д. Кондепуди.- М.: Мир, 2002. – 462 с.
6. Лойцянский Л.Г. Механика жидкостей и газа / Л.Г. Лойцянский.- М.: Наука, 1970. – 904 с.
7. Калюжный Г.С. Диффузия газов и аэрозолей в турбулентных потоках / Г.С. Калюжный, А.А. Коваленко, В.И. Соколов, С.А. Минин. – Луганск: Восточ. гос. ун-т, 1999. – 96 с.
8. Брэдшоу П. Введение в турбулентность и ее измерение / П. Брэдшоу [пер. с англ. под ред. Г.С. Глушко]. – М.: Мир, 1974. – 279 с.
9. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя [пер. с нем.] / Г. Шлихтинг. – М.: Наука, 1974. – 384 с.
10. Чжен П. Отрывные течения / П. Чжен. – М.: Мир, 1972. – 300 с.

ДО ПИТАННЯ ПРО ДИНАМІКУ ПРИЗЕМНОЇ АТМОСФЕРИ

Б.Х. Драганов

Анотація. *Наведено систему рівнянь для основних характеристик динаміки приземної атмосфери та умови ймовірності її стійкості. Вказані відмінні особливості прикордонного шару.*

Ключові слова: *приземний шар атмосфери, флуктуації, стійкість, ймовірність, динаміка потоку, ентропія, прикордонний шар, шорсткість поверхні.*

TO THE PROBLEM OF THE DYNAMICS OF GROUND ATMOSPHERE

B. Draganov

Annotation. *Shows the system of equations for the dynamics of the main characteristics of the atmosphere and surface conditions the probability of sustainability. These distinctive features boundary layer.*

Key words: *the surface layer of the atmosphere, fluctuations, stability, probability, flow dynamics, entropy, the boundary layer, the surface roughness.*