

ОБЗОР ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РАБОТ, ПОСВЯЩЕННЫХ МОДЕЛИРОВАНИЮ ЯВЛЕНИЙ ОБТЕКАНИЯ НЕРОВНОСТЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

М.К. Беданок

Майкопский государственный технологический институт, Майкоп

Рассматриваются двумерные задачи обтекания неровностей поверхности земли следующих типов: нелинейные и линеаризованные, многослойные и однослойные, ограниченные и неограниченные. Обсуждается проблема наличия устойчивого слоя в средней тропосфере.

В настоящее время все более выявляется необходимость знания особенностей распределения метеорологических элементов над сложным рельефом, в частности в горных районах. Это важно для разработки методов локального прогноза погоды, искусственного воздействия на погоду и климат, а также для планирования авиации. Исследованием этих проблем занимается мезометеорология. Мезометеорологическими называются метеорологические явления, имеющие горизонтальные масштабы от нескольких сотен метров до нескольких сотен километров. Анализ орографической облачности на спутниковых фотографиях может служить удобным индикатором атмосферных процессов. По фотографиям облачного покрова Земли, полученных с метеорологических искусственных спутников, было установлено, что с подветренной стороны горных хребтов возникают системы облачных полос, которые вытянуты параллельно им. Нередко подобные системы облачности за горными препятствиями (Кордильеры, Альпы, Урал, Кавказ, Крым, Сьерра - Невада и др.) распространяются на многие сотни километров и сохраняются в течении длительного времени. Дополнительная информация о подобных процессах может быть получена на основе специально поставленных наблюдений в лабораторных или экспедиционных условиях. Атмосфера находится в непрерывном движении. Под влиянием неоднородностей земной поверхности типа горных систем происходит возмущение воздушного потока. Возмущенные движения представляют собой систему волн, на восходящей ветви которых может сформироваться облачность.

В общем случае система уравнений, описывающая эти процессы, исключительно сложна не только с точки зрения ее решения, (эти трудности с помощью численных методов и вычислительных машин в настоящее время постепенно преодолеваются), но и физического содержания отдельных членов уравнений этой системы. При исследовании конкретных атмосферных явлений и процессов система уравнений всегда упрощается достаточно обоснованно с помощью различных предположений. Режим движения определяется градиентами давления, температуры, и скорости.

В полном объеме теоретическая задача о свойствах воздушного потока, преодолевающего неровности рельефа земли очень сложна. Сложность ее определяется тем, что нужно учитывать комплексно действие очень многих самых различных факторов. В качестве важнейших из них отметим следующие: пространственную неоднородность свойств натекающего потока, пространственную изменчивость свойств подстилающей поверхности и нелинейность адвективных составляющих движения. Получить решение такой задачи в аналитическом виде, очевидно, невозможно. Но и численное решение ее при современном уровне развития вычислительной техники и математики представляется затруднительным. В силу этого имеет несомненный интерес постановка и решение некоторых частных идеализированных подходов к решению общей задачи. К тому же полученные к настоящему времени результаты как теоретического, так и экспериментального изучения этой проблемы говорят о том, что нередко можно обойтись без точного и полного учета всех физических факторов, относящихся к этой задаче. Дело в том, что с одной стороны современные средства наблюдений не позволяют составить представления о свойствах воздушного потока во всех деталях, более того не всегда это удастся сделать даже в общих чертах, а с другой стороны, многие важные характеристики потока, преодолевающего неровности рельефа, выясненные проведенными к настоящему времени наблюдениями, удастся получить расчетно с помощью довольно упрощенных теоретических схем. Теоретических работ по решению таких отдельных частных задач много. Имеются достаточно подробные обзоры по этим задачам (см., например, [1]-[9]), а также в отдельных работах [10-15] дан достаточно подробный анализ важных сторон этой проблемы.

Ограничимся рассмотрением исключительно стационарных двумерных задач. Они дают представление о переваливании воздушного потока через очень длинный (в принципе бесконечный) хребет цилиндрической формы. Решение строится в плоскости, перпендикулярной к образующей хребта, а от координаты,

направленной вдоль образующих, ничего не зависит. Они позволяют в наглядной форме вскрыть наиболее важные особенности явлений обтекания. В подавляющем большинстве работ авторы исходят из адиабатичности движений, пренебрегают вязкостью, теплопроводностью и влажностью воздуха. Основным состоянием считается состояние натекающего потока. Этот поток вдали перед неровностью земли движется над плоской землей, стационарен и не возмущен. Здесь он горизонтален, и все ее параметры зависят лишь от одной вертикальной координаты. Вдоль вертикали выполняется условие гидростатического равновесия, так что распределение плотности, давления и температуры в основном состоянии определяется заданием какой-либо одной величины - остальные находят за счет использования дополнительно к условию равновесия уравнения состояния. Обычно задаются ходом температуры, реже - плотности. Кроме этого, натекающий поток характеризуется величиной скорости. Необходимо подчеркнуть, что свойства натекающего потока во всех работах практически учитываются одинаково посредством параметра:

$$k^2 = \frac{1}{\bar{u}^2} \left[g \frac{\gamma_a - \gamma}{T_1} \right], \quad (1)$$

где \bar{u} - скорость натекающего потока, g - ускорение силы тяжести, γ_a и γ - сухоадиабатический и обычный градиенты температуры, T_1 - среднее значение температуры в тропосфере.

Второй сомножитель уравнения (1) определяет частоту собственных колебаний ν_c , частицы воздуха при смещении ее с исходного уровня, которая называется частотой Брента-Вьяйсяла [16]. В целом k определяет длину волны траектории этой частицы [6, 10, 13]:

$$\lambda_c = \frac{2\pi}{k} = 2\pi \frac{\bar{u}}{\nu_c}, \quad (2)$$

которую принято называть собственной длиной волны натекающего потока.

Все задачи можно разделить на линеаризованные и нелинейные. Причем линеаризованных подавляющее число. Линеаризованные задачи, в отличие от нелинейных, решаются с использованием гипотезы о малости всех возмущений искомым функций, т.е. подразумевается, что скорость и термодинамические характеристики (плотность ρ , давление p , и температура T) представимы в виде:

$$d(x, z) = \bar{d}(z) + d'(x, z), \quad d' \ll \bar{d}, \quad (3)$$

причем $\bar{d}(z)$ - значение величины в основном состоянии, d' - ее возмущение, определяемое действием орографии. Рассматривались задачи ограниченные [3, 6, 8, 11-14] и неограниченные [10, 19, 20]. В первых энергия локализуется в некотором слое, вторые допускают возможность ухода энергии по высоте на бесконечность. Хотелось бы уделить основное внимание многослойным моделям, поскольку в результате многочисленных экспериментальных наблюдений установлено, что атмосфера имеет расслоенную структуру и термодинамические параметры атмосферы весьма заметно меняются с высотой. Поэтому учет стратификации атмосферы в рассматриваемых задачах дает возможность точнее и полнее понять реальную природу данного явления. В связи с этим попытаемся проанализировать работы, посвященные многослойному моделированию.

Построение многослойных моделей - один из способов простыми средствами учесть при моделировании обтекания гор те отдельные факторы, которые не удастся рассмотреть во всей совокупности. Наибольшее число работ было выполнено в рамках линеаризованного приближения. Достаточно систематическое изложение этих исследований дано в [6, 15, 17, 18]. В частности, в последних анализируется классическая стационарная двумерная модель [19]. Здесь хорошо показано, каким образом многослойность может видоизменять результаты, получаемые из однослойной модели. В предположении захвата волн рассматривается двухслойное приближение, когда в верхней части нижнего слоя в натекающем потоке скорость с высотой быстро возрастает, а за счет соответствующего не очень сильного увеличения устойчивости коэффициент полученного уравнения задачи остается постоянным. В [19] задан ход обратной потенциальной температуры:

$$\tau_0 = \tau_1 e^{-\beta z}, \quad (4)$$

где τ_1 , - значение обратной потенциальной температуры на земле. Такое задание температуры будет соответствовать обычным атмосферным условиям, если полагать, что β достаточно мало. В случае, когда оно

порядка $10^{-5} \left[\frac{1}{\hat{z}} \right]$ и менее, такое задание температуры соответствует практически линейному изменению температуры \overline{T} в основном состоянии:

$$\gamma = -\frac{d\overline{T}}{dz} \approx \text{const} \text{ и } \beta \approx \frac{\gamma_a - \gamma}{T_1}. \quad (5a)$$

Исключая из рассмотрения длины волн порядка тысяч км. и полагая возмущения скорости малыми, автор сводит решение поставленной задачи к решению обыкновенного дифференциального уравнения с переменными коэффициентами для функции тока. Полученное уравнение позволяет учитывать все основные факторы данной проблемы: изменение скорости и температуры в натекающем потоке, действие сил Кориолиса и, наконец, сжимаемость. Именно поэтому, видимо, не ослабевает интерес исследователей к полученному результату. В указанной всеохватности кроется существенный недостаток работы: уравнение получается после целого ряда упрощений, и остается неясным, в какой мере оно учитывает более полно действие одних факторов и менее полно других. Полученные результаты иллюстрируются на двух конкретных примерах. В первом примере рассчитывалось поле линий тока при обтекании одиночного симметричного хребта. Во втором примере рассчитывается стекание с плато, причем течение предполагается существующим только в нижнем слое, а в верхнем воздух полагается покоящимся. Расчет также подтвердил возможность существования интенсивных волн вблизи земли. В обоих примерах имеет место обращение линий тока, наиболее заметное над вершиной хребта. Важным выводом работы является заключение, что в нижней части атмосферы волны могут иметь большую амплитуду только при определенном и существенном уменьшении устойчивости от нижнего к верхнему слою. Необходимо подчеркнуть, что этот вывод следует с осторожностью распространять на более общие варианты, когда в решении кроме захваченных учитываются незахваченные волны, когда рассматриваются не малые возмущения, когда более полно учитывается форма реальных достаточно протяженных гор и т.д. К сожалению в [17-19], как и во многих других работах, недостает анализа физики тех эффектов, которые выявлены или должны ожидать при использовании многослойных моделей. Как исключение можно рассматривать ссылку в [17] на [20], где подчеркивается, что многослойный подход выявляет возможность как бы появления "вторичных" источников волновой энергии в вышележащих слоях. В этом контексте представляется также ценной мысль, высказанная в [21] о том, что при применении многослойного моделирования упрощение задачи внутри слоя усложняет проблему сопряжения решений на поверхностях раздела. В связи с этим представляется, что в рамках линеаризованного приближения исследования этих вопросов следует продолжать.

Ряд исследователей в поисках решения данной проблемы применяют упрощение теории мелкой воды. В работе [22] делается попытка выяснить возможность перехода от многослойного представления изменений структуры атмосферы к учету непрерывного распределения. В [23] исследуется вопрос о том, при каких профилях скорости, высоте горы и условиях на верхней границе возмущения являются не малыми. В [24] трехслойная модель применяется для изучения резкого усиления приповерхностных ветров. Авторы устанавливают, что такое усиление наблюдается в случаях, когда нижняя поверхность раздела резко опускается над подветренным склоном горы. Эти результаты сопоставляются с данными наблюдений.

В [25] исследуется процесс усиления волн, обусловленный частичным отражением, который, вероятно, являлся важным фактором возникновения необычных волн, наблюдавшихся в окрестностях Боулдери в штате Колорадо 11 янв. 1972 г. Здесь на основе линейной трехслойной модели проведен анализ этого явления. Скорость и устойчивость в каждом слое постоянны. Рассматривается гора колоколообразной формы. Нижний слой отличался высокой устойчивостью и имел толщину около 2 км. Второй слой был менее устойчивым и имел толщину около 6 км. В третьем слое, представляющем стратосферу, вертикальное волновое число было лишь на 20% больше, чем во втором слое. Волны, зарегистрированные в этом случае описаны им проанализированы в [26], где также рассматриваются три модельных эксперимента, в которых исследо-

ваны действия нелинейности в двухслойной атмосфере $\gamma = 6^0 \frac{c}{\hat{e}\hat{z}}$ в нижнем слое и изотермическим верхним слоем. Была зарегистрирована и проанализирована мощная турбулентность, которая возникла из-за большого градиента скорости. Зарегистрированы порывы ветра на подветренной стороне гор порядка $50 \frac{\hat{z}}{c}$. Авторы отмечают, что многослойная структура атмосферы позволяет учитывать волновую энергию, распространяющуюся вверх и вниз, дующие вниз вдоль склона горы. Показано, что такое приближение имеет преимущество в том, что оно может обеспечить учет реальных профилей ветра и устойчивости. Однако, поскольку модель линейная, то возможность предсказания ею волн большой амплитуды должна быть уточнена.

В сериях работ [27-30] было показано при многослойном моделировании, что дующие вниз по склону штормовые ветры порождаются волнами большой амплитуды. Эти волны здесь называются обрушивающимися, а область обрушивания характеризуется локальным изменением направления ветра. Авторы данных работ утверждают, что волновая энергия захватывается в нижнем слое, порождая при этом существенное увеличение волновых амплитуд. Численное приближение, рассматриваемое в данных работах непосредственно, учитывает как большие амплитуды, так и детальное воспроизводство структуры стратификации атмосферы. В этих работах, а также в [31-34] утверждается, что линейная теория дает неточную оценку амплитуды подветренных волн в нижних слоях. Во всех указанных работах показывается возможность теоретического предсказания весьма сильных возмущений при обтекании гор. В случаях, когда предсказываемые траектории имеют почти вертикальные участки, такие возмущения называют "гидравлическими скачками". Авторы не делают различия между обрушивающимися волнами и гидравлическими скачками. Указывается, что численные результаты часто более трудно интерпретировать, чем полученные аналитически.

По-прежнему большую ценность представляют исследования проблемы на основе аналитических решений. В работах [35, 36] получены аналитические решения уравнения, полученного в [13], для течения ниже зоны обрушивающихся волн. Рассматривается приближение для волн в двухслойной атмосфере. Источник возмущения синусоидальной формы. В работе [37] были рассмотрены несколько вариантов 3-х слойной нелинейной модели. Авторы стремились и получили модель течения с приземным развитым ротором. Однако, нельзя считать, что удалось убедительно сформулировать условия (тем более физический смысл), при которых возникают такие возмущения. В [38] изучается обтекание в рамках 2-х и 3-х слойных моделей. Важно подчеркнуть, что здесь вновь обращено внимание на необходимость правильного учета влияния высокоустойчивой стратосферы на возмущения в тропосфере. По-существу это линеаризованная модель, но ее можно в определенной мере перенести на нелинейные, опираясь на рассуждения, аналогичные тем, что использовались в [37], а также [20]. К сожалению, в модели рассматривается малотипичное расслоение, когда в среднем слое, расположенном над тропопаузой, устойчивость близка к безразличной. Кроме того, в исследовании почти нет анализа физически достигнутых результатов.

В последние годы многослойные модели используют численное решение основных уравнений задачи. В работе [39] таким методом исследуется модель, в которой над нижним сильно стратифицированным слоем расположен более глубокий слабо стратифицированный слой. Изучаются характеристики внутренних гравитационных волн, распространяющихся в слое высокой устойчивости вблизи земли. Делается вывод, что появление волн большой амплитуды обеспечивается в трех вариантах расслоения: когда в верхнем слое ветер меняет направление на обратное, когда в верхней части нижнего слоя имеется струя и когда над нижним устойчивым слоем располагается инверсионный слой. Последний из этих выводов противоречит соответствующему результату [19], подтверждая тем самым сформулированную выше рекомендацию об осторожности распространения получаемых в частных подходах выводов на иные ситуации. К сожалению в данном исследовании решается не исходная система нелинейных уравнений, а уравнение, выведенное из этой системы в предположении малости возмущений.

Весьма интересны результаты [40, 41], полученные на основе численного решения системы исходных уравнений. Исследование направлено на выяснение, в рамках двумерного подхода, причин появления при обтекании сильных приземных ветров. Моделируется стационарный режим, формирующийся после некоторого периода стационарирования. Основная часть расчетов проведена с использованием двухслойной модели с постоянной по высоте скоростью и скачком изменяющейся устойчивостью. Во всех примерах гора имеет колоколообразную форму неизменной ширины (≈ 20 км.) но различной высоты. Вначале устанавливается, что вклад негидростатических и нелинейных эффектов наиболее заметен в случае, когда частота Брента-Вяйсяла в верхнем слое в 2 раза меньше, чем в нижнем, и толщина нижнего более устойчивого слоя равняется ровно $1/2$ характерной длины волны λ_c нижнего слоя. Линии тока для этой ситуации весьма возмущены, напоминая случай гидравлического скачка или по терминологии [13] роторного режима течения. Проведена серия численного моделирования для течений, которые образуются, когда глубина нижнего слоя зафиксирована на высоте 3 км., а высота горы варьируется между 200 и 800 м. При увеличении высоты горы амплитуда волн в нижнем слое начинает возрастать. Когда течение приобретает характер гидравлического скачка, то область больших скоростей ветра увеличивается вдоль подветренного склона горы. Далее демонстрируются решения, полученные при условии, что высота горы равна 500 м., а глубина нижнего слоя варьируется. Можно видеть, что поведение поверхности раздела аналогично поведению свободной поверхности у однородной жидкости, перетекающей через барьер [42]. При увеличении глубины нижнего слоя поверхность раздела вначале приобретает форму подобную течению в сверхкритическом состоянии. Далее течение становится подобным распространяющемуся гидравлическому скачку. Дальнейшее увеличение глубины нижнего слоя придает течению форму стационарного скачка и, наконец, приобретает вид докритического течения. Для пояснения своих результатов с помощью гидравлической теории автор использует представление числа Фруда как отношения средней скорости течения к фазовой горизонтальной скорости некоторой линейной волны, содержащейся в системе. Неограниченно глубокая атмосфера всегда содержит большие длины волн, вертикально распространяющейся моды которых имеют фазовые скорости, превышающие

среднюю скорость, и течение никогда не может быть сверхкритическим (по крайней мере по отношению к этим модам). Однако двухслойная атмосфера будет также содержать захваченных резонансных волн, чьи фазовые скорости определяются формулой :

$$c = \frac{2H}{(2n-1)\pi} (N_L^2 - N_U^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (5)$$

N_L, N_U - частоты Брента-Вайсяла в нижнем и верхнем слоях; H - глубина нижнего слоя; $\pi = 3.1416$. Здесь u - средняя скорость ветра (перпендикулярная горе) предполагается постоянной по высоте. Тогда автор определяет число Фруда по отношению к моде с $n = 1$ следующим образом:

$$Fr_1 = \frac{u}{c} = u(g'H)^{-\frac{1}{2}}, \quad (6)$$

$$\text{где: } g' = \frac{4}{\pi^2} g \frac{\Delta\theta}{\theta_0} \left(1 - \frac{N_U^2}{N_L^2} \right), \quad (7)$$

$\Delta\theta$ - разность потенциальных температур поперек нижнего слоя и θ_0 - средняя потенциальная температура в слое. Число Фруда вычислялось у вершины горы при разных ее высотах.

Результаты приведены в табл. 1. Поведение Fr_1 аналогично поведению традиционного числа Фруда теории мелкой воды; переход от докритического к сверхкритическому течению связывается с резким возрастанием скорости ветра в подветренной стороне. Однако, заключает автор, трудно придать физическое значение этим результатам, т.к. негидростатические эффекты существенны для порождения волн в нижнем слое, а определение Fr_1 не зависит от генерации течения подобного скачкам.

Таблица 1. Число Фруда у вершины как функция высоты горы.

Высота горы (м)	Fr_1 у вершины горы
200	0.74
300	0.90
500	1.19
800	1.27

Тогда автор рассматривает другой случай, случай неограниченно глубокой непрерывно стратифицированной жидкости с одной поверхностью раздела, при переходе через которую стратификация меняется скачком. Предполагается, что движение адиабатично и $\delta(x, z)$ - смещение адиабаты, проходящей от точки (x, z) до ее начальной высоты в невозмущенном течении. Разность между потенциальной температурой в возмущенном течении в точке (x_0, z_0) и потенциальной температурой окружающей Среды представляется в виде:

$$\Delta\theta(x_0, z_0) = \theta_0 - \left[\theta_0 + \delta(x_0, z_0) \frac{d\bar{\theta}}{dz} \right], \quad (8)$$

θ_0 - потенциальная температура на адиабате в невозмущенном течении, проходящем через точку (x_0, z_0) . Возмущение устойчивости, связанное с температурной разностью, есть:

$$g \frac{\Delta\theta}{\theta_{00}} = -N^2 \delta, \quad (9)$$

θ_{00} - средняя потенциальная температура в слое.

Далее предполагается, что при смещении на Z^* , частица попадает в вышележащий слой с непрерывной устойчивостью. В этом случае разность потенциальных температур имеет вид:

$$\Delta\theta = \begin{cases} \theta_0 - \left[\theta_0 + z^* \frac{d\bar{\theta}}{dz} \Big|_L + (\delta - z^*) \frac{d\bar{\theta}}{dz} \Big|_U \right], & 0 < z^* < \delta, \\ \theta_0 - \left[\theta_0 + z^* \frac{d\bar{\theta}}{dz} \Big|_U + (\delta - z^*) \frac{d\bar{\theta}}{dz} \Big|_L \right], & \delta < z^* < 0 \end{cases} \quad (10)$$

Индекс U показывает, что величина вычисляется в верхнем слое, индекс L показывает, что величина вычисляется в нижнем слое. Геометрия ситуации изображена на рис. 1. Соответствующие возмущения устойчивости имеют вид:

$$g \frac{\Delta\theta}{\theta_{00}} = \begin{cases} z^*(N_U^2 - N_L^2) - \delta N_U^2, & 0 < z^* < \delta \\ z^*(N_L^2 - N_U^2) - \delta N_L^2, & \delta < z^* < 0 \end{cases} \quad (11)$$

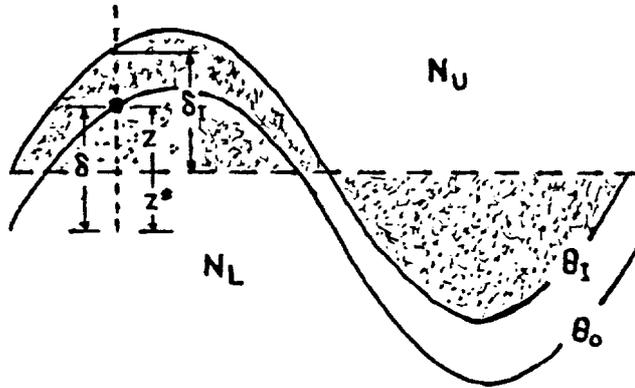


Рис. 1. Геометрия возмущений поверхности раздела. Пунктиром отмечено невозмущенное положение.

В этом уравнении второй член представляет возмущения, которые могли бы генерироваться, если бы частицы жидкости никогда не пересекали положение невозмущенной поверхности раздела. Первый член дает коррекцию необходимую для учета смещения поперек поверхности раздела. Уравнение гидростатики при условии приближения Буссинеска можно записать так:

$$\frac{\delta p}{\delta z} = g \frac{\Delta\theta}{\theta_{00}} \quad (12)$$

где $p = c_p \theta_{00} \pi$.

В качестве приближения первого порядка можно записать, что $\delta = \delta_1$ и $z^* = \delta_1 - z$, где δ_1 - смещение поверхности раздела относительно ее невозмущенного положения. Тогда интеграл возмущения давления между поверхностью раздела и ее невозмущенной высотой, т.е. p^* , имеет вид:

$$p^* = \begin{cases} \int_{\delta_1}^0 [z(N_L^2 - N_U^2) - \delta N_L^2] dz, & \delta_1 > 0 \\ \int_0^{\delta_1} [z(N_U^2 - N_L^2) - \delta N_U^2] dz, & \delta_1 < 0 \end{cases} \quad (13)$$

или:

$$p^* = \text{sgn}(\delta_1) \frac{\delta_1^2}{2} (N_L^2 - N_U^2) \quad (13a)$$

δ_1 - смещение поверхности раздела относительно ее невозмущенного положения. В результате анализа делается вывод, что в серии экспериментов чем больше высота горы, тем больше область отрицательного градиента давления (которая действует ускоряюще на ветер вниз по подветренному склону) распространяется далее в направлении подножия горы вниз по потоку. Кроме того, когда течение становится критическим, относительный вклад от смещения поверхности раздела в градиент полного давления растет вдоль подветренного склона горы и становится приблизительно в середине его максимальным. Поэтому автор утверждает, что в критических случаях большая часть течения на подветренном склоне должна приблизительно описываться гидравлической теорией. Именно в этой области, где градиент давления преобладает, благодаря вкладу от смещения поверхности раздела, число Фруда:

$$Fr_2 = \bar{u} \left[\operatorname{sgn}(\delta_1) (N_U^2 - N_L^2) \delta_1 (\delta_1 + H - z_s) \right]^{\frac{1}{2}} > 1,$$

подсказывая, что возмущение по существу есть сверхкритическое течение. Когда течение сверхкритическое, кинетическая энергия больше не превращается в потенциальную в гравитационной волне на подветренной стороне, и воздух продолжает ускоряться, когда он падает вниз с горы. Из вышеизложенного автор делает вывод, что наличие низкой устойчивости в верхнем слое способствует образованию сверхкритического течения, которое в свою очередь уменьшает вероятность образования градиента давления на подветренной стороне горы, который мог бы уменьшить силу ветра вблизи ее поверхности. Значение механизма гидравлического усиления было продемонстрировано численными экспериментами по моделированию ситуации, когда ветер в районе Боулдери (Колорадо, США) достигал силы шторма (11.01.72). Расчеты показали, что сила ветра у земли определялась влиянием устойчивой стратосферы, но в первую очередь - влияние инверсионного слоя толщиной около 1 км, расположенном чуть выше вершины горы. Делается вывод, что приподнятый инверсионный слой играет решающую роль в возбуждении сильных ветров вниз по склону. Это согласуется с данными наблюдений [43,44], которые нашли, что инверсии почти всегда имеют место в нижней тропосфере в дни, когда возникают резкие горные волны и ветры вниз по склону. Дальнейшее подтверждение этой идеи данными наблюдений показано в работе [45], где представлено документальное описание ситуации, в которой не было приподнятой инверсии и ветры вниз по склону не появлялись, даже если все другие факторы весьма благоприятствовали образованию штормового ветра. В заключении на основе дополнительных численных экспериментов делается вывод, что в случае постоянства скорости и устойчивости по высоте (т.е. при отсутствии высокоустойчивого слоя над горой), сильные ветры над подветренным склоном горы могут наблюдаться, когда в средней тропосфере появляется слой высокой крутизны линий тока, или слой обрушивания волн. Здесь автор вступает в противоречие со своей идеей, и в этом случае согласно выводам ситуации аналогична той, что наблюдалась при резком снижении поверхности раздела в предыдущих случаях. Данное заключение подтверждается в работе [46], а также в более поздней работе [47], цель которой исследовать эти же эффекты горных волн ограниченной амплитуды, используя полуаналитическую двухслойную модель, в основе которой лежит уравнение, полученное Лонгом [13]. Эта модель является полуаналитической в том смысле, что численные методы используются только для расчета преобразования Фурье и для решения алгебраических уравнений. Основные уравнения решаются с использованием условия излучения в верхнем слое. Не учитывается вязкость, гора колокообразная. Скорость и устойчивость в натекающем потоке постоянны в каждом слое. Анализ результатов данного исследования приводит к следующим выводам.

1) При более устойчивом нижнем слое, взаимодействие потока с горой может генерировать волны большой амплитуды; решения для данного случая имеют аналогичный вид, что и в теории мелкой воды при переходе от докритического к сверхкритическому потоку.

2) При более устойчивом верхнем слое, как показывает анализ, высота поверхности раздела, которая является источником больших амплитуд в нижнем слое, тем больше чем больше высота горы.

Эти результаты, как утверждает автор, подтверждают гипотезу о том, что сдвиг вертикальной фазы волн между поверхностью земли и тропопаузой оказывает существенное влияние на силу нисходящих штормовых ветров, однако, он не может быть определен из линейной теории.

Заканчивая обзор теоретических работ, посвященных проблеме обтекания в атмосфере, отметим некоторые моменты. В результате проведенных исследований удалось установить, что в данной проблеме существенное значение имеет изменение параметров атмосферы с высотой. В частности, наиболее важным является изменение в натекающем потоке температуры и скорости. Роль изменения скорости выяснена меньше. В настоящее время можно считать установленным также, что в данной проблеме нелинейность процесса является чрезвычайно важным фактором. Несомненно, линеаризованные задачи были совершенно необходимы на первом этапе исследований. Они позволили многое выяснить в данном явлении. Во-первых, именно в этих исследованиях удалось сформулировать основные граничные условия, необходимые для таких задач. Во-вторых, большое значение имеют математические приемы построения решения данных задач.

В-третьих, линеаризация необходима, видимо, при изучении пространственных [48-50] или, скажем, нестационарных задач [2,51]. Благодаря усилиям большого числа исследователей многие конкретные свойства подветренного потока уже выяснены. Однако отметим некоторые из тех пока еще неясных вопросов, которые на наш взгляд требуют своего разрешения. Вызывает дискуссии вопрос, связанный с проблемой жесткой верхней границы. Большая часть исследователей все же исходила из предположения о существовании такой границы (ограниченная задача).

1. Необходимы дальнейшие уточнения роли устойчивости натекающего потока вообще и изменения ее в отдельных слоях в частности. Интересно выяснить роль устойчивого слоя в средней тропосфере, его влияние на возмущения в области над горой и на скорость приземного ветра.

2. Изучение орографических возмущений над горами, когда предположение о верхней границе не используется (неограниченная задача).

3. Детальное исследование вопроса о влиянии размеров гор их формы на особенности картины обтекания.

4. Изучение роторных явлений, обуславливаемых орографическими причинами. Здесь важно выяснить условия их возникновения, форму, размеры, высоту, устойчивость, пространственное расположение относительно гор и др.

В работах [53-55] была сделана попытка ответить на данные вопросы. Рассматривалось движение потока воздуха, обтекающего длинный хребет произвольной формы. Пренебрегая влиянием турбулентности и Кориолисовой силой, и считая движение установившимся, решается система нелинейных уравнений с учетом упрощений теории свободной конвекции. Для понимания структуры и механизма обтекания гор воздушным потоком, разработана и опробована многослойная нелинейная модель обтекания гор, в которой учтены воздействия таких факторов, как орографическая неоднородность подстилающей поверхности и термическая неоднородность стратификации атмосферы.

Литература

1. Кибель И. А. Введение в гидродинамические методы краткосрочного прогноза погоды. Гостехиздат, М., 1957г.
2. Гутман Л. Н. Введение в нелинейную теорию мезометеорологических процессов. Гидрометеиздат, Ленинград, 1969, 293 с.
3. Дородницын А. А. Возмущения воздушного потока, вызываемые неровностями на поверхности Земли воздушным потоком. Тр. ГГО, 1938, вып. 23, с. 3-17.
4. Дородницын А. А. Некоторые задачи обтекания неровности поверхности земли воздушным потоком. Тр. ГГО, 1940, вып. 31, с. 3-41.
5. Мусаэлян Ш. А. Волны препятствий в атмосфере. Гидрометеиздат, Ленинград, 1962г.
6. P. Queney, Y. Corby, N. Yerbier, H. Koschmieder, J. Zierer. The airflow over mountains. World Meteorological Organization, Technical note, 1960, No. 34. Edited and coordinated by Alaka M. A.
7. Трубников Б. Н. Орографические воздействия на воздушные потоки. Диссертация на соискание степени кандидата физ.-мат. наук. М., 1959г.
8. Кожевников В. Н. Обзор современного состояния теории мезомасштабных орографических неоднородностей поля вертикальных потоков. Тр. ЦАО, 1970, вып. 98, с. 3-39.
9. Эккарт К. Гидродинамика океана и атмосферы. М., Мир, 1964.
10. Lyra Y. Theorie der station ren Leewellenstormung in freien Atmosphere. Z. Angew Math. und Mech., 1943, 23, H.1, 1-28.
11. Long R. R. Some aspects of the flow of stratified fluids. A theoretical investigation. Tellus, 1953, v.5, No. I, pp. 42-58
12. Long R. R.. Some aspects of the flow of stratified fluids. II. Experiments with a two-fluid system. Tellus, 1954, v.6, No.2.
13. Long R. R. Some aspects of the flow of stratified fluids. III. Continuous density gradients. Tellus, 1955, v.7, No.3.
14. Дородницын А.А. Влияние рельефа земной поверхности на воздушные течения. Тр. ЦИП, 1950, вып. 21(48), с. 3-25.
15. Corby G. A. The airflow over mountains. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 1954, v.80. No.346, p. 491-521.
16. Vaisala V. Uber die Wirkung der Windschwankungen auf die Pilotbeobachtungen, Soc. Sci. Fenn. Commentat. Phys.-Math., 2, 19-37, 1925г.
17. Госсард Э. Э., Хук У. Х. Волны в атмосфере. Изд. Мир, М., 1978г.
18. Гилл А. Динамика атмосферы и океана: том 1. Пер. с англ. М., Мир, 1986, 396 с.
19. Scorer R. S. Theory of waves in the lee of mountains.// Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 1949, v.75, No.323, p. 41-56.
20. Eliassen A. and Palm E. On the transfer of energy in stationary mountaine waves.// Geophys. Publ., 1960, v.22. pp. 1-23.
21. Скорер Р. С. Аэродинамика окружающей Среды. М., Мир, 1980, 549 с.
22. Su C. H. Hydraulic jumps in an incompressible stratified fluid. J. Fluid. Mech., 1976, v.73, p.p.37-47.
23. Lee J. D., Su C. A numerical method for stratified shear flows over a long obstacle. J. Geophys. Res., 1977, v.82, № 3, pp. 420-426.
24. Houghton D. D., Isaacson E. Mountain winds. Studies in Num. Anal., 1968, v.2, p.p. 21-52.
25. Klemp J. B. and Lilly D. K. The dynamics of waveinduced downslope winds. J. Atmos. Sci., 1975, v.32, p.p. 320-339.
26. Lilly D. K.. A severe downslope windstorm and aircraft turbulence event induced by a mountain wave. J. Atmos. Sci., 1978, v.35, p.p. 59-77.
27. Clark T.L. A small scale numerical model using a terrian following co-ordinate system. J.Comput. Phys., 1977, v.24, p.p. 186-215.

28. Clark T.L., and Peltier W.R. On the evolution and stability of finite-amplitude mountain waves. *J. Atmos. Sci.*, 1977, v. 34, p.p. 1715-1730.
29. Clark T. L., and Peltier W.R. Critical level reflection and the resonant growth of nonlinear mountain waves. *J. Atmos. Sci.*, 1984, v.41, p. p. 3122-3134.
30. Clark T. L., and Farley R. D. Severe downslope windstorm calculations in two and three spatial dimensions using unelastic interactive grid nesting: A possible mechanism for gustiness. *J. Atmos. Sci.*, 1984, v.41, p. p. 329-350.
31. Peltier W. R., and Clark T. L. The evolution and stability of finite-amplitude mountain waves. Part II: Surface wave drag and severe downslope winds. *J. Atmos. Sci.*, 1979, v. 36, p. p. 1498-1529.
32. Peltier W. R., and Clark T. L. Reply to comments of D. K. Lilly and J. B. Klemp on "The evolution and stability of finite amplitude mountain waves". Part II: Surface wave drag and severe downslope windstorms. *J. Atmos. Sci.*, 1980, v. 37, p. p. 2122-2125.
33. Peltier W. R., and Clark T. L. Nonlinear mountain waves in two and three spatial dimensions. *Quart. J. Roy Meteorol. Soc.*, 1983, v. 109, p. p. 527-548.
34. Lilly D. K., and Klemp J. B. "Comments on the evolution and stability of finite amplitude mountain waves". Part II: Surface wave drag and severe downslope windstorms. *J. Atmos. Sci.*, 1980, v. 37, p. p. 2119-2121.
35. Smith R. B. The steepening of hydrostatic mountain waves. *J. Atmos. Sci.*, 1977, v. 34, p. p. 1634-1654.
36. Smith R. B. On severe downslope winds. *J. Atmos. Sci.*, 1985, v. 42, p. p. 2597-2603.
37. Scorer R. S. and Klieforth H. Theory of mountains waves of large amplitude. *Quart. J. Roy Meteorol. Soc.*, 1959, v. 85, N 364, p. p. 131-143.
38. Berkshire F. H. Two-dimensional linear lee wave modes for models including a stratosphere. *Quart. J. Roy Meteorol. Soc.*, 1975, v. 101, p. p. 259-266.
39. Crook N. A. Trapping of low-level internal gravity waves. *J. Atmos. Sci.*, 1988, v. 45, № 10, p. p. 1533-1541.
40. Durran D. R. Another look at downslope windstorms. Part 1: The development of analogs to supercritical flow in an infinitely deep, continuously stratified fluid. *J. Atmos. Sci.*, 1986, v. 43, p. p. 2527-2543.
41. Durran D. R. and Klemp J. B. Another look at downslope windstorms.. Part 1: Nonlinear amplification beneath wave-overturning layers. *J. Atmos. Sci.*, 1987, v. 44, p. p. 3402-3412.
42. Houghton D. D., and Kasahara. Nonlinear shallow fluid flow over an isolated ridge. *Commun. Pure Appl. Math.*, 1968, v. 21, p. p. 1-23.
43. Colson, De Ver. Methodological problems in forecasting mountain waves. *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, 1954, v.35, p. p. 363-371.
44. Brinkman W.A.R. Strong downslope winds at Boulder, Colorado. *Mon. Wea. Rev.*, 1974, v.102, p.p. 592-602.
45. Bower J.B., and Durran D.R. A study of wind profiler data collected upstream during windstorms in Boulder, Colorado. *Mon. Wea. Rev.*, 1986, 114, p.p. 1491-1500.
46. Ikawa M. High-drag states and fochus of a two-layered stratified fluid past a two-dimensional mountain. *J. Meteorol. Soc. Japan*, 1990, v.68, p.p. 163-182.
47. Durran D.R. Two-layer solutions to Long's equation for vertically propagating mountain waves: how good is linear theory? *Quart. J. Roy Meteorol. Soc.*, 1992, v. 118, No.505, p. p. 527-548.
48. Scorer R.S. Airflow over an isolated hill. *Quart. J. Roy . Soc.*, 1956, vol. 82, No.351.
49. Palm E. Two-dimensional and three- dimensional mountain waves. *Geofysiske publikasjoner*, 1958, v. 20, No.3.
50. Пекелис Е.М. Численное решение пространственной нелинейной задачи обтекания препятствия воздушным потоком. Труды ММЦ, 1966 г., вып. 14.
51. Перов В.Л., Мальбахов В.М., Гутман Л.Н. Нелинейная нестационарная модель ветра склонов. Изв. АН СССР, ФАО, 1967, т. III, 11.
52. Rontu L. A Finite-amplitude mountain in wave model. // Department of Meteorol. University of Helsinki, 1986, Reort No. 26, p.41.
53. Кожевников В.Н., Беданок М.К. Нелинейная многослойная модель обтекания гор произвольного профиля. Изв. РАН, ФАО, 1993, т.29, №6, с. 770-782.
54. Кожевников В.Н., Беданок М.К. Сопоставление результатов теории с данными наблюдений облаков над горами Крыма 15 июля 1976г., Сб. трудов ФАО РА, г. Майкоп 1996г., №1, с. 35-43.
55. Кожевников В.Н., Беданок М.К. Об орографических нарушениях над Крымом, сб. трудов, ФАО РА (г. Майкоп), 1997г., №2, с. 142-147.

The observation of theoretic works, devoting to the modeling the phenomenon of the flour the earth surface unevenness

M.K. Bedanokov

A survey of the state of theoretical investigations of orographical disturbances in atmosphere is briefly given for linear problems and in more details for unlinear ones. A problem of the average layer. Some estimations about practical importance of some theory conclusions are given.