ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

ГЛАВНАЯ ГЕОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ им. А. И. ВОЕЙКОВА

П. А. ВОРОНЦОВ

Турбулентность и вертикальные токи в пограничном слое атмосферы

298681

ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ
ИЗДАТЕЛЬСТВО
ЛЕНИНГРАД
1966

УДК 551.51 : 551.558+532.517.4

Ответственный редактор
канд. физ.-мат. наук
Л. Р. Орленко

В монографии излагаются методы аэрологических исследований структуры воздушного потока, общие закономерности динамической, термической и орографической турбулентности, термиков и воздушных волн. Рассмотрены условия образования и строение атмосферных вихрей, продольные и вертикальные пульсации и их частоты. Приведены результаты спектрально-энергетических характеристик пульсаций скорости ветра и распределения коэффициента турбулентности в пограничном слое.

Монография рассчитана на специалистов, занимающихся изучением вопросов физики атмосферы.

The monograph describes methods of aerological study of the nature of air current, the general laws governing dynamic, thermal and orographic turbulences, ascensional ventilation, and air waves. The formation and structure of atmospheric vortex, longitudinal and vertical gustiness and its frequency are considered. The results of the spectrum characteristics of wind velocity gustiness and the distribution of the coefficient of turbulence in the boundary layer are given.

The monograph is intended for specialists engaged in physics of the atmosphere.

2-9-7
52-66

ВВЕДЕНИЕ

За последнее время в печати появилось большое количество работ, посвященных исследованию пограничного слоя атмосферы. Часть этих исследований затрагивает вопросы теории, но пока еще сравнительно мало данных по количественным характеристикам пограничного слоя, особенно по характеристикам турбулентности. Турбулентность и вертикальные движения являются главным механизмом, определяющим взаимодействие подстилающей поверхности со свободной атмосферой и тем самым формирующим строение пограничного слоя.

Запросы ряда разделов науки и практики настоятельно требуют расширения наших знаний о структуре воздушного потока в этом слое. Сведения о турбулентности необходимы при разработке локальных прогнозов таких метеорологических элементов, как, например, местные ветры, зоны болтанки самолетов и вертолетов, условий распространения различного рода примесей, загрязняющих атмосферу, и т. д., а также для удовлетворения запросов отдельных отраслей народного хозяйства — строительства, авиации, ветроэнергетики, сельского хозяйства и т. д.

Настоящая работа является в первую очередь обобщением результатов аэрологических исследований структуры воздушного потока, проведенных Главной геофизической обсерваторией им. А. И. Воейкова (ГГО) как в Ленинграде (пос. Воейково), так и в ряде многочисленных экспедиций. В монографии частично использованы также результаты опубликованных работ по данному вопросу.

Изучение атмосферной турбулентности в пограничном слое проводилось нами с помощью аэростатного, самолетного, вертолетного и отчасти планерного зондирования и с помощью шаропилотных наблюдений. Эти материалы позволяют судить как

о вертикальном, так и о горизонтальном распределении элементов турбулентности.

Следует отметить, что почти все материалы по структуре воздушного потока относились, как правило, к условиям малооблачной погоды антициклонического типа. Почти не имеется сведений по структуре воздушного потока при наличии низкой и фронтальной облачности, при сильных ветрах и т. п.

Автор приносит искреннюю благодарность ответственному редактору монографии Л. Р. Орленко и Э. К. Бютнер за ряд ценных указаний, а также В. И. Селицкой, И. И. Честной, Н. А. Лазаревой и Т. С. Курпаковой, оказавшим помощь в подготовке материалов наблюдений.

ГЛАВА I

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

В данной главе рассмотрим только аэрологические методы, позволяющие получить характеристики элементов атмосферной турбулентности и вертикальных движений в пограничном слое.

К ним мы будем относить такие методы, когда аппаратура, регистрирующая те или другие элементы турбулентности, поднималась в верхние слои с помощью самолета, вертолета, привязного аэростата, планера, воздушного змея и т. п., или когда сами средства подъема служили измерителями структуры воздушного потока (наблюдение за уравновешенными или обычными шарами-пилотами и т. п.).

Методика наземных исследований атмосферной турбулентности, а также измерения на мачтах и высотных зданиях здесь рассматриваться не будут.

Аэрологические методы исследования атмосферной турбулентности имеют свои преимущества и недостатки по сравнению с наземными методами. К их преимуществам нужно отнести возможность измерения турбулентности на разных уровнях в пограничном слое и в различных точках по горизонтали, к основным недостаткам — большие погрешности измерений вследствие отсутствия жесткого крепления аппаратуры относительно земной поверхности, зависимость от условий погоды, наличие собственных смещений по отношению к воздушному потоку и иногда наличие деформаций потока, создаваемой некоторыми средствами подъема (самолетом и вертолетом).

Прежде чем перейти к рассмотрению методики исследования атмосферной турбулентности, дадим определение понятия «турбулентность» и разберем основные характеристики турбулентного состояния атмосферы. Это необходимо сделать потому, что у ряда авторов имеются различные определения и понимания одинаковых характеристик, и поэтому желательно определить, что мы будем понимать под тем или другим элементом турбулентного состояния, и при дальнейшем изложении придерживаться принятых обозначений.

Под турбулентным движением будем понимать такое движение воздуха, когда каждая частица перемещается нерегулярно и апериодически в пространстве и во времени. При этом течение воздуха характеризуется переносом энергии от больших к малым масштабам движения и среднее расстояние между соседними частицами увеличивается во времени. Несмотря на наличие непериодических и нерегулярных движений отдельных частичек в вихре, сам вихрь скорости в атмосфере может быть охарактеризован некоторыми средними значениями амплитуды и периода или частоты пульсаций. Атмосферная турбулентность проявляется в виде пульсаций скорости и направления ветра не только в горизонтальной, но и вертикальной плоскостях. Период или частота пульсаций вектора скорости ветра может меняться в весьма широких пределах — от долей герца до нескольких тысяч герц.

Интенсивность турбулентного движения в пограничном слое определяется рядом факторов, которые ориентировочно можно разделить на динамические, термические и орографические. Под влиянием этих факторов движение воздушного потока приобретает пульсационный характер с меняющимся во времени и пространстве направлением и скоростью ветра. Но наряду с пульсационными, неупорядоченными движениями воздуха в пограничном слое атмосферы могут существовать и упорядоченные движения с периодически меняющимися направлением и скоростью воздушного потока (типа воздушных волн, облачной циркуляции и отчасти термиков). При некоторых условиях здесь же будут наблюдаться движения воздуха с весьма слабыми пульсациями, когда движение практически можно считать «ламинарным».

Далее приведем общие причины возникновения турбулентности в атмосфере.

Турбулентность динамического происхождения связана прежде всего с трением движущихся масс воздуха о подстилающую поверхность, и чем больше величина шероховатости и скорости ветра, тем интенсивнее будет этот вид турбулентности. В более высоких слоях атмосферы этот вид турбулентности вызывается наличием больших вертикальных и горизонтальных градиентов или сдвигов ветра. Обычно при этом виде турбулентности значительных смещений масс воздуха по вертикали не наблюдается.

Турбулентность термического происхождения связана с неустойчивой стратификацией атмосферы. Основным фактором, вызывающим ее, являются конвективные движения либо в форме теплых струй воздуха, либо в форме отдельных замкнутых объемов теплого воздуха — «пузырей». В некоторых случаях происходит объединение нескольких конвективных элементов и образуются конвективные струи (так называемые термики) с поперечниками, доходящими до 2—3 км. Конвективные движения

наиболее интенсивны в облаках типа кучевых, кучево-дождевых, слоисто-кучевых и т. д., где они поддерживаются, а иногда и порождаются выделением скрытой теплоты конденсации водяного пара.

Термическая турбулентность имеет четко выраженный суточный и годовой ход с минимумом ночью и в холодный период года.

Наиболее благоприятны для ее развития летом зоны с адвекцией холода, а также малоградиентные барические поля.

Турбулентность орографического происхождения возникает под влиянием деформации воздушных потоков горными препятствиями и всякого рода возвышенностями. Непосредственно над гребнями гор и особенно над подветренными склонами хребтов часто наблюдается интенсивная турбулентность, степень завихренности потока возрастает с увеличением скорости ветра на уровне кромки хребта. Зоны орографической болтанки вытянуты в направлении ветра. Турбулентность орографического происхождения может над горами усиливаться в результате наложения термической турбулентности. И наконец, так называемая циклическая турбулентность наблюдается только при полетах самолета в зоне воздушных волн. В этом случае полет самолета характеризуется периодичностью «бросков», следующих через приблизительно одинаковые промежутки времени.

Далее рассмотрим основные элементы турбулентного движения.

Основной характеристикой турбулентного состояния воздушного потока являются его пульсации скорости ветра, или, как говорят, порывистость ветра.

В метеорологической практике для определения степени порывистости ветра обычно ограничиваются только его качественными характеристиками — «ровный ветер», «порывистый ветер» и т. д. Применение на метеорологической сети таких грубых определений структуры воздушного потока объясняется отсутствием до настоящего времени массовой типовой аппаратуры, позволяющей получать количественные оценки степени изменчивости элементов ветра. Наиболее простой характеристикой турбулентного движения воздуха, исходя из числа Рейнольдса, является средняя скорость ветра $\bar{u}$. Пределы колебаний скорости ветра за данный отрезок времени T характеризуются величинами максимальной (u_{max}) и минимальной (u_{min}) скорости.

В настоящее время все большее значение приобретает исследование внутренней структуры воздушного потока — ветровых импульсов различной величины, продолжительности и направления. Оценка порывистости ветра может быть дана элементами, базирующимися на учете или дифференциальных деталей структуры ветра, или его интегральных характеристик.

Вектор скорости ветра $\vec{u}$ в турбулентной атмосфере может быть представлен в виде

$$\vec{u} = \bar{u} \pm u_x i \pm u_y j \pm u_z n, \tag{1.1}$$

где u_x, u_y и u_z — составляющие вдоль осей координат осредненных мгновенных отклонений пульсаций скорости ветра u от его среднего значения $\bar{u}$, имеющие размерность м/сек. Можно считать, что за длительный промежуток времени $u = \bar{u}$. В дальнейшем будем обозначать: а) через $\pm u'_x$ м/сек. — пульсации скорости ветра вдоль оси x, направленные по потоку, и называть их продольными составляющими пульсаций скорости ветра; б) через $\pm v'$ град. — пульсации направления ветра вдоль оси y и называть их поперечными составляющими пульсаций скорости ветра; в) через $\pm w'$ м/сек. — пульсации скорости вдоль оси z и называть их вертикальными составляющими пульсаций скорости ветра (ввиду малости величины w' ее часто измеряют в см/сек.). Знак «$\pm$» показывает, что измеряемые величины будут характеризовать амплитуду колебаний около среднего значения. В дальнейшем этот знак не будем ставить.

Поскольку пользуются приборами, измеряющими пульсации воздушного потока не мгновенные, а за какой-то отрезок времени, обычно в несколько минут, а иногда секунд, то часто можно определить не только средние за данный отрезок времени значения u', v' и w', но и пределы их изменений — максимальные значения u'_{max}, v'_{max} и w'_{max} и минимальные величины пульсаций u'_{min}, v'_{min} и w'_{min}.

К числу дополнительных характеристик турбулентной структуры воздушного потока, имеющих большое практическое значение, относятся отношения $\frac{u'}{u}$ и $\frac{w'}{u}$ и их максимальные и минимальные значения.

Среднеквадратичные значения u' и w' иногда вычислялись нами по формулам:

$$\sqrt{\overline{u'^2}} = 1{,}25\left(\overline{u'}\right) = \bar{\sigma}_u, \tag{1.2}$$

$$\sqrt{\overline{w'^2}} = 1{,}25\left(\overline{w'}\right) = \bar{\sigma}_w, \tag{1.3}$$

где коэффициент 1,25 получен эмпирически.

Отношение $\frac{w'}{u} = \operatorname{tg}\alpha$ определяет угол наклона вектора скорости ветра к горизонту.

Второй важной характеристикой порывистости ветра является период пульсаций τ сек. Хотя в каждый данный момент времени в турбулизированной атмосфере существует большое

количество вихрей самых различных размеров и хорошо выраженной периодичности обычно не наблюдается, все же удается выделить некоторые преобладающие размеры атмосферных вихрей и определить периоды или частоты их пульсаций. Обычно запись прибора, измеряющего пульсации скорости ветра на фоне крупнопериодных вихрей, отмечает большое число вихрей, имеющих малые периоды. Чем быстрее происходит развертка ленты барабана, на которой записывается структура ветра, тем более мелкие вихри удается уловить. Самые мелкие вихри имеют периоды в сотые доли секунды, крупные — от десятков минут до нескольких часов. Наряду со средними значениями τ за данный отрезок времени обычно удается определить максимальные и минимальные величины периодов пульсаций τ_{max} и τ_{min}. При достаточно быстрой развертке барабана с записью структуры ветра возможно определять τ для длиннопериодных и короткопериодных пульсаций.

Обозначим периоды пульсаций для продольной составляющей через τ_u, для вертикальной через τ_w.

Для вертикальной составляющей пульсаций скорости ветра, особенно при хорошо развитой термической турбулентности, можно определить время сохранения пульсаций одного знака T_w сек. Часто вместо периодов пульсаций используют частоту пульсаций в герцах $\frac{1}{\tau} = f$ г/сек. или f г/мин., применяют также измерение периодов пульсаций в круговых частотах ω рад/сек., равных $\frac{\pi}{\tau}$.

Перевод периодов в герцы и круговые частоты дан в табл. 1.

Таблица 1

Перевод периодов пульсаций в частоты

τ сек.	0,1	0,2	0,5	1	2	5	10	15	20	30	40	50
f г/сек.	10	5	2	1	0,5	0,2	0,1	0,06	0,05	0,03	0,025	0,020
f г/мин.	600	300	120	60	30	12	6	3,6	3,0	1,9	1,5	1,2
ω рад/сек.	31,40	15,70	6,28	3,14	1,57	0,63	0,314	0,21	0,16	1,10	0,08	0,06

В каждом атмосферном вихре с горизонтальной осью можно выделить горизонтальную l_u и вертикальную l_w составляющие.

Существующие в настоящее время приборы и методы для измерения пульсаций вектора скорости ветра, как увидим ниже, регистрируют атмосферные вихри в сравнительно ограниченном диапазоне частот и размеров турбулентных образований.

Минимальные размеры атмосферных вихрей порядка 1—2 см относятся к области, в которой происходит диссипация турбулентной энергии в тепловую. Наблюдаются такого рода мелкие вихри вблизи подстилающей поверхности. Характерные размеры атмосферных вихрей ориентировочно можно принять для приземного подслоя от 1 до 10 м, для пограничного слоя от 10^1 до

10^3 м, в свободной атмосфере больше 10^3. Следовательно, в исследуемом нами слое приборы и методы должны измерять вихри по крайней мере в диапазоне от 10 до 1000 м. Периоды пульсаций для этих турбулентных образований должны находиться в пределах 100—0,1 сек. или 0,01—10 гц. Амплитуда пульсации вектора скорости ветра меняется в сравнительно больших пределах (0,1—10 м/сек.). Но и в указанном диапазоне каждый метод выделяет характерные для применяемой аппаратуры пределы, и все методы имеют свои особенности и главное точности.

В монографии автора «Методы аэрологических исследований пограничного слоя атмосферы», вышедшей в 1961 г., подробно описаны многие методы, применяемые и для изучения турбулентности и вертикальных движений.

Во избежание повторения в данной главе дадим описание только новых методов, не вошедших в прежнюю монографию, или приведем некоторые дополнения к изложенной ранее методике.

Поэтому здесь не изложены такие разделы, как:

а) базисные наблюдения за шарами-пилотами с уменьшенной скоростью подъема;

б) синхронные пространственные шаропилотные наблюдения;

в) повышение точности метода шаропилотных наблюдений с одного пункта;

г) применение свободных аэростатов;

д) змейковые подъемы;

е) сбрасываемые парашютики, применяемые для исследования вертикальных потоков в атмосфере.

Даны в сокращенном виде или дополнены новыми сведениями следующие методы:

а) базисные шаропилотные наблюдения,

б) уравновешенные шары-пилоты,

в) исследование с помощью самолетов,

г) исследование с помощью вертолетов,

д) подъемы привязных аэростатов.

Все остальные разделы первой главы содержат новые данные, впервые изложенные в работах автора.

1. Шаропилотные наблюдения

Шаропилотные наблюдения могут дать весьма ценные характеристики структуры воздушного потока.

Находящийся в воздухе шар-пилот практически не оказывает влияния на структуру воздушного потока и, перемещаясь по вертикали относительно потока, вместе с ним совершает примерно те же пульсационные колебания, а уравновешенный шар-пилот

почти полностью может повторять все движения струи воздушного потока в горизонтальной плоскости.

В первую очередь с помощью шаропилотных наблюдений необходимо с возможно большей точностью определять высоту шара, скорость и направление ветра. Следует помнить также, что единичное наблюдение за шаром-пилотом дает «мгновенную» среднюю скорость и направление ветра в слое между измеряемыми уровнями. Обычно угловые координаты шара-пилота измеряются через каждые 30 или 60 сек., что примерно соответствует изменению уровней через 100 и 200 м.

Возможно более точное определение высоты шара-пилота является основным требованием при использовании этих наблюдений для характеристики структуры воздушного потока. Поэтому наблюдения за шарами-пилотами с одного пункта при допущении постоянства его вертикальной скорости совершенно непригодны для получения каких-либо структурных характеристик воздушного потока.

Базисные шаропилотные наблюдения. Этот метод позволяет получить, помимо значений скорости и направления ветра, ряд элементов структуры воздушного потока. Первые же базисные наблюдения за шарами-пилотами показали, что их фактическая вертикальная скорость $w_ф$ не сохраняет постоянства с высотой и обычно в нижних слоях больше табличной вертикальной скорости $w_т$.

В работах Венгера и Молчанова (1917, 1925) было установлено влияние температурной стратификации, а следовательно, и турбулентности на вертикальную скорость подъема шара.

Шар-пилот в условиях турбулентного движения и упорядоченных подъемов воздуха смещается быстрее, чем в ламинарном потоке, и поэтому выражение

$$\frac{w_ф - w_т}{w_т} > 1 \qquad (1.4)$$

иногда использовалось для некоторой относительной характеристики турбулентного состояния нижних слоев атмосферы.

В работе автора (1938) по распределению $w_ф$ была сделана попытка выявить зоны повышенной турбулентности над некоторыми пунктами Черноморского побережья Кавказа.

В. М. Михель (1938), изучая особенности структуры нижних слоев атмосферы по данным метода базисных шаров-пилотов, установил зоны развития турбулентности.

Автор (1941) по материалам базисных наблюдений на Ледовом лагере Эльбруса (H=3900 м) определил величины орографических нисходящих потоков в роторных волнах, рассмотрев отношение

$$\frac{w_ф - w_т}{w_т} < 0. \qquad (1.5)$$

В этом случае шар, попадая в сильный нисходящий поток, вместе с воздухом опускается вниз, и разность вертикальных скоростей $w_т - w_ф$ дает вертикальную составляющую нисходящего движения вектора скорости ветра. Оказалось, что такого рода турбулентные движения воздуха могут быть хорошо уловлены методом базисных наблюдений, при условии, что отношение (1.5) больше возможных ошибок метода.

При выпусках шаров-пилотов на горных перевалах или на краю крутых склонов при достаточно сильном ветре они часто вместо подъема опускались ниже линии горизонта. По данным базисных наблюдений можно подсчитать для первых 2—3 мин., когда шар опускался, величины $w_н = w_т - w_ф$, а также отношение $\frac{w_н}{u}$, где u — скорость ветра. Предполагая, что отношение $\frac{w_н}{u}$ при данной термической стратификации будет примерно постоянным, можно подсчитать приближенно значения $w_н$ на подветренной стороне склона при других значениях скорости ветра. Например, на высоте 2 м на склоне Мархотского перевала при северо-восточном ветре скоростью 11,3 м/сек. отношение $\frac{w_н}{u}$ равно —0,3. Тогда при тех же значениях $\frac{w_н}{u}$, но при наблюдавшихся во время боры ветрах скоростью 40 м/сек. нисходящая составляющая потока воздуха, очевидно, может быть до 13—14 м/сек. Построив на подветренной стороне склона при данном направлении ветра на разных расстояниях и высотах значения $\frac{w_н}{u}$ с учетом фактической стратификации, можно получить схему влияния орографии на строение воздушного потока.

В общем, в литературе имеется большое количество работ, в которых использованы результаты базисных шаропилотных наблюдений для исследования внутренней структуры планетарного пограничного слоя.

В работе А. Г. Горелика, А. А. Черникова (1964) приведены данные по исследованию точности измерения направления и скорости ветра при шаропилотных наблюдениях. При осреднении наблюдений за шаром-пилотом до 1 мин. можно ожидать отклонений измеренного значения ветра от среднего при неустойчивой стратификации до 2,5—3 м/сек. и 5—7° по направлению. Ошибки возрастают линейно с ростом величины пульсаций вектора ветра.

Серии базисных наблюдений за шарами-пилотами. Помимо одиночных наблюдений, применяются выпуски серий шаров-пилотов с целью получения более надежных значений среднего вектора ветра и его пульсационных отклоне-

ний. Для этих целей можно использовать наблюдения за шарами-пилотами, выпускаемыми последовательно, например, через 5—10 мин., или за двумя-тремя шарами-пилотами, выпускаемыми одновременно, но наблюдаемыми с разных баз.

Для успешного использования этого метода необходимо определить ошибки измерения скорости и направления с учетом точности отсчета углов по теодолиту и длины базы.

Летом 1961 г. во время Махталинской и Днепровской экспедиций ГГО и УкрНИГМИ (1961б, 1963а) базисные наблюдения проводились за одним шаром-пилотом с четырех пунктов, расположенных по сторонам квадрата, равным 0,9 км. Выпуски шаров-пилотов проводились сериями, каждая из которых состояла из 10 выпусков с интервалами 5—10 мин. За выпущенным шаром наблюдения производились одновременно с помощью четырех теодолитов в течение 15 мин. за первыми четырьмя шарами и в течение 30 мин. за каждым пятым шаром. Отсчеты всех четырех теодолитов проводились одновременно по сигналу телефонного зуммера. Выбранное расположение теодолитов давало возможность вычислить высоты шара-пилота в соответствующие моменты по четырем—шести базам. По полученным значениям высоты определялась средняя ее величина, которая и принималась за истинную высоту шара. Горизонтальное удаление шара-пилота определялось не графически, а аналитически по формуле $D = H \operatorname{ctg} \sigma$.

Скорость и направление ветра вычислялись по показаниям каждого из четырех теодолитов. Полученные на данной высоте четыре значения u и d° осреднялись, благодаря чему уменьшались случайные ошибки наблюдений.

Средние часовые значения скорости и направления ветра вычислялись по 40 значениям. Это позволило считать полученные средние значения достаточно надежными величинами. Отклонения величин ветра по отдельному шару от среднего часового представляют собой пульсации ветра. Для каждого срока наблюдений вычислялись средние квадратичные пульсации. Поскольку случайные ошибки в основном исключены самой методикой, то полученные величины характеризуют интенсивность турбулентности. На основании осредненных данных серии были подсчитаны вертикальные профили абсолютной $\sqrt{\overline{u'^2}}$ и относительной $\left(\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\bar{u}}\right)$ порывистости скорости ветра.

Следует отметить, что такого рода исследования требуют весьма большого числа наблюдателей и достаточной точности измерений угловых координат шара. При изучении структуры ветра в районе Ленинграда выпускались серии в 12—14 шаров-пилотов через каждые 10 мин., как правило, в полуденные часы. Длина базы была около 0,5 км, применялись теодолиты

с повышенной точностью отсчета углов, равной 15 сек. Для каждой серии были подсчитаны средние величины скорости и направления ветра, средние значения разностей скорости ветра между соседними наблюдениями и величины абсолютных и относительных пульсаций скорости ветра за промежуток времени в 10 мин.

Если величины абсолютных пульсаций скорости ветра получались больше возможных ошибок метода, то они должны были характеризовать действительную структуру воздушного потока.

Уравновешенные шары-пилоты. Уравновешенным шаром-пилотом называется шар, подъемная сила которого равна нулю. Такой шар, выпущенный в атмосферу, будет смещаться вместе с воздушным потоком, следуя за его траекторией. С помощью базисных теодолитных или радиолокационных наблюдений за уравновешенным шаром можно сравнительно легко определить его положение в пространстве и построить траекторию движения.

Считая, что шар вместе с воздушным потоком перемещается относительно земной поверхности в горизонтальном и вертикальном направлениях, можно построить и схему движения потоков воздуха.

Для характеристики элементов турбулентности, которые можно получить из наблюдений за уравновешенными шарами, приведем рис. 1. На рисунке даны вертикальная и горизонтальная составляющие траектории движения уравновешенного шара-пилота. Вертикальная скорость на отдельных участках будет:

$$w_1 = \frac{H_1}{T_1}; \quad w_2 = \frac{H_2 - H_1}{T_2 - T_1}; \quad w_3 = \frac{H_3 - H_2}{T_3 - T_2} \text{ и т. д.}$$

Вертикальная составляющая определяется из соотношения

$$l_{z_1} = H_1; \quad l_{z_2} = H_2 - H_1; \quad l_{z_3} = H_3 - H_2 \text{ и т. д.}$$

Горизонтальная составляющая находится по расстоянию между проекциями точек A, B, C и т. д. на горизонтальную плоскость.

Периоды пульсации:

$$\tau_1 = T_2; \quad \tau_2 = T_4 - T_2 \text{ и т. д.;}$$

полупериоды нарастания:

$$\frac{\tau_{1н}}{2} = T_1; \quad \frac{\tau_{2н}}{2} = T_3 - T_2 \text{ и т. д.;}$$

полупериоды спада вертикальной скорости:

$$\frac{\tau_{1с}}{2} = T_2 - T_1; \quad \frac{\tau_{2с}}{2} = T_4 - T_3 \text{ и т. д.;}$$

Углы наклона вектора скорости ветра α°:

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{w_1}{u_1}; \quad \operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{w_2}{u_2} \text{ и т. д.}$$

Скорость ветра u определяется обычным для шаров-пилотов методом, причем, поскольку высота подъема уравновешенного шара обычно невелика, можно найти среднюю скорость ветра $\overline{u}$ как для всей траектории OE, так и для отдельных ее участков (u_1, u_2 и т. д.).

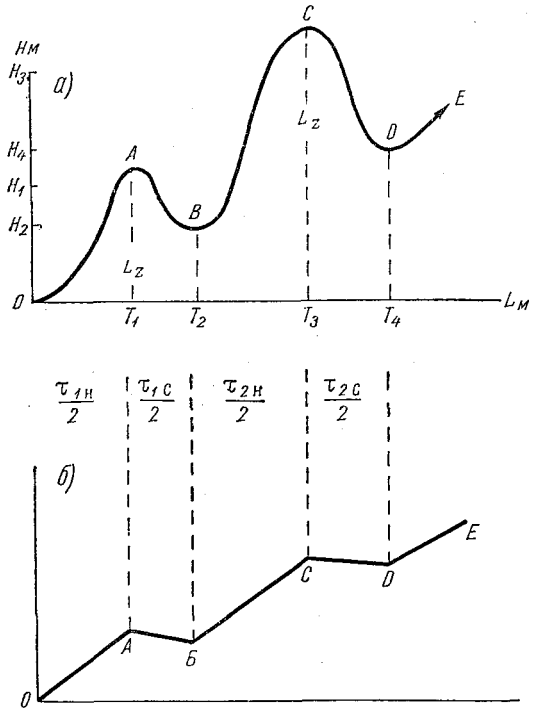


Рис. 1. Траектория движения уравновешенного шара-пилота.

а — вертикальная составляющая траектории шара, *б* — проекция шара на горизонтальную плоскость.

Недостатком этого метода является то, что шар-пилот, уравновешенный у поверхности земли, при попадании в более высокие слои с иной температурой, а также под влиянием солнечной радиации может приобрести на уровне дрейфа небольшую свободную подъемную силу, и поэтому перестает точно следовать за вертикальным перемещением воздуха в атмосфере.

Благодаря возникновению свободной подъемной силы шар-пилот начнет перемещаться по вертикали с некоторой скоростью w. Поэтому для того, чтобы уравновешенный у земной поверхности шар-пилот находился в равновесии и на любой другой

высоте, необходимо, чтобы температура водорода в шаре и температура наружного воздуха были одинаковы или сохраняли постоянную разность $\Delta_1 T$.

Для уменьшения вертикальных смещений уравновешенных шаров под влиянием небольших изменений подъемной силы и инерционных смещений применяются по предложению проф. П. А. Молчанова демпферы различных форм. Наиболее рациональной из них является подвеска к шару легкой квадратной плоскости из лучины, оклеенной газетной или другой достаточно плотной бумагой.

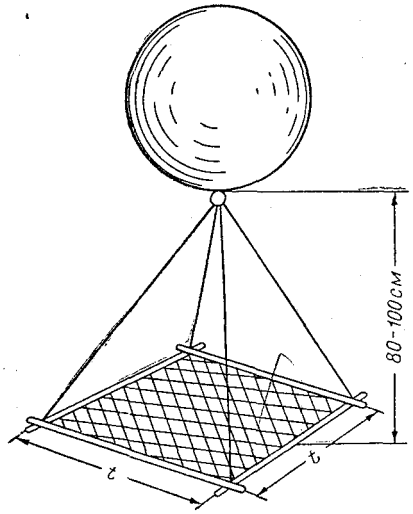


Рис. 2. Уравновешенный шар с бумажной подвеской.

Подвешенная бумажная плоскость препятствует только собственным смещениям шара по вертикали относительно воздуха, а при попадании шара в восходящий или нисходящий потоки, если диаметр этих потоков больше размеров плоскости, никакого влияния на движение шара не оказывает. Согласно исследованиям автора (1954, 1956а), небольшие (до 2—3°) перегревы водорода в шаре и создаваемые при этом вертикальные скорости шара полностью будут поглощаться сопротивлением плоскости, а при более значительных перегревах смещение шара уменьшается в 2—2,5 раза по сравнению с теми же условиями для шара без воздушного демпфера.

Во время экспедиционных работ ГГО применялись уравновешенные шары с подвеской бумажных плоскостей размерами 40×40 и 60×60 см. Вид уравновешенного шара-пилота с демпфером приведен на рис. 2.

В некоторых случаях исследование траекторий воздушного потока можно производить на нескольких уровнях одновременно. Для этой цели применяют принудительный подъем уравновешенного шара на заданные высоты. Подъем уравновешенных шаров можно совершать разными способами, в частности на самолете или на привязном аэростате. Однако до высот 400—500 м при скоростях ветра не более 4—5 м/сек. наиболее пригоден подъем их при помощи шара-тягача. Сверху над двумя-тремя уравновешенными шарами, связанными тонким шнуром, подвязывают шар-тягач, подъемную силу которого подбирают такой, чтобы он поднял всю систему на заданную высоту в заданное время

с учетом распределения скорости ветра по высотам. К нити, соединяющей шары, привязывается пеньковый или хлопчатобумажный шнур, скорость горения, вернее тления, которого должна быть заранее определена. Зная время подъема до заданной высоты, отрезают необходимую длину шнура и перед самым выпуском одновременно поджигают оба конца шнура.

Определение положения уравновешенного шара-пилота в пространстве производится аналогично расчетам при базисных наблюдениях, а в последнее время и с помощью радиолокационных измерений.

Обычно наблюдения за уравновешенными шарами-пилотами производятся при скоростях ветра не более 5—6 м/сек., продолжительность наблюдений ограничивают 7—10 мин., что соответствует удалению шара на 2—3 км. Принимая за необходимую длину базы $^1/_6$—$^1/_7$ расстояния, на которое удаляется шар, размер базы можно взять 350—400 м. Подробнее метод уравновешенных шаров рассмотрен в работе автора (1956а). Обычно при меняющихся направлениях ветра приходится выбирать две базы, примерно перпендикулярные одна другой, и в зависимости от направления ветра наблюдения производятся на одной из них.

Наблюдения за уравновешенными шарами чаще всего являются эпизодическими, поэтому никаких особых оборудований базы не требуется. Для лучшей синхронизации отсчетов углов при наблюдениях желательно иметь телефонную или радиотелефонную связь концов базы.

Отсчеты углов обычно первые 3 мин. наблюдений производятся через 15 сек., а дальше до конца через 30 сек. При выпусках уравновешенных шаров-пилотов ночью вставляют электролампочки карманного фонарика для освещения шара.

В работе автора (1956а) приведен расчет ошибок метода уравновешенных шаров-пилотов. Максимальные абсолютные ошибки в определении вертикальной скорости уравновешенного шара, а следовательно, и L_z для слоя до 200—300 м равны ± 10 см/сек. и для слоя до 1 км ± 15 см/сек., относительные ошибки соответственно равны 15 и 25%; средние значения ошибок составят $^1/_3$ максимальных, т. е. $\pm(5 \div 8)$% значений w для всех высот до 0,5—1 км. Средняя относительная ошибка в измерении высоты шара будет составлять $^1/_3$ ошибки в измерении w, т. е. $\pm(3 \div 4)$%. Ошибка в измерении проекции шара, а следовательно, и величин L_x составляет 5—6%.

В работе В. А. Пацаевой (1964а) описана методика использования уравновешенных шаров-зондов для исследования горных волн. В ЦАО была сконструирована специальная модель шара-зонда с оболочкой из полиэтилена. Объем оболочки в выполненном состоянии равен 31 м^3. После достижения зоны статического равновесия на высоте 10—11 км уравновешенный шар

БИБЛИОТЕКА
Ленинградского
Гидрометеорологического

208681

начинал дрейфовать вместе с воздушным потоком. Продолжительность дрейфа составляла 30—50 мин.

Каждый уравновешенный шар снабжался радиозондом РКЗ-1 для получения координат во время дрейфа. Прослеживание производилось автоматически с помощью радиолокационной станции. Высота и скорость определялись через каждую минуту. При горизонтальных удалениях шара свыше 100 км возможная ошибка в определении его высоты составляла 190 м.

Радиозондовые наблюдения являются массовым сетевым методом, и использование этих данных для характеристики структуры воздушного потока является весьма перспективным.

Применяемые в настоящее время на сети радиозонды не давали достаточно надежных измерений в пограничном слое из-за большой скорости подъема (300—350 м/мин.) и сравнительно большой инерции приемников, особенно приемника влажности. В НИИГМП построен модернизированный радиозонд А-22 специально для зондирования атмосферы до высоты 3 км (см. работу П. Л. Ефимова [1965]). В новой модели радиозонда по сравнению с радиозондом А-22 для измерения давления вместо двух используется блок из четырех стальных мембранных коробок без термокомпенсатора, вследствие чего чувствительность датчика давления повысилась почти вдвое.

Для измерения температуры воздуха служит термобиметаллический приемник, подобный приемнику температуры радиозонда А-22, но обладающий примерно вдвое большей чувствительностью.

Для измерения влажности воздуха используется датчик радиозонда А-22, в котором поставлена животная пленка, позволяющая значительно увеличить чувствительность приемника.

Вместо пропеллера применен микродвигатель, в нем имеется винт, с помощью которого можно регулировать число оборотов кодового барабана в пределах 5,5—7 об/мин. Прибор снабжается отцепным устройством и парашютом, позволяющим отделять радиозонд от оболочки на заданной высоте, обычно около 3 км, после чего радиозонд снижается на парашюте со скоростью, не превышающей 6 м/сек.

Модернизированный радиозонд по техническим условиям имеет следующие характеристики (табл. 2).

Скорость подъема новой модели радиозонда вместо 300—350 м/мин. у сетевого прибора составляет всего 150—180 м/мин.

Подъем радиозонда сопровождается радиотеодолитом «Малахит». Первые 3 мин. отсчет угла по радиотеодолиту производится через каждые 0,5 мин., а затем до высоты 3 км — через 1 мин.

Обработка результатов зондирования производится по существующей методике обработки радиозонда А-22 с той лишь

Таблица 2

Характеристики	По давлению	По температуре	По влажности
Пределы измерений	от 1040 мб до 700 мб	от +40 до —40°	15—100%
Чувствительность на одну дорожку	2—2,5 мб	0,29—0,38°	0,8—1,2%
Максимальная погрешность	±2 мб	±0,5°	±5%
Параллельное смещение тарировочной кривой	3 дор.	5 дор.	8 дор.
Коэффициент инерции	—	3 сек.	—
Температурный коэффициент	0,13 мб	—	—
Скорость вращения кодового барабана	5—7 об/мин.		

разницей, что данные радиозондирования температуры и влажности воздуха, направления и скорости ветра вычисляются для стандартных высот 50, 100, 150, 200, 250, 300, 500, 700, 1000, 1500, 2000, 2500 и 3000 м над подстилающей поверхностью и для высот особых точек, определяемых по профилям температуры и влажности воздуха.

Далее приведем некоторые данные о применении метода радиозондирования для получения характеристик структуры воздушного потока в слоях до 10—15 км. Часть их в дальнейшем можно будет применить и для исследования пограничного слоя.

П. Ф. Зайчиковым (1953) был предложен метод измерения вертикальных движений воздуха по скорости вращения пропеллера радиозонда. Сущность метода измерений вертикальных движений воздуха сводится к определению разности между абсолютной (w_a) и относительной (w_0) скоростями движения шара, к которому подвешен радиозонд,

$$w = w_a - w_0. \tag{1.6}$$

Абсолютная скорость подъема радиозонда w_a по отношению к поверхности земли может быть определена по давлению и температуре, измеряемым радиозондом или радиолокационным способом.

Относительную скорость можно рассчитать, пользуясь пропеллером радиозонда в качестве анемометра, по уравнению

$$\omega_0 = A\omega + B\frac{\rho_0}{\rho_z}, \tag{1.7}$$

где ω — скорость вращения пропеллера; A и B — коэффициенты, постоянные для данного радиозонда; ρ_0 и ρ_z — плотность воздуха у поверхности земли и на высоте z.

Величина ω определяется по числу оборотов пропеллера, которые в радиозонде А-22-III подсчитываются по количеству

полных оборотов коммутатора по разделительным сигналам, подаваемым через каждые 60 оборотов пропеллера.

Метод измерения вертикальной скорости воздуха с помощью радиозонда применим к любым типам радиозондов (РЗ-049, А-22-III, английский, финский и индийский радиозонды), в которых коммутатор приводится в движение с помощью пропеллера.

Точность измерений вертикальных движений воздуха зависит от точности измерения высоты и определения числа оборотов пропеллера. Средняя квадратичная ошибка метода с применением упрощенного способа обработки составляет для радиозонда РЗ-049 30—40 см/сек., для А-22-III 23 см/сек.

Величины вертикальных скоростей, измеряемых с помощью радиозонда, колеблются от нескольких десятков см/сек. до нескольких м/сек. и выходят за пределы точности метода измерений.

Комплексное измерение с помощью температурно-ветрового радиозондирования горизонтальных и вертикальных скоростей ветра позволяет получать такие характеристики воздушного потока, как угол наклона вектора ветра

$$\alpha = \operatorname{arctg} \frac{w}{u}$$

и его изменения в различных слоях атмосферы

$$\alpha = \alpha_2 - \alpha_1.$$

Полный оборот коммутатора радиозонда А-22-III происходит примерно через 20 сек., что соответствует подъему радиозонда приблизительно на 100 м. Для уверенного подсчета необходимо определить время как минимум трех оборотов, за которое радиозонд пройдет слой 300—350 м.

2. Использование авиации для исследования атмосферной турбулентности и вертикальных движений

В настоящее время основными методами исследования структуры воздушного потока являются методы, основанные на использовании самолетов, вертолетов и планеров.

Исследования с помощью самолета. Крупным этапом в исследовании атмосферной турбулентности явилось использование авиации и, в частности, самолетов. При полетах самолета в турбулентной среде устойчивость его движения нарушается и это проявляется в виде болтанки.

Турбулентность, вызывающую болтанку самолетов, можно представить как пульсации в пространстве восходящих и нисходящих потоков различных поперечных сечений (масштабов), соизмеримых с размерами самолета, без заметного изменения высоты полета. Резкие изменения высоты полета будут наблю-

даться только при попадании самолета в упорядоченные вертикальные потоки.

Впервые А. А. Фридманом в 1915 (1916) было предложено применение самолета для исследования атмосферной турбулентности и им было выполнено несколько полетов.

В 1923 г. В. В. Виткевич внес предложение об использовании измерений перегрузок летящего самолета с целью изучения турбулентности.

В первые годы сетевого самолетного зондирования болтанка самолета σ определялась по субъективным ощущениям бортаэролога в баллах от 1 до 4, причем σ, равная 1, соответствовала слабой болтанке, а σ, равная 4, — очень сильной.

По этим материалам были выполнены многочисленные исследования атмосферной турбулентности рядом авторов, например, Н. З. Пинусом.

Уже в 1929 г. легкие самолеты использовались для исследования вертикальных движений воздуха. Для данного типа самолета заранее вычислялась его воздушная скорость u, соответствующая максимальной скорости подъема или минимальной скорости спуска в «спокойной» атмосфере v_y. По барограмме полета для каждой высоты определялась вертикальная скорость v_n. Разность между наблюдаемой скоростью подъема или снижения v_n и скоростью в «спокойной» атмосфере v_y и дает величину скорости вертикальных движений воздуха w.

Вид одного из таких полетов приведен на рис. 3.

Погрешности измерений w, согласно Н. З. Пинусу (1960), по данному методу для самолета составляют около 10%.

Следующим шагом в исследовании атмосферной турбулентности с помощью самолета было использование измерений или записей перегрузок самолета в полете.

Кратко рассмотрим силы, действующие на самолет.

В горизонтальном равномерном полете на самолет действуют следующие силы: вес самолета G, подъемная сила L, лобовое сопротивление R_x и тяга винта P. При этом взаимно уравновешиваются отдельно вертикальные и отдельно горизонтальные силы. Если нарушается равенство сил R_x и P, то это приводит к тому, что полет будет происходить с ускорением вдоль траектории. Нарушение равенства сил L и G делает горизонтальный полет невозможным.

Число, показывающее, во сколько раз подъемная сила самолета при данном режиме полета больше его веса, называется перегрузкой и выражается через

$$n = \frac{L}{G}.$$

Перегрузки мы будем характеризовать через вертикальную компоненту ускорения силы тяжести.

В горизонтальном полете в спокойной атмосфере подъемная сила равна весу самолета и, следовательно, $n=1$.

Если самолет попадет в вертикальный поток скоростью w, то скорость самолета u изменится и будет составлять $u_2=u_1+w$.

Угол между направлением вектора ветра $\vec{u}_2$ и линией горизонта будет характеризовать изменение угла атаки α на величину $\Delta\alpha$.

Вследствие изменения угла атаки изменится также подъемная сила самолета, которая уже не будет равна весу самолета G.

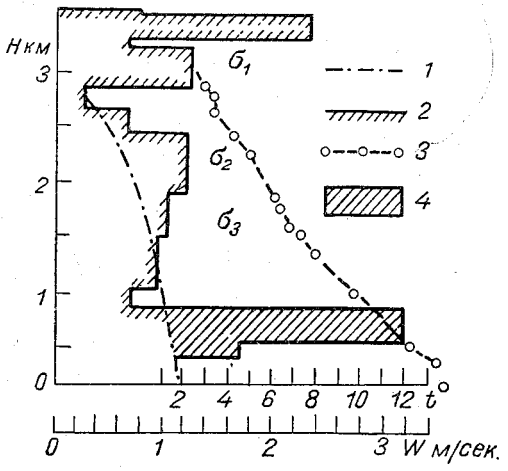


Рис. 3. Распределение w м/сек. при полете на самолете 1 августа 1929 г. (Облачность 8/10 Cu).

1 — нормальная скорость подъема, *2* — фактическая скорость подъема, *3* — кривая температуры, *4* — восходящий поток у склона.

Экспериментальные исследования показывают, что под влиянием вертикального порыва происходит мгновенное увеличение угла атаки при почти неизменной скорости самолета, т. е. можно считать $u_2=u_1$.

Величину перегрузки в долях g можно представить в виде

$$n=1\pm\frac{\rho u w c_y^{\alpha}}{2\frac{G}{S}}, \qquad (1.8)$$

где S — несущая поверхность крыла, ρ — плотность воздуха, c_y^{α} — коэффициент подъемной силы при горизонтальном полете.

Знак минус относится к случаю нисходящего потока, плюс — к восходящему потоку.

Пользуясь формулой (1.8), можно вычислить так называемую эффективную скорость $w_{эф}$ вертикального порыва ветра

$$w_{эф} = \frac{2(n-1)\frac{G}{S}}{k_1 \rho u c_y^{\alpha}} = b\,\Delta n, \qquad (1.9)$$

где

$$b = \frac{2\frac{G}{S}}{k_1 \rho u c_y^{\alpha}}$$

есть некоторый поправочный множитель, зависящий от ширины переходной зоны и от отношения $\frac{G}{S}$.

Вычисленная таким образом величина эффективной вертикальной скорости не равна в точности вертикальной скорости воздушного потока, поскольку при ее выводе предполагалось, что речь идет о действии на самолет отдельного изолированного вертикального порыва ветра.

Если самолет попадает в турбулентный поток и на него воздействуют серии следующих один за другим турбулентных порывов, то на его движение в каждом из отдельных порывов влияют ранее действующие порывы. Степень и характер нарушения устойчивости движения в этом случае определяется спектральными характеристиками поля пульсаций вертикальной скорости в зоне полета.

При полете в турбулентной зоне наряду с вертикальными порывами на самолет действуют также горизонтальные порывы. Теоретические и экспериментальные исследования показали, что величина изменения подъемной силы при горизонтальном порыве приблизительно в 10—12 раз меньше, чем приращение подъемной силы, благодаря вертикальному порыву той же величины.

Более строгая теория продольных колебаний самолета при его движении в турбулентной атмосфере для случая без вмешательства пилота в управление самолета была разработана М. И. Юдиным в 1941 г. Эта теория позволяет при наличии соответствующей аппаратуры с высокой точностью определять компоненты скорости ветра по данным измерений характеристик возмущенного движения самолета. Однако в настоящее время точность приборов, применяемая для измерения характеристик движения самолета в турбулентной атмосфере, мала, особенно для продольных и поперечных перегрузок. Поэтому обычно используются измерения вертикальных перегрузок самолета, по которым рассчитываются вертикальная составляющая пульсации вектора ветра и другие элементы турбулентного потока.

Теория вопроса, разработанная М. И. Юдиным, была развита А. С. Дубовым, Н. З. Пинусом и др.

Для измерения перегрузок самолета при полете в возмущенном слое атмосферы применяются установленные в центре тяжести самолета перегрузочные приборы — акселерометры или акселерографы. Приемником этих приборов служит тарировочный груз, уравновешенный пружинами. При появлении перегрузки груз и связанный с ним указатель под действием инерционной силы перемещаются в ту или иную стороны в зависимости от знака перегрузки. Величина этого смещения пропорциональна значению перегрузки.

Нами применялись как механические, так и электромеханические акселерографы отечественного изготовления.

Однокомпонентный акселерограф ЗП-11 или СП-11 регистрирует перегрузки, направленные вдоль вертикальной оси самолета. Самописец состоит из трех основных частей: чувствительного элемента (приемника) со стрелкой и демпфером, лентопротяжного механизма и электромагнитного отметчика времени. Питание электроконтактных часов и электродвигателя лентопротяжного механизма осуществляется постоянным током напряжением 27 в от бортовой сети самолета. Используются обычно акселерографы, регистрирующие перегрузки в диапазоне $\pm 1{,}5\ g$, с погрешностью, не превышающей $\pm 2\%$ по всему диапазону. Длина ленты 10 м, ширина 60 мм, скорость движения может быть переменной, 5 и 1 мм/сек. Прибор крепится в центре тяжести самолета жестко.

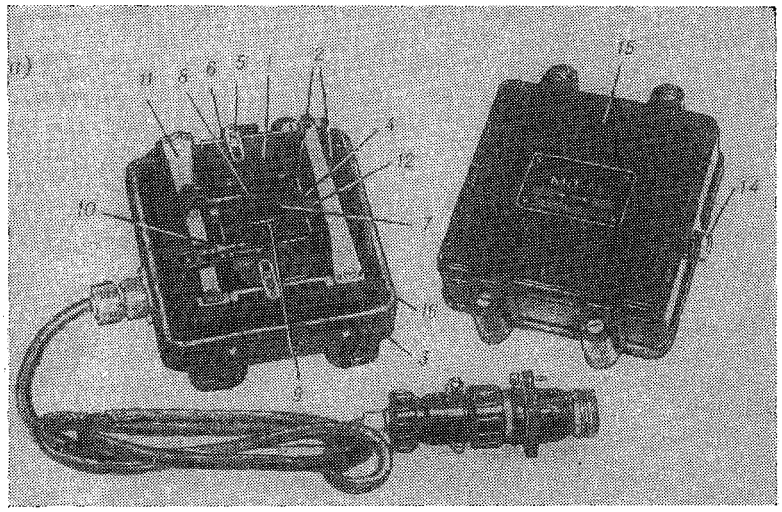
Из электромеханических акселерографов наибольшее распространение получили приборы с потенциометрическим приемником типа МП-66 или МП-23. В этом приемнике перемещение инерционного груза преобразуется в изменение сопротивления с помощью потенциометра, по которому скользит ползунок, жестко связанный с грузом. Приемники этих приборов выпускаются на разные диапазоны перегрузок, но при исследованиях атмосферной турбулентности используются обычно приборы с чувствительностью в пределах $\pm 1{,}50\,g$. Акселерографы могут быть использованы для регистрации как вертикальных, так и горизонтальных перегрузок, но обычно применяются акселерографы с регистрацией перегрузок только в вертикальной плоскости, так как горизонтальная составляющая обычно мала.

При монтаже прибора на самолете приемник устанавливается в центре тяжести самолета таким образом, чтобы направление смещения груза совпадало с направлением измеряемых перегрузок.

На рис. 4 приведен акселерограф МП-66, причем на рис. 4 *а* дан внутренний вид прибора, а на рис. 4 *б* — его электрическая схема.

Чувствительным элементом датчика является груз *1*, подве-

шенный на системе плоских пружин *2*, которые размещены в литом корпусе *3*. Внутри груза помещен поршень демпфера, соединенный при помощи тяги с корпусом датчика. Степень демпферования регулируется винтом *4*. Боковые планки *5* служат



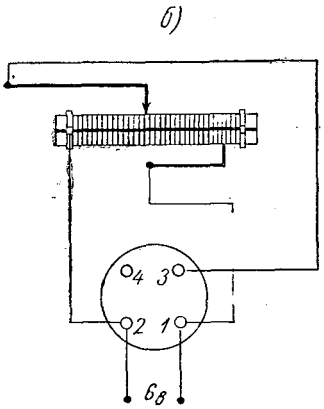


Рис. 4. Датчик перегрузок МП-66.
а — конструкция прибора, *б* — электрическая схема.

для гашения резонансных колебаний стоек *6* в условиях вибрации. К грузу *1* прикреплен реостат *7*, по ребру которого скользит контакт *8*, укрепленный на корпусе датчика контакт *9* служит для регулирования диапазона рабочего сопротивления. Конец обмотки реостата *7*, контакты *9* и *8* соединены проводниками с выводами *10*. Планки *11* служат для устранения перекоса в подвижной системе при действии боковых перегрузок.

На грузе прибора укреплена планка *12* с резьбовыми отверстиями, в которые ввинчиваются приспособления для тарирования статическим методом. Это же отверстие в планке используется для арретирования датчика при транспортировке. Арретирование датчика (фиксация груза) производится ввинчиванием стопора одновременно в резьбовые отверстия планки и корпуса, датчик при использовании необходимо разарретировать. Для этого следует вывернуть пробку *14* в крышке *15* датчика и вывернуть стопор. Пластмассовая крышка *15* четырьмя винтами крепится к корпусу датчика *3*. Корпус датчика имеет резиновую уплотнительную прокладку *16* для обеспечения герметичности и ушки для крепления датчика на объекте.

Погрешность измерения МП-66 в нормальных условиях $\pm 1{,}5\%$. Полное сопротивление потенциометра в пределах 350—600 ом, напряжение питания 6,2 в, вес около 1,5 кг.

Приведем некоторые указания по эксплуатации МП-66. Перед эксплуатацией необходимо датчик разарретировать, произвести осмотр и проверить соответствие его показаний паспортным данным. Проверку производят по точкам, указанным в тарировочной таблице; результаты проверки заносят в формуляр. Датчики проверяются на тарировочной уст- щей собой поворотную плиту.

При диапазоне измерения датчика в пр лучения составляющих от приведенного ве дится поворот плоскости тарировочной ус ным на ней датчиком на соответствую на указанные углы будет соответствовать ниям перегрузки:

Угол, град.	14,5
Перегрузка, в долях g	0,25

Поворот плоскости от 0° в противопол возможность получить те же данные перегр знаком. При монтаже необходимо обеспеч правления измеряемых перегрузок с осью чика. Датчик крепится по установочным ба 30′. Хранение и транспортировка датчика ре зонтальном положении.

Запись перегрузок, испытываемых само лета, представляет собой ломаную линию, к сительно некоторого среднего положения $n=1$. При обработке акселерограмм снимаю обычно через определенные отрезки време а иногда и для пиков перегрузок. С помощью вой снятые ординаты переводятся в перегр в долях g. Перегрузки турбулентного происхо зуются узкими крутыми записями с резким

убываниями ускорений. Кривая записи перегрузок при выполнении самолетом того или иного маневра представляет собой плавную, более или менее растянутую кривую с медленным нарастанием или убыванием ускорений.

Имея значения перегрузок $\Delta n = 1$, для каждой ординаты определяют среднюю величину $\overline{\Delta n}$ на площадке или в заданном интервале времени.

Для расчета скорости вертикальных порывов ветра может быть использована формула, предложенная А. С. Дубовым (1958),

$$w = v_z + b\,\Delta n = g \int_0^t \Delta n(t)\,dt + b\,\Delta n. \qquad (1.10)$$

Первый член правой части выражения (1.10) характеризует вертикальную скорость центра тяжести самолета; Δn — приращение вертикальной перегрузки в долях g; b — коэффициент, зависящий от характеристик конструкции самолета, его веса и скорости самолета.

Уравнение (1.10) является частным случаем теории М. И. Юдина, при его выводе предполагалась малость горизонтальных пульсаций скорости ветра и скорости самолета.

Расчет величины v_z проводится методом графического интегрирования и является весьма трудоемким.

Г. Н. Шуром (1958) был предложен электронный интегратор перегрузок, с помощью которого проводилось автоматическое интегрирование перегрузок непосредственно в полете с записью значений v_z на ленте шлейфового осциллографа.

За последнее время для расчета вертикальной составляющей скорости ветра используется другая, предложенная А. С. Дубовым (1962), формула

$$w = b_\infty\,\Delta n, \qquad (1.11)$$

где b_∞ — так называемая передаточная функция, которая связывает ускорение центра тяжести самолета с величинами вертикальных порывов ветра.

Передаточная функция $b_{(\omega)} = \dfrac{1}{F_{(\omega)}}$ определяется обычно с помощью системы линейных дифференциальных уравнений, описывающих колебания самолета под воздействием порывов ветра. Расчет передаточной функции для каждого типа самолета проводится с помощью электронно-вычислительных машин. Вид такой передаточной функции, связывающей значения вертикальной компоненты ветра с величинами перегрузок, приведен на рис. 5. Величина $\dfrac{1}{F_{(\omega)}}$ зависит от периода пульсаций и от плотности воздуха.

Вследствие малой чувствительности перегрузок к длиннопериодным возмущениям ветра, когда самолет переносится вместе с воздухом, не испытывая дополнительных ускорений, передаточная функция в этой области близка к нулю.

Особенно сильно изменяется передаточная функция при малых частотах, однако в расчетах использовалось ее постоянное, асимметрическое значение для b_∞. Это приводило к рассмотрению только высокочастотного участка спектра, а следовательно,

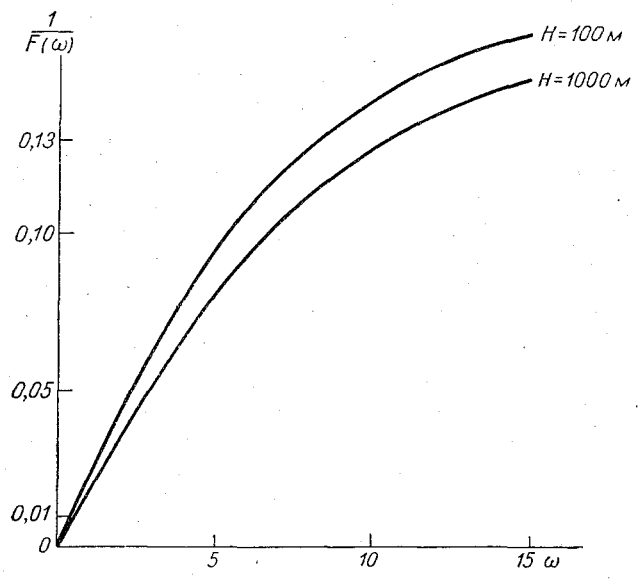


Рис. 5. Передаточная функция самолета АН-2.

и к определенным погрешностям расчета. Наибольшая повторяемость величин b или кривой частоты b_ω падает на значения передаточной функции, значительно отличающейся от величины $\frac{1}{b_\infty}$. Возникающая при этом погрешность наглядно видна на рис. 6, где нанесены значения $\frac{1}{b_\infty}$ и $\frac{1}{b_\omega}$. Погрешность в расчетах будет тем больше, чем меньше частота или больше величина среднего времени τ_0.

В работе И. А. Германа (1963) дана методика расчета поправки

$$\eta = \frac{b_\infty}{b_\omega}.$$

Величина поправки η зависит от конструкции самолета, в частности, для самолетов с жесткой конструкцией крыльев введение поправки η приводит к повышению величин вертикальной скорости w' и коэффициента турбулентности k, а для самолетов с упругой конструкцией крыльев — к понижению значений w' и k.

Следовательно, при расчетах w' и k необходимо производить учет зависимости передаточной функции от частоты, т. е. $b = b_{(\omega)}$.

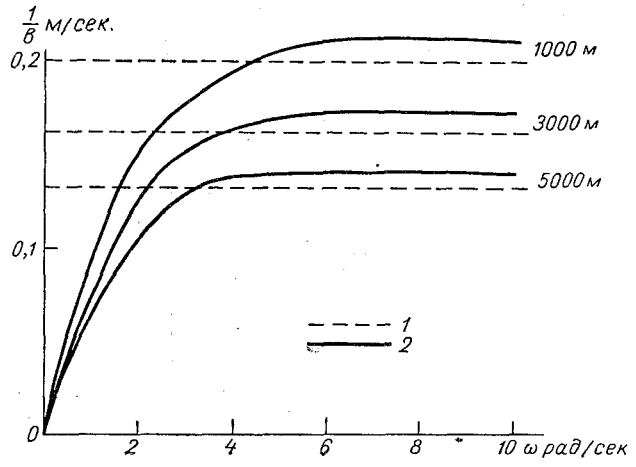


Рис. 6. Соотношение между $\frac{1}{b_\infty}$ и $\frac{1}{b_\omega}$ для самолета ЛИ-2.

1) $\frac{1}{b_\infty}$, 2) $\frac{1}{b_\omega}$.

При введении поправочного множителя $\frac{1}{\eta_\omega}$ формула для w будет иметь вид

$$w' = \frac{b_\infty \Delta n}{\eta}. \tag{1.12}$$

Для акселерографа ЗП-11 точность измерения вертикальных пульсаций скорости ветра колеблется от $\pm 0{,}1$ до $\pm 0{,}15$ м/сек.

Кроме значений w', по записям перегрузок самолета можно определить размеры возмущений L_x, вызвавших болтанку самолета.

Величина L_x определяется обычно по формуле

$$L_x = 2\tau_w u, \tag{1.13}$$

где τ_w — время, в течение которого сохраняется направление перегрузки одного знака; u — скорость самолета в м/сек.

Масштаб возмущений зависит от степени горизонтальной неоднородности характеристик турбулентности и от скорости полета самолета. Самолет реагирует не на все атмосферные вихри, а только на возмущения, соизмеримые с размерами самолета. Для современных самолетов масштаб таких вихрей будет находиться в пределах 20—800 м. По данным времени насыщения структурной функции τ_0 можно определить размер так называемых характерных турбулентных вихрей

$$L_c' = \tau_0 u.$$

Величины L_x обычно не равны L_c', но в общем имеют один порядок.

По данным работы М. А. Германа (1964) приведем табл. 3.

Таблица 3

Характерные размеры атмосферных вихрей L_c', наиболее интенсивно воздействующих на самолеты различных типов и на вертолет МИ-4

	МИ-4	ЛИ-2	ИЛ-12	ИЛ-14	ИЛ-18	ТУ-104
$\overline{u}$ м/сек.	40	60	70	75	175	200
L_c' м	30—40	60—120	70—140	75—150	350—700	400—800

Акселерографические записи болтанки самолета позволяют получить ряд важных характеристик турбулентного режима атмосферы.

При использовании самолета для исследования турбулентности из широкого спектра атмосферных вихрей исключаются самые мелкие и самые крупные. На первые самолет не реагирует в силу значительной инерции, а вихри больших размеров не оказывают заметного влияния на полет и при существующей точности акселерографов не могут быть выявлены.

Так как интенсивность турбулентности в первую очередь определяется вихрями больших размеров, то пренебрежение влиянием малых вихрей практически не скажется на величине коэффициента турбулентности k и на других элементах структуры воздушного потока, ограниченность же спектра вихрей больших размеров может в определенной степени приводить к занижению измеряемых параметров.

Акселерограф хорошо реагирует на резкие короткопериодные изменения вертикальной составляющей воздушного потока. Если же самолет попадает в упорядоченные длиннопериодные восходящие или нисходящие потоки, то акселерограф не покажет перегрузок.

Для исследования вертикальных движений в крупномасштабных вихрях и волнах автором был применен несколько видоизмененный самолетный метеорограф. В приборе была увеличена скорость вращения барабана до 0,07 мм/сек. и значительно повышена чувствительность приемника давления, до 1,6 мб на 1 мм ординаты. Изменение высоты можно было определить с точностью до ± 5 м. При полете с прибором летчик делал площадки на заранее установленных высотах, в слое не выше 1,5 км, и во время всего полета на площадке в течение 5—7 мин. не вмешивался в управление. Обработка данных температуры и влажности воздуха проводилась так же, как и обработка обычных метеорограмм. В обработке давления были некоторые особенности. На метеорограмме устанавливали начало и конец площадки, выделяли все переломные точки и подсчитывали время для каждой переломной точки с точностью до 30 сек. Определив высоты и проведя вычисления разности высот и времени, получали значения вертикальных скоростей для соответствующих высот.

Одним из методов исследования микроструктуры турбулентного поля является спектральный анализ температурных пульсаций $t^{\circ\prime}$. Измерения $t^{\circ\prime}$ также удобно производить с самолета. В этом случае практически получается пространственный спектр пульсаций, тогда как при измерении в фиксированной точке получают временные спектры, которые могут быть перечислены в пространственные только на основании гипотезы «замороженности».

В работе Л. Р. Цванга (1963) приведена методика и аппаратура измерения температурных пульсаций на самолете. Датчик микротермометра устанавливался на специальном кронштейне впереди кабины пилота на расстоянии 1 м по движению самолета от носового обтекателя.

Исследование атмосферной турбулентности с помощью вертолетов. Использование вертолета для исследования атмосферной турбулентности прежде всего расширило число методов в этой области, а затем показало, что вертолет имеет и свои особенности по сравнению с другими методами и в первую очередь с самолетом. Вертолет имеет некоторые показатели маневренности несравнимо более высокие, чем у самолета, например, минимальные размеры взлетно-посадочной площадки, большие различия максимальной и минимальной скоростей полета, малый радиус виража и т. п. Все это в некоторых случаях позволяет отдавать предпочтение вертолету, в особенности при исследовании турбулентного режима в горных районах, с судов над морями, в экспедиционных условиях вдали от аэродромов.

В настоящее время как в СССР, так и за рубежом проведены многочисленные научно-исследовательские полеты

с использованием вертолета для измерения температуры и влажности воздуха и их пульсаций, атмосферного давления и некоторых характеристик атмосферной турбулентности. Таким образом, в настоящее время вертолет может быть использован как летающая лаборатория.

В Трудах ГГО, вып. 140, 1963 г., под редакцией автора была подробно изложена методика наблюдений и аппаратура для измерения на вертолете основных метеорологических элементов, но материалов по применению вертолета для исследования турбулентности в нижних слоях атмосферы не было. Накопленный за последние годы опыт по использованию вертолетов в этой области был обобщен в Трудах ГГО, вып. 171, 1965 г. и в ряде статей, помещенных как в отечественной, так и в зарубежной литературе.

Созданная М. И. Юдиным теория колебаний самолета в возмущенной среде явилась основой для определения методов изучения турбулентного режима в атмосфере и с помощью вертолетов. Основным параметром для характеристики турбулентности в атмосфере также явились перегрузки, испытываемые вертолетом в полете.

Под перегрузкой вертолета в аэродинамике обычно понимают отношение величины равнодействующей поверхностных сил, действующих на вертолет, к его весу или отношение тяги несущего винта при неустановившемся движении к весу вертолета. Перегрузка вертолета, как и самолета, зависит от собственных параметров вертолета (мощности мотора, веса, размеров несущего винта, конструкции управления), как и от техники пилотирования. Поэтому, чем больше запас мощности на вертолете, тем бо́льшую перегрузку на нем можно получить и, наоборот, чем больше нагружен несущий винт, тем меньшая может быть получена перегрузка.

Используя определение перегрузки по соответствующим осям, можно записать, что

$$n_y = \frac{T + Q_y}{G}, \tag{1.14}$$

$$n_x = \frac{H + Q_x}{G}, \tag{1.15}$$

$$n_z = \frac{S + Q_z - T_p b}{G}, \tag{1.16}$$

где Q — сила сопротивления фюзеляжа и всех несущих частей вертолета, G — сила веса вертолета, $T_p b$ — сила тяги несущего винта, T — проекция полной аэродинамической силы винта на конструктивную ось вращения несущего винта, H и S — продольная и поперечная силы несущего винта.

Эта система позволяет определить перегрузки на любом режиме полета.

Для вертолета различают два основных режима полета:

1. Режим висения. Под этим режимом подразумевается такой полет, при котором отсутствует перемещение центра тяжести вертолета относительно воздушной среды и отсутствует вращение вертолета вокруг центра тяжести. В частности, для осуществления режима висения при наличии ветра необходимо, чтобы вертолет перемещался по направлению ветра со скоростью, равной скорости ветра.

2. Горизонтальный полет является основным режимом вертолета. В этом случае, как и при висении, полет может быть установившимся или неустановившимся. В установившемся полете скорость перемещения вертолета постоянна или равна нулю — и в этих условиях отсутствует ускорение.

При полете вертолета в условиях турбулентной атмосферы возникают ускорения, которые можно регистрировать акселерографом.

Определение коэффициента, характеризующего связь между вертикальным порывом ветра и перегрузкой, испытываемой вертолетом, представляет значительные трудности, которые связаны с рядом допущений и приближений. В основу эмпирических исследований связи между вертикальными порывами ветра w' и перегрузками Δn, которые испытывает вертолет при полете в турбулизированной атмосфере, положены следующие предположения:

а) атмосферная турбулентность является квазистационарным случайным процессом;

б) поле турбулентности является «замороженным», что соответствует тому, что в системе отсчета, движущейся со скоростью вертолета или самолета или расположенной на неподвижной башне, распределение вертикальных пульсаций вдоль оси движения не меняется со временем (заморожено). Это позволяет считать, что поле, одинаково воздействуя на самолет и вертолет, вызывает различные по величине перегрузки. Полагая скорости самолета и вертолета во время исследовательских полетов постоянными, можно перейти от масштаба времени к масштабу длины (или перейти от круговой частоты ω рад/сек. к волновым числам Ω рад/м.

Самолет и вертолет с установленными на них акселерографами являются линейными системами, и поэтому применимы соотношения:

$$S_{w(\omega)} = \frac{S_{n_1(\omega)}}{[F_{1(\omega)}]^2}, \tag{1.17}$$

$$S_{w(\omega)} = \frac{S_{n_2(\omega)}}{[F_{2(\omega)}]^2}, \tag{1.18}$$

где $S_w(\omega)$ — энергетический спектр вертикальной составляющей порывов ветра, $S_{n_1}(\omega)$ — энергетический спектр перегрузок самолета, $S_{n_2}(\omega)$ — энергетический спектр перегрузок вертолета, $[F_{1(\omega)}]^2$ и $[F_{2(\omega)}]^2$ — соответственно передаточные функции самолета и вертолета.

С учетом связи между $S_{n(\omega)}$ и $S_{n(\Omega)}$ передаточная функция вертолета может быть записана в виде

$$[F_{2(\omega)}]^2 = \frac{u_1 S_{n(\Omega)}}{u_2 S_{n_2(\Omega)} [F_{1(\omega)}]^2}, \tag{1.19}$$

где u_1 и u_2 — скорости полета самолета и вертолета.

Под руководством М. А. Германа были проведены две серии полетов для определения передаточной функции.

В первой серии были использованы материалы с перегрузками парных полетов вертолетов МИ-4 и самолета ЛИ-2, которые проводились в 1962 г. на специально оборудованных машинах в районе Ленинградской области по маршруту Воейково—Петрокрепость—Воейково и в Крыму по маршруту Симферополь—Запорожье—Симферополь.

Результаты ориентировочных расчетов передаточной функции вертолетов МИ-4 и Ка-18, проведенных Германом, приведены на рис. 7.

Анализ кривых показывает, что функция $F(\omega)$ быстро достигает своего максимума при малых частотах ω, затем постепенно уменьшается, стремясь к своему асимптотическому значению b_∞. Ряд некоторых особенностей в динамике полета вертолета не был учтен при расчете передаточной функции вертолета МИ-4, например возникающий иногда резонанс между колебаниями лопастей в плоскости вращения и поперечными или продольными колебаниями вала; это накладывает некоторые ограничения в использовании приведенной передаточной функции. Однако отсутствие данных по более точным расчетам передаточной функции в какой-то мере может быть восполнено полученными кривыми для ориентировочных подсчетов некоторых характеристик атмосферной турбулентности по материалам акселерографических записей перегрузок вертолета МИ-4 при горизонтальном полете.

Передаточную функцию вертолета МИ-4, согласно Герману (1965), можно выразить в виде

$$w' = \frac{450}{\Delta u} \Delta n, \tag{1.20}$$

где $\Delta = \frac{\rho}{\rho_z}$ — относительная плотность, w' — вертикальный порыв ветра в м/сек., u — скорость полета вертолета, Δn — перегрузки вертолета в долях g.

Используя аэродинамические и конструктивные характеристики вертолета МИ-1, Герман также рассчитал зависимость w' от Δn в виде

$$w' = \frac{400}{\Delta u} \Delta n. \qquad (1.21)$$

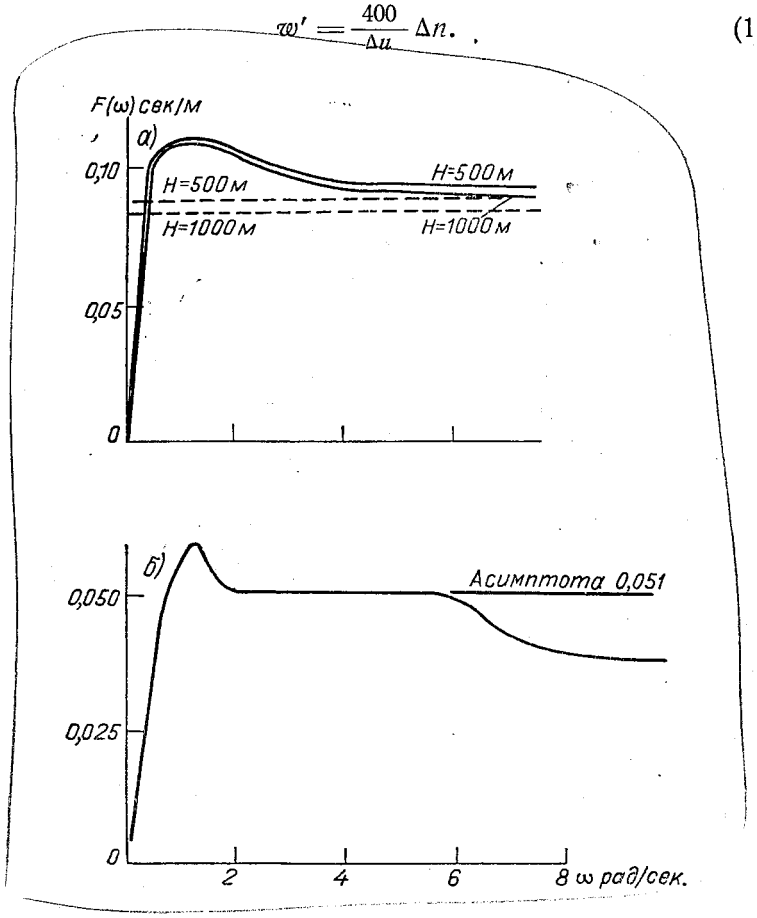


Рис. 7. Передаточные функции вертолетов.
а) МИ-4, *б*) Ка-18. по Герману

Вторая серия полетов с более корректной методикой расчета была проведена в 1964 г. под руководством Германа в Цимлянске для вертолета Ка-18. Были проведены сравнения энергетических спектров вертикальных порывов ветра, полученных на уровнях 50, 70, 100 м на башне Института физики атмосферы Академии наук СССР и на вертолете Ка-18 по записям перегрузок. Дальность полета составляла 12—14 км, а по отношению к мачте — по 6—7 км в обе стороны.

Полеты производились с двух сторон мачты, например, на уровне 50 м в одну сторону вертолет летел с правой стороны мачты, а в обратном направлении — с левой. На площадках скорость полета сохранялась постоянной и пилот по возможности не вмешивался в управление рулями. На вертолете в центре тяжести был установлен самописец перегрузок ЗП-11.

Вид передаточной функции для вертолета Ка-18 дан на рис. 7.

Аналогично акселерографическим записям самолета был вычислен поправочный множитель η для высот 500 и 100 м. Для вертолета МИ-4 с увеличением времени сохранения перегрузок одного знака или с уменьшением круговой частоты ω поправочный множитель растет, достигая значений больше единицы. Величины η даны в табл. 4.

Таблица 4

Значения поправочного множителя η для некоторых типов вертолетов и самолетов для $H=500$ м

	Периоды пульсаций, сек.												
	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,2	2,4	2,6	2,8	3,0
МИ-4	1,06	1,08	1,09	1,10	1,11	1,12	1,13	1,15	—	—	—	—	—
ПО-2	—	—	0,95	0,81	0,75	0,71	0,68	0,66	0,64	0,62	0,60	0,58	0,54
ЯК-12	—	0,72	0,69	0,67	0,64	0,61	0,58	0,54	0,50	0,48	0,45	0,43	0,41

Расчетная формула для вычисления w' примет вид

$$w' = \frac{b_\infty \Delta n}{\eta \Delta}, \tag{1.22}$$

где η — поправочный множитель, рассчитанный по методике, изложенной в работе Германа (1963).

В виде примера приведем в табл. 5 результаты исследования структуры воздушного потока с помощью вертолета МИ-4.

Таблица 5

Средние значения характеристик структуры воздушного потока по трассе Симферополь—Ялта, июль, август 1962 г.

Перегрузки		τ сек.	H м	α	l_k	L_x м	w' м/сек.	k м²/сек.
средн.	макс.							
0,16	0,30	1,39	~400	0,54	8,4	131	1,48	41,2

На вертолете, совершающем рейсовые полеты по трассе, был установлен акселерограф ЗП-11, с помощью которого производилась непрерывная регистрация перегрузок. По записям были

подсчитаны средние и средние максимальные значения перегрузок в долях g и периоды перегрузок τ сек. По формуле

$$L_x = \tau_u$$

были рассчитаны размеры горизонтальной составляющей вихрей, вызвавших болтанку вертолета. Измеряя длину участков с болтанкой, определяют средние размеры по горизонтам зон с турбулентным состояниям l_k м и их высоты H м над уровнем аэропорта Симферополь. Разделив общую длину трассы на длину участков с турбулентным состоянием, вызвавшим болтанку вертолета, получают коэффициент заполнения α. Наконец, по передаточной функции данного типа вертолета определяют величины вертикальной скорости w' в м/сек. и коэффициенты турбулентности k м²/сек. по формуле Дубова.

Как видно, комплекс характеристик структуры воздушного потока получился весьма обширным.

По записям акселерографа, установленного в центре тяжести вертолета, можно получить все характеристики потока, аналогично тому, как это делается по записям акселерографа на самолете. Причем никаких особенностей в их подсчте по сравнению с данными самолета не имеется.

Наиболее полными характеристиками атмосферной турбулентности следует признать характеристики, полученные путем структурно-энергетического анализа. Такой анализ обеспечивает получение комплекса параметров (см., например, работу М. А. Германа, 1965), характеризующего интенсивность и размеры турбулентных образований, вызывающих болтанку вертолета.

Использование планеров для метеорологических исследований. Ряд исследователей считают планер метеорологическим зондом. Планер точно следует за вертикальными потоками, имеющими место в атмосфере. В результате полета планера можно получить многие сведения о строении атмосферы и особенно о вертикальных движениях.

В своем развитии планеризм прошел три этапа. Первый этап — от 1920 до 1928 г., когда полеты планеров проводились с использованием восходящего ветра склонов, а затем термической конвекции с высотами подъема до 1,5—2 км. На втором этапе, с 1928 по 1937 г., были освоены полеты в кучевой и кучево-дождевой облачности, когда были открыты новые источники энергии в виде мощных восходящих потоков, и потолок поднялся до 5—6 км. На третьем этапе, с 1937 г. были освоены полеты на воздушных волнах, особенно на горных подветренных, и высота полета достигла 14 км и более.

Планерный спорт в настоящее время получил широкое распространение, и имеются большие возможности для использования его как одного из методов исследования атмосферы,

в частности упорядоченных и неупорядоченных вертикальных движений в атмосфере.

Метод исследования атмосферы с помощью планеров имеет как преимущества, так и недостатки по сравнению с другими методами. К преимуществам метода нужно отнести прежде всего: а) отсутствие мотора и хорошую обтекаемость всей машины, что вызывает минимальные возмущения воздушной среды; б) возможность подсчитать ряд количественных характеристик вертикальных потоков воздуха, которую дает сам полет планера; в) сравнительно большие возможности выполнять полеты в интересующих нас зонах как по вертикали, так и по горизонтали.

К недостаткам метода нужно прежде всего отнести: а) значительные ограничения в выполнении полетов по метеорологическим условиям; б) трудности использования планеров для исследования самых нижних слоев атмосферы, поскольку ниже 100—200 м маневренность планеров сильно ограничена; в) возможность исследования только сравнительно мощных восходящих потоков с $w \geqslant 1$ м/сек. ввиду того, что собственная скорость снижения планера, определяемая по поляре, составляет около 0,7—0,8 м/сек.

С помощью планеров можно исследовать структуру и величины вертикальных движений, возникающих: а) при обтекании воздухом сравнительно небольших препятствий, б) при термодинамической неустойчивости нижних слоев атмосферы, в) в местных и фронтальных облаках вертикального развития, г) при обтекании воздухом горных хребтов и отдельных гор, д) в струйных течениях, е) при фёнах и ж) при совокупности некоторых из этих процессов.

Парящий полет планера слагается из двух последовательно повторяющихся режимов — набора высоты в восходящих воздушных потоках и планирования между восходящими потоками. Обычно набор высоты в восходящих потоках производится по спирали, ось которой иногда совпадает с осью восходящего потока.

Примем режим набора высоты установившимся, тогда скорость набора высоты v_n определяется как разность между скоростью восходящего воздушного потока w и собственной скоростью снижения планера v_y при данной скорости полета.

Скорость планирования

$$v_y = \sqrt{\frac{2P}{c_\alpha \rho}}, \tag{1.23}$$

где P — нагрузка на 1 м^2 поверхности крыльев; c_α — коэффициент аэродинамического сопротивления, зависящий от угла атаки α, ρ — плотность воздуха.

Для планера $P = \text{const}$, поэтому скорость планирования зависит только от угла атаки и плотности воздуха, и эта зависи-

полярой. Истинная скорость снижения пла-
угле атаки v_y, которая может быть измерена
ометра, будет отличаться от расчетной только
ли на планер будет влиять вертикальный поток

истинную скорость снижения планера по вario-
заданном угле атаки или рассчитывая ее по баро-
вычислить скорость вертикального движения воз-

$$w = \pm v_n + v_y, \tag{1.24}$$

да > 0.
еред v_n будет плюс при полете в восходящем потоке
нисходящем.
получения некоторых характеристик термиков можно
довать обработку барограмм. Поскольку, как правило,
ждого полета планера имеется барограмма, а таких поле-
егодно совершается тысячи, то можно собрать весьма
ой и интересный материал.

Кратко остановимся на методике обработки лент барографа. Прежде всего отмечают на ленте все наиболее характерные переломные точки, соответствующие изменению высоты полета. Для этих точек измеряют ординаты и абсциссы. По ординатам, имея тарировочный сертификат прибора, подсчитывают высоты. По абсциссам, зная время начала и конца записи барографа, определяют соответствующие значения времени для каждой переломной точки. Далее рассчитывают разности высот и времен между двумя соседними переломными точками и, разделив разность высот на разность времен, получают собственные средние скорости набора высот планером или снижения $\pm v_n$. Далее, зная скорости установившегося полета планера на режимах прямолинейного полета или спирали на поляре данного типа планера, определяют скорость планирования v_y по формуле

$$w = \pm v_n + v_y,$$

находят скорости восходящих и нисходящих потоков между соответствующими переломными точками.

В виде примера в табл. 5 даны результаты обработки одной барограммы полета планера «Бланик» в термиках. Полет был совершен по 200-км треугольнику 20 июня 1964 г. из г. Орла, взлет в 11 час. 31 мин., посадка в Орле в 15 час. 58 мин. В этот день была облачность 3—5 баллов Cu hum. с высотой нижней границы 1600 м, температура воздуха у земли около 30°, ветер 4—5 м/сек.

На рис. 8 приведена поляра планера «Бланик», на которой находят по значениям скорости горизонтального полета планера v_x величину скорости планирования v_y. При полете по спирали

в термике принято $v_x=70$ км/час и $v_y=0{,}7$ м/сек., при пологом планировании вне термика $v_x=100$ км/час и $v_y=1{,}0$ м/сек.

Всю трассу можно разделить на три участка. На участке I было отмечено три крупных и три мелких термика (мелкие термики в табл. 6 не вошли). Крупные термики встречались через 23 мин. полета, $\overline{w}=2{,}1$ м/сек., $H=1{,}5$ км. На участке II было

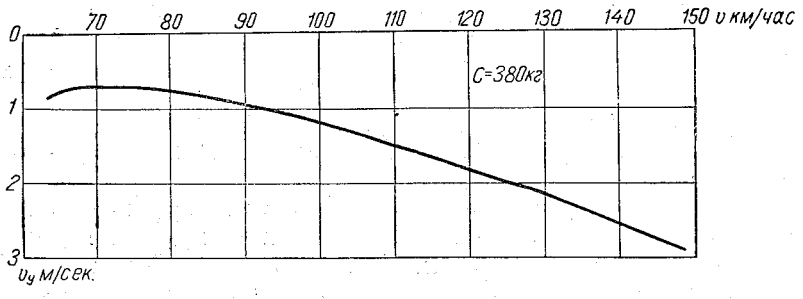


Рис. 8. Поляра планера «Бланик».

три крупных и три мелких термика. Крупные термики встречались через 7 мин. полета, $\overline{w}=1{,}6$ м/сек., $H=1{,}5$ км. На уча-

Таблица 6

Пример обработки крупных термиков по барограмме полета планера «Бланик»

Участок	№ точек	H м	Время полета, мин.	Высота подъема в термике, м	Время подъема в термике, сек.	w м/сек.
I	2	680	10,2	580	420	2,08
	3	1260	17,4			
	4	900	35,5	540	570	1,65
	5	1460	45,0			
	11	1060	86,0	520	275	2,60
	12	1580	93,0			
	14	880	103	590	460	1,55
	15	1470	112			
II	17	990	118	570	790	1,95
	18	1660	133			
	20	600	139	950	850	1,80
	21	1550	153			
	24	930	184	560	820	1,40
	25	1490	196			
III	36	450	245	580	330	2,45
	37	1030	252			
Среднее		870—1310	—	620	≈9,5 мин.	1,95

стке III было два крупных и восемь мелких термиков. Крупные термики встречались через 40 мин. полета, $\overline{w}=1{,}7$ м/сек., $H=$ $=1{,}2$ км.

В примере обработки записаны только точки из барограммы, соответствующие вхождению и выходу планера из крупных термиков с $\Delta H > 0{,}5$ км. Даны высоты и время начала и конца полета в термике. По разности высот и времени подсчитаны высоты и продолжительность подъема в термике по времени. Далее приведены вертикальные скорости в термиках, подсчитанные следующим образом:

$$w = v_n + v_y = \frac{\Delta H}{\Delta T} + v_y.$$

В данном случае скорость планирования в спирали равна 0,7 м/сек.

Нужно помнить, что набор высоты пилотом прекращается примерно при $w=1{,}0$ м/сек. Тогда в среднем в этот день высота термика была около 1400—1450 м, т. е. метров на 150—200 ниже уровня Cu hum.

Однако по отдельным измерениям высота термика доходила до 1,75—1,8 км, продолжительность полета была около 4 час. 27 мин. За это время, как уже отмечалось, планерист встретил восемь крупных термиков и 14 мелких. Полет по спирали в крупных термиках в среднем продолжался около 9,5 мин. (570 сек.). Следовательно, планерист находился при пологом планировании вне термиков около 3 час. 10 мин. и пролетел по горизонтали почти 200 км. Расстояние между центрами крупных термиков было около 25 км. В среднем вертикальная скорость в термиках составляла 2,0 м/сек. и изменялась от 1,4 до 2,6 м/сек. Пилот отмечал, что более мощные термики наблюдались над склонами. Среднеквадратичная ошибка измерений w составляла примерно $\pm(0{,}2—0{,}3)$ м/сек. Следовательно, обработка даже одних барограмм рядовых тренировочных полетов планера может дать весьма интересный материал для исследования термиков.

Но следует также отметить, что ряд характеристик термика не был установлен. Поскольку полет совершался по спирали, максимальные значения восходящих потоков не были измерены. Прекращение полета при показаниях вариометра, близких нулю, хотя восходящий поток еще достаточно большой, $w \geqslant 0{,}7$ м/сек., не позволяет точно определить верхнюю границу термика. Нижняя граница термика, особенно если она ниже 0,2—0,3 км, где маневры планера весьма ограничены, также обычно не определяется. Можно говорить, очевидно, о некоторой скорости восходящего потока на расстоянии минимум 50—75 м от центра термика и указать высоту, на которой вертикальная скорость в термике все еще больше 0,8—0,7 м/сек. По барограмме можно подсчитать число термиков только по маршруту.

Далее перейдем к рассмотрению методики специальных полетов планеров для исследования термиков, волновых движений и турбулентности. Например, Б. Вудворт (1959) совершала полеты в термике по следующей программе: планер поднимался по спирали внутри термика, затем выходил из него и опускался вниз по спирали непосредственно возле термика. Полеты совершались от высоты 300 м до основания кучевых облаков. Целью исследований было выявить строение термика.

Более интересные данные можно получить, проводя полеты одновременно на двух планерах, один из которых двухместный. На планерах должно быть стандартное оборудование, включая барографы. Один планер разыскивает термик и совершает полет по спирали до максимально возможной высоты, на которой все еще по показаниям вариометра $v_n > 0$ м/сек., второй планер с наблюдателем на борту пересекает термик, по возможности его центр, отмечает время вхождения и выхода из термика, руководствуясь показаниями вариометра. Во время полета борт-наблюдатель ведет журнал, записывая все особенности полета.

Наиболее интересные исследования физики атмосферы могут быть получены только при полетах планеров, оборудованных специальной аппаратурой, и проводимых по специальной программе.

В работе Маккреди (1962) приводится краткое описание аппаратуры для исследования турбулентности с помощью планера.

На планере были установлены акселерометр и анемометр с нагретой нитью. Их показания непрерывно записывались на ленту магнитофона, затем были воспроизведены в лаборатории и сделан анализ частотных спектров вертикальной и горизонтальной составляющих турбулизированного потока.

Измерения проводились при максимальной турбулентности в горной волне, в плавной волне, над склоном, внутри, снаружи и в вершине термика. Высота полета над землей изменялась от 200 до 3500 м (в волне).

При измерении продольной турбулентности с помощью анемометра с нагретой нитью малое лобовое сопротивление планера означает, что его конструкция не действует на структуру потока, и поэтому флюктуации турбулентности могут быть измерены точно без поправок, вплоть до крупных вихрей.

С помощью планера возможна регистрация продольных порывов ветра порядка сотен метров. Для самых крупных вихрей, изучаемых в работе Маккреди, с длиной вихря λ, равной 88 м, поправка за счет влияния конструкции составила всего несколько процентов и ею можно пренебречь.

Вертикальные смещения планера являются хорошими показателями величины вертикальных пульсаций скорости ветра. По исследованиям Маккреди планер при подъеме на 8 м уже по-

лучает $^2/_3$ скорости вертикального порыва, а так как подъемы были обычно более 60 м, то значения w' измерялись очень точно, непосредственно по записям перегрузок.

Маккреди измерил спектр продольной турбулентности для вихрей с длинами волн от 0,7 до 88 м и показал, что теоретический закон $^2/_3$ Колмогорова—Обухова совпадает с наблюдаемым спектром.

При некоторых зарубежных исследованиях строения термиков применялась киносъемка синхронных показаний установленных на планере аэронавигационных приборов, измеряющих высоту полета, горизонтальную и вертикальную скорости и время. Таким образом, на киноленте были все элементы, нужные для получения величин восходящих и нисходящих потоков при данном режиме полета. Необходимо было только выполнение соответствующей методики полетов планера для получения более или менее близкой характеристики структуры термических потоков.

В работах известной американской планеристки Б. Вудворт (1962) приведено описание применяемой ею методики и аппаратуры для исследования термиков.

При исследованиях перегрузок, испытываемых планером в термиках, у нас в СССР использовалась следующая методика полета и аппаратура. Целью исследования было:

а) определение структуры восходящих потоков,

б) определение повторяемости воздушных потоков во времени.

Двухместный планер «Бланик» был оборудован приборами с регистрацией на осциллограф К-12-21 горизонтальной и вертикальной скоростей полета, высоты полета, перегрузок центра тяжести планера, разности температур на концах крыльев и ряда других навигационных характеристик. Планер пересекал восходящие потоки без вмешательства пилота в управление по одной из плоскостей симметрии термика. Наведение планера на центр восходящего потока осуществлялось с помощью другого планера той же конструкции. Контролем прохождения планера через центр потока являлись показания разности температур на концах крыльев, $\Delta T = 0$.

В ГГО Д. А. Коноваловым летом 1965 г. была проведена небольшая серия полетов на двухместном планере «Бланик». Расположение метеорологической аппаратуры на планере, выполненное под руководством М. П. Симонова, приведено на рис. 9. Датчики электрометеорографа и механического метеорографа укреплены на коке фюзеляжа планера таким образом, чтобы воздухозаборники датчиков находились в невозмущенном набегающем потоке. Ножки механического метеорографа вставлялись в специальные пазы и были закреплены легкими болтами, а сверху резиновыми растяжками. С другой стороны

фюзеляжа планера располагалась трубка с датчиками электрометеорографа.

Перспективным, по нашему мнению, является более широкое использование радиолокатора для измерения через 30 и 60 сек.

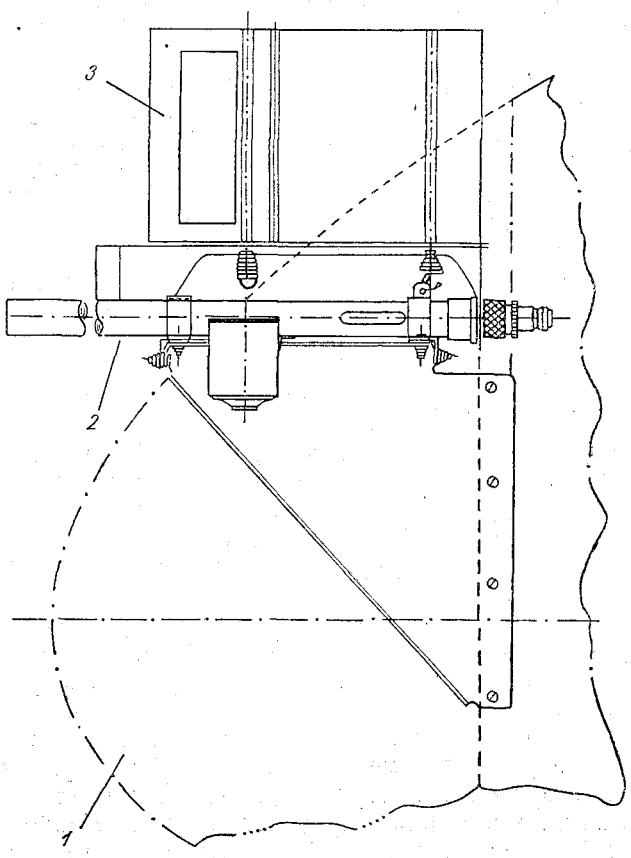


Рис. 9. Схема крепления приборов на планере.
1 — носовой кок планера, *2* — датчик электрического метеорографа, *3* — механический метеорограф.

положения планера в пространстве с определением азимута планера и наклонной дальности. Нанеся на карту местности горизонтальную проекцию планера и имея данные о его высоте, можно получить ряд интересных характеристик восходящих потоков. Если несколько усложнить задачу и оборудовать два-три планера радиоответчиками на УКВ со своими кодами, то можно определять положение сразу нескольких планеров в полете.

При исследовании подветренных волн в горных районах полет планера в волне является наиболее эффективным методом установления наличия волн, вертикальных скоростей в волне, высот ее распространения, наличия турбулентных движений и т. д.

3. Специальные методы исследования атмосферной турбулентности

В этом разделе рассмотрим некоторые менее распространенные методы исследования атмосферной турбулентности и вертикальных движений. Сюда в первую очередь нужно отнести применение привязных и свободных аэростатов. За последнее время получает все более широкое применение методика радиолокационных исследований атмосферной турбулентности, в дальнейшем, вероятно, претендующая на ведущее место в данной области.

В некоторых случаях интересные данные по структуре воздушного потока могут быть получены с помощью использования легких сбрасываемых и забрасываемых парашютиков.

Наблюдения за формой и строением облачности, особенно в горных районах, могут дать интересные сведения о волновых и роторных движениях, о термиках и облачной циркуляции особенно тогда, когда никакими другими методами воспользоваться не представляется возможным.

Подъемы привязных аэростатов. В первую очередь рассмотрим методику исследования атмосферной турбулентности с помощью привязных аэростатов, нашедшую широкое применение в ГГО.

Подъемы привязного аэростата для целей исследования структуры воздушного потока начали производиться также сравнительно давно и впервые в СССР были выполнены С. И. Троицким (1924). Зимой 1920-21 г. в Воздухоплавательной школе под Ленинградом были начаты систематические исследования условий возникновения и развития воздушных волн в нижних слоях атмосферы с помощью привязных аэростатов. Для исследований применялся микроанемодинамометр Н. Н. Калитина. Приемной частью прибора служила трубка Пито, устанавливаемая на штанге, вынесенной на 2 м вперед из корзины аэростата. Регистрирующая часть помещалась в корзине около наблюдателя. При подъеме корзина привязного аэростата очень неустойчива и сама испытывает значительные колебания, но, по мнению С. И. Троицкого, отклонения конца трубки Пито от плоскости ветра до $\pm 25°$ при раскачивании корзинки аэростата не могли иметь большого влияния на результат и точность наблюдений. Записи производились до высоты 500 м при скоростях ветра от 5 до 10 м/сек. Продолжительность каждой регистрации структуры ветра была около 20 мин.

Привязные аэростаты часто использовались как средство подъема серии дымовых шашек до высот 1000—1500 м, располагающихся на разных расстояниях по вертикали. По сигналу с земли создавалось дымовое облако, проводилась трехмерная его регистрация системой фототеодолитов. Но обработка этих наблюдений для получения количественных характеристик структуры воздушного потока связана с большими трудностями.

Простейшие характеристики структуры ветра получались при подъемах аэростатного метеорографа ЦАО в Долгопрудном. Измеряя время вращения полушарий прибора по числу контактов, передаваемых по радио, можно было получить величины пульсаций горизонтальной составляющей скорости ветра

$$u' = \frac{u_{\max} - u_{\min}}{2}. \qquad (1.25)$$

В ЦАО исследование пульсаций горизонтальной составляющей скорости ветра было проведено с помощью подъема на привязном аэростате специального прибора с приемником в виде трубок Вентури. Данные, полученные во время этих подъемов, изложены в работе В. А. Девятовой [и др.] (1958).

По данным Паскуила (1959) в Англии в течение трех лет с помощью привязного аэростата была проведена большая серия измерений структуры ветра. Приемником пульсации вертикальной составляющей вектора ветра являлась горизонтально расположенная, легкая, уравновешенная флюгарка. Смещение флюгарки от нейтрального положения контролировалось скользящим контактом потенциометра с малым трением. На выходе напряжение изменялось пропорционально углу отклонения флюгарки от горизонтального или любого другого направления. Константа времени флюгарки составляла 0,2 сек. Описание этого прибора дано в работе Джонсона и Батлера (1958).

В ГГО большая серия подъемов прибора, регистрировавшего структуру воздушного потока, была выполнена на привязном аэростате МАЗ-1 объемом 110 м^3. Зондирования проводятся начиная с 1951 г. до настоящего времени как в пос. Воейково, так и во время экспедиций.

Для исследования структуры воздушного потока было разработано два варианта приборов.

1. Аэростатный метеорограф с синхронной регистрацией атмосферного давления, температуры и влажности воздуха, средней скорости ветра и пульсаций горизонтальной составляющей скорости ветра. Прибор поднимался до высоты 500 м, описание прибора дано в монографии автора (1961).

2. Прибор для регистрации структуры ветра. Он позволяет производить синхронную регистрацию средней скорости ветра $\overline{u}$, горизонтальной и вертикальной составляющих вектора скорости ветра — u' и w' и высоты подъема.

Регистрация горизонтальной составляющей скорости ветра производится по методу П. А. Молчанова (1938). Приемник представляет собой пропеллер с горизонтальной осью вращения. Лопасти пропеллера укреплены под углом 45° к оси, на которой он может поворачиваться, причем одна лопасть направлена вниз, другая вверх. Под влиянием давления воздушного потока создается момент, который стремится привести пропеллер во вращение. Повороту пропеллера препятствует пружина, один конец которой скреплен с корпусом прибора, а другой — с осью пропеллера. Таким образом, для каждой скорости ветра, набегающего на пропеллер, создается равновесие между углом отклонения пропеллера под действием давления ветра и изгибом пружины. Ось пропеллера при помощи системы рычагов соединяется с пером, записывающим изменение скорости ветра. Подбирая упругости пружин и соотношение рычагов, можно дать любую чувствительность прибору, а также получить по возможности линейную зависимость между скоростью ветра и ординатой записи на барабане прибора. Тем самым квадратичная зависимость между давлением ветра и его скоростью чисто механическим путем преобразуется почти в линейную зависимость.

Вертикальная составляющая w' вектора скорости ветра к горизонту регистрируется двумя легкими прямоугольными пластинками, укрепленными симметрично с обеих сторон прибора на горизонтальной оси. Пластинки расположены горизонтально, уравновешены и вследствие малой инерционности всегда устанавливаются вдоль вектора скорости ветра. Ось, на которой укреплены пластинки, соединена через рычаги с пером, записывающим на барабане отклонения пластинок от горизонтального положения вверх для восходящих потоков и вниз для нисходящих. Максимальные отклонения угла наклона пластинок составляют 35—40°, при бо́льших углах перо сходит с барабана.

Запись средней скорости ветра производится трехчашечным анемометром. Ось анемометра опирается на подпятник и вращает улитку. При вращении улитки перо через рычаг поднимается пропорционально углу поворота. После полного поворота перо опускается в начальное положение, и запись скорости ветра получается в виде пилообразной кривой.

Приемником атмосферного давления служат четыре-пять анероидных барокоробок, соединенных в столбик. Чувствительность приемника давления составляет 1,5—2 мб на 1 мм ординаты, что дает возможность судить даже о сравнительно небольших смещениях прибора по вертикали.

Нижнее перо прочерчивает базисную линию. Запись производится на закопченной бумаге, наклеенной на барабан. Прибор имеет часовой механизм для вращения барабана с оборотом 19—20 мин. и стопорным устройством, останавливающим часы

после одного оборота. При длине окружности барабана скорость его вращения составляет 0,2 мм/сек.

Подъем этого прибора на привязном аэростате производился обычно до высоты 300 м с четырьмя площадками: на высоте 3 м с выдержкой 3 мин., на высотах 100, 200 и 300 м с выдержками по 5 мин.

Применявшийся аэростат МАЗ-1 обладал хорошей устойчивостью в воздухе и позволял сохранять постоянство высоты на площадках.

Для уменьшения раскачивания прибора во время подъема была сконструирована специальная система подвески прибора к тросу аэростата, обеспечивающая горизонтальное его положение при различных наклонах троса. Для ориентировки прибора по направлению ветра корзинка, в которой устанавливался прибор, была снабжена стабилизатором, состоящим из двух пластин.

Одним из недостатков применявшегося нами прибора с записью структуры ветра было ограниченное время регистрации, всего 19—20 мин. Уменьшать же скорость вращения барабана не представлялось возможным, так как в этом случае увеличивался диапазон снятия точек с записи структуры ветра. Обычно при обработке ординаты записи снимались через 5 сек. или через 1 мм. Таким образом, на 5-минутной площадке было всего 60 точек.

Между тем для получения надежных структурных характеристик воздушного потока необходимо как минимум 120—150 точек, т. е. необходимо было или увеличить скорость вращения барабана в 2—2,5 раза, или сократить число площадок по высоте.

Во втором варианте прибора, регистрировавшего структуру воздушного потока, был применен лентопротяжный механизм с перемоткой ленты с одного барабана на другой с помощью легкого электромоторчика. Построенный прибор имел те же приемники с механической регистрацией на меловой ленте, которая протягивалась со скоростью 0,2 мм/сек. Длина ленты составляла 2 м, ширина — 23 см. На концах перьев были напаяны острия, с помощью которых на ленте прочерчивалась запись структуры ветра. Вид прибора дан на рис. 10.

Предварительные испытания показали удовлетворительный характер записи. Тем самым появилась возможность увеличить время выдержки прибора на площадках до 12—15 мин., при скорости вращения 0,2 мм/сек. снимать на площадке через интервалы 5 сек. примерно 150 точек и увеличить число площадок по высоте еще для двух уровней — 50 и 500 м. Тогда на один подъем расходуется около 1 м ленты.

По данным регистрации структуры воздушного потока, помимо значений $\overline{u}$, u' и w', еще определялись периоды пульсаций

горизонтальной (τ_u) и вертикальной (τ_w) составляющих пульсаций скорости ветра по времени между переломными точками.

Подсчеты всех элементов структуры воздушного потока обычно производились в предположении, что за выбранный промежуток времени суммы абсолютных значений u' и w' равны нулю, т. е. определялись отклонения этих величин от некоторого среднего положения уравновешенной флюгарки,

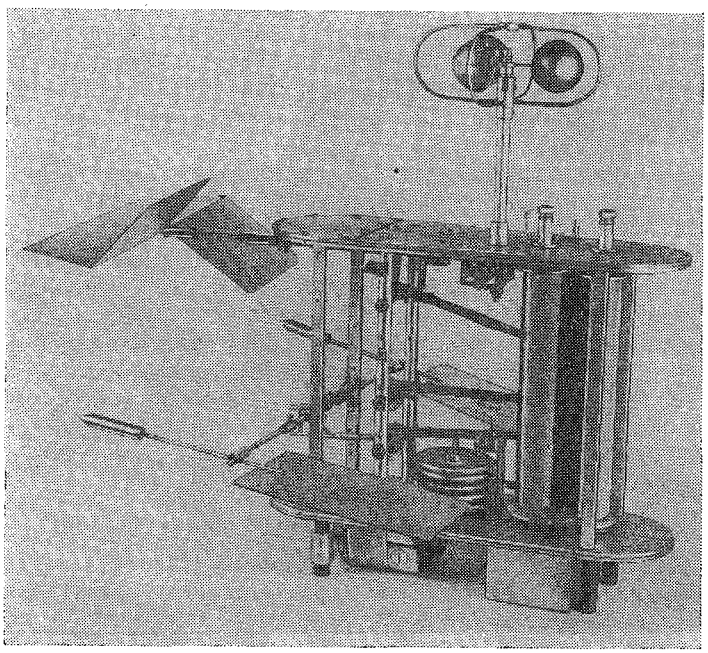


Рис. 10. Прибор для регистрации структуры ветра с лентопротяжным механизмом.

поэтому на площадках часто нельзя было выделить преобладания восходящих или нисходящих потоков. Но в некоторых случаях упорядоченные восходящие потоки четко выделялись на записи прибора и тогда они могли быть обработаны. В гл. III приведены некоторые данные об измерениях термиков данным методом. Имея значения $\overline{u}$, u', w', t_u и τ_w, можно рассчитать размеры горизонтальных (l_u) и вертикальных (l_w) составляющих вихря.

Однако нужно заметить, что при аэростатном зондировании измерения размеров горизонтальной составляющей вихря l_u если и не равны, то соизмеримы с истинными размерами вихрей, в то время как его вертикальные размеры l_w отражают лишь

смещение вихря относительно неподвижного прибора по вертикали за время прохождения вихря со скоростью u. Поэтому рассчитанные величины $l_w = w'\tau_w$ могут быть значительно меньше истинных размеров вихрей в вертикальной плоскости.

По предложению А. Р. Константинова (1963) для изотропного вихря величины l_w вычислялись нами также по формуле

$$l_w = \frac{w'\tau_w u}{2u'}. \qquad (1.26)$$

На записях элементов структуры ветра, особенно приемника вертикальной составляющей вектора ветра, наряду с полным периодом τ_w, обычно составляющим 30—40 сек., хорошо выделялись мелкопериодные пульсации w' с величинами τ_w, равными примерно 3—4 сек.

Ошибки метода аэростатного зондирования структуры вихря рассмотрены в монографии автора (1961). Здесь же приведены только их окончательные выводы.

Постоянная времени M приемника пульсаций горизонтальной составляющей скорости ветра u' будет равна 0,2 сек., масштаб осреднения пульсаций поля скорости ветра $\lambda = 75$ см. Для приемника пульсаций вертикальной составляющей w' постоянная времени $M = 1$ сек. и $\lambda = 3$ м. Величина M уменьшается с ростом скорости ветра. Среднеквадратичные инструментальные ошибки в измерениях u' и w' будут соответственно $\sigma'_u = 0{,}1$ м/сек. и $\sigma'_w = 0{,}0$ м/сек. Суммарные среднеквадратичные ошибки (инструментальные и инерционные) горизонтальной составляющей (σ'_u) и вертикальной составляющей (σ'_w) будут соответственно равны 0,15—0,25 и 0,1—0,2 м/сек.

Определение высот площадок проводилось с погрешностью 3—5 м. Минимальная скорость ветра u', при которой начинал работать приемник, составляла 2,5 м/сек., а w' была равна 0,5 м/сек. Максимальная скорость ветра u, при которой производились подъемы аэростата, была равна 18—20 м/сек. Диапазоны измерения l_u составляли 25—900 м, l_w — 10—200 м и коэффициента турбулентности — от 0,5 до 150 м^2/сек.

Поскольку привязной аэростат и воздушные змеи не имеют жесткого крепления относительно земной поверхности и под действием порывов ветра могут изменять свое положение в пространстве, то и приборы с регистрацией структуры ветра, поднимаемые этими средствами, могут совершать какие-то собственные движения относительно потока воздуха.

Величины ошибок в измерениях пульсаций составляющих вектора ветра будут определяться возможными собственными смещениями приборов, подвешенных на аэростате или воздушном змее.

Как показывают данные наблюдений, чем меньше объем привязного аэростата, тем менее устойчивым является он в по-

лете, особенно при порывистом ветре. Поэтому приборы с регистрацией структуры ветра при подъемах на привязных аэростатах объемом до 15—20 м³ или на воздушных змеях при порывистом ветре могут дать только качественную картину.

Наибольшей относительной устойчивостью в полете обладает привязной аэростат МАЗ-1. Одной из характеристик устойчивости привязного аэростата на горизонтальных площадках, во время которых производились записи структуры ветра, является сохранение высоты подъема. Если аэростат сохраняет за этот отрезок времени постоянство высоты, то измерения продольной и особенно вертикальной составляющих пульсаций скорости ветра будут надежны. Если же высота аэростата на площадке изменяется, то все измерения мало надежны и могут дать только некоторые относительные, часто качественные характеристики структуры воздушного потока.

На приборах, регистрировавших структуру ветра, имеются приемники давления, с помощью которых можно определить изменение давления воздуха с точностью до 0,3—0,5 мб, а следовательно, и отклонение высоты от заданного уровня 100, 200 или 300 м (в пределах 3—5 м).

Для характеристики изменения высоты привязного аэростата на площадках на выборку было взято 110 подъемов и подсчитаны случаи, когда аэростат не изменял высоты подъема (изменения не более 3 м) и когда высота подъема изменялась больше 3 м. Были подсчитаны также величины смещения аэростата по вертикали (табл. 7).

Таблица 7

Повторяемость (%) случаев сохранения постоянства высоты и ее изменения на площадках и средние величины смещения (м) аэростата по вертикали

	Воейково				Махталы				Жовтневое			
	100	200	300	число случаев	100	200	300	число случаев	100	200	300	число случаев
Постоянство высоты	79	73	77	65	100	92	59	20	72	35	41	25
Изменение высоты	21	27	23	—	—	8	41	—	28	65	59	—
Величина смещения	4,8	5,3	3,4	—	—	6,0	4,0	—	5,1	4,8	4,6	—

Подсчет величины смещения прибора сделан в абсолютных единицах от начального уровня без указания знака и в табл. 7 приведена ее средняя величина. Отклонения отдельных смещений от средних значений невелики. Следует заметить, что за 5-минутную площадку отмечалось обычно одно и максимум два

смещения от заданного уровня, продолжительность одного смещения занимала 1—1,5 мин. Для характеристики поведения аэростата МАЗ-1 были взяты три пункта в различных географических зонах: пос. Воейково в Ленинградской области, пос. Махталы в Голодной степи (Средняя Азия) и с. Жовтневое в Днепропетровской области.

Здесь не приведены средние значения скорости ветра, но чем больше средняя скорость ветра, тем устойчивее аэростат держится в воздухе, при слабых скоростях ветра направление ветра изменяется больше и аэростат становится менее устойчивым.

Как видно из табл. 7, наиболее устойчив был аэростат при полетах в пос. Воейково и менее устойчив в с. Жовтневое при слабых скоростях ветра. Максимальные величины смещений аэростата по вертикали составляют в среднем около 6 м. Если предположить, что это смещение будет происходить за 60 сек., то возможная ошибка в измерении вертикальной составляющей пульсации скорости ветра составит примерно ± 10 см/сек.

Нами было проведено сравнение измерений пульсации скорости ветра по прибору, поднимаемому на привязном аэростате, с измерениями по прибору Дайнса. Описание прибора Дайнса дано в учебнике В. Н. Кедроливанского «Метеорологические приборы», отметим только, что приемником пульсаций скорости ветра в приборе Дайнса является трубка Пито.

В пос. Воейково, где производились сравнения, прибор Дайнса был установлен на площадке метеостанции на мачте высотой 12 м. На расстоянии около 400 м от метеостанции производились подъемы привязного аэростата.

Для сравнения были взяты ближайшие к уровню 12 м высоты: 25 м, где производились измерения пульсаций скорости ветра по аэростатному метеорографу, и 100 м, где пульсации измерялись по прибору порывистости ветра. В обоих случаях площадки делались по 5 мин., за такой же отрезок времени в синхронные сроки производился отсчет величины пульсаций по прибору Дайнса.

Для сравнения вместо абсолютных значений пульсаций скорости ветра по двум методам были взяты их разности $\Delta u'$ в м/сек. Подсчет производился вычитанием из величины пульсаций по метеорографу $u'_{м}$ значений пульсаций скорости по прибору Дайнса $u_{Д}$.

$$\Delta u'_{25} = u'_{м} - u'_{Д}, \tag{1.27}$$

$$\Delta u_{100} = u'_{м} - u_{Д}. \tag{1.28}$$

Эти данные приведены в табл. 8.

Как видно, свыше 40% всех измерений на уровнях 25 и 100 м полностью совпадают с измерениями по прибору Дайнса.

Таблица 8

Повторяемость (%) разности величин пульсаций скорости ветра (м/сек.) по аэростатному метеорографу и по прибору Дайнса

H м	$-\Delta u'$									$+\Delta u'$						Число случаев
	1,7—1,5	1,5—1,3	1,3—1,1	1,1—0,9	0,9—0,7	0,7—0,5	0,5—0,3	0,3—0,1	0,0	0,1—0,3	0,3—0,5	0,5—0,7	0,7—0,9	0,9—1,1	1,1—1,3	
25—12	—	2	—	5	9	12	10	8	42	9	2	—	1	—	—	98
100—12	4	10	2	24	4	8	—	3	41	—	—	2	—	—	2	63

Практически при возможной точности каждого метода измерений u', равной $\pm 0{,}25$ м/сек., допустимые расхождения двух методов могут быть $\pm 0{,}5$ м/сек. Тогда 71% всех измерений на уровне 25 м близок к измерениям на уровне 12 м по прибору Дайнса. Для уровня 100 м такое совпадение составляет только 44%. Почти все измерения по прибору Дайнса дают несколько бо́льшие значения порывов ветра, чем по аэростатному метеорографу, особенно для уровня 100 м. Это обстоятельство, по нашему мнению, вполне закономерно, так как обычно величины пульсаций скорости ветра уменьшаются с высотой.

Очевидно, можно считать, что сравнение измерений пульсаций скорости ветра по двум методам, если принять за более точный метод Дайнса, не выявляют каких-либо систематических ошибок в измерении пульсаций с помощью привязного аэростата.

Поскольку абсолютные ошибки метода подсчитать весьма трудно при отсутствии сравнений с параллельными измерениями на специально оборудованных вышках высотой до 300 м, то приходится использовать ряд косвенных сравнений. Например, в период Щекинской экспедиции летом 1962 г. были проведены синхронные измерения коэффициента турбулентности k, вертикальной составляющей пульсаций скорости ветра w' и горизонтального размера вихрей l_u.

Средние значения k, l_u и w', полученные разными методами

	Высота, м						Шар-пилот
	100	200	300	250	500	750	
	аэростат			самолет			
k м²/сек.	39	45	24	31	16	30	27
l_u м	143	155	132	145	130	151	—
w' м/сек.	0,44	0,32	0,24	0,38	0,25	0,37	—
Число случаев	19	16	11	13	9	8	15

Подсчет величины k при аэростатном зондировании проводился по формуле Ляпина, при самолетном — по формуле Дубова и при шаропилотных наблюдениях — по формуле Д. Л. Лайхтмана. Величины l_u и w' определялись при регистрации структуры воздушного потока.

Как видно из вышеприведенной таблицы, измеренные разными методами значения k, l_u и w весьма близки. Это позволяет утверждать, что данные измерений структуры воздушного потока, проведенных с привязанного аэростата, в общем, вполне сходны с данными тех же элементов, полученными при самолетном зондировании.

Радиолокационные наблюдения в исследованиях структуры воздушного потока начинают играть все бо́льшую роль. Хотя радиолокационные методы дают не непосредственные характеристики структуры, а только их диэлектрические неоднородности, однако в большинстве случаев эти характеристики можно сопоставлять.

В настоящее время в исследованиях турбулентности и вертикальных потоков с помощью радиолокатора можно выделить следующие основные направления.

1. Исследование термической конвекции путем наблюдений за структурой термиков.

2. Обнаружение зон повышенной турбулентности и болтанки самолетов.

3. Обнаружение зон мощных инверсий и изотермий.

4. Обнаружение высокоионизированных объемов воздуха и зон с разрядами молний.

5. Оценку среднеквадратичных скоростей турбулентных движений в свободной атмосфере и в облаках методами наблюдений за пассивными «облаками помех», искусственно вводимыми в атмосферу, или за естественными факторами — зонами осадков и крупными облачными каплями.

6. Оценку динамики развития кучевых облаков и условий их перехода в кучево-дождевые облака.

7. Определение интенсивности выпадающих осадков и их распределение по площади.

8. Обнаружение на больших расстояниях (до 300—350 км) ливней и гроз и определение их местоположения.

Кроме того, используя радиолокаторы, в настоящее время проводят:

1. Определение скорости и направления ветра на высотах методами наблюдений за активными или пассивными «мишенями», выпускаемыми в свободный полет на шарах-зондах.

2. Исследование восходящих и нисходящих движений в атмосфере методами наблюдений за уравновешенными шарами, шарами с металлизированными оболочками, полетом планеров с радиоответчиками.

Несомненно, в ближайшее время круг вопросов применения радиолокационных методов для исследования структуры воздушных потоков значительно расширится.

Далее остановимся на рассмотрении некоторых из перечисленных методов.

Наблюдения за сбрасываемыми радиолокационными отражателями позволяют производить как качественные, так и количественные измерения степени турбулентности атмосферы, определять наличие вертикальных потоков воздуха, а также направления и скорости ветра по высотам. Сущность метода заключается в следующем. В атмосферу любыми способами вводятся легкие радиолокационные отражатели, которые, попадая в турбулентные зоны, начинают смещаться вместе с потоками воздуха. Наблюдение за степенью и временем их размыва, изменением местоположения и другими особенностями при помощи радиолокаторов сантиметрового диапазона позволяет составить представление о степени и характере турбулентности и сделать некоторые количественные расчеты.

В работе А. Г. Горелика, А. А. Черникова (1964) приведена методика исследования структуры поля ветра на высотах 50—700 м с помощью радиолокатора. В процессе радиолокационных наблюдений в условиях сплошной облачности или осадков регистрировались как пульсации проекции скорости ветра на направление луча радиолокатора, так и профиль скорости ветра по высотам. Детализация в определении пульсаций ветра была ограничена минимальным временем снятия одного спектра, равным 12 сек. Соответственно минимальный масштаб пульсаций ветра составлял приблизительно 100 м.

В работе Г. А. Смирновой (1964) приводятся методика и результаты исследования турбулентности с помощью радиолокатора при ясном небе. Для этих целей были использованы в качестве «датчиков турбулентности» искусственные отражатели— металлизированные ленты или полуволновые диполи. Такие параметры, как коэффициент диффузии, можно получить по данным об изменении во времени интенсивности радиоэхо, по скорости изменения взаимного расположения группы искусственно созданных облаков и по статистическим характеристикам радиолокационного сигнала. Отражатели сбрасывались на заданных высотах при помощи шаров-зондов. Команда сброса на фиксированной высоте осуществлялась специальным устройством, связанным с барокоробкой. Прослеживание движения шара-зонда выполнялось с помощью радиолокатора.

Этот метод позволяет непосредственно во время наблюдений получить значения среднеквадратичной пульсационной скорости на различных высотах и ее изменение во времени в некотором фиксированном объеме пространства.

Наблюдения за облачностью. Облачность является

внешним проявлением процессов, протекающих в атмосфере. Облака как бы окрашивают траектории движения потоков воздуха. Нужно уметь «читать» облака. Даже простейшие наблюдения за формой облачности могут дать дополнительные качественные, а в некоторых условиях и количественные характеристики строения воздушного потока. В равнинных условиях можно выделить облака конвективного происхождения, образование которых вызвано наличием вертикальных движений воздуха.

На рис. 11 приведены три группы кучевообразной облачности в зависимости от степени термической неустойчивости: слабо

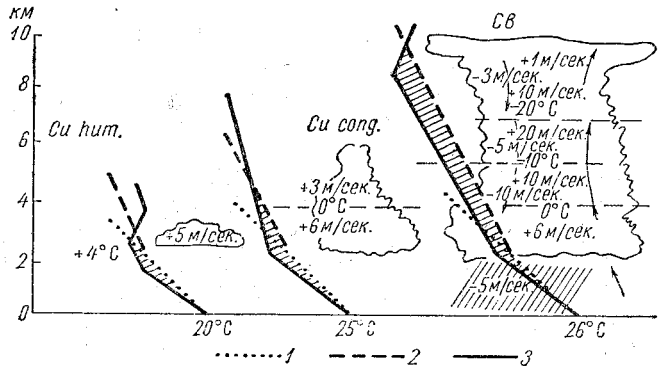


Рис. 11. Образование кучевого облака в зависимости от температурного состояния атмосферы, по В. Георгии.

1 — сухая адиабата, *2* — влажная адиабата, *3* — кривая фактической температуры.

развитые Cu hum., хорошо развитые Cu cong. и кучево-дождевые Cb.

Для всех трех форм даны средние значения вертикальных потоков в облаке и распределение сухой и влажной адиабат. Систематические суточные и сезонные наблюдения, особенно за кучевой облачностью, с одновременным анализом данных по радиозондированию дадут качественные, а часто и количественные представления о потоках воздуха по вертикали и горизонтали.

Уровень конденсации можно подсчитать и принять его за нижнюю границу облаков. Верхний уровень облачности часто совпадает с пересечением влажной адиабаты с кривой состояния.

При Cu hum. восходящий поток быстро затухает и в слое инверсии, ограничивающей развитие облака по вертикали, $w \approx 0$.

При Cu cong. толщина облака возрастает до 2—3 км, величины w под облаками и в облаке достигают 6—8 м/сек., уменьшаясь с высотой.

На рис. 12 приведена схема образования кучевой облачности в виде отдельных гряд или трасс, указывающая на наличие ячеек. В центре ячеек наблюдается восходящее движение, по краям облака — нисходящие потоки, гряды облаков разделены коридором с расстоянием $D=2{,}5\ H$, где H — высота неустойчивого слоя. В данном примере $+H=2$ км и $D\approx5$ км. Под слоем инверсии происходит своеобразное опрокидывание слоев воздуха с образованием облачной циркуляции в направлении ветра. Здесь с внутренней стороны гряды наблюдаются восходящие, а с внешней нисходящие потоки. Над однородными подстилающими поверхностями длина облачных трасс может достигать

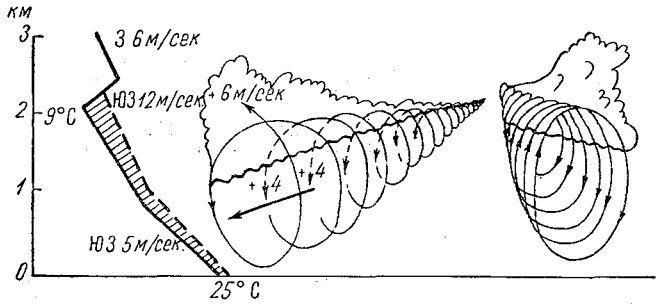


Рис. 12. Гряды облаков, по В. Георгии.
Усл. обозначения см. рис. 11.

30—50 км при скоростях восходящего потока 3,5 м/сек. над основанием облака.

Расстояние между грядами D и в этих условиях подчиняется зависимости

$$D=2{,}5H. \qquad (1.29)$$

Таким образом, имея данные температурно-ветрового зондирования, можно получить и ряд количественных зависимостей по структуре воздушного потока. Под термически задерживающими слоями как в равнинных, так и в горных районах могут образоваться волновые движения. При достаточной относительной влажности в волнах могут образоваться волновые облака в виде параллельных полос.

На рис. 13 приведена схема образования волновых облаков при различной относительной влажности. Величины интервалов между отдельными полосами в основном зависят от значений относительной влажности $r\%$. При $r=100\%$ просветы вообще не наблюдаются, а ложбины волн отличаются только изменением окраски облаков. Вертикальные скорости в этих облаках слабые и не превосходят 1—2 м/сек.

По данным температурно-ветрового зондирования можно подсчитать ряд элементов волн и прежде всего длину волны λ (см. гл. III).

Облачность в горных районах дает возможность также выявить некоторые данные по структуре воздушного потока. Наиболее интенсивная турбулентность наблюдается в роторной

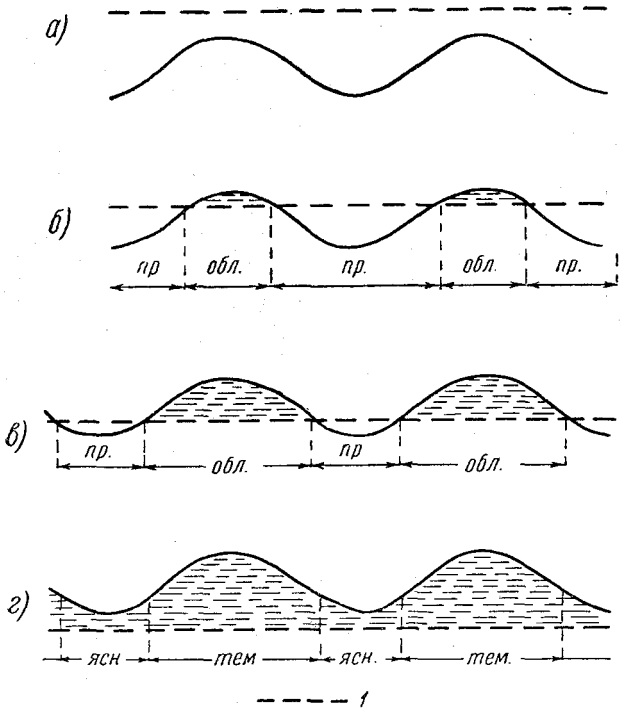


Рис. 13. Возникновение параллельных полос волновых облаков при различной относительной влажности.

а — безоблачное небо, *б* — большие просветы (пр.) и облака (обл.); *в* — небольшие просветы (пр.) и облака (обл.); *г* — без просвета с полосами ясными (ясн.) и темными (темн.); *1* — уровень конденсации для воздуха, поднимающегося с ложбин волн.

облачности, образующейся в верхних частях вихрей с горизонтальной осью. Чаще всего эти облака имеют вид разорванно-кучевых с небольшим вертикальным развитием и разорванными подвижными краями, отдельные детали которых непрерывно появляются и исчезают, не смещаясь вместе с ветром. Иногда облака роторов приобретают форму шляпок грибов или напоминают своей формой Cu hum., случается также, что они приобретают вид однообразных горизонтально расположенных валов с плоским основанием и сильным вертикальным развитием.

Вид роторных облаков дан на рис. 14.

Роторные облака разорванно-кучевых форм при ветрах, дующих в направлении гор под углом, приближающимся к прямому (рис. 14 *а*), постоянно возникают на вершинах роторов, но одновременно сносятся ветром. После отрыва от ротора облако быстро исчезает, но на его месте образуется новое, и облака как бы привязаны к одному месту. Если направление ветра составляет угол меньше прямого (рис. 14, *б*), то от роторных полос не происходит отрыва отдельных элементов. Образование роторных облаков свидетельствует о сильно развитых вынужденных волновых движениях.

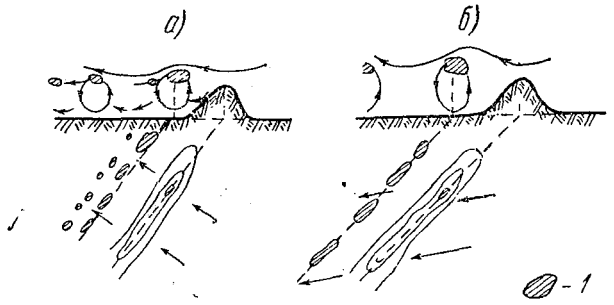


Рис. 14. Относ роторных облаков с ветром, по В. Парчевскому.
1 — облака разорванно-кучевые роторные.

Основным отличием роторных облаков от кучевых является смещение кучевой облачности вместе с ветром, в то время как роторные облака неподвижны.

Более детальные характеристики роторных волн приведены в «Атласе горных облаков» (1953).

Чечевицеобразные и волновые облака образуются в гребнях воздушных волн. Сюда можно отнести формы Sc lent, Ac lent, и St und.

В горных районах эти формы облачности располагаются на подветренной стороне препятствий, иногда над препятствием. Чечевицеобразные облака часто располагаются приблизительно параллельно горному препятствию, а следовательно, и перпендикулярно к направлению воздушного потока. Разорванные края чечевицеобразных облаков указывают на наличие турбулентного состояния в зоне облака. В преобладающем числе случаев эти облака развиваются при устойчивой стратификации и наличии умеренных и сильных ветров. Чечевицеобразные облака долгое время сохраняют почти неизменным свое положение относительно земной поверхности. Ветер дует через эти «застывшие» облака так, что они непрерывно образуются с наветренного

края и рассеиваются с подветренной стороны. Иногда наблюдаются системы этих облаков в виде нескольких параллельных хребту полос. Обычно первая гряда Ac lent. отстоит от горного хребта на 6—8 км, расстояния между соседними параллельными грядами колеблются в пределах 4—11 км.

При исследовании облачности нужно всегда использовать результаты температурно-ветрового зондирования для выявления профиля термодинамических характеристик слоя атмосферы и установления их связи с формами облаков.

Можно также считать, что в оптически однородных облаках турбулентность выражена слабее, чем в неоднородной по плотности облачности.

ГЛАВА II

ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ СТРУКТУРЫ ВОЗДУШНОГО ПОТОКА

В данной главе рассмотрим процессы, обусловливающие развитие динамической, термической и орографической турбулентности в пограничном слое атмосферы. Кроме хаотических периодических движений воздуха, будут кратко разобраны и упорядочены восходящие и нисходящие движения типа термиков и воздушных волн.

В настоящее время в связи с широким использованием авиации для исследования турбулентности появилась возможность выявить некоторые особенности распределения зон турбулентности в пространстве, т. е. проследить их вертикальное и горизонтальное строение. Большой интерес представляет попытка сделать типизацию некоторых видов структуры воздушного потока по данным как отечественных, так и зарубежных работ.

Рассмотрение этих вопросов нами начато с краткого изложения критериев, определяющих строение пограничного слоя и обусловливающих развитие в нем турбулентного и упорядоченного движений масс воздуха.

1. О строении пограничного слоя атмосферы

Слой атмосферы, в котором наряду с градиентом давления и кориолисовой силой существенную роль играют силы турбулентного трения, называют пограничным слоем.

С высотой значения составляющих касательного напряжения уменьшаются и на достаточном удалении становятся пренебрежимо малыми. Этот слой в среднем распространяется на высоту 1—1,5 км.

Основной задачей исследований пограничного слоя является совместное определение законов вертикального распределения профилей скорости ветра, температуры и характеристик турбулентности. Профили метеорологических элементов в этом слое формируются взаимосвязанно и при установившемся состоянии

однозначно определяются следующими внешними факторами: горизонтальным градиентом давления, притоком солнечной радиации, теплофизическими параметрами почвы, шероховатостью ее поверхности, а также температурой и влажностью вне пограничного слоя. Изменение любого из внешних факторов приводит к изменению всех характеристик пограничного слоя. Так, например, при увеличении притока радиации на поверхность почвы начинает повышаться ее температура, вследствие чего возрастает вертикальный температурный градиент γ°. Увеличение γ с высотой приводит к более интенсивному турбулентному

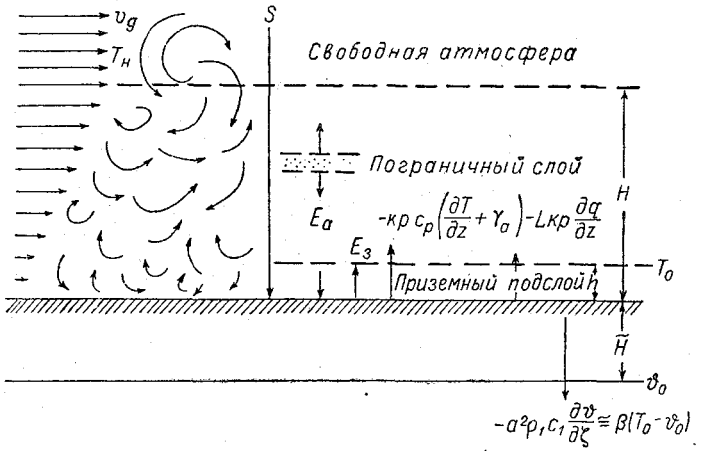


Рис. 15. Схема формирования пограничного слоя.

перемешиванию, что в свою очередь влияет на вертикальное распределение температуры, способствуя выравниванию ее разностей; при этом уменьшаются и градиенты скорости ветра. Уменьшение обоих градиентов приводит к ослаблению интенсивности перемешивания.

Взаимосвязанное преобразование полей этих трех элементов будет продолжаться до тех пор, пока не установятся такие градиенты температуры, скорости ветра и интенсивности турбулентного обмена, которые обеспечат тепловое и динамическое равновесие системы воздух — деятельная поверхность.

На рис. 15, взятом из монографии Д. Л. Лайхтмана (1961), приведена простейшая схема формирования пограничного слоя атмосферы. Турбулизированный воздушный, столб, имеющий температуру T_H и перемещающийся со скоростью v_g, натекает на деятельную поверхность. Благодаря турбулентному и лучистому обмену на деятельной поверхности устанавливается радиационный баланс

$$E_а + S - E_з,$$

где $E_а$ — направленный вниз поток длинноволновой радиации; S — поток коротковолновой радиации; $E_з$ — поток длинноволновой радиации, направленный вверх.

От деятельной поверхности исходят потоки тепла и водяного пара, равные соответственно $k\rho c_p\left(\frac{\partial T}{\partial z}+\gamma_а\right)$ и $k\rho\frac{\partial q}{\partial z}$. В слое высотой H из-за влияния земной поверхности происходит существенное нарушение полей температуры и скорости ветра. Температура от значений T_0 на деятельной поверхности убывает при положительном балансе радиации на ней до T_H на уровне H, а скорость ветра убывает сверху вниз от v_g до 0. К числу факторов, определяющих строение пограничного слоя, можно отнести: $\tilde{H}$ — глубину деятельного слоя почвы; γ_0 — температуру почвы на этой глубине; k_1, ρ_1, c_1 — соответственно температуропроводность, плотность и удельную теплоемкость почвы; R — радиационный баланс деятельной поверхности; z_0 — шероховатость подстилающей поверхности. Высота пограничного слоя при $k=\text{const}$ прямо пропорциональна скорости геострофического ветра и обратно пропорциональна квадратному корню из отклонения среднего температурного градиента от сухоадиабатического. Средний коэффициент турбулентности прямо пропорционален квадрату скорости ветра и обратно пропорционален отклонению среднего температурного градиента от сухоадиабатического.

Определение высоты пограничного слоя H ведется методом последовательного приближения. Расчетные формулы для определения H имеют вид

$$H^3+A_1H^2+B_1H_1+C_1=0, \tag{2.1}$$

где A_1, B_1 и C_1 — некоторые коэффициенты.

Для решения это уравнение приводится к безразмерному виду

$$H_*^3+H_*^2+\frac{B_1}{A_1^2}H_*+\frac{C_1}{A_1^3}=0, \tag{2.2}$$

где H_* — безразмерная величина, равная $\frac{H}{A}$.

Формула (2.2) более точно определяет значения k по сравнению с полученными ранее Д. Л. Лайхтманом (1956) формулами (4.9) и (4.10), которые дают ошибки при наличии инверсий.

Формула (2.2) пригодна только для стационарных условий, близких к среднему распределению за достаточно длительный промежуток времени (порядка декады, месяца).

В работе Н. А. Лазаревой (1960) приведена номограмма для определения H в зависимости от $\frac{B_1}{A_1^2}$ и $\frac{C_1}{A_1^3}$. Высота погранич-

ного слоя первоначально оценивается по профилю скорости ветра, затем уточняется по приведенным выше формулам. Обычно при расчетах ограничиваются двумя приближениями, так как расхождения в высотах, полученных по первому и второму приближениям, не превышает 20—30 м. Зная высоту пограничного слоя H, можно определить:

средний в слое коэффициент турбулентности

$$\overline{k} = 0{,}19\omega_z \overline{H}^2; \tag{2.3}$$

скорость ветра у земли

$$u_{(z)} = \ln \frac{z}{z_0} \frac{\sqrt{\frac{\omega_z v_g \overline{H}}{2{,}3}}}{\varkappa}; \tag{2.4}$$

турбулентный поток тепла

$$\overline{P} = \frac{1}{5{,}2} \omega_z \rho c_p \overline{H} \left[\mu_т (T_1 - T_H) - \overline{H} \gamma_р\right]; \tag{2.5}$$

затраты тепла на испарение

$$LE = \frac{1}{5{,}2} \omega_z \rho L H q_m (T_H) (f_0 - f_H) \mu_q + \frac{\mu_q}{\mu_т} \frac{L}{c_p} \frac{\partial q_m}{\partial t} P_1. \tag{2.6}$$

где $P_1 = \frac{1}{5{,}2} \omega_z \rho c_p \overline{H} \mu_т (T_0 - T_H)$;

поток тепла в почву

$$\overline{B} = \beta \gamma_а \overline{H} \left(\frac{2{,}3 (1 - \delta) \overline{T} v_g^2}{g \gamma_а \overline{H}^2} - 1 \right) + \beta (T_H - \vartheta_0). \tag{2.7}$$

Здесь ω_z — параметр Кориолиса, $q_m(T_H)$ — насыщенная влажность, $\gamma_р$ — равновесный градиент температуры, ρ — плотность воздуха, $\mu_т$ и μ_q — поправочные множители в потоках тепла и влаги, f_0 и f_H — относительная влажность у земли и на высоте H. $\beta = \frac{1}{\frac{h_{сн.}}{\lambda_{сн.}} + \frac{h_п}{\lambda_п}}$ — коэффициент теплоотдачи деятельной поверхности, зависящий от толщины снега $h_{сн}$ и коэффициента теплопроводности снега $\lambda_{сн}$ и от соответствующих характеристик почвы; $(1 - \delta)$ — член, учитывающий диссипацию энергии турбулентности в тепло в пограничном слое атмосферы. Остальные обозначения общепринятые.

Характерной особенностью строения пограничного слоя является наличие пульсаций почти всех метеорологических элементов, обусловленных турбулентностью.

В этом слое через любую фиксированную точку в пространстве, заполненную турбулентным потоком, непрерывно проходят вирхи, выделившиеся из основного потока на самых различных расстояниях. Каждый вихрь приносит в рассматриваемую

точку свойства, характерные для его «материнского» уровня. Непрерывная смена вихрей в данной точке обусловливает и непрерывную пульсацию метеорологических элементов. Поскольку движение вихрей является совершенно беспорядочным и каждый вихрь, пройдя некоторый путь, смешивается со средой, то процесс турбулентности приводит к выравниванию неравномерно распределенных свойств.

На строение пограничного слоя H и в особенности приземного подслоя h большое влияние оказывает и величина шероховатости z_0. Анализ многочисленных результатов экспериментального определения шероховатости у разных поверхностей показал, что z_0 пропорциональна среднему размеру неровностей, причем коэффициент пропорциональности в разных случаях колеблется от 0,2 до 0,01, обычно он меньше для хорошо обтекаемых неровностей и велик для угловатых неровностей.

Для ориентировочных расчетов z_0 коэффициент пропорциональности берут равным 0,1 от средней высоты препятствий. Например, для леса с высотой деревьев 20 м величина шероховатости равна 2 м.

По исследованию ряда авторов величина z_0 зависит от стратификации ε. Для учета стратификации приходится вводить параметр

$$\frac{z_0}{z_{00}} = f(\varepsilon),$$

где z_{00} — шероховатость данной поверхности при безразличном равновесии. Однако при количественных расчетах в пограничном слое обычно ограничиваются одной величиной z_0.

2. О теории строения мелкомасштабной атмосферной турбулентности

В данном разделе кратко изложены идеи А. Н. Колмогорова и А. М. Обухова (1940) по теории локально-изотропной турбулентности, получившей за последнее время широкое распространение как у нас, так и за рубежом.

В этих работах рассматриваются вихри, масштабы которых малы по сравнению с масштабом основного потока L. Такого рода мелкомасштабные движения, согласно теории Колмогорова—Обухова, должны обладать изотропией, т. е. одинаковостью свойств движения по всем направлениям.

Обычно принимаемое в теории турбулентности разделение истинной скорости u на $u_{ср}$ и пульсационное u' не позволяет выделить компоненту скорости u', связанную с этими мелкомасштабными движениями. Однако, как впервые заметил Колмогоров, нужное нам выделение можно произвести, рассматривая разность скоростей в двух достаточно близких точках (т. е.

относительное движение двух близких элементов жидкости). Ясно, что на эту разность не будут влиять крупные вихри, которые переносят рассматриваемую пару точек как целое. Поэтому в теории локально-изотропной турбулентности за основную количественную характеристику структуры поля скоростей принимается структурная функция поля скоростей

$$D_{ij}(M_1M_2) = \overline{[u_i(M_2) - u_i(M_1)]\,[u_j(M_2) - u_j(M_1)]}\,, \qquad (2.8)$$

где черта сверху означает осреднение по времени или пространству.

При *локально-изотропной* турбулентности, т. е. при $\vec{r} \ll L$, где $\vec{r}$ — вектор, соединяющий точки M_1 и M_2, функцию (2.8) можно представить в виде так называемых продольной и поперечной «структурных» функций:

$$D_{ee(r)} = [u_e(M_2) - u_e(M_1)]^2, \qquad (2.9)$$

$$D_{nn(r)} = [u_n(M_2) - u_n(M_1)]^2, \qquad (2.10)$$

где M_1 и M_2 — точки наблюдения; u_e — проекция пульсации скорости на ось M_1M_2; u_n — проекция пульсации скорости на ось, перпендикулярную направлению базы.

Эти функции не зависят от времени; фактически при этом исходят из квазистационарности статистического режима в области достаточно малых масштабов.

Благодаря высказанной Колмогоровым гипотезе о локально-изотропном потоке можно считать для достаточно малых расстояний r функции D_{ee} и D_{nn} функциями r, а также физических характеристик турбулентного потока диссипации энергии ε и вязкости γ. Колмогоров вводит понятие о внутреннем масштабе турбулентности η, определяемом вязкостью среды γ и средней диссипацией энергии ε,

$$\eta = k_1 \sqrt[4]{\frac{\gamma^3}{\varepsilon}}\,. \qquad (2.11)$$

Кроме того, можно ввести характерный масштаб скорости

$$u = k_2 \sqrt[4]{\varepsilon\gamma}\,. \qquad (2.12)$$

Здесь k_1 и k_2 — численные множители, имеющие порядок единицы.

Из соображений теории подобия следует, что в области локально-изотропной турбулентности при $r \ll L$ функции $D_{ee(r)}$ и $D_{nn(r)}$ можно представить в виде:

$$D_{ee(r)} = \sqrt{\gamma\varepsilon}\, d_{ee}\left(\frac{r}{\eta}\right),$$

$$D_{nn(r)} = \sqrt{\gamma\varepsilon}\, d_{nn}\left(\frac{r}{\eta}\right), \qquad (2.13)$$

где d_{nn} и d_{ee} — универсальные функции от безразмерного параметра $\frac{r}{\eta}$.

В области масштабов $r \ll L$ имеет место (2.13). Если $r \ll L$ и, кроме того, $r \gg \eta$, т. е. вязкость среды не должна иметь место в выражениях структурных функций, тогда из (2.13) получаются равенства:

$$d_{ee(x)} \approx x^{2/3} \quad \text{при} \quad x \gg 1,$$
$$d_{nn(x)} \approx x^{2/3}. \tag{2.14}$$

Отсюда следует, что при $r \gg \eta$

$$D_{ee(r)} = c\varepsilon^{2/3} r^{2/3},$$
$$D_{nn(r)} = c'\varepsilon^{2/3} r^{2/3}. \tag{2.15}$$

Это и есть так называемый закон $^2/_3$. В другом крайнем случае при $r \ll \eta$ выражение $\overrightarrow{u(M_2)} - \overrightarrow{u(M_1)}$ будет первого порядка малости по r и здесь:

$$D_{ee(r)} \approx Ar^2,$$
$$D_{nn(r)} \approx Ar^2. \tag{2.16}$$

Введем понятие о $D_{eee(r)}$ — третьем моменте разности скоростей в двух точках,

$$D_{eee(r)} = [u_e(M_2) - u_e(M_1)]^3. \tag{2.17}$$

Если бы распределение разности скоростей было гауссовским, то D_{eee} равнялось бы нулю, но в турбулентном поле оно не равно нулю. Колмогоров вводит в рассмотрение асимметрию статистического распределения продольной компоненты разности скоростей в виде безразмерной величины

$$S = \frac{D_{eee}}{D_{ee}^{3/2}}, \tag{2.18}$$

которую можно назвать мерой анизотропии или асимметрией турбулентного поля.

Из соображений теории размерности следует, что при $r \gg \eta$ величина S должна иметь постоянное значение, поскольку она может зависеть только от r и ε, но из этих величин нельзя составить никакой безразмерной комбинации.

Колмогоров дает и теорию локальной структуры поля давления в турбулентном потоке и изучает поле ускорений частицы жидкости в турбулентном потоке. Последнее отличается от полей давления и скорости, в которых за значение в определенной точке ответственны самые крупные вихри.

На основании соображений теории размерностей Колмогоров показывает, что вихрям масштаба l, где $l \gg \eta$, отвечает характерный период T_l. Поскольку T_l зависит только от l и ε, то ком-

бинация из этих величин, имеющая размерность времени, будет

$$T_l = \left(\frac{l^2}{\varepsilon}\right)^{1/3}. \tag{2.19}$$

Скорость, характерная для этих вихрей, будет

$$u_l = \frac{l}{T_l} = (\varepsilon l)^{1/3}, \tag{2.20}$$

а характерное ускорение

$$\omega_l = \frac{l}{T_l^2} = \left(\frac{\varepsilon^2}{l}\right)^{1/3}. \tag{2.21}$$

Отсюда следует, что при уменьшении масштаба длин характерная скорость уменьшается, а характерное ускорение возрастает. Таким образом, за значение ускорения в одной точке потока в основном должны быть ответственны мельчайшие вихри масштаба $l \leqslant \eta$ (для таких вихрей, конечно, приведенные здесь размерностные соображения уже не действительны, ибо движение этих вихрей существенно зависит от вязкости).

Для поля локальной структуры потока определяются не только статистические характеристики разностей значений поля в двух точках (такие, например, как структурная функция), но и статистические характеристики самих значений поля. Важнейшей из таких характеристик является корреляционная функция — средние значения произведения поля в двух точках, т. е.

$$R(M_1M_2) = \overline{u'(M_1)\,u'(M_2)}. \tag{2.22}$$

Различают временные и пространственные корреляционные функции. В случае однородного поля

$$R(M_1M_2) = R(\vec{r}). \tag{2.23}$$

Если с помощью корреляционной функции исследуются связи одной и той же величины, то такие функции называют автокорреляционными. Если коррелируются между собой различные величины, например u' и w', то такие функции называют кросскорреляционными. Иногда пользуются коэффициентом корреляции

$$R(M_1M_2) = \frac{\overline{u'(M_1)\,u'(M_2)}}{\sqrt{\overline{u'^2(M_1)}}\,\sqrt{\overline{u'^2(M_2)}}}. \tag{2.24}$$

Зная корреляционную функцию, мы всегда можем определить и структурную функцию, и наоборот. Подробнее см. работу В. И. Татарского (1959).

Структура турбулентного потока может быть описана также при помощи распределения энергии по спектру. Этот вывод основывается на уравнении спектрального баланса энергии и на предположении существования «внутреннего подобия» в потоке.

Через $E(p)$ обозначают энергию совокупности возмущений, волновое число которых превосходит p (масштаб возмущения обратно пропорционален волновому числу).

В статистической теории однородных стационарных процессов и полей доказывается, что существует взаимно однозначное соответствие между корреляционной (структурной) функцией и функцией $\frac{dE}{dp} = S(p)$, называемой спектральной плотностью. Формулы, позволяющие выразить одну из этих функций через другую, получены путем преобразования Фурье:

$$R(r) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(p) e^{ipr} dp, \tag{2.25}$$

$$S(p) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} R(r) e^{ipr} dr. \tag{2.26}$$

Закон $^2/_3$ для структурных функций $D_{ee(r)}$, $D_{nn(r)}$, выведенный Колмогоровым, эквивалентен пропорциональности спектральной плотности $S(p)$ при $p \ll p_1$ величине $p^{-\frac{5}{3}}$.

Масштаб η соответствует по спектральной теории некоторому критическому волновому числу $p = \frac{1}{\eta}$. В такой форме закон $^2/_3$ был получен А. М. Обуховым в 1941 г. Имеется ряд попыток непосредственного теоретического расчета функции $E(p)$ для всех p, однако полученные при этом результаты трудно сравнимы с экспериментальными данными.

Для проверки теоретического закона распределения энергии в спектре турбулентности можно измерять средний квадрат разности скоростей в двух точках потока, удаленных на расстояние l (база наблюдения). Если в вышеуказанном диапазоне изменения l имеет место закон $^2/_3$, то

$$\sqrt{\overline{\Delta u^2}} = c_1 l^{\frac{1}{3}}, \tag{2.27}$$

где c имеет размерность см$^{2/3}$ сек.$^{-1}$ и отличается от корня кубического из полной диссипации энергии ε лишь безразмерным фактором. Величина c является структурной характеристикой турбулентности, определяемой из опыта измерения на базе, равной 5, 10 и 15 см. На высоте 2 м величины c имели значения: 3,2; 3,2; 2,8 см$^{2/3}$ сек.$^{-1}$ (среднее значение c равно 3,1 см$^{2/3}$ сек.$^{-1}$).

Для проверки этого закона в условиях крупной турбулентности (горизонтальные возмущения большого масштаба) можно определять среднеквадратичную разность скоростей ветра в свободной атмосфере с помощью статистической обработки

материала шаропилотных наблюдений на достаточно обширной аэрологической сети.

А. М. Обухов (1941) использовал результаты такой обработки и дал эмпирическую формулу, точно описывающую эти данные,

$$\Delta\overline{u^2} = 2{,}2 + 0{,}74 l^{2/3}, \qquad (2.28)$$

где 2,2 — удвоенный средний квадрат ошибки наблюдения, величина которой статистически характеризует точность единичного аэрологического наблюдения и согласуется с другими оценками. Специальное вычисление показателя степени при l по методу наименьших квадратов дает значение 0,671, что практически совпадает с теоретическим показателем $^2/_3$, равным 0,667. Для структурной характеристики получилось значение

$$c' = \sqrt{0{,}74} = 0{,}86 \text{ см}^{2/3} \text{ сек.}^{-1}$$

Следует отметить, что в согласии с развитой теорией значения структурных характеристик для «мелкой» и «крупной» турбулентности совпадают по порядку величины, несмотря на очень большое различие в масштабах явления (от 5 до 1000 км).

Рассматривая случай относительно больших масштабов движения, когда производные по вертикали значительно превосходят производные соответствующих элементов по горизонтали, М. И. Юдин (1946) вывел закон пропорциональности среднего квадрата разности значений ветра в двух точках первой степени расстояния. Сравнение с данными наблюдений дает основание считать, что действительно для относительно малых расстояний в атмосфере справедлив закон $^2/_3$, в то время как для больших расстояний — закон 1-й степени.

А. М. Обуховым (1960) установлено и определенное соответствие между микроструктурой ветрового и температурного полей. При этом под микроструктурой понимается структура потока в области масштабов вихрей, для которых справедлива гипотеза локальной изотропии Колмогорова или аналогичная гипотеза внутреннего подобия потока, предложенная Обуховым.

Действительно, оказывается, что процесс измельчания вихрей в турбулентном потоке ведет одновременно к увеличению градиентов составляющих скорости ветра и температуры. Выравнивание неоднородностей в поле скоростей осуществляется за счет вязкого трения, а в температурном поле — за счет процесса теплопроводности. Причем оба эти процесса незначительно влияют на свойства вихрей относительно больших масштабов и существенно определяют поведение вихрей масштабов порядка η. Так как отношение коэффициента температуропроводности и вязкости для воздуха близко к единице, нет необходимости вводить дополнительный внутренний масштаб.

Исходя из этих соображений, Обухов (1949) показал, что в области локальной изотропии статистические характеристики функций ветрового и температурного полей подчиняются совершенно одинаковым закономерностям (свойство подобия полей флуктуаций), и для температурных пульсаций вывел формулу

$$\overline{(T_1 - T_2)^2} = B^2 r^{2/3}, \tag{2.29}$$

где $B = 10^{-2}$ град/см$^{-1/3}$ (для атмосферы).

Справедливость этого подтверждена экспериментальными данными.

3. Динамическая и термическая турбулентность

Динамическая турбулентность. Основной причиной развития динамической турбулентности в приземном слое является деформация воздушного потока при его движении над шероховатой подстилающей поверхностью, причем чем больше скорость движения и чем больше шероховатость, тем интенсивнее деформируется воздушный поток. Развитие этого вида турбулентности, особенно в более высоких слоях, также обусловлено наличием больших вертикальных и горизонтальных градиентов (сдвигов) ветра.

Одним из главных вопросов современной теории атмосферной турбулентности является выбор критериев, определяющих интенсивность турбулентного состояния атмосферы. Наряду с турбулентными движениями, как мы уже показали, существуют прослойки и с ламинарным потоком, при котором частицы воздуха перемещаются параллельно друг другу по траекториям, представляющим плавные, лишь слегка изменяющиеся во времени кривые.

Исходя из уравнения баланса турбулентной энергии

$$\frac{dE'}{dt} = \tau_1 \frac{\partial u}{\partial z}(1 - \mathrm{Ri}) - \frac{\partial}{\partial z}(Ew') - \varepsilon, \tag{2.30}$$

где $E = \frac{1}{2}\left(\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2\right)$ — кинетическая энергия пульсаций, отнесенная к единице массы; $\frac{\partial (Ew')}{\partial z}$ — вертикальный градиент потока энергии турбулентности; $\tau_1 \frac{\partial u}{\partial z}$ — энергия среднего движения под действием силы трения; ε — скорость диссипации.

В литературе широко рассматривается вопрос о критических значениях числа Ричардсона $\mathrm{Ri}_{\text{кр}}$ (см., например, работу Л. Т. Матвеева [1965]). Это такая величина, при которой энергия турбулентных пульсаций со временем не изменяется, т. е. $\frac{dE}{dt} = 0$.

Тогда

$$\frac{dE}{dt} > 0, \quad \text{если} \quad \mathrm{Ri} < \mathrm{Ri}_{\text{кр}}, \tag{2.31}$$

$$\frac{dE}{dt} < 0, \quad \text{если} \quad \mathrm{Ri} > \mathrm{Ri}_{\text{кр}}. \tag{2.32}$$

Понятие критического значения $\mathrm{Ri}_{\text{кр}}$ следует отличать от величины параметра Ричардсона Ri^*, при которой турбулентный обмен в атмосфере прекращается полностью и поток переходит в ламинарный, т. е. когда $E=0$. Физически очевидно, что при усилении устойчивости такое состояние в атмосфере наступает значительно позже момента, когда $\frac{dE}{dt}=0$. Таким образом, второе критическое значение Ri^*, при котором $E=0$, всегда больше первого критического значения $\mathrm{Ri}_{\text{кр}}$, при котором $\frac{dE}{dt}=0$. Согласно Матвееву (1965), если оценивать турбулентный обмен по воздействию на самолет, величина Ri^* равна 35,5.

Безразмерное число Ричардсона Ri имеет вид

$$\mathrm{Ri} = \frac{g}{T}\,\frac{\gamma_{\text{а}} - \gamma}{\beta^2}, \tag{2.33}$$

где β — вертикальный градиент средней скорости ветра, $\gamma_{\text{а}}$ и γ — адиабатический и наблюдаемый вертикальные градиенты температуры.

Учитывая соотношение Троицкого о зависимости между вертикальным градиентом скорости ветра и горизонтальным градиентом температуры, число Ричардсона может быть представлено в следующем виде:

$$\mathrm{Ri} = \frac{l^2 T\,(\gamma_{\text{а}} - \gamma)}{g\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)^2}. \tag{2.34}$$

Здесь $\frac{\partial T}{\partial n}$ — горизонтальный градиент температуры, $l = 2\omega \sin\varphi$, где φ — широта места, ω — угловая скорость вращения Земли.

В последние годы проводились многочисленные исследования возможности использования числа Ричардсона в качестве критерия, определяющего развитие турбулентности и, в частности, болтанку самолета. Результаты получались противоречивыми. Это отчасти можно объяснить тем, что по своей физической сущности число Ri характеризует только отношение расхода энергии турбулентности, связанного с действием архимедовых сил, к поступлению энергии турбулентности благодаря наличию в возмущенном слое атмосферы вертикальных градиентов скорости ветра, в то время как количество турбулентной энергии зависит и от условий ее накопления за предыдущий период

Но имеется и ряд причин, ограничивающих возможности использования критерия Ричардсона для диагноза развития турбулентности, в частности, болтанки самолетов и вертолетов.

Основной причиной, ограничивающей возможности использования абсолютных значений числа Ричардсона для диагноза турбулентности, по-видимому, является следующее обстоятельство. Высокий уровень (степень) турбулентной энергии определяется не только большими горизонтальными градиентами температуры, но, по-видимому, существенно зависит от изменения этих градиентов. Учитывая же взаимосвязь между горизонтальными градиентами температуры и вертикальным градиентом скорости ветра, можно считать, что уровень турбулентной энергии должен в значительной степени определяться изменениями вертикальных градиентов скорости ветра или, что то же, изменениями параметра Ричардсона с высотой. Для оценки уровня турбулентности атмосферы и для определения тех слоев, в которых не может наблюдаться турбулентность, необходимо обращать внимание не только на большие β, а следовательно, и малые значения Ri, но и на характер изменения этих величин по вертикали.

Для возникновения повышенной турбулентности благоприятно такое положение, когда малые значения β (большие величины Ri) в нижележащем слое переходят в большие значения β (малые значения Ri) в соседнем вышележащем слое; турбулентность начинается в слое с большими значениями β, т. е. в слое с резким усилением ветра.

Верхняя граница турбулентной зоны обычно связана с тем уровнем, вблизи которого наблюдается резкий переход от малых значений Ri к его большим величинам. Таким образом, наиболее благоприятным для развития турбулентности являются слои с критическими значениями $Ri < 1$, которые снизу и сверху ограничены слоями с большими значениями Ri. Данных по толщине этих зон для пограничного слоя почти не имеется, но их величина не должна быть как слишком малой, так и большой. При мощном слое с малыми значениями Ri турбулентная энергия как бы рассеивается и турбулентность может либо отсутствовать, либо наблюдаться сверху и снизу данного слоя.

Роль вертикальных градиентов температуры в возникновении турбулентности будет хорошо заметна только при прохождении фронтальных разделов или в горных районах с наличием термического ветра.

В Методических указаниях ЦАО приведен демаркационный график для определения вероятности болтанки (турбулентности) по значениям γ и β (рис. 16). По оси ординат отложены значения γ, по оси абсцисс — β и ниже — горизонтальные градиенты температуры γ. Демаркационные кривые разделяют области с различной вероятностью болтанки самолета, по которой можно

судить об интенсивности турбулентности. Хотя этот график составлен для свободной атмосферы, но его, очевидно, можно использовать и для пограничного слоя, во всяком случае в его верхней зоне. В настоящее время существует несколько видоизменений числа Ричардсона.

П. А. Молчанов (1938) представил левую часть неравенства

$$\frac{T}{g}\beta^2 = \gamma_d, \tag{2.35}$$

где γ_d — вертикальный градиент, эквивалентный данному вертикальному градиенту вектора ветра. Обозначив сумму $\gamma + \gamma_d = \Gamma$,

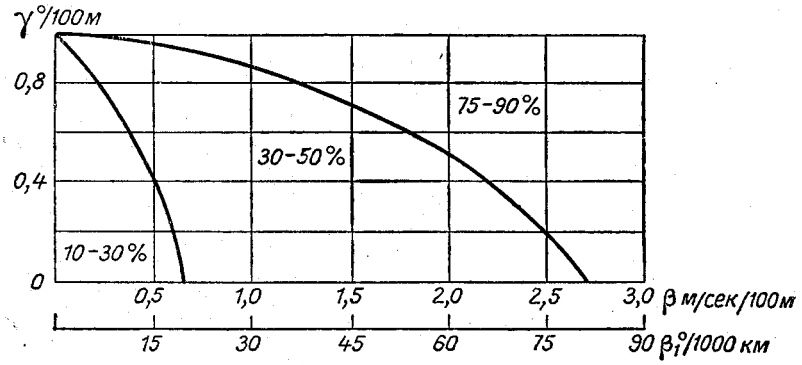


Рис. 16. Демаркационный график для определения вероятности болтанки самолетов по значениям вертикальных градиентов температуры (γ) и скорости ветра (β).

он назвал ее термодинамическим градиентом температуры. Тогда для неустойчивого состояния необходимо, чтобы

$$\Gamma > \gamma_d.$$

На рис. 17 приведено распределение термодинамического градиента Г в слое от 0 до 2,4 *км* за утренние и дневные часы в июле 1961 г.

Все рассуждения о связи распределения Ri относятся и к Г, только чем больше Г, тем больше вероятность развития турбулентности в данном слое. Судя по рис. 17, в дневные часы зона развития динамической конвекции будет находиться вблизи земной поверхности до высоты 0,3 км и в слое 0,9—1,5 км. Утром такими слоями будут зоны 0,8—1,1 и 1,5—1,7 км. Как видно из рисунка, выше и ниже этих слоев значения Г значительно меньше единицы. Для определения зон с вероятным развитием турбулентного движения используются разного рода диаграммы с кривыми термодинамической стратификации. Способы эти указаны в работах Н. З. Пинуса (1947), Н. В. Лебедевой (1955)

и др. и останавливаться на них не будем. Отметим только, что по адиабатным графикам не трудно сделать подсчеты запасов энергии как динамической, так и термической конвекции. На основании такого рода анализов Лебедева делает вывод, что, как правило, весь запас положительной энергии неустойчивости, характеризующий динамическую турбулентность, расходуется на само турбулентное перемешивание. При этом величина запаса положительной энергии неустойчивости скажется, по-видимому,

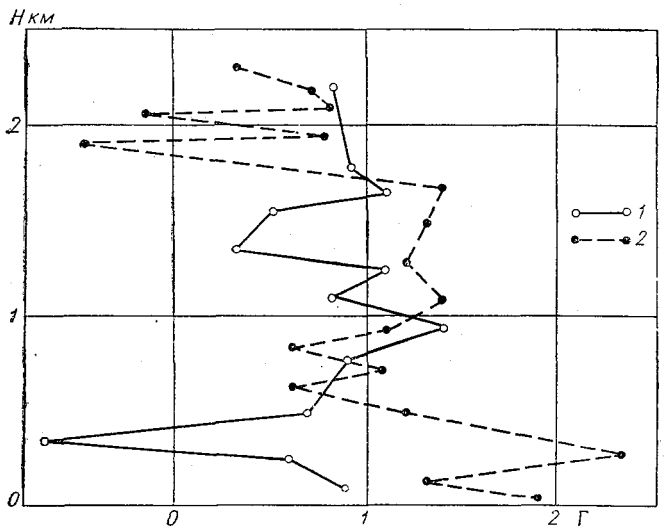


Рис. 17. Профиль распределения термодинамического градиента.
1 — за 9 час., *2* — за 15 час.

в основном на интенсивности этого перемешивания. Динамическая турбулентность приводит к возникновению конвекции, когда уровень конденсации лежит в пределах турбулентного слоя, и тогда необходимо учитывать уже влажноадиабатический, а не сухоадиабатический градиент.

Конвективная турбулентность и термики. В развитии атмосферной турбулентности конвективные движения играют весьма большую роль. Если движение или часть движения, несущая тепло, развивается самопроизвольно благодаря плавучести, то такой процесс называют свободной конвекцией; если вертикальные движения вызываются внешними факторами, например подъем воздуха вдоль склона возвышенности, то наблюдается вынужденная конвекция. При полностью вынужденной конвекции плавучесть не влияет на вертикальные смещения и будет целиком определяться динамическими причинами.

Поэтому вынужденная конвекция имеет место при устойчивой стратификации, свободная же конвекция — при неустойчивой стратификации или всей массы воздуха, или на отдельных небольших его участках. Процесс свободной конвекции может привести к двум типам вертикальных движений воздуха — термической турбулентности и упорядоченной конвекции, сюда будут отнесены и термики.

Хотя эти различия и несколько условны, но в первом приближении к термической турбулентности можно отнести все вертикальные смещения, имеющие неупорядоченную, хаотическую структуру движения, а к термикам — процессы упорядоченной конвекции, когда вертикальные смещения имеют четко выраженный характер, часто в виде хорошо развитых восходящих потоков.

Конвективные движения в атмосфере обусловливают такие процессы, как перенос примесей, усиление турбулентного состояния, развитие мощной кучевообразной облачности и т. д. и являются результатом или сильного нагрева солнцем земной поверхности, а следовательно, должны иметь суточный и годовой ход, или результатом выделения в сравнительно короткие промежутки времени больших количеств теплоты конденсации, что имеет место в облаках вертикального развития.

Развитие конвективных движений существенно замедляет дальнейший рост неустойчивости в нижних слоях даже при продолжающемся интенсивном нагревании земной поверхности солнцем. Поэтому упорядоченная конвекция часто не возникает совсем. Таким образом, подавляющее большинство атмосферных процессов, вызванных или связанных с конвекцией, обусловлено неупорядоченными конвективными потоками.

Каждый термик характеризуется такими величинами, как вертикальная скорость, уровни начала и конца термиков, форма и диаметр потока, а также изменение этих характеристик по высоте и времени. Кроме того, представляет интерес выявление концентрации термиков на единицу площади или единицу объема. Как правило, наряду с термиками в атмосфере существуют компенсационные нисходящие движения, которые также представляют интерес как факторы, изменяющие структуру воздушного потока.

Ускорение перегретой частицы воздуха при адиабатическом подъеме под влиянием постоянно действующих гидростатических сил можно определить из уравнения

$$\frac{dw}{dz} = \frac{g}{T}\left[(T_0' - T_0) + (\gamma - \gamma_a)\right] h, \qquad (2.36)$$

где T_0' и T_0 — начальные температуры частицы и окружающего воздуха у земной поверхности, γ и γ_a — фактический и адиабатический вертикальные градиенты температуры. T — средняя

температура слоя, g — ускорение силы тяжести, h — высота подъема частиц.

Величина вертикальных смещений воздуха будет определяться начальным перегревом $\Delta T = T'_0 - T$ и температурной стратификацией. Следовательно, образование слабых термиков может происходить при общей устойчивости слоя воздуха и наличии перегревов на отдельных участках и более мощных — при неустойчивом состоянии.

Исходя из теории термического пузыря, наравне с подъемом следует учитывать также лобовое сопротивление, тогда

$$M\frac{dw}{dt} = gM\frac{T' - T}{T} - Fc\frac{\rho}{2}w^2, \qquad (2.37)$$

при этом масса воздуха пузыря $M = {}^4/_3\pi r^3\rho'$; поперечное сечение $F = \pi r^2$, где r — радиус; w — скорость подъема, c — коэффициент сопротивления, ρ — относительная плотность воздуха. Подставляя выражение для M и T, получим

$$\frac{dw}{dt} = g\frac{T' - T}{T} - \frac{3}{8}\frac{c}{r}w^2. \qquad (2.38)$$

Принимают $\frac{3c}{8r} = \frac{9}{4R}$, где R — радиус кривизны переднего фронта пузыря, равный примерно $2r$.

Тогда для установившегося движения

$$w = \sqrt{\frac{4}{9}\frac{Rg}{T}(T' - T)} = 2{,}1\sqrt{R\frac{\Delta T}{T}} \text{ м/сек.}, \qquad (2.39)$$

где Δt — разность температур поднимающегося и окружающего воздуха на данном уровне.

В настоящее время не существует единого мнения о форме конвективных потоков. Имеющиеся же экспериментальные данные пока не позволяют определить характер вертикального движения в связи со стратификацией атмосферы и строением подстилающей поверхности.

На рис. 18 приведены взятые из работы Хесса (1961) несколько форм термиков, полученных теоретически. В первом случае (рис. 18 *а*) дана форма термика, характерная для кучевых облаков. Здесь подъем воздуха в центре облака должен сопровождаться нисходящими движениями на периферии в виде вихрей с горизонтальной осью. Во втором случае (рис. 18 *б*) подъем воздуха вверх происходит адиабатически без перемешивания и притока с боков. В этом случае поперечное сечение термика несколько уменьшается с высотой. И на рис. 18 *в* дана схема термика с притоком воздуха с боков, при этом вследствие перемешивания с окружающим воздухом скорость подъема должна уменьшаться.

Также не ясен вопрос об уровне начала подъема термиков. Ряд исследователей считает этим уровнем подстилающую поверхность, но многие утверждают, что развитие хорошо сформированных термиков происходит с уровня 200—300 м.

Считается, что вблизи земной поверхности упорядоченные конвективные движения не могут существовать хотя бы из-за значительной турбулентности потока воздуха, неоднородности рельефа, растительного покрова и альбедо подстилающей поверхности. Только в отдельных случаях при значительных перегревах и большой неустойчивости воздуха могут возникать упорядоченные смещения типа воздушных вихрей с вертикальной

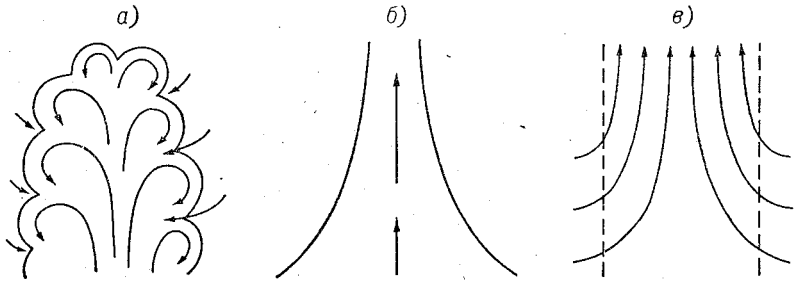


Рис. 18. Теоретические схемы форм термиков, по Хессу.
а — циркуляция в кучевом облаке, *б* — струи при потоке воздуха снизу, *в* — струи при боковом подтоке воздуха.

осью (пыльные вихри, смерчи). С некоторого уровня мелкие конвективные струйки, очевидно, могут сливаться в крупные образования и всплывать в более высокие слои в виде струй или пузырей.

А. А. Скворцов (1951) описывает процесс развития конвективных потоков. Естественно возникающие тепловые потоки обычно представляются в виде струйки, которая, слегка утончаясь, поднимается вверх. На некоторой высоте струйка превращается в вихревое образование. Такую картину проще всего увидеть, если наблюдать за дымом из трубы и т. п.

Так как поднятие теплого воздуха обусловливается гидростатическими силами, эти силы являются постоянно действующими и поток должен подниматься с некоторым ускорением. При изменении скорости изолированного потока изменяется и площадь сечения потока. Воздух потока переслаивается с воздухом окружающей среды, поэтому здесь также имеет место возрастание объема масс, участвующих в движении. Возникшее вихревое образование имеет сечение (по горизонтальной плоскости), значительно большее, чем в потоке.

Замедление восходящего движения при турбулизации способствует еще большему возрастанию диаметра нового образо-

вания, и поток после сужения превращается в вихревое образование значительно больших размеров (сечение потока в горизонтальной плоскости).

По данным Н. И. Вульфсона (1961), горизонтальные размеры конвективных потоков несколько увеличиваются с высотой, а с уровня примерно 300 м изменяются медленно.

На рис. 19 приведено распределение размеров струй и пузырей. Как видно, размеры этих образований имеют широкий

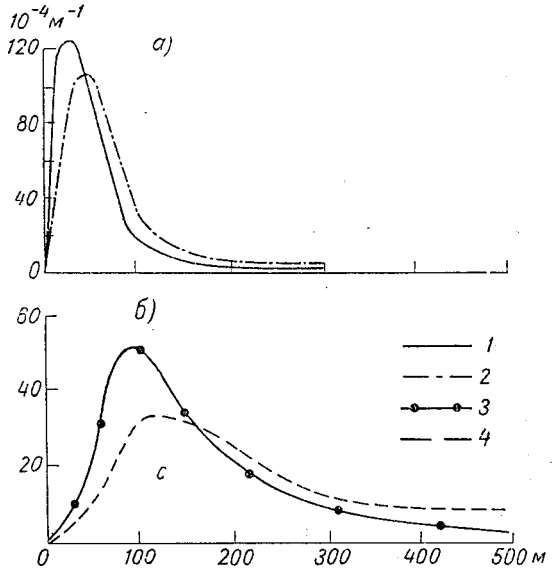


Рис. 19. Распределение повторяемости конвективных потоков, по Вульфсону.

а — по размерам струй (*1*) и пузырей (*2*); *б* — по количеству переносимого воздуха (*3*) и переносимого тепла (*4*); *с* — зона термиков, исследуемая при спиральном подъеме планера.

спектр. Максимальные размеры конвективных потоков достигают 1000 м и более. Однако вероятность таких потоков очень мала. Наиболее часто встречаются размеры струй порядка 69 м и пузырей 59 м на широте 60°. Пузырь — это изолированный объем воздуха.

Несмотря на большую вероятность сравнительно малых конвективных потоков, их вклад в вертикальный перенос масс воздуха со всеми имеющимися в нем примесями относительно мал. На рис. 19 *б* показано, что наибольшую массу воздуха и тепла переносят конвективные потоки размерами около 100 м. При этом уменьшение количества переносимого воздуха и тепла с дальнейшим ростом размеров конвективных потоков происходит

сравнительно медленно, несмотря на резкое уменьшение количества крупных термиков.

По Вульфсону, на 1 км пути в среднем встречается два-три конвективных потока или 37 струй на 1 км^2, относительная плотность термиков составляет 21%. По данным наших обработок полетов на планере повторяемость крупных термиков ($d \geqslant$ $\geqslant$ 100 м) составляет в среднем около 0,1, т. е. примерно в 25 раз меньше повторяемости мелких термиков.

На рис. 20 приведено по данным Н. И. Вульфсона термическое строение центра конвективных струй. Максимальная вели-

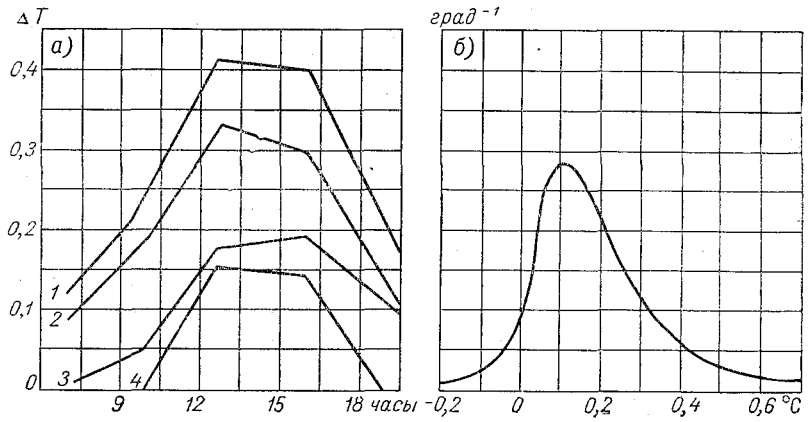


Рис. 20. Термическое строение центра конвективных струй.
а — дневной ход по высоте: *1*) 1—50 м, *2*) 2—100 м, *3*) 3—300 м, *4*) 4—1000 м, *б* — распределение по температуре.

чина Δt равна примерно 0,3°, однако в отдельных случаях отмечаются перегревы в термиках до 0,5—0,7°. С высотой средняя величина Δt уменьшается от 0,4° на высоте 50 м до 0,1° на 1000 м, хорошо заметен суточный ход с запаздыванием на 2—3 часа к уровню 1000 м.

Средние температуры струй на 0,20°, а пузырей на 0,17° выше температуры окружающего воздуха.

Между размерами конвективных потоков и их температурой связи не наблюдается.

По данным В. Парчевского (1957), в приземном слое воздуха вертикальные потоки слагаются из хаотических струй воздуха небольших размеров, которые приблизительно на высотах 100—200 м сливаются в более или менее монолитные комплексы восходящих потоков с горизонтальными поперечниками свыше 100 м. Горизонтальная протяженность восходящих потоков, вызванных инсоляцией, колеблется от 100 м до нескольких километров.

Во внутренних частях струй, как правило, наблюдаются относительно небольшие возрастания скорости восходящих потоков. Однако при определенных метеорологических условиях внутри термических потоков возникают относительно ограниченные ядра, в которых скорость восходящих потоков в несколько раз больше, чем в остальной довольно обширной внешней части струи восходящего потока. По сторонам от этих струй скорость восходящих потоков была около 2 м/сек., тогда как в середине их возникло ограниченное ядро с сильно турбулентными восходящими потоками со скоростями около 4—6 м/сек. Возникновение ядер внутри термических восходящих потоков наблюдалось только тогда, когда потоки развивались вследствие нагревания подстилающей поверхности солнцем. Однако рядом других исследователей такого ядра в термиках не обнаружено.

Наиболее интенсивные вертикальные потоки будут наблюдаться при сочетании процессов интенсивной инсоляции и натекания холодных масс воздуха на более теплую подстилающую поверхность за фронтальной зоной. Вследствие этого средние значения скорости восходящих потоков под облаками будут составлять около 3—4 м/сек., а максимальные 6—8 м/сек.

Вертикальные потоки распространяются в таких случаях под отдельными облаками вертикального развития, причем их горизонтальная протяженность может достигать нескольких десятков километров. В этом случае вертикальные потоки бывают более турбулизированными, чем аналогичные потоки, развивающиеся в основном вследствие только нагревания подстилающей поверхности.

В атмосфере одновременно с восходящими потоками должны наблюдаться и компенсационные нисходящие движения. По данным Вульфсона, относительная площадь восходящих потоков составляет всего 21%, поэтому конвективные движения должны осуществляться в виде подъема отдельных потоков более теплого воздуха в относительно холодной окружающей среде, а не представлять собой непрерывное чередование равных по размерам и интенсивности восходящих и нисходящих потоков. Если предположить, что компенсационные нисходящие течения осуществляются во всем пространстве, не занятом восходящими потоками, то их скорости должны быть в среднем приблизительно в 3,5—4 раза меньше скорости восходящих потоков. По мнению В. Парчевского, можно установить, что нисходящие течения между кучевыми облаками в основном слабее, чем под основанием этих облаков. Нужно помнить, что нисходящие потоки, так же как и восходящие, лучше развиваются при неустойчивом состоянии атмосферы, а с ростом высоты устойчивость увеличивается. В целом по экспериментальным данным скорости термических компенсационных нисходящих потоков значительно меньше скоростей восходящих потоков.

Развитие термической конвекции и, в частности, термиков тесно связано с развитием кучевой облачности. Обычно говорят, что термик питает кучевое облако и для существования этих облаков необходим непрерывный приток тепла и влаги.

Интересные исследования структуры термиков как по данным моделирования, так и полетов планеров приведены в ряде работ Б. Вудворт (1956, 1958). По мнению Вудворт, «изолированный

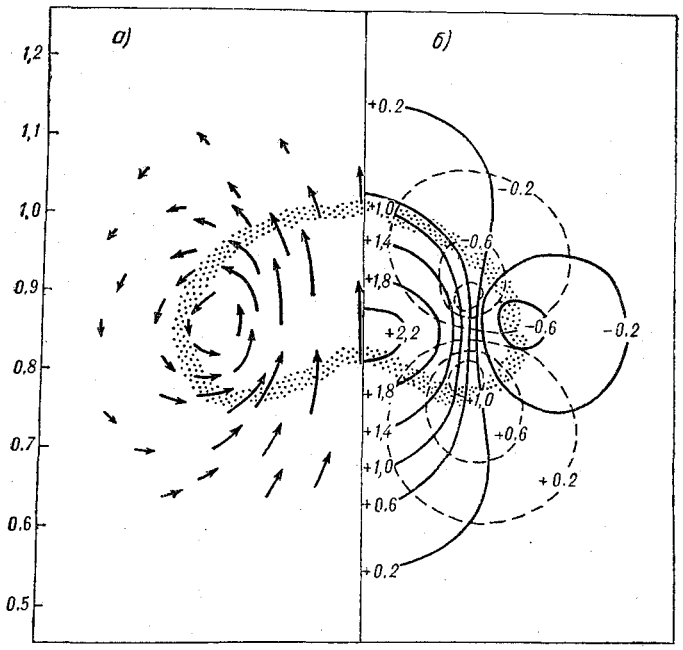


Рис. 21. Схема строения изолированного термика, по Вудворт.

термик» (по нашей терминологии пузырь) можно представить в виде конуса с углом при вершине в 30°. Движение в термике очень напоминает вихревое кольцо (рис. 21 *а*), симметричное относительно оси. Скорости в центре термика больше, чем скорость подъема всего термика. Горизонтальные скорости также имеют значительные величины и в небольших зонах равны скорости подъема всего термика. На кромке термика имеются зоны нисходящих потоков. Поперечное сечение правой части термика приведено на рис. 21 *б*. «Шапке термика» задана относительная скорость 1,0. Тогда вертикальная скорость в центре в 2,2 раза больше вертикальной скорости шапки, а вокруг термика воздух имеет нисходящее движение со скоростью, незначительно пре-

вышающей половину скорости, с которой поднимается шапка термика. Пунктирные линии обозначают горизонтальные скорости: отсос (внешний поток) в верхней части термика и всасывание (внутренний поток) в нижней части термика.

Термик оказывает значительное влияние на окружающий воздух. Воздух над ним выталкивается вверх, прежде чем смешаться. На краю термика наблюдается нисходящее движение, некоторое количество воздуха поднимается за термиком и входит в него. По мере поднятия радиус термика увеличивается примерно под углом 15°.

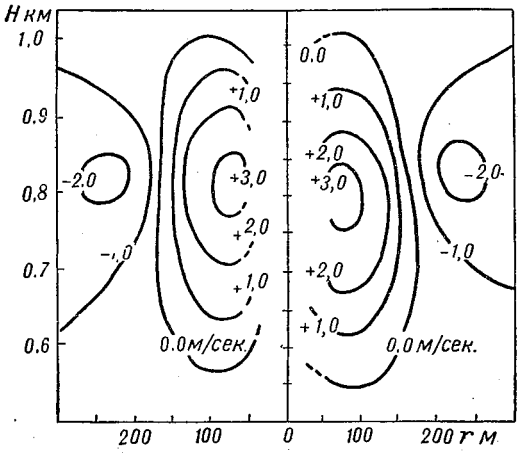


Рис. 22. Схема распределения вертикальных токов термиков, по Вудворт.

Следовательно, термик (пузырь) представляет собой объем, занятый поднимающимся воздухом, смешанным с частью окружающего воздуха. На рис. 22 дано распределение вертикальной скорости в изолированном термике, шапка которого находится на высоте 1000 м над точечным источником и скорость подъема которого составляет 2 м/сек. Радиус термика равен 250 м. Даны показания вариометра на планере, совершающем установившийся полет по кругу. Б. Вудворт отличает изолированный термик от «вращающихся столбов», т. е., в принятой нами терминологии, струй. В приведенных выше схемах не учитывалось деформирующее влияние ветра.

Судя по опытным данным пилотов-планеристов, ветер и его структура оказывают серьезное влияние на форму термика. При порывах ветра термики то наклоняются, то выпрямляются. Под действием ветра термик приобретает самые различные формы. При сильных ветрах сохраняются только самые мощные

термики, происходит разбивание струй на отдельные пузыри и высота подъема пузырей уменьшается. Чем ровнее ветер, тем устойчивее термик; если ветер порывистый, то и в структуре термика появляются импульсы. Были случаи парящего полета при ветрах до 20 м/сек., но всего лишь на высотах 150—200 м. Сочетание термиков с потоками обтекания возвышенностей вызывает при неустойчивом состоянии атмосферы значительный рост высоты и вертикальных движений в термиках.

Термики могут развиваться и при безоблачном небе, особенно при наличии изрезанного рельефа с черноземными или каменистыми почвами, и при слабом и умеренном ветре.

Далее кратко рассмотрим связь условий образования термиков со строением подстилающей поверхности. Эта связь давно уже подмечена планеристами. С утра термики начинают возникать над темными полями до небольших высот, потом над более светлыми участками, над полями, покрытыми невысокой растительностью, после полудня — над лесом, а ближе к вечеру — над болотом, небольшими водоемами и речками с медленным течением. Там, где контраст теплоемкостей наибольший (берег—вода, лес—поле и т. д.) термик мощнее и распространяется до больших высот. Над лесом термики устойчивые, широкие, но развиваются до небольших высот. Термик возникает и над водой. Если водоем мелкий, со стоячей водой, а дно его темное, то вода в нем прогревается быстро, термики возникают раньше и распространяются выше, чем над глубокими водоемами. Такие термики узкие и слабые, толщина слоя, в котором они развиваются, не превышает 200—300 м, а вертикальные скорости достигают 1—1,5 м/сек. Около крупных водоемов на севере ЕТС начало термиков сдвигается и максимального развития они достигают к 15—16 час. В южных районах термики сильнее и чаще, чем в северных.

Над скошенным полем или лугом термики всегда более мощные, чем над полем, покрытым растительностью. На границе лес—поле термики вдоль опушки леса иногда достигают 1,5 км высоты, особенно при ветре с поля на лес, когда высота деревьев 10—15 м и лес густой. Хорошие устойчивые термики развиваются над районами крупных городов, заводов, над районами лесных и торфяных пожаров. Над крутым берегом реки, нагретым солнцем, если к тому же ветер дует с реки на берег, также развиваются устойчивые термики вдоль всего берега. При некоторых сочетаниях строения подстилающей поверхности разница в условиях образования термиков сказывается даже на небольших расстояниях.

Имеется тесная связь термиков с кучевой облачностью, облака как бы продолжают термик, делая его видимым. Одно облако может питаться от нескольких термиков, которые под нижней кромкой сливаются в один широкий поток.

Переход термика в облако сопровождается высвобождением энергии конденсации и ростом вертикальной скорости подъема воздуха. В облаке в этом случае может развиваться облачная циркуляция.

Пример такой циркуляции дан на рис. 23 за 26 мая 1957 г. в районе Ганновера и Штутгарта (по В. Георгии [1961]).

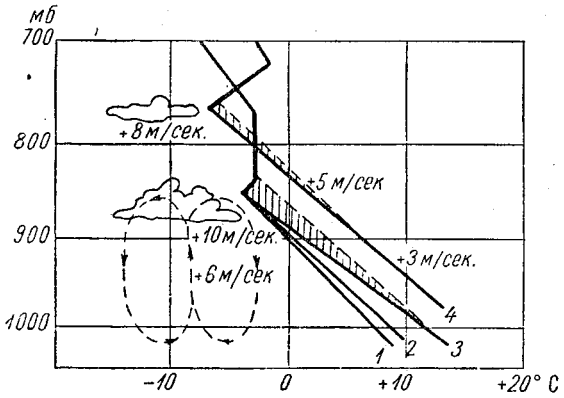


Рис. 23. Кривая состояния температуры с горизонтальной и вертикальной скоростями движения воздуха, по В. Георгии.

1 — кривая состояния температуры в Ганновере за 9 час., *2* — за 12 час., *3* — за 15 час., *4* — кривая состояния температуры в Штутгарте.

Распределение скорости (км/час) и направления ветра было следующим:

	У земли	500	1500	2000	3000
Ганновер . .	В22	—	ВСВ50	ВСВ54	ВСВ58
Штутгарт . .	В22	ВСВ27	—	В62	В40

В термиках за 10 час., вертикальная скорость была 6 м/сек. Под Cu hum. она увеличилась до 10 м/сек. В 15 час. уровень облачности повысился и вертикальная скорость стала равной 8 м/сек.

Особенно значительные вертикальные движения наблюдаются в грозовой облачности. Судя по наблюдениям планеристов, облачная циркуляция может иногда существовать и помимо термиков. Она, как правило, захватывает слой несколько ниже основания облака, а термик иногда не доходит до уровня этой

циркуляции и между ними будет слой с отсутствием вертикальных смещений. Облачная циркуляция, как видно из рис. 23, характеризуется восходящими и более слабыми нисходящими потоками. Их расположение около облака и в самом облаке может быть самым разнообразным. Чаще всего восходящий поток располагается под солнечной кромкой облака и распространяется выше ее. Восходящие потоки над вершиной облака часто достигают высоты 200—300 м. При выходе из вершины облака воздух как бы «стекает» по ней со всех сторон, образуя слабые нисходящие потоки в основном на противоположной солнцу стороне облака.

Такие нисходящие потоки, образующиеся сбоку и под параллельными рядами клубящихся кучевых облаков (см. рис. 12), являются своеобразными роторными образованиями, которые могут достигать величин, соизмеримых с восходящими движениями. В периоды ослабления скорости восходящих потоков основания кучевых облаков понижаются в среднем на 50—100 м, при возрастании скорости струи поднимающегося вверх воздуха уровень основания облака повышается на 50—100 м.

В равнинной местности вертикальные движения могут возникать вдоль поверхностей раздела типа инверсий. Вид такой воздушной волны приведен на рис. 68 в гл. III, где этот вопрос будет разобран детально. Мощные вертикальные движения возникают на холодном фронте, но его границы уже выходят за рамки пограничного слоя.

4. Роль рельефа в развитии атмосферной турбулентности и вертикальных движений

В первую очередь рассмотрим деформацию воздушного потока в горных и холмистых районах. Здесь наряду с процессами, вызывающими развитие атмосферной турбулентности аналогично равнинным условиям, появляются дополнительные факторы, обусловливающие воздействие на воздушный поток как отдельных гор и горных хребтов, так и всего комплекса пересеченного рельефа. Характер и степень деформации воздушного потока зависит от скорости ветра, направления его по отношению к оси хребта, распределения ветра над хребтом, термической стратификации, экспозиции склонов и т. д. Под влиянием деформации в потоке воздуха могут возникать значительные упорядоченные и неупорядоченные вертикальные движения воздуха.

В настоящее время установлено, что влияние возвышенностей на движущийся воздушный поток значительно больше, чем это предполагалось ранее. При некоторых метеорологических условиях влияние даже небольших холмов достигает очень больших высот. Например, по данным Лудлама (1952), холмы вы-

сотой 300 м могут деформировать воздушный поток до высоты 6—7 км, о чем можно судить по образовавшейся чечевицеобразной облачности. Над Скандинавскими горами высотой около 2,5 км были отмечены типичные для горных волн формы облаков на высоте 22 км.

Орографическая турбулентность. В настоящее время влияние горных районов на деформацию воздушных потоков рассматривается с разных позиций. В ряде экспериментальных исследований рассматриваются отдельные процессы в горах, так или иначе оказывающие влияние на структуру потока. Сюда нужно отнести работы по местным ветрам, конвекции,

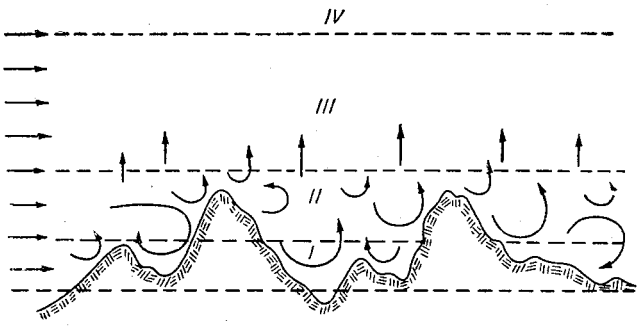


Рис. 24.

I — приземный подслой; *II* — слой, в котором возникает основная энергия пульсаций; *III* — слой, в котором основная энергия турбулентности поступает за счет диффузии снизу; *IV* — свободная атмосфера.

исследования перегрузок самолетов и вертолетов и т. п. Многие теоретические работы рассматривают структуру воздушного потока в горах как результат обтекания воздухом отдельных препятствий той или иной формы. В этом случае деформация воздушного потока ведет к образованию воздушных волн и роторов.

Принципиально новый подход к рассмотрению деформации воздушного потока горами дан в работе Д. Л. Лайхтмана и Э. К. Бютнер (1965). Здесь сложная структура потока в горах принимается как некоторое сглаженное движение v, на которое накладываются мезомасштабные пульсации потока u'. Эти пульсации являются результатом разбивания потока при его натекании на горный хребет. Авторы рассматривают горы как своеобразную решетку, разбивающую воздушный поток. В этом случае основная генерация энергии турбулентности происходит в слое от некоторого среднего уровня гор h до уровня вершин гор.

В общем виде для потока воздуха в горах можно выделить четыре зоны (рис. 24). Зона *I* — от поверхности земли до среднего уровня гор h, или слой местных циркуляций. В этом слое

скорости ветра, как правило, невелики и основную роль в развитии турбулентности играют процессы конвекции и местные ветры.

Зона *II* — от среднего уровня гор до высот отдельно стоящих вершин или несколько выше их. В этом слое происходит основная генерация энергии турбулентности. Этот слой можно сопоставить с нижней частью пограничного слоя над равниной.

Слой от вершин гор до некоторого уровня H_n (зона *III*) характеризуется тем, что основной приток энергии турбулентности обусловлен ее диффузией снизу. Этот слой подобен примерно пограничному слою. Над горными районами пограничный слой значительно выше, чем над ровной местностью, и может распространяться до трех-четырехкратной высоты горных хребтов.

И наконец, зону *IV* можно считать слоем свободной атмосферы, в котором тормозящее влияние горных массивов становится относительно малым по сравнению с геострофическими силами. В работе Лайхтмана и Бютнер приведены некоторые количественные оценки интенсивности турбулентных пульсаций, исходя из анализа размерностей тех физических величин, которые обусловливают этот процесс.

Установим, от каких физических величин должна зависеть средняя квадратичная порывистость ветра $\overline{u'^2}$ над горами.

Зависимость от рельефа. В общем случае зависимость от рельефа должна определяться двумя параметрами: характерным вертикальным размером L_z и горизонтальным L_x, поскольку эти величины характеризуют средний размер вихрей. Для горной местности можно считать, что $L_z \approx L_x$, и оставить в качестве характеристики рельефа только один параметр L_z. Параметры L_z и L_x есть статистические средние характеристики:

$$L_z = \sqrt{\overline{(h(x, y) - \overline{h})^2}}. \qquad (2.40)$$

Здесь $h(x, y)$ — высота точки рельефа над уровнем моря, $\overline{h}$ — средняя высота горной местности над уровнем моря. Осреднение должно производиться по некоторой области вдоль направления потока.

Зависимость от высоты. Основное вихреобразование в горных условиях связано с разбиванием потока, обтекающего горы. В связи с этим, помимо диффузии вверх, энергия турбулентности должна убывать вследствие затраты вихревой энергии на работу против сил плавучести и диссипации в тепле. Следовательно, существенным параметром процесса является высота z над уровнем $\overline{h}$. Кроме того, в качестве аргумента должен входить параметр $\frac{g}{T}$.

Зависимость от радиационного баланса. Большая неоднородность горного рельефа, а также разнообразие покрытия подстилающей поверхности приводит к тому, что альбедо поверхности A в горах является очень пестрым. Наличие разницы в альбедо соседних поверхностей вызывает разницу в их нагреве и развитие конвективных потоков, которые являются дополнительным источником энергии турбулентности. Интенсивность этих потоков должна быть пропорциональна $\frac{R}{\rho c_p}$, где R — радиационный баланс. Этот фактор должен быть особенно велик при слабых скоростях ветра. Он отражает влияние термической неоднородности поверхности на турбулизацию потока. Кроме того, он в известной степени влияет на интенсивность турбулентности даже при одинаковом альбедо из-за связи радиационного баланса со стратификацией нижнего слоя.

Зависимость от скорости ветра. Кроме вышеперечисленных параметров, в величину $\overline{u'^2}$ должна входить величина скорости набегания потока на горы v. С возрастанием скорости увеличивается количество энергии среднего потока, переходящей в энергию турбулентности. Скорость ветра является главным фактором, определяющим интенсивность турбулентности в горах.

Кроме вышеперечисленных параметров, следует учитывать также параметр Кориолиса ω_z, так как масштабы изучаемого явления могут оказаться большими.

Итак, можно записать величину $\overline{u'}$ в виде функции от шести параметров:

$$\overline{u'^2} = \Phi\left(L_z;\ v;\ z;\ \omega_z;\ \frac{g}{T};\ \frac{R}{\rho c_p}\right). \qquad (2.41)$$

Из шести входящих в (2.41) величин три имеют независимую размерность, и число параметров можно уменьшить до трех:

$$\overline{u'^2} = v^2\Phi\left(\frac{L_z}{\lambda};\ \frac{z}{\lambda};\ \frac{\omega_z\lambda_1}{v}\right). \qquad (2.42)$$

Здесь введено обозначение

$$\lambda_1 = \frac{v^3}{\frac{R}{\rho c_p}\frac{g}{T}}. \qquad (2.43)$$

Параметр λ_1 имеет размерность длины. Можно оценить порядок его величины при R, равном 1 кал/см²мин.,

$$\lambda_1 = \frac{v^3}{\frac{1{,}980}{60 \cdot 1{,}3 \cdot 10^{-3} \cdot 0{,}24 \cdot 300}} \approx 50v^3,$$

если v брать в м/сек.

Для гор высотой 2000 м и меньше можно пренебречь параметром Кориолиса ω_z и тогда величина $\overline{u'^2}$ будет определяться через

$$\overline{u'^2} = \overline{v^2}\,\Phi\left[\frac{z}{L_z}\frac{L_z}{\lambda_1}\right]. \qquad (2.44)$$

Авторами данной работы были проведены сопоставления средних по высоте z величин относительной порывистости $\frac{\overline{u'^2}}{v}$ с величиной $\frac{L_z}{\tilde{\lambda}_1}$, где

$$\tilde{\lambda}_1 = \frac{v^2}{\frac{g}{T_0}\left[T_{(z)} - T_0 + \gamma_p \Delta z\right]}. \qquad (2.45)$$

Параметр $\tilde{\lambda}_1$ аналогичен параметру λ_1, но вместо радиационного баланса R фигурирует связанная с ним величина отклонения разности температуры $T_{(z)}$ и температуры поверхности T_0 от равновесного значения $\gamma_p z$. Практически величина порывистости ветра u' может быть легко определена по значениям $\frac{L_z}{\tilde{\lambda}}$ и скорости ветра $\overline{v}$:

$\frac{L_z}{\tilde{\lambda}}$	0,1—0,6	0,6—2	>2
u'	$0{,}1v$	$0{,}2v$	$0{,}25—0{,}30v$

Эта зависимость получена для направлений ветра, перпендикулярных горным хребтам Крымского полуострова.

Для иллюстрации диапазона изменения радиационного режима над отдельными участками гор приведем данные измерения альбедо с самолета над Крымскими горами (табл. 9).

Таблица 9

Средние, максимальные и минимальные значения альбедо над Крымскими горами, май 1962 г.

	Число								
	12	15	16	16	17	17	19	19	20
$\overline{A}$	0,38	0,49	0,41	0,38	0,38	0,35	0,34	0,39	0,30
A_{max}	0,55	0,88	0,64	0,56	0,47	0,40	0,44	0,58	0,42
A_{min}	0,16	0,19	0,16	0,19	0,28	0,32	0,23	0,24	0,22

При некоторых маршрутах разброс величин альбедо около среднего значения был весьма большим, а следовательно, значи-

тельными должны быть и колебания температуры воздуха над отдельными участками.

Установить зависимость величины $\frac{\overline{u'}^2}{v^2}$, измерявшейся на подветренном склоне Крымского хребта, от высоты z пока не удалось, хотя очевидно, что порывистость должна быть малой при z ниже $\overline{h}$, максимальной вблизи вершин и далее убывать с высотой.

О влиянии стратификации на интенсивность турбулентности в горах. Так как основной источник турбулентности в горах — динамический, то стратификация в нижнем слое не должна сильно влиять на интенсивность турбулентности в нем. В гораздо большей степени на эту интенсивность должна влиять стратификация верхнего слоя, т. е. области, лежащей над вершинами гор. Действительно, образовавшиеся на уровне гор вихри диффундируют наверх. Поэтому при неустойчивой стратификации наверху турбулентность распределяется по толстому слою и интенсивность ее на каждом уровне невелика. Если же в верхнем слое имеет место инверсия, то вся генерированная горами турбулентность запирается в нижнем слое и следует ожидать сильной болтанки на уровне гор.

Если оценить турбулентность в четырехбалльной шкале (δ_0, δ_1, δ_2, δ_3), то можно в качестве иллюстрации привести, согласно Лайхтману и Бютнер, следующую схему:

	Стратификация в верхнем слое		
	неустойчивость	безразличное равновесие	инверсия
Порывистость в верхнем слое	δ_{1-2}	δ_1	δ_0
Порывистость в нижнем слое	$\uparrow$ δ_{1-2}	$\uparrow$ δ_2	$\uparrow$ δ_3

Влияние стратификации нижнего слоя проявляется при прочих равных условиях, но это влияние должно быть второстепенным.

Далее рассмотрим некоторые из процессов, развивающихся в основном в самом нижнем слое, расположенном от подстилающей поверхности примерно до средней высоты горных возвышенностей. Сюда нужно в первую очередь отнести процессы конвекции.

В дневные часы летнего времени в горных районах большое значение на турбулизацию воздушного потока, особенно при слабых скоростях ветра, имеет конвекция.

При этом в уравнении (2.44) $v \to 0$, следовательно, $\lambda \to 0$, но $R \neq 0$.

Тогда

$$\overline{u'^2} = v^2 \left[\left(\frac{L_z}{\lambda} \right)^{2/3} \Phi \left(\frac{z}{L_z^3} \frac{\omega_z z^{2/3}}{\left(\frac{R}{\rho c_p} \frac{g}{T} z_0 \right)^{1/3}} \right) \right]. \tag{2.46}$$

Если обозначить

$$\left(\frac{R}{\rho c_p} \frac{g}{T} z_0 \right)^{1/3} = u_0,$$

тогда $\overline{u'^2}$ можно написать в виде

$$\overline{u'^2} = u_0 \Phi_2 \left[\frac{z}{L_z}; \ \frac{\omega_z L^{1/3} z^{2/3}}{u_0} \right]. \tag{2.47}$$

Подставляя в уравнение (2.47) численные значения, получаем

$$u_0 \approx [2 \cdot 10^2 \cdot 10^3]^{1/3} \approx 2 \div 3 \text{ м/сек}.$$

Так как второй аргумент функции Φ_2 в этом случае также мал, можно записать

$$\overline{u'^2} = u_0^2 \Phi \left(\frac{z}{L_z} \right). \tag{2.48}$$

В горах всегда имеется большое количество ориентированных к солнцу участков, температура которых выше температуры соседних затененных участков, что обычно создает большие размеры восходящих струй и их большую концентрацию по сравнению с равнинной местностью. В работе Н. И. Вульфсона (1961) выделено несколько особенностей развития конвективных потоков в горах.

1. Вследствие приподнятости подстилающей поверхности восходящие потоки над непокрытыми снегом горами достигают значительно бо́льших абсолютных высот, чем над соседними долинами.

2. Размеры конвективных потоков над склонами и горами больше, чем в прилегающих к ним долинах.

3. Относительный объем конвективных потоков над склонами и хребтами существенно больше, чем над долиной.

4. Сравнительно высокие температуры воздуха в конвективных потоках обусловливают развитие над вершинами хребтов стационарных струй конвективного происхождения, привязанных к земной поверхности.

Конвективные движения в горах приводят к интенсивному развитию облаков кучевых форм, причем над хребтами уровень конденсации часто на несколько сот метров ниже, чем над долиной.

Восходящие потоки над хребтами систематически достигают высот, превышающих уровень конденсации, в то время как над долиной даже отдельные потоки затухают значительно ниже этого уровня. Кроме того, восходящие потоки занимают значительную часть площади на уровне конденсации, что и обеспечивает развитие здесь почти непрерывной гряды облаков.

В работе А. Ф. Дюбюка и Т. Н. Бибиковой (1965) приведены снимки облачности над Ай-Петри, имеющей столбообразную форму и характерной для вихря с вертикальной осью или для

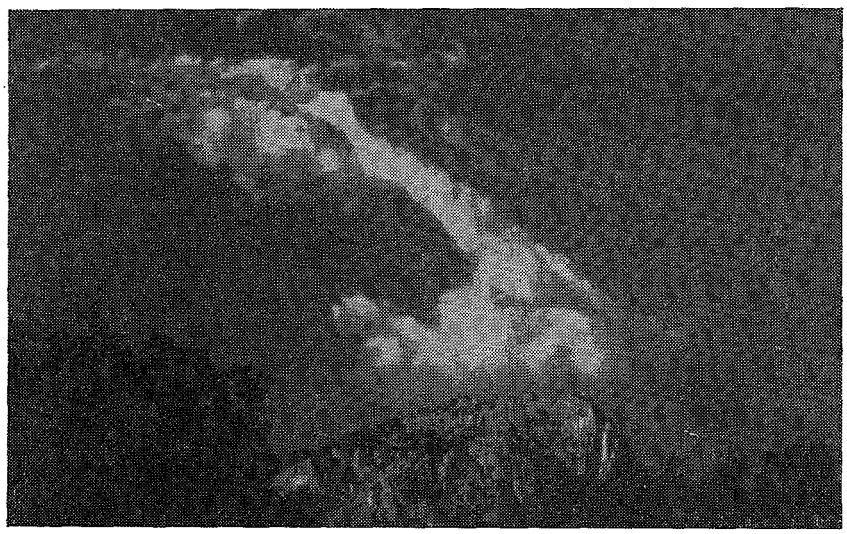


Рис. 25. Облако с вертикальной осью над склоном Ай-Петри.

струи. Высота таких облаков над хребтом достигала примерно 400 м (рис. 25).

В работе автора и М. С. Шелковникова (1956) по наблюдениям в ущелье Баксан было установлено, что в отдельных случаях скорости восходящих потоков над крутыми нагретыми склонами доходили до 8—10 м/сек. и были в 2—3 раза больше горизонтальной составляющей модуля ветра. Над долиной величины восходящих потоков были в 2—3 раза меньше.

Интенсивным препятствием развитию конвекции вдоль склонов часто являются местные ветры, обычно горно-долинные. Как правило, днем поток воздуха с долины занимает не все сечение долины, а несколько больше половины, выше наблюдается обратное течение воздуха с нисходящими потоками.

Второй особенностью горных районов, оказывающих влияние на развитие хаотической турбулентности в зонах *I* и отчасти *II*

(см. рис. 24), будут местные ветры. Но влияние местных ветров, как правило, является обратным влиянию конвекции, они способствуют ослаблению турбулентности.

Типов местных ветров в горах такого рода сравнительно много: это горно-долинные ветры, в береговой зоне бризы. Для горно-долинных ветров и бризов характерны слабые ветры с поворотом направлений на некоторой высоте почти на противоположные, с уменьшением скорости ветра в слое поворота и наличием здесь уменьшенного значения вертикального температурного градиента и часто инверсии температуры.

Если в слое раздела хорошо выражена инверсия температуры и воздух противотечения достаточно сухой, то образование мощной конвективной области может и не наблюдаться, и поток воздуха будет слабо турбулизированным. Такой процесс часто наблюдается в глубоких и узких долинах Кавказа.

Развитие долинного ветра имеет много особенностей, учесть которые не всегда возможно. Но, как правило, если не имеет места развитие конвективной облачности по склонам, то в долинах турбулентность при долинном ветре незначительная.

Следующими типами местных ветров, развивающихся в горных районах, являются фёны и бора. Эти виды циркуляции отличаются большими скоростями ветра, часто со значительной турбулентностью в нижних слоях. Поскольку и фён и бора обычно вызваны переваливанием масс воздуха через горные перевалы, здесь развивается мезомасштабная турбулентность типа горных волн, которая будет разобрана ниже.

Следующей особенностью турбулентных движений в горных районах является ее развитие на участках с дивергенцией и конвергенцией воздушного потока в зонах *I* и *II* (см. рис. 24). Такие зоны обычно наблюдаются в местах сжатия рельефа. Здесь создаются восходящие потоки с усилением скорости ветра, а в местах расширения рельефа — ослабление скорости ветра и нисходящие потоки. Обычно в этих районах имеет место усиление турбулентности, особенно при наличии конвергенции потока. Например, по маршруту Кутаиси-Шови участки с наличием боковых долин всегда отличались повышенной турбулентностью.

В общем, условия для развития турбулентности в горных районах, как правило, более благоприятны по сравнению с равниной, особенно в зоне *II*. У синоптиков существует такое правило: если по распределению метеорологических условий над равниной ожидается умеренная турбулентность, то при тех же условиях в горах рекомендуется указывать «местами до сильной».

При сильных ветрах и уменьшении их скорости с высотой над хребтом воздушный поток особенно сильно турбулизируется. Турбулентность потока обусловливается в этом случае вихреобразованием при срыве потока с кромки хребта и конвергенцией

потока в вертикальной плоскости за хребтом. По данным А. Х. Хргиана (1954), в слое 500—1000 м над хребтом могут в связи с этим возникнуть вертикальные градиенты ветра до 5 м/сек. на 100 м.

На рис. 26 представлена структура турбулентной зоны орографического происхождения, по С. М. Шметеру (1958). Непосредственно за подветренным склоном почти от поверхности земли до высоты 1,0—1,5 км над хребтом образуется зона, в которой наблюдается сильная (σ_2) и даже очень сильная (σ_{3-4}) болтанка самолета. Горизонтальная протяженность этой зоны составляет 10—15 км. Вверх и в стороны болтанка постепенно

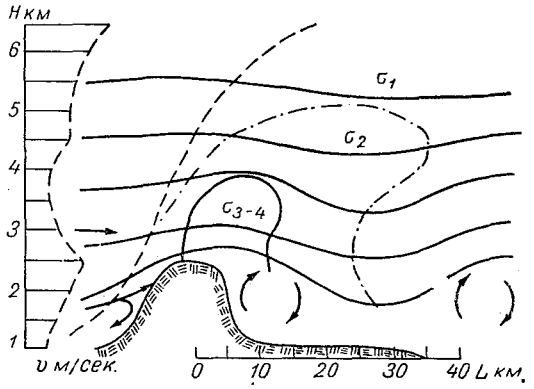


Рис. 26. Структура зоны орографической турбулентности, вызывающей болтанку самолетов, по С. М. Шметеру.

ослабевает. Слой орографической турбулентности вытягивается в направлении ветра. Образование над горами «ядра» с повышенной турбулентностью, несколько вытянутого в господствующем направлении ветра, подтверждается также данными исследований Н. З. Пинуса (1960) в Средней Азии. При высоте гор около 900 м наиболее интенсивная турбулентность наблюдалась здесь на уровне 1700—2300 м над ур. м. С высотой она резко убывала и с 2,6—3,0 км было спокойно. Часто в зонах *III* и *IV* (см. рис. 24) турбулентные образования могут быть вызваны влиянием турбулизированного потока, проникающего из более низких уровней, особенно при наличии неустойчивого состояния атмосферы. При этом смещение воздуха с какого-либо уровня создает импульс для его дальнейшего движения по вертикали на значительные высоты, часто превышающие уровни вершин гор. В летнее время в горах могут развиваться термики с относительно большими вертикальными скоростями восходящих потоков, часто усиленных восходящими склоновыми ветрами. При

устойчивом состоянии характер атмосферной турбулентности меняется. Возникают длиннопериодные пульсации воздушного потока в виде подветренных волн и роторов. Особенно сильная турбулентность может возникать в вершинах роторов.

В зоне *III* турбулентность имеет многомасштабную структуру. В равнинных условиях вихревые образования обычно имеют размеры до 10^3 м, в горных районах подветренные волны могут достигать 10^4—$2 \cdot 10^4$ м по горизонтали и многих сотен метров по вертикали. В этом слое турбулентность будет иметь как хаотический, так и упорядоченный вид. В зоне *IV* основным видом деформированного воздушного потока при устойчивом состоянии атмосферы являются горные волны. Возникающая крупномасштабная турбулентность, как правило, характеризуется спокойными условиями полета. Но при нарушении устойчивости в горных волнах может наблюдаться умеренная и даже сильная турбулентность. Причем переход от спокойных условий к условиям с сильной турбулентностью в горных волнах иногда происходит очень быстро. Спокойное ламинарное течение на всех уровнях внезапно превращается в хаотический тип турбулентности, распространяющийся через все пространство по вертикали. Такие случаи сопровождаются изменением во внешнем виде округленных чечевицеобразных облаков Ac lent., которые в этих условиях приобретали шероховатый вид.

Воздушные волны и вихри. Далее рассмотрим условия обтекания воздушным потоком горных возвышенностей, сопровождающего образованием горных подветренных волн и вихрей. В данном вопросе большая роль принадлежит теоретическим разработкам.

Следует отметить, что здесь имеется сравнительно большое количество работ, использующих уравнения гидродинамики, в частности работы советских исследователей Н. Е. Кочина, А. А. Дородницына, И. А. Кибеля, Б. Н. Трубникова и др., и зарубежных — Лира, Кенея, Скорера и др.

Наиболее подробно были исследованы условия образования подветренных волн А. А. Дородницыным (1940). Еще в 1938 г. Дородницын создал первую и весьма совершенную по тому времени теорию подветренных волн для атмосферы, в которой температура воздуха с высотой падает, а скорость ветра постоянна.

Целый ряд особенно качественных выводов теории довольно хорошо согласуется с данными наблюдений. Дородницын показал, что устойчивая температурная стратификация благоприятствует образованию волн и предсказал многослойность системы подветренных волн. Он также доказал, что максимальная высота распространения волн конечна. Возникающие над хребтом возмущения должны быть трех видов: 1) простое обтекание хребта потоком воздуха, 2) возмущения, более или менее быстро и плавно затухающие за хребтом, 3) несколько систем под-

ветренных волн, накладывающихся одна на другую. Число этих систем уменьшается при быстром возрастании вертикального температурного градиента. Следует заметить, что количественные выводы из теории иногда не согласуются с экспериментальными данными, да и сами расчеты весьма трудоемки.

Из зарубежных работ последнего времени представляют значительный интерес работы Скорера (1949—1955), позволяющие довольно просто получить диагностические выводы, в общем, удовлетворительно согласующиеся с данными наблюдений.

Скорер рассмотрел идеальный, устойчивый, ламинарный и изэнтропический поток, учитывая изменение с высотой температуры воздуха и скорости ветра. Поскольку рассматривались только относительно короткие волны, то эффектом вращения земли пренебрегалось.

После ряда упрощений волнового уравнения Скорер получил значения l^2 в виде

$$l^2 = \frac{g\beta}{u^2} - \frac{1}{u}\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \tag{2.49}$$

где u — горизонтальная скорость невозмущенного потока,

$$\beta = \frac{1}{\theta}\frac{\partial\theta}{\partial z} = \frac{\gamma_a - \gamma}{T}, \tag{2.50}$$

θ и T — потенциальная и абсолютная температуры воздуха, γ_a и γ — адиабатический и фактический вертикальные градиенты температуры, g — ускорение силы тяжести.

Функцию β иногда называют статической устойчивостью.

Величина l^2, называемая параметром Скорера, играет роль критического числа, характер изменения которого по вертикали позволяет судить о возможности существования подветренных волн за горным хребтом.

Если параметр Скорера l^2 в каком-либо слое на уровне горного хребта уменьшается с высотой, а выше и ниже этого слоя возрастает, то это указывает на возможность образования волн в слое с минимумом l^2. Если параметр l^2 с высотой не изменяется или мало изменяется, то вероятность образования волн мала.

В выражении (2.49) второй член $\frac{1}{u}\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$ характеризует степень изменения ветрового сдвига с высотой. Этот член равен нулю, если скорость ветра постоянна, или равномерно изменяется с высотой и приобретает большое значение только тогда, когда вектор ветра резко и часто изменяется с высотой, что наблюдается сравнительно редко. Кроме того, этот член не всегда можно определить с желаемой точностью, используя наблюдения за ветром.

В практической работе при расчетах l^2 обычно учитывается только первый член и тогда

$$l^2 = \frac{g}{T} \frac{\gamma_a - \gamma}{u^2}. \qquad (2.51)$$

Пока нет исследований о возможных ошибках из-за неучета члена $\frac{1}{u} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$, хотя и считается, что профиль ветра в процессах волнообразования над пересеченной местностью является одним из наиболее важных факторов.

Согласно теории Скорера, длина горной волны заключена между максимальными и минимальными значениями дроби $\frac{2\pi}{l}$. Поскольку

$$l = \frac{1}{u} \sqrt{g \frac{\gamma_a - \gamma}{T}},$$

то

$$\lambda = 2\pi \frac{u}{\sqrt{g \frac{\gamma_a - \gamma}{T}}}. \qquad (2.52)$$

Величина l прямо пропорциональна корню квадратному от статической устойчивости и обратно пропорциональна скорости ветра. Поэтому большая длина волны должна наблюдаться при сильных ветрах и малой устойчивости и, наоборот, чем меньше скорость ветра и больше устойчивость, тем короче должна быть длина волны.

Из работы Скорера получается также один важный вывод, а именно: величина параметра l сильнее зависит от скорости ветра, чем от статической устойчивости. Это означает, что длина подветренной волны в большей степени определяется изменениями скорости ветра, чем изменениями вертикального температурного градиента.

Из теории Скорера также можно сделать заключение о зависимости амплитуды волны от распределения скорости ветра с высотой. Эта амплитуда существенно зависит от дроби $\frac{u_0}{u_z}$, где u_0 и u_z — скорости ветра на поверхности земли и на некоторой высоте.

Исходя из теоретических исследований и большого числа экспериментальных данных, Фёрхтготт (1949) предложил схему строения потока воздуха над горным хребтом. Он нашел, что возмущенный поток, имеющий устойчивую стратификацию и направленный нормально к достаточно длинному хребту, может быть классифицирован по четырем главным типам в зависимости от профиля скорости ветра.

На рис. 27 приведена схема строения воздушного потока при обтекании горного хребта по Фёрхтготту. Описание типов сделаем по работе Мусаеляна (1962).

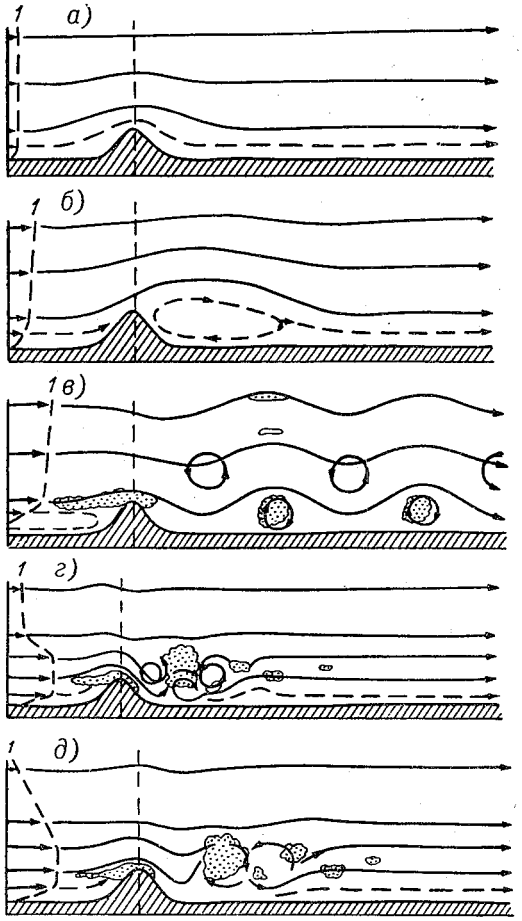


Рис. 27. Классификация Фёрхтготта воздушного течения над хребтами.

а — ламинарное течение, *б* — течение стоячего вихря, *в* — волновое течение, *г*, *д* — роторные течения. *1* — профиль скорости ветра.

Первый тип — ламинарное течение. Наблюдается обычно при очень слабых ветрах. Линии тока над горой точно совпадают с профилем горного хребта, причем амплитуда возмущений с высотой быстро затухает. Вниз по течению от препятствий нет никаких возмущений. Вертикальные движения очень слабые и наблюдаются в непосредственной близости к возвышенности.

Второй тип — течение стоячего вихря. Ветер умеренный. На подветренной стороне препятствий наблюдается неподвижный вихрь с приблизительно горизонтальной осью. Это приводит к тому, что гребень над препятствием смещается вниз по течению. На подветренной стороне склона возникает течение, противоположное основному потоку. Амплитуды единичных волн, порождаемых как бы двойным препятствием (гора и неподвижный вихрь) убывают по высоте.

Третий тип — волновое течение. При усиливающихся с высотой ветрах в устойчиво стратифицированной воздушной массе стационарный вихрь на подветренной стороне как бы распадается на систему вихрей, расположенных в два ряда. Происходит это потому, что при наличии подветренного стационарного вихря вниз по потоку от гребня препятствий там, где встречаются оба потока (основной и возвращающийся), создаются благоприятные условия для образования поверхностей раздела. Впоследствии на этих поверхностях раздела образуются волны и течение стоячего вихря переходит в волновое течение.

В потоке воздуха за препятствием образуется две системы замкнутых вихрей с горизонтальной осью. Вихри нижней системы развиваются в гребнях волн и движение в них происходит по часовой стрелке, в вихрях верхней серии — движение в обратную сторону.

Образующиеся в нижних слоях замкнутые вихри действуют на воздушный поток как воздушное препятствие. Это приводит к возникновению на подветренной стороне горного склона системы волн, распространяющихся как по вертикали, так и вниз по течению. По мере удаления от препятствия амплитуды волн затухают. В зоне вихрей движение воздуха турбулентное.

Однако волны на подветренной стороне склона иногда обнаруживаются и при отсутствии вихрей и турбулентности.

Для развития волнового движения необходимо, чтобы скорость в невозмущенном потоке на уровне горного хребта превышала некоторое минимальное ее критическое значение, $u > u_{кр}$.

Приведем величины $u_{кр}$ для некоторых горных препятствий, полученные эмпирическим путем:

Крымские горы $\approx 8—10$ м/сек.
Иэмтландские горы (Швеция) $\geqslant 10$ м/сек.
Горы Северной Англии $\geqslant 8$ м/сек.
Сьерра-Невада $\geqslant 12{,}5$ м/сек.

Исследования показали, что $u_{кр}$ прямо пропорционально высоте горы, т. е. чем выше гора, тем больше должна быть необходимая для волнообразования минимальная критическая скорость ветра.

Для орографического волнообразования благоприятными метеорологическими условиями будут:

а) наличие слоя воздуха (до уровня тропосферы), в котором

скорость ветра возрастает с высотой или, по крайней мере, остается постоянной. Величина скорости на уровне горного хребта должна превышать определенную для данной горной системы $u_{кр}$. Величина $u_{кр}$ хотя и различна для разных горных систем, но находится в пределах 8—13 м/сек.;

б) направление ветра, нормальное к хребту или с отклонениями от нормального не более чем на 30°. Направление ветра с высотой должно оставаться приблизительно постоянным;

в) наличие хорошо выраженного устойчивого слоя над препятствием с заметным уменьшением устойчивости выше этого слоя.

Четвертый тип — течение ротора. Наблюдается при наличии слоя очень сильных ветров, простирающихся над препятствием до высот горного хребта. В этом случае вихри, составляющие два правильных ряда, о которых говорилось выше, усиливаются и приближаются как друг к другу, так и к самому препятствию. Волновая система над вихрями исчезает. Движение принимает турбулентный характер. Сильная турбулентность будет встречаться до высот, равных двух-трехкратной высоте горного хребта.

При дальнейшем увеличении скорости ветра (рис. 27 *д*) качественная картина почти не меняется, происходит лишь рассредоточение отдельных вихрей вниз по потоку.

Скорость ветра, обеспечивающая тот или иной вид потоков воздуха, зависит также от протяженности самого препятствия. Над хребтом высотой 900 м волновое течение возникает при перпендикулярном ветре скоростью 10—12 м/сек. Над одинокой же горой такой же высоты возникновение волнового течения возможно лишь при значительно большей скорости ветра.

При переходе от одного типа классификации Фёрхтготта к другому большое значение имеет так называемая высота «ведущего слоя», т. е. уровень, на котором скорость ветра достигает своего максимального значения (см. профиль ветра на рис. 27 *г* и *д*). Считается, что если мощность ведущего слоя близка к высоте горного хребта, то волновое течение переходит в течение ротора.

При дальнейшем уменьшении мощности ведущего слоя все признаки правильных особенностей потока исчезают, уступая место сильно развитой турбулентности.

Фёрхтготт предложил весьма простую номограмму (рис. 28) для определения типов течения над горным хребтом в каждом конкретном случае, если известны высота хребта над окружающей местностью h м, скорость ветра u м/сек. и мощность ведущего слоя H км. По горизонтальной оси графика откладывается скорость потока u м/сек., по вертикальной оси слева — высота препятствия h км, справа — высота ведущего слоя H км, а рядом дана шкала для $H+h$. Обе шкалы справа служат для того,

чтобы по известному значению $H+h$ определить H в каждом конкретном случае.

На номограмме нанесена кривая критических скоростей данного склона, полученная эмпирическим путем на основе анализа наблюдений. Критическая кривая обладает тем свойством, что все точки, лежащие левее этой кривой, указывают на течение, характерное для какого-нибудь из первых трех типов. Точки, лежащие правее от этой кривой, указывают на наличие течений, характерных лишь для четвертого роторного типа.

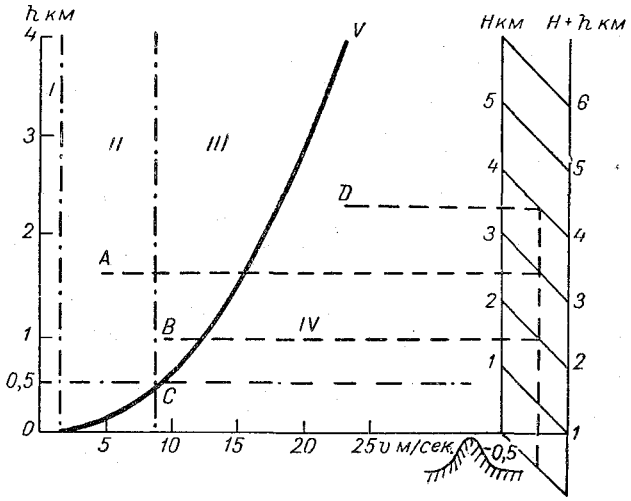


Рис. 28. Номограмма Фёрхготта для определения типов воздушных потоков над горным препятствием.
I — ламинарное течение, *II* — течение стоячего вихря, *III* — волновое течение, *IV* — роторное течение, *V* — кривая критической скорости.

Номограмма построена для горного хребта высотой 0,5 км и данного распространения критической скорости $u_{кр}$. При других значениях h берут соответствующую точку на оси h. От точки с $h=0{,}5$ км в данном графике проведена прямая, параллельная оси u, пересекающаяся с кривой $u_{кр}$ в точке C. Точки, лежащие ниже этой прямой и правее критической кривой, указывают на наличие турбулентного потока. Прямая, проведенная через точку C параллельно оси h, отделяет соответствующие течения второго и третьего типов. Ламинарное течение отделяется прямой, проведенной от $u=2$ м/сек. Например, для $u=5$ м/сек. и $H=2{,}5$ км получается на номограмме точка A, лежащая в области течения второго типа; при $u=10$ м/сек. и $H=1{,}5$ км по номограмме получается волновое течение и, наконец, если $u=25$ м/сек. и $H=1{,}5$ км, должно быть течение ротора.

Хотя номограмма Фёрхтготта подкупает своей простотой и оригинальностью, но ее можно рекомендовать для практической работы лишь после тщательной проверки в полевых условиях.

Подводя итоги теоретическим и экспериментальным исследованиям типов течений в зависимости от распределения скорости ветра и температуры воздуха на уровне хребта, можно привести сводную таблицу.

Таблица 10

Типы течений на подветренной стороне гор

Ветер на уровне хребта	Знак градиента ветра выше хребта	Вертикальный градиент температуры	Характер потока воздуха	Тип по схеме Фёрхтготта
Слабый . . .	≈ 0	$< \gamma_a$	Ламинарное движение	I
Слабый или умеренный .	> 0	$< \gamma_a$	Устойчиво-вихревое	II
Умеренный или сильный . .	$\geqslant 0$	$< \gamma_a$	Система подветренных волн в сочетании с роторами у земли	III
Сильный . . .	< 0	$\leqslant \gamma_a$	Сильно турбулизированный поток (роторное течение)	IV
Сильный . . .	$\geqslant 0$, но в отдельных случаях < 0	$\geqslant \gamma_a$	Хаотическое движение	—

При пользовании данной таблицей необходимо учитывать значение $u_{кр}$.

В схеме Фёрхтготта хаотическое течение не рассматривалось, оно образуется при неустойчивом состоянии атмосферы, в основном в дневные часы теплого периода года.

Обтекание воздушным потоком отдельно стоящих гор значительно отличается от обтекания больших горных хребтов. На рис. 29 дана Фёрхтготтом схема обтекания отдельно стоящей горы. Но никаких систематизаций воздушных потоков в этих условиях не имеется. В условиях устойчивой стратификации бóльшая часть воздушного потока в нижних слоях проходит по сторонам от горы, поэтому следует предполагать большие горизонтальные отклонения линий тока вблизи основания препятствий, тогда как на более высоких уровнях отклонения происходят главным образом в вертикальном направлении. В нижних слоях линии тока расходятся с наветренной стороны горы и возвращаются к своему положению с подветренной стороны. На рис. 29 выделяется три зоны, в которых линии тока нижних уровней конвергируют: справа и слева с передней стороны и непосредственно с подветренной стороны препятствий.

Обратный поток приземного ветра на подветренной стороне изолированных пиков сопровождается образованием обширного вихря, причем тип потока аналогичен течению стоячего вихря по классификации Фёрхтготта. Иногда за горной вершиной образуется облачность, вызванная сходимостью потоков. В некоторых случаях орографические облака имеют форму симметричного воротника, окружающего гору, или форму шапки.

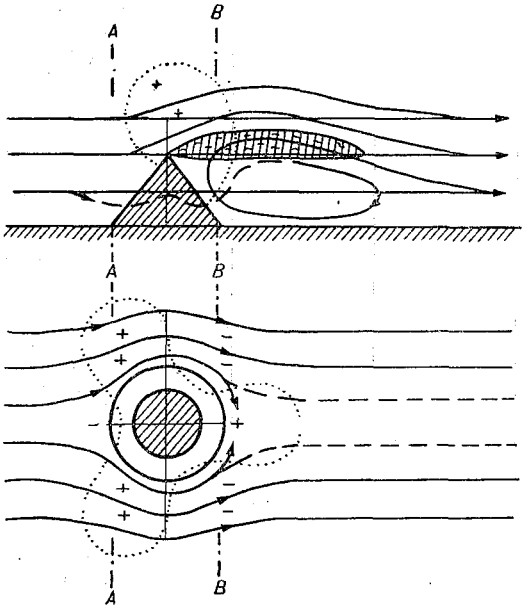


Рис. 29. Вид сбоку и в плане линий потока над коническим холмом.

Плюс (+) — восходящий поток, минус (—) — нисходящий поток.

Обтекание воздуха по сторонам изолированной вершины или короткого горного хребта, уменьшая влияние горы на вертикальную деформацию воздушного потока, делает образование волн менее вероятным. Однако образование волн возможно при увеличении скорости ветра, но такие волны должны иметь небольшую амплитуду и сравнительно быстро затухать с удалением от горы.

С нисходящими потоками воздуха на подветренной стороне горного хребта связывается обычное понятие фёна, но при этом одновременно образуется и система волн препятствий, как и при обычном обтекании горного хребта. Фёновый поток довольно хорошо определяется по ходу метеорологических элементов как у земной поверхности, так и на некоторой высоте вблизи ее. Поэтому имеется довольно простая возможность, пользуясь наем-

ными и аэрологическими наблюдениями, предусмотреть развитие горных волн.

По данным работы В. Георгии (1959), можно выделить три типа структуры воздушного потока при фёнах с различными метеорологическими условиями.

1. Нормальный волновой поток наблюдается при фёне, не проникающем в долину, когда над землей находится слой холодного воздуха. Инверсия на высоте выражена отчетливо, скорость ветра быстро растет с высотой. Следовательно, появляются условия для образования горных волн. Характерным является появление чечевицеобразных облаков.

2. Волновой поток с вихрями (роторами) у земли. В этом случае фён распространяется до земли. Распределение температуры в нижних слоях фёна до инверсии характеризуется неустойчивостью ($\gamma > 1°$). Скорость ветра, значительная у земли, несколько уменьшается в слое инверсии, а выше снова возрастает. Следовательно, создаются условия, благоприятные для образования вихрей (роторов) у земли. Полет в слое ротора из-за сильной турбулентности требует большой внимательности пилота.

3. В третьей группе при фёнах образуются волновые потоки с роторами в слое тропопаузы.

5. Некоторые особенности пространственного распределения зон турбулентности

Экспериментальные исследования атмосферной турбулентности показали, что она имеет локально-объемный характер. В атмосфере образуются очаги турбулентности протяженностью несколько километров и вертикальной мощностью в десятки и сотни метров.

В возмущенные слои атмосферы могут как бы «вкрапливаться» спокойные участки, а в невозмущенных слоях атмосферы встречаются очаги отдельных участков с турбулентностью или групп возмущений. Наибольшее число фактического материала было получено по материалам самолетного зондирования с регистрацией перегрузок. По этим данным можно привести коэффициент заполнения

$$\alpha = \frac{\sum_{1}^{i} \Delta_i l_1}{L}, \qquad (2.53)$$

который равен отношению суммы длин участков с турбулентностью к общей длине участка L.

В дальнейшем будем различать: зоны «сплошной» турбулентности с $\alpha = 1$, зоны с перемежающимися участками спокойной

и турбулизированной среды, $0 < \alpha < 1$, зоны с отсутствием турбулентности, $\alpha = 0$.

В общем виде образование перемежающихся участков со спокойным и турбулизированным движением воздуха определяется не только общими синоптическими процессами, но и локальными гидродинамическими и термодинамическими условиями. Следует отметить, что рассуждения относятся к масштабам возмущений от 10 до 10^3 м.

В атмосфере могут наблюдаться размеры вихрей самых различных пространственных масштабов, от долей миллиметра до нескольких тысяч километров. Между тем перегрузки самолета обусловливаются сравнительно узким участком турбулентного спектра атмосферы. Эти возмущения не всегда наблюдаются в атмосфере, вероятность их существования, по данным Н. З. Пинуса (1962), составляет не больше 30%. Их размер по вертикали не может быть больше толщины турбулентных зон, указанных ниже. Возмущенные слои атмосферы часто имеют достаточно хорошо выраженные границы как по горизонтали, так и по вертикали. Самолет как бы мгновенно попадает из невозмущенной среды в возмущенную или выходит из последней.

Пинусом было показано, что вертикальная протяженность турбулизированных слоев в нижней половине тропосферы в 40% случаев не превышает 400 м, в 36% — 800 м и только в 17% оказывается больше 1000 м.

Наблюдения показывают, что турбулентные зоны имеют довольно резкие границы. Толщина возмущенных слоев может изменяться в широких пределах, но наибольшую вероятность имеют слои, толщина которых не превышает 300—600 м.

В общем, толщина слоев связана с интенсивностью турбулентности. Как правило, чем интенсивнее турбулентность, тем меньше толщина турбулентного слоя атмосферы. По данным американских исследователей, толщина турбулентных слоев при полетах в ясном небе на высотах от 3 км и выше, как правило, меньше 300 м.

Горизонтальную протяженность турбулентных зон определить обычно сложнее. Самолет пересекает зоны в различных направлениях и к тому же на неизвестных расстояниях относительно центра горизонтального сечения этих зон. Далее турбулентные зоны, как правило, не заполнены сплошь возмущениями, а представляют собой совокупность мелких локальных турбулентных зон, между которыми вкраплены спокойные участки пути, точно так же и при полетах в спокойной атмосфере иногда наблюдаются отдельные зоны возмущений. Поэтому экспериментальные данные о горизонтальной протяженности турбулентных зон не могут полностью характеризовать размеры этих зон. Наблюдения показывают, что общая протяженность изменяется в широких пределах, от нескольких километров до 400—500 км.

На рис. 30 приведена кривая, характеризующая повторяемость горизонтальных размеров локализованных турбулентных зон Lx в турбулентных слоях: в слое 5—10 км и в пограничном слое 0,2—1,5 км.

Взятая из работ Н. З. Пинуса и автора (1960) горизонтальная протяженность возмущенных зон горами также меньше 80 км. Величина α, по данным полетов на самолете ТУ-104, в слое 0—6 км составляет 15%.

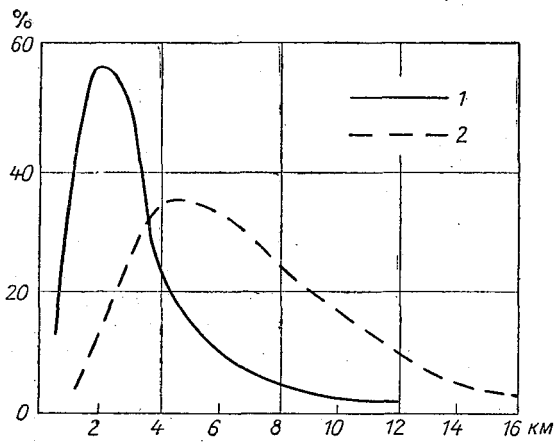


Рис. 30. Повторяемость горизонтальных размеров локальных турбулентных зон в турбулентных слоях атмосферы.
1) слой 5—10 км, *2*) слой 0,2—1,5 км над горами.

Анализ 38 записей прибора, регистрировавшего пульсации горизонтальной составляющей скорости ветра, изложенный в работе В. А. Девятовой [и др.] (1958), показал, что примерно в 25% всех измерений потоки воздуха в слое до 5 км были спокойными.

Все приведенные выше сведения о локальных зонах турбулентности в основном характеризовали свободную атмосферу. Аналогичных данных по пограничному слою почти не имеется и для иллюстрации приведем некоторые материалы. Поскольку строение пограничного слоя в числе прочих факторов обусловлено эффектами трения о подстилающую поверхность, то здесь турбулентность должна быть более интенсивной, чем в свободной атмосфере.

Исследование локального характера распределения зон турбулентности на трассе Симферополь—Ялта было проведено на рейсовых вертолетах МИ-4. Участки с записью перегрузок были обработаны и по ним сделан расчет ряда элементов турбулентности: w', L_x и k. Зная время записи перегрузок и полное время

полета, можно рассчитать α и определить протяженность зон турбулентности. Следует заметить, что вертолет меньше реагирует на термическую турбулентность, чем самолет типа АН-2, поэтому, очевидно, зоны с болтанкой получились несколько уменьшенными, также несколько занижены значения и коэффициента заполняемости α.

Прежде всего следует отметить частое изменение положения зон болтанки при полетах в одну и другую сторону при разности времени в 30—40 мин.

Следовательно, турбулизированные зоны даже в горных районах могут сравнительно быстро изменять свое положение.

Для учета роли орографии трасса Симферополь—Ялта была разделена на три участка длиной примерно по 35 км каждый:

участок I — Симферополь—Бахчисарай,

участок II — Бахчисарай—Форос,

участок III — Форос—Ялта.

Участок Симферополь—Бахчисарай проходит по предгорной зоне, состоящей из невысоких гряд и холмов, изрезанных глубокими оврагами. Участок Бахчисарай—Форос пересекает основной и ответвленный хребты Крымских гор с превышением гор на 500—600 м. Горы изрезаны глубокими долинами с крутыми и обрывистыми склонами.

Участок Форос—Ялта проходит вдоль основного хребта Крымских гор по нижнему побережью полуострова.

Прежде всего в табл. 11 рассмотрим средние характеристики структуры воздушного потока по трассе.

Таблица 11

Средние характеристики структуры воздушного потока по трассе Симферополь—Ялта, август 1962 г.

Участок трассы	Общее число зон турбулентности за 61 полет	α	l_1 км	L_x м	w' м/сек.	H м
I	94	0,47	8,5	130	1,48	200
II	153	0,60	8,3	132	1,46	400
III	120	0,54	8,5	129	1,49	460
Вся трасса	367	0,54	8,4	131	1,48	—

В этой таблице H — высота полета относительно уровня Симферополя, l_1 — размеры зон турбулентности по горизонтали, L_x — размеры атмосферных возмущений, w' — вертикальная составляющая пульсаций скорости ветра.

Далее приведем повторяемости различных значений α и l_1 по трассе (табл. 12 и 12а).

Таблица 12

Повторяемость (%) коэффициента заполнения α

Участок трассы	α					
	0,0—0,2	0,2—0,4	0,4—0,6	0,6—0,8	0,8—0,99	1
I	—	34	49	13	4	—
II	10	15	26	23	8	18
III	8	18	36	26	8	4

Таблица 12а

Повторяемость (%) размеров зон турбулентности l_1 км

Участок трассы	l_1					
	2—6	6—9	9—12	12—15	15—18	18
I	31	32	23	9	5	—
II	31	30	20	10	4	3
III	39	28	19	6	3	5

Коэффициент заполнения α колеблется от 0,2 до 0,8. Случаи с $\alpha=0$ и $\alpha=1$ сравнительно редкие и наблюдаются только на участках II и III.

Размеры турбулентных возмущений, зарегистрированных вертолетом, сравнительно невелики и имеют максимум от 2 до 12 км, только на участке II и отчасти на участке III отмечены зоны возмущений, бóльшие 18 км. На участке может быть от одной до трех зон возмущения, чередующихся со спокойными условиями полета.

В сентябре—октябре 1963 г. были проведены полеты вертолетов МИ-1 по трассе Кутаиси—Шови. Трасса проходила по долине р. Риони с многочисленными боковыми ответвлениями, над сильно пересеченной местностью.

Представляет интерес распределение коэффициента заполнения α и интенсивности болтанки δ по трассе, приведенное в табл. 13, взятой из работы Д. А. Коновалова (1965).

Участок Кутаиси—Твиши характеризуется наибольшей турбулентностью, вызванной значительным усилением скорости восточного ветра фёнового происхождения, в то время как на других участках трассы скорости ветра в зоне полета были слабые. Второй участок с турбулентностью был в районе Они—Шови. Здесь часто наблюдались зоны с дивергенцией и конвергенцией воздушного потока.

Для выявления роли термических факторов в локализации турбулентных возмущений приведем данные полетов в районе

Таблица 13

Характеристика условий полета по трассе Кутаиси—Шови

Участок трассы	α	Общее число случаев с болтанкой	Повторяемость (%) болтанки различной интенсивности			
			δ_1	δ_2	δ_3	δ_4
Кутаиси—Твиши . . .	0,21	39	20	62	13	5
Твиши—Амбролаури . .	0,10	15	60	33	7	0
Амбролаури—Они . . .	0,10	13	38	54	8	0
Они—Шови	0,23	30	37	37	26	0
Кутаиси—Шови . . .	0,16	97	39	46	14	1

Пахта-Арал. Над орошаемыми полями посевов хлопка в нижних слоях в дневные часы наблюдались уменьшенные значения γ часто с наличием слоев инверсии температуры воздуха. Рядом на расстоянии всего 25—30 км была расположена пустыня с такырными почвами и песками. Над песками до высоты 0,3—0,4 км величина γ была больше 1°, выше (до 1 км) — около 1°.

Над орошаемым оазисом из 86 записей акселерографа в 55 случаях перегрузок не было обнаружено и только в 31 записи были зарегистрированы перегрузки. Над песками почти все полеты в нижнем километровом слое сопровождались болтанкой. Таким образом, вероятность турбулентного состояния над хлопковыми полями составляла 36%, а над песками из 65 записей турбулентность отсутствовала только в четырех и вероятность турбулентности была 94%. Если принять случаи с наличием вертикальных пульсаций w' в пределах 0,1—0,5 м/сек. за слабую турбулентность, 0,5—1,5 м/сек. за умеренную, 1,5—2,5 м/сек. за сильную и свыше 2,5 м/сек. за очень интенсивную, тогда для района Пахта-Арал можно привести следующие характеристики ее распределения (табл. 14).

Таблица 14

Распределение интенсивности турбулентности (%) над районом Пахта-Арал

Высота, м	Орошаемый оазис						Полупустыня					
	отсутствие	слабая	умеренная	сильная	очень сильная	число случаев	отсутствие	слабая	умеренная	сильная	очень сильная	число случаев
100	37	21	42	—	—	14	—	—	74	26	—	12
300	65	5	30	—	—	20	—	6	37	21	26	13
500	69	4	18	9	—	23	—	—	60	20	20	19
1000	83	4	13	3	—	29	19	—	52	24	5	21

Из этой таблицы хорошо заметна перестройка структуры воздушного потока при переходе с песков на орошаемые уча-

стки. Если над полупустыней в дневные часы наблюдается умеренная, сильная и в слое 300—500 м очень сильная турбулентность, то после перехода на орошаемые участки резко изменяется почти во всем километровом слое турбулентное состояние с ослаблением интенсивности перемешивания.

Для выявления роли шероховатости подстилающей поверхности и термодинамических факторов приведем в табл. 15 данные вертикальных пульсаций w' на двух близко расположенных участках, полученные при перелетах самолета с одной поверхности на другую. Мы подсчитали эти изменения в относительных величинах, приняв за единицу величину w' над основной, характерной для района подстилающей поверхностью. Здесь величина w' будет служить показателем интенсивности турбулентного состояния атмосферы над данной характерной поверхностью. При полетах над районом Пахта-Арал такой характерной подстилающей поверхностью будет полупустыня типа Голодной степи — относительно ровная, однородная поверхность; при полетах над Каменной степью такой поверхностью будет степь и в районе Воейково — поля.

Таблица 15

Относительные значения w' над некоторыми подстилающими поверхностями

Подстилающая поверхность	Высота, км						Характерная для района поверхность
	0,1	0,2	0,3	0,5	0,75	1,0	
Орошаемый оазис	0,81	—	0,70	0,41	0,78	0,70	Полупустыня
Пустыня	1,40	—	1,38	1,54	1,22	1,34	„
Массив лесных полос	1,65	1,31	1,17	1,09	—	—	Степь
Лес	1,29	1,72	1,73	1,17	1,00	1,00	Поле
Поле летом . . .	0,77	1,40	1,73	1,43	1,40	1,27	Поле весной

Над орошаемым оазисом на всех высотах величины w' меньше, чем над Голодной степью, особенно большие различия наблюдаются на уровне 0,5 км. Над пустыней величины w' больше в слое до 1 км и максимум различия величин w' будет на высоте 0,5 км. Над массивом лесных полос рост w' особенно велик на высоте 0,1 км и постепенно уменьшается до нуля к уровню 0,4—0,5 км. При переходе с поля на лес весной максимальные различия в вертикальных пульсациях получаются на высоте 0,2—0,3 км и быстро выравниваются над обеими поверхностями на уровне 0,5 км. Летом над полем, кроме самого нижнего слоя, величины w' будут значительно больше, чем весной над тем же участком. В общем различия в w' при переходах с одной подстилающей поверхности на другую получаются весьма значительными.

Для характеристики пространственных распределений элементов турбулентности с наличием ясно выраженных очагов или ядер приведем данные самолетного зондирования с регистрацией перегрузок. Для рассмотрения возьмем, кроме вертикальной составляющей пульсаций скорости ветра w' м/сек., размеры турбулентных возмущений L_x м, измеренные на площадках шириной 1,5—2 км в районе Щекинской ГРЭС под г. Тулой.

На рис. 31 приведено пространственное распределение за 12 час. 2 августа 1962 г. с разбивкой их на полеты по ветру и против ветра.

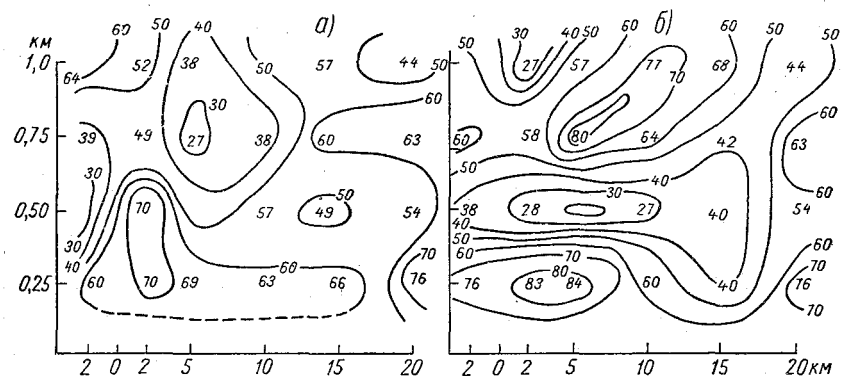


Рис. 31. Пространственное распределение w' за 12 час. 2 августа 1962 г.
а — полет по ветру, *б* — против ветра.

Величины w' были подсчитаны для площадок, перпендикулярных к струе дыма Щекинской ГРЭС на расстояниях 2 км до труб, и для площадок на расстоянии 2,5, 10, 15 и 20 км от труб по струе дыма. Вычисленные значения w' отнесены к середине пути самолета, т. е. примерно к оси дымовой струи. Такие расчеты выполнены для высот 250, 500, 750 и 1000 м.

Следует заметить, что приведенные изолинии w' имеют несколько условный характер, так как представляют не мгновенный снимок, а растянутый по времени до 1,5 часа. Но все же проведенная нами «склейка» значений w' позволяет получить некоторые представления о «мгновенном» пространственно-площадном распределении вертикальной скорости w' и особенностях ее развития.

На том же рис. 31 приведены изолинии для случая полета против ветра. Полет на одной высоте проводился по ветру и против ветра. Размеры площадок, для которых были подсчитаны значения w', составляли 1,5—2 км и вся площадь измерения w' охватывала около 40 кв. км. Ход величин w' в пространстве отличался значительным разнообразием. Наряду с участками по-

вышенных величин w' наблюдались очаги с минимумом w', причем это расслоение отличалось как по горизонтали, так и по вертикали. Очаги с максимумами и минимумами w' имели размеры по вертикали 200—300 м и по горизонтали в среднем 2—3 км.

Аналогичное построение было сделано на рис. 32 для характеристики величин горизонтальных размеров атмосферных вихрей L_x. Здесь также отмечается флуктуационный характер в распределении L_x, величины которого изменяются на уровне 250 м от 87 до 136 м, при обратном полете — от 162 до 103 м, соответственно на высоте 500 м — от 82 до 138 м и от 104 до 136 м,

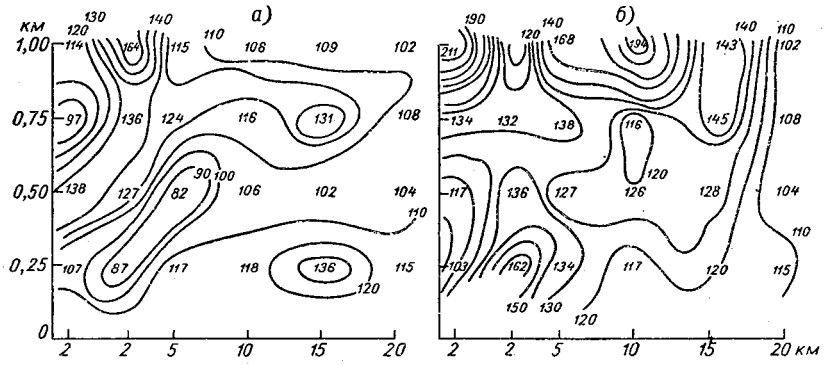


Рис. 32. Пространственное распределение L_x за 12 час. 2 августа 1962 г.
а — полет по ветру, *б* — против ветра.

а на 750 м — от 97 до 136 м и от 108 до 145 м. Наибольшие изменения L_x наблюдались на уровне 1000 м и составили при полете по ветру 102—164 м и при полете против ветра от 102 до 211 м. Средняя продолжительность времени измерения одной площадки равна 1,5—2 мин., а средняя разница во времени измерений L_x и w — около 3 мин.

На всех уровнях наряду с очагами максимальных значений отмечались участки с минимальными величинами L_x. Размеры очагов или ядер имеют примерно тот же порядок, что и для w', по вертикали до 0,2—0,3 км и по горизонтали до 3—5 км.

Легко показать, что величины w' и L_x зависят от времени осреднения, причем чем меньше период осреднения, тем казалось бы более детальной должна получиться структура воздушного потока, но при малых интервалах времени осреднения полученные характеристики могут оказаться соизмеримыми с величинами возможных ошибок метода.

В заключение приведем рис. 33, взятый из работы Н. З. Пинуса (1965), с распределением зон турбулентности. Эти данные получены по материалам самолетного зондирования в районе

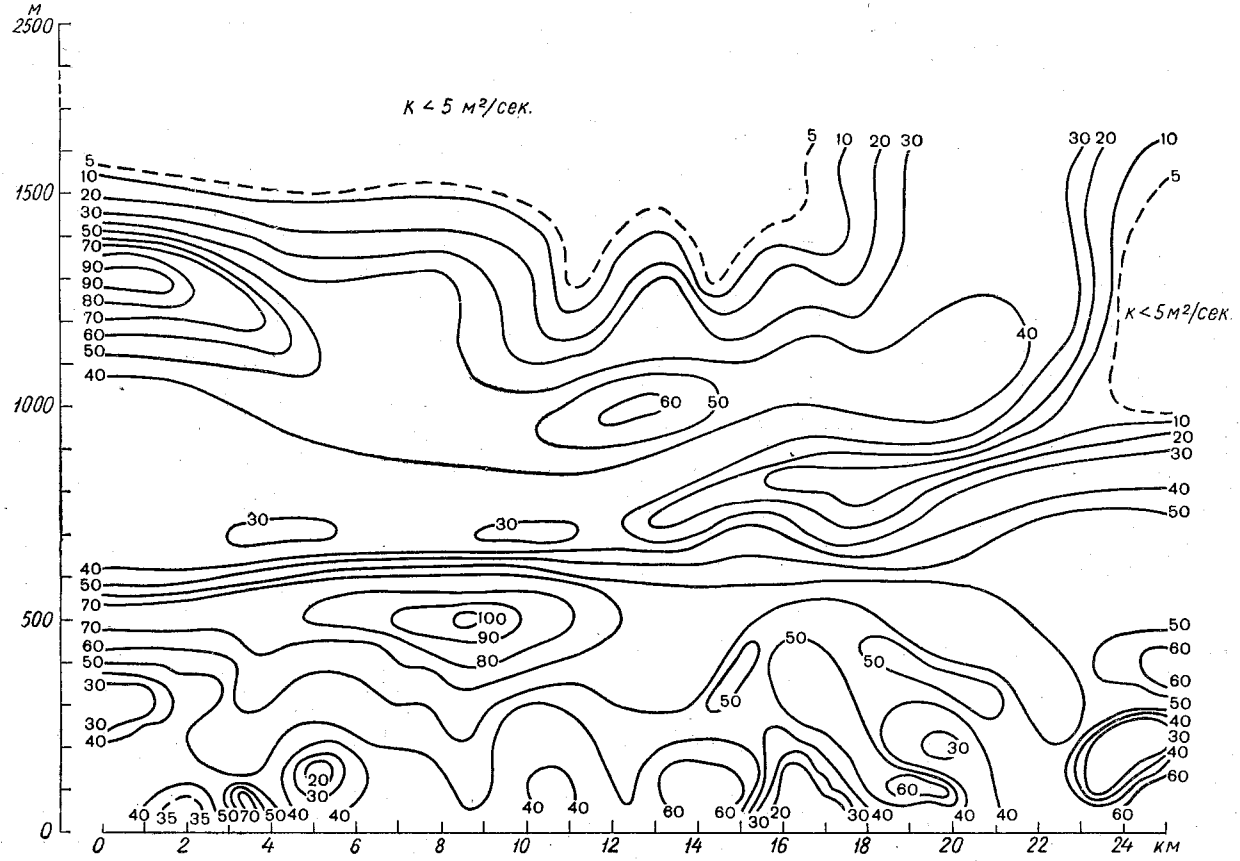


Рис. 33. Некоторые особенности развития турбулентности над равнинной местностью.

степного Крыма за 21 апреля 1962 г. Здесь интересным является также распределение турбулентности на высотах в виде отдельных ячеек или ядер. Размеры этих ядер изменяются в широких пределах, от 50—100 м по вертикали и 1—2 км по горизонтали до 300—500 м по вертикали и 4—5 км по горизонтали. По мнению Пинуса, распределение ядер в пространстве такое, что позволяет предложить, что распространение турбулентности по вертикали происходит не сразу во всем пространстве, а осуществляется путем «прорыва» вверх отдельных ядер со сравнительно высокой интенсивностью турбулентности в них. Эти ядра, проникая на большие высоты, могут играть здесь роль начальной турбулентности, способствующей общему развитию турбулентности.

6. О типах турбулентного состояния атмосферы

Несмотря на весьма сложный характер движения воздуха в нижних слоях атмосферы, ряд исследователей пытался выявить некоторые основные типы турбулентного состояния.

Вызвано это, в первую очередь, желанием найти хотя бы качественные зависимости между турбулентностью разной интенсивности и профилями основных метеорологических элементов или синоптическими характеристиками.

Впервые П. А. Молчанов (1938) на материале змейковых подъемов дал три типа распределения порывистости ветра с высотой. Первый тип (*а*) — с нормальным распределением порывистости, при котором последняя достигает определенной величины вблизи земной поверхности и с ростом высоты постепенно убывает (рис. 34).

Второй тип (*б*) распределения порывистости характеризуется весьма большими значениями ее не только у земной поверхности, но и на высотах.

Третий тип (*в*) отличается тем, что при наличии порывов ветра у земной поверхности в нижних слоях атмосферы с некоторой высоты устанавливается совершенно спокойное движение воздуха, по устойчивости далеко превосходящее движение, которое можно получить в лучших аэродинамических трубах. Подобное резкое изменение структуры ветра, по мнению Молчанова, наступает почти во всех без исключения случаях в слоях приподнятой инверсии.

Второй тип порывистости ветра встречается главным образом в циклонических областях, в юго-восточных и северо-западных их квадратах и обычно в летнее время, когда распространению порывов в верхние слои атмосферы благоприятствует большой вертикальный градиент температуры.

Примеры типизации порывов скорости ветра, предложенные Молчановым, в общем физически вполне обоснованы. Связь же

ослабления порывистости ветра в слоях инверсии проявляется настолько отчетливо, что Молчанов усматривал в этой зависимости не только правила, но даже определенный закон природы. Но, как будет показано нами, в нижнем километровом слое зоны инверсии температуры, как приземные, так и приподнятые, не

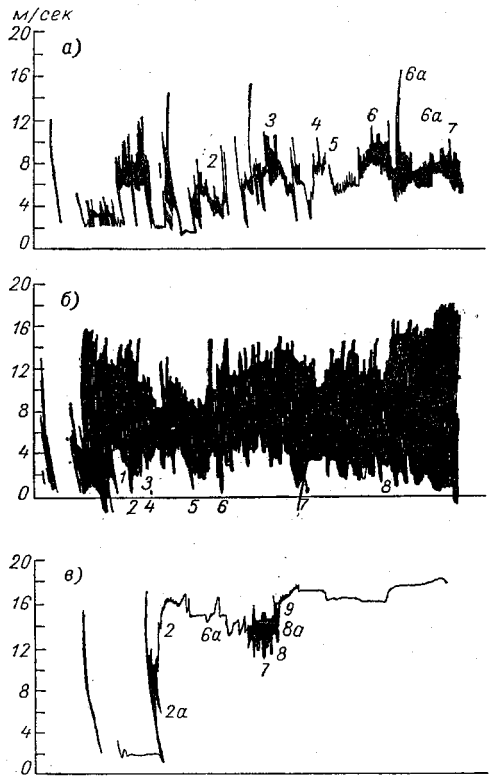


Рис. 34. Типы распределения порывистости ветра по Молчанову.
а — первый тип, *б* — второй тип, *в* — третий тип.

всегда отличаются полным отсутствием порывов ветра. Приведенные Молчановым для второго типа величины порывов ветра $u' = \pm 10$ м/сек. при средней скорости ветра $u = 10$ м/сек. являются явно завышенными и вызваны, очевидно, сильными бросками воздушного змея, на котором производился подъем прибора.

Интересную типизацию особенностей турбулентного состояния атмосферы не для одной точки, а по пространству приводит Гиффорд (1953). По данным более 2000 базисных наблюдений

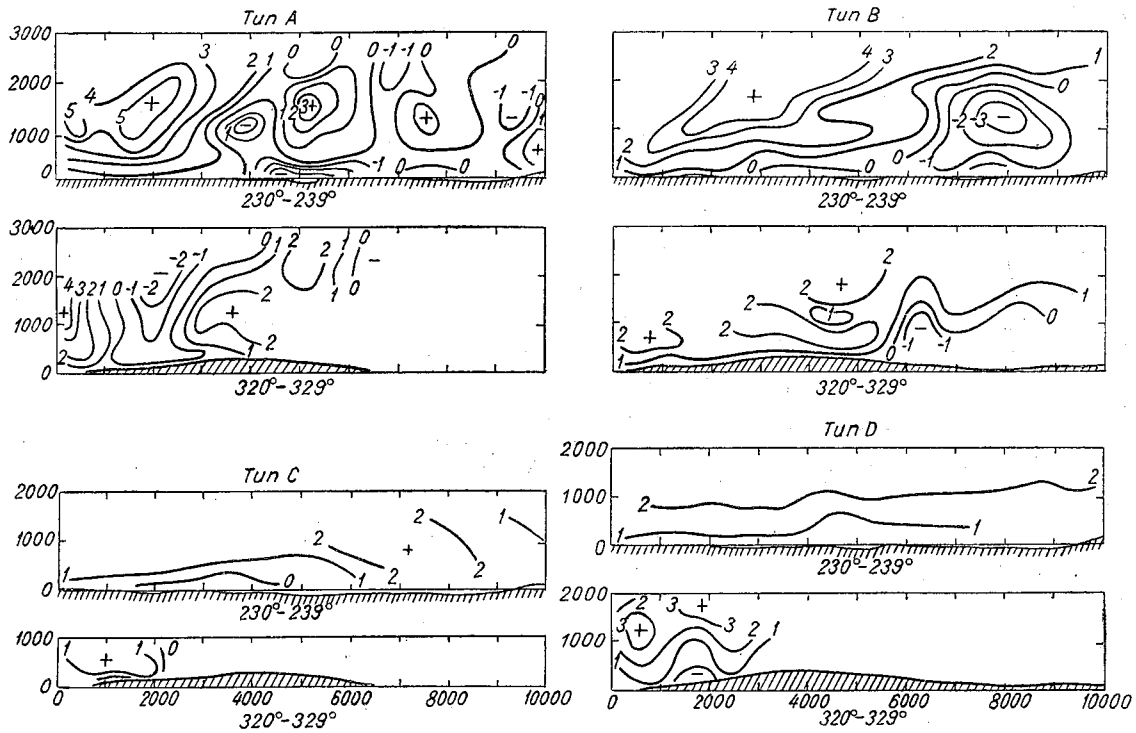


Рис. 35. Типы распределения ω по Гиффорду.

за полетом уравновешенных шаров он дает четыре характерных типа траекторий частиц воздуха в слое до 1 км на расстоянии до 3 км в зависимости от термодинамического состояния атмосферы и орографии места. На рис. 35 приведены четыре типа траекторий движения частиц воздуха в долине Бетель (вблизи

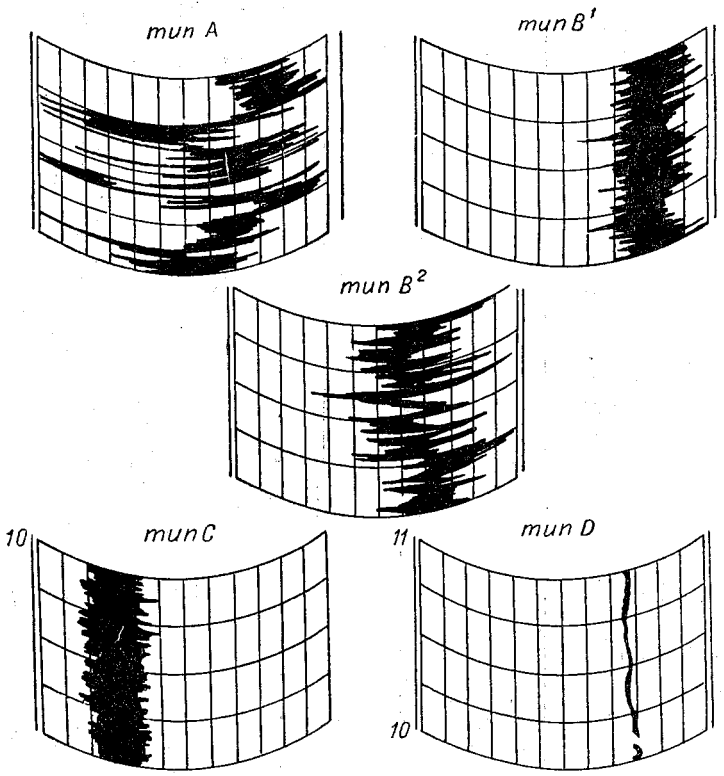


Рис. 36. Типы записей флуктуаций направления ветра по Зингеру и Смиту.

Окриджа) для двух направлений ветра — вдоль долины (в азимуте 230—239°) и под углом к долине (азимут 320—329°).

Тип *A* по Гиффорду характерен для дневного времени и хорошо развитой термической конвекции с наличием участков как с восходящими, так и с нисходящими движениями воздуха до 1—1,5 м/сек.

Тип *B* наблюдается также днем, но при наличии более сильного ветра, меньшей термической неустойчивости и значительной облачности. В этом случае величины вертикальных движений воздуха несколько меньше, 1 м/сек., а зоны смены знака вертикальных движений более вытянуты по горизонтали.

Тип *C* наблюдается в ночное время при устойчивой термической стратификации и больших скоростях ветра. При этом траектории частиц мало изменяют свою высоту и величины вертикальных скоростей составляют 0,2—0,5 м/сек., но часто близки к нулю.

Тип *D* характеризуется очень медленным подъемом и опусканием частиц воздуха, наблюдается ночью или при очень устойчивом состоянии атмосферы и при слабых скоростях ветра.

Если при типах *A* и *B* влияние небольшой возвышенности в центре долины отражается сравнительно слабо на структуре воздушного потока, то при типах *C* и *D* это влияние выражено более значительно.

Записи направления ветра, проведенные Смитом и Зингером (1953), позволили выделить пять основных типов пульсаций направления ветра. Эти записи, приведенные на рис. 36, являются типичными для определенных условий термодинамического состояния атмосферы (табл. 16).

Таблица 16

Типы записей пульсаций направления ветра и связанные с ними условия погоды

Тип записи	Угловая ширина записи, град.	Тип турбулентности	Характеристика неустойчивости	Скорость ветра на высоте трубы, м/сек.	Время дня	Время года	Примечание
A	>90	В основном конвективная	Сильная	1,8	Только от 9 до 15 час.	Теплый период	Чем больше γ и u, тем скорее возможен переход в тип *B*
B^2	45—90	То же	То же	3,8	То же	В основном летом	То же
B^1	15—45	Конвективная и динамическая	Умеренная	7,0	От 6 до 18 час., иногда ночью при больших γ	Любое время	В основном связан с сильным ветром и умеренным γ
C	>15	Динамическая	То же	10,4	Ночью или днем при значительной облачности	То же	Сплошная облачность и $\gamma \approx 0,0$
D	0—15	Нет	Сильная	6,4	В основном ночью	„	При инверсиях

Автором была предложена для характеристики интенсивности порывов продольной составляющей скорости ветра u' шкала

баллов в зависимости от величины u', средней за интервал времени 4—5 мин.

u' м/сек.	Баллы					
	I	II	III	IV	V	VI
Нижний предел	0,0	0,1	0,4	0,9	1,5	>3,0
Верхний предел	0,1	0,4	0,9	1,5	3,0	—
Степень порывистости	Отсутствует	Слабая	Умеренная	Сильная	Очень сильная	Шквалистая

Следует отметить, что для величин вертикальной составляющей пульсации скорости ветра w' эта шкала не подходит. При значениях u' и w', равных 0,05—0,1 м/сек., поток будем считать условно «ламинарным». Но при порывистости балла I с $u' < 0{,}1$ м/сек. могут наблюдаться пульсации $w' > 0{,}1$ м/сек. Очевидно, при порывистости балла I должен иметь место переход почти ламинарного потока с w' и u' около 0 м/сек. в турбулентный с $u' < 0{,}1$ и $w' > 0{,}1$ м/сек.

Случаи с порывами ветра интенсивностью балла VI в условиях пос. Воейково при аэростатном зондировании не наблюдались, хотя отдельные кратковременные значения $u' > 3{,}0$ м/сек. иногда имели место.

Далее нами была предложена типизация структуры воздушного потока, исходя из значений γ и u м/сек. Структура воздушного потока в слое воздуха определяется не только термической стратификацией, но и профилем средней скорости ветра. Автором было установлено четыре основных типа порывистости ветра в слое 2—500 м в зависимости от распределения вертикального температурного градиента $\gamma°/100$ м, с разделением каждого типа на две группы в зависимости от средней скорости ветра $u \leqslant 6$ м/сек. на уровне 100 м. Величина скорости ветра, равная 6 м/сек., как переломная для перехода из одной группы в другую взята несколько условно. Принятые нами значения γ и u каждой группы даны в табл. 17.

В работе автора (1963б) были взяты значения $u = 7$ м/сек., но скорость ветра $u \geqslant 7$ м/сек. на 100 м наблюдалась сравнительно редко и для более равномерного распределения числа случаев здесь приняты величины $u < 6$ м/сек.

При подсчете в тип *3* было включено небольшое число подъемов с инверсией температуры во всем слое аэростатного зондирования до высоты 500 м.

Для каждого из типов термодинамического состояния были подобраны наиболее характерные виды записей пульсаций го-

Таблица 17

Классификация структуры ветра по значениям γ °/100 м и *u* м/сек.

Элементы	Тип порывистости							
	1	*1а*	*2*	*2а*	*3*	*3а*	*4*	*4а*
γ°/100 м	γ > 1, слой 2—100 м		0 < γ < 1		γ < 0, в слое 100—200 м, выше γ > 0		γ > 0 в слое 100—200 м, выше γ < 0	
u м/сек. на 100 м	≤ 6	> 6	≤ 6	> 6	≤ 6	> 6	≤ 6	> 6

ризонтальной составляющей скорости ветра *u'* на уровнях 100, 200, 300 и 500 м. Записи пульсаций при типах *1* и *2* в общем по форме оказались подобными, но с несколько меньшими амплитудами.

На рис. 37 приведены для иллюстрации виды записей порывов скорости ветра *u'* в пос. Воейково для слоя 100—500 м. Абсолютные значения *u'* взяты из табл. 20.

В типах *1* и *1а* наблюдаются значительные амплитуды пульсации, а в типе *1а* некоторое уменьшение периода пульсации вследствие наложения на конвективную турбулентность турбулентности динамической.

При типе *3* с инверсией температуры порывистость ветра практически отсутствует, при типе *3а* внизу порывистость отсутствует, выше слоя инверсии на уровне 300 м наблюдается слабая порывистость. При типе *4* и *4а* — умеренная порывистость в подынверсионном слое и ее отсутствие в слое приподнятой инверсии.

В слое инверсии иногда отмечаются хорошо выраженные волновые движения с большим периодом, как это заметно на уровне 300 м при типе *4а*.

При тех условиях погоды, когда производились подъемы привязного аэростата в пос. Воейково, повторяемость различных типов порывистости ветра в течение суток дана в табл. 18.

В дополнение приведем табл. 19 с повторяемостью типов порывистости ветра за теплый и холодный периоды.

Подъемы привязного аэростата в пос. Воейково по ряду причин проводились в основном при антициклонических условиях погоды, поэтому повторяемости, приведенные в табл. 19, имеют несколько условный характер.

Типы *1* и *1а* с неустойчивым состоянием атмосферы будут наблюдаться в теплый период в 27% всех случаев, а в холодный только в 9% и исключительно в светлое время суток, т. е.

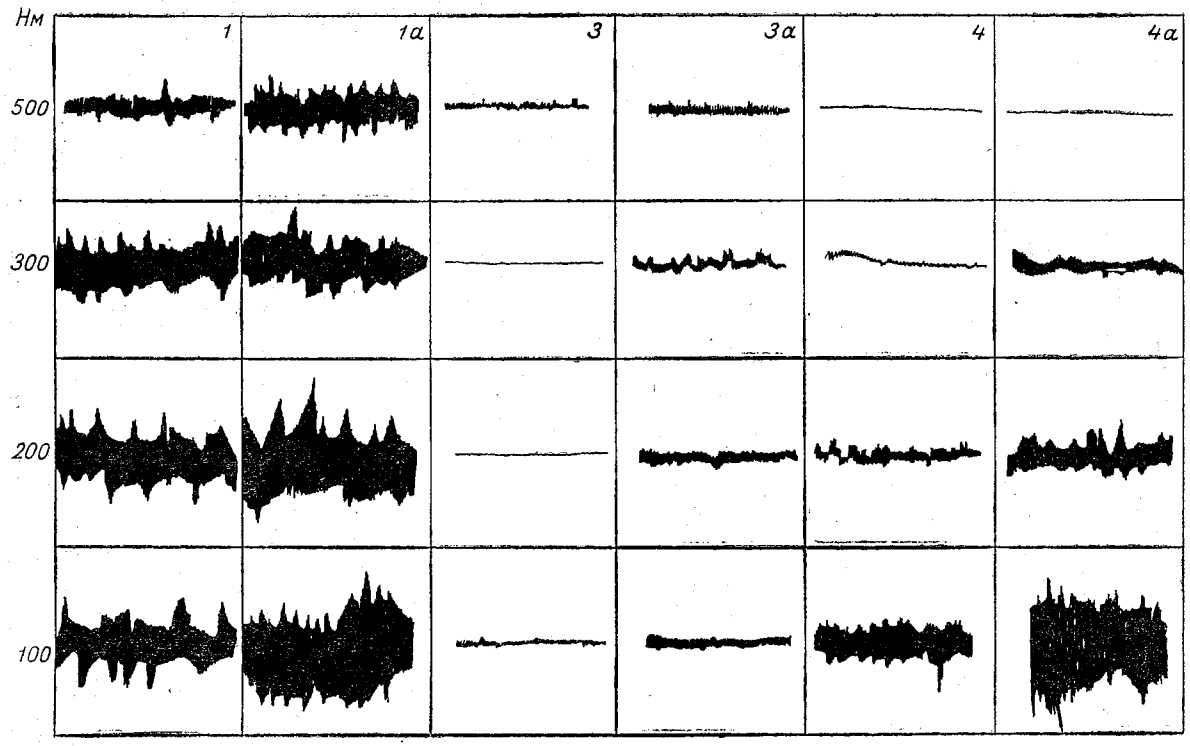


Рис. 37. Типы пульсаций продольной составляющей скорости ветра (u') в слое 100—500 м.

Таблица 18

Суточная повторяемость (%) различных типов порывистости ветра. Воейково

Тип	Теплый период						Холодный период					
	7	11	15	19	23	03	7	11	15	19	23	03
1	39	41	13	—	—	5	33	33	22	12	—	—
1а	49	35	16	—	—	—	42	29	29	—	—	—
2	25	20	16	6	7	26	14	26	26	14	9	11
2а	35	21	14	18	7	4	40	20	20	—	—	20
3	12	4	5	23	24	32	27	27	18	12	10	6
3а	1	3	5	40	37	14	27	21	7	21	14	10
4	17	34	8	—	—	41	23	23	18	14	8	14
4а	—	25	—	—	25	50	20	26	26	14	7	7

Таблица 19

Повторяемость (%) типов порывистости ветра в теплый и холодный периоды года

Период года	*1*	*1а*	*2*	*2а*	*3*	*3а*	*4*	*4а*	Число подъемов
Теплый	19	8	20	8	28	14	2	1	541
Холодный . . .	5	4	15	3	38	15	12	8	184

с 7 до 19 час. Типы *2* и *2а* имеют более равномерную повторяемость в течение суток и в оба периода года (28% в теплый период и 18% в холодный) с некоторым уменьшением в ночные часы. Повторяемость типов *3* и *3а* с инверсией в приземном слое наблюдается в теплый период почти исключительно в ночные часы и почти одинаковая повторяемость отмечается в теплый период (42% всех случаев) и в холодный (53%). В холодный период распределение типов *3* и *3а* в течение суток происходит почти равномерно. Типы *4* и *4а* сравнительно редко (всего в 3%) наблюдаются в теплый период и значительно чаще (в 20%) — в холодный период. Суточный ход этих типов имеет максимум днем, в светлое время.

По принятой нами схеме в табл. 20 приведено распределение среднеквадратичных значений $\sqrt{\overline{u'^2}}$ и $\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}}$ в слое 2—500 м для теплого и холодного периодов года в пос. Воейково.

Таблица 20

Значения $\sqrt{\overline{u'^2}}$, u и γ °/100 м для каждого типа порывистости ветра

Тип	Теплый период									Холодный период								
	2	25	50	100	150	200	300	400	500	2	25	50	100	150	200	300	400	500
									$\sqrt{\overline{u'^2}}$ м/сек.									
1	—	1,4	1,2	1,1	1,0	1,0	0,9	0,9	0,8	—	1,0	1,1	1,1	1,2	1,1	0,9	0,5	0,2
1a	—	2,1	2,2	2,0	1,9	1,5	1,4	1,2	1,0	—	2,5	2,9	3,0	2,8	2,6	1,8	1,2	1,0
2	—	1,0	1,0	1,0	1,0	0,9	0,8	0,6	0,5	—	1,0	0,6	0,8	0,6	0,6	0,6	0,5	0,4
2a	—	2,1	2,0	1,9	1,5	1,4	1,2	1,0	0,9	—	1,2	1,6	1,8	1,8	1,6	1,4	0,8	0,5
3	—	0,5	0,5	0,5	0,4	0,4	0,2	0,1	0,1	—	0,4	0,4	0,4	0,2	0,2	0,2	0,1	0,1
3a	—	0,6	0,6	0,6	0,4	0,2	0,2	0,1	0,1	—	1,2	1,0	1,0	0,9	0,8	0,5	0,5	0,2
4	—	1,0	1,0	1,0	0,7	0,4	0,1	0,0	0,0	—	0,8	0,6	0,5	0,2	0,2	0,0	0,0	0,0
4a	—	2,7	2,3	2,0	1,5	1,1	0,6	0,2	0,0	—	1,2	1,7	1,6	1,2	0,8	0,4	0,4	0,4
									u м/сек.									
1	4,2	5,1	5,3	5,6	5,9	6,1	6,3	6,4	6,6	3,0	4,2	4,8	5,5	6,5	6,9	8,5	9,7	10,5
1a	6,3	7,4	8,1	8,9	9,2	9,4	9,8	10,2	10,5	5,0	7,0	8,0	9,0	9,6	10,3	11,7	13,0	13,6
2	3,7	4,4	4,9	5,3	5,8	6,1	6,3	6,6	6,9	2,4	4,1	4,5	5,2	6,1	6,7	7,6	8,3	8,8
2a	4,9	5,9	6,7	7,6	8,0	8,5	8,9	9,4	9,6	4,0	6,2	7,1	8,0	8,5	9,0	10,1	11,0	11,5
3	2,8	3,9	4,6	5,3	5,8	5,9	6,0	6,0	5,9	1,6	3,9	4,6	5,2	5,7	6,3	6,6	6,7	6,8
3a	3,9	5,4	7,1	9,3	9,9	10,1	9,9	9,8	9,2	3,7	6,1	7,6	9,3	10,3	10,6	10,8	10,4	10,2
4	3,6	3,9	4,4	5,0	5,6	6,1	5,7	5,2	5,0	1,4	3,7	4,5	5,5	6,6	7,7	8,1	8,3	7,7
4a	5,0	7,0	7,5	9,2	10,4	11,3	11,8	10,6	9,2	3,9	4,8	6,5	8,7	11,2	12,9	14,5	13,9	13,1
									γ °/100 м									
1	17,8	2,4	2,0	1,2	1,1	0,8	0,7	0,8	0,8	—4,7	1,6	1,2	1,1	0,9	0,8	0,4	0,3	0,2
1a	16,2	1,6	1,4	1,2	1,0	0,8	0,8	0,7	0,6	—9,8	1,4	1,3	1,2	0,9	0,8	0,7	0,5	0,6
2	11,9	0,7	0,8	0,8	0,6	0,5	0,5	0,6	0,5	—2,6	0,7	0,8	0,7	0,7	0,6	0,6	0,5	0,4
2a	10,1	0,8	0,8	0,8	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4	—8,4	0,8	0,8	0,7	0,4	0,7	0,6	0,5	0,6
3	8,3	—4,0	—2,0	—0,6	0,0	0,2	0,3	0,5	0,6	—9,5	—3,2	—3,2	—2,0	—0,6	—0,4	0,0	0,2	0,3
3a	7,8	—3,6	—3,2	—1,6	—0,4	—0,2	0,1	0,7	0,8	—6,0	—2,0	—1,8	—0,6	—0,4	—0,6	—0,1	0,2	0,4
4	7,7	0,6	0,7	0,6	0,0	—0,8	—0,8	—0,5	—0,4	—11,8	0,9	0,8	0,5	—1,0	—1,8	—1,1	—2,0	—1,1
4a	7,4	0,8	0,6	0,4	0,5	0,0	—0,2	—0,3	—0,1	—7,7	0,8	0,9	0,2	—0,6	—1,8	—1,9	—1,2	—0,1

Здесь хорошо заметны особенности распределения среднеквадратичных значений σ_u и $\frac{\sigma_u}{\overline{u}}$ в каждом типе порывистости ветра.

Абсолютные и относительные значения u' при инверсиях имеют минимальные значения. Сильная, быстро затухающая порывистость наблюдалась при типе *4а* — приподнятая инверсия со скоростями ветра > 6 м/сек. При сочетании конвективной и динамической турбулентности (тип *1а* и отчасти *2а*) также наблюдается значительная порывистость ветра. При слабых скоростях ветра (тип *1* и *2*) порывистость ветра мало меняется по абсолютному значению в слое до 0,3—0,4 км.

ГЛАВА III

КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУРЫ АТМОСФЕРНЫХ ВИХРЕЙ, ВОЗДУШНЫХ ВОЛН И ТЕРМИКОВ

Данная работа является продолжением исследований автора по физике пограничного слоя, и все опубликованное в монографии «Аэрологические исследования пограничного слоя атмосферы», 1960 г., особенно по количественным характеристикам турбулентности и вертикальным движениям, в данную работу почти не вошло, хотя эти материалы являются ее дополнением.

Основной причиной турбулентных движений являются атмосферные вихри. Движение воздуха в вихрях характеризуется пульсациями компонента вектора ветра по трем осям x, y и z или соответствующими значениями u', v' и w'.

Размеры и частоты пульсаций невозможно характеризовать каким-либо одним масштабом, одной определенной частотой или даже каким-либо дискретным спектром, при развитой турбулентности должен существовать непрерывный спектр масштабов или частот. Распределение энергии турбулентности по различным масштабам в таком потоке является некоторой непрерывной функцией масштаба, под которым следует понимать характерный размер вихря.

На рис. 38 была представлена кривая спектрального распределения плотности энергии турбулентности E_λ. В спектре можно выделить три области: а) область больших или анизотропных вихрей, в которой происходит главное поступление энергии турбулентности от энергии основного движения. Здесь диссипация мала и стационарность достигается благодаря распадению больших вихрей на малые и соответствующему потоку энергии турбулентности в области малых масштабов; *в*) область инерционного интервала вихрей, в которой возникновение и диссипация энергии турбулентности малы по сравнению со спектральными переходами энергии, их спектр определяется лишь параметрами турбулентного движения; *б*) область вязкого интервала с интенсивной диссипацией энергии турбулентности. Здесь поступление

энергии турбулентности за счет распада более крупных вихрей уравновешивается диссипацией. Эта область вихрей самых малых масштабов турбулентности. Если рассматривать все вихревые образования, наблюдаемые в атмосфере, то необходимо отметить еще одну область — область крупных вихрей, отличающихся достаточно высокой устойчивостью типа ложбин и гребней в барических образованиях с периодами в несколько суток.

В атмосфере существуют вихри четырех интервалов.

1. Самые крупные вихри в диапазоне самых низких частот. Это наиболее крупные вихри, отличающиеся достаточно высокой устойчивостью.

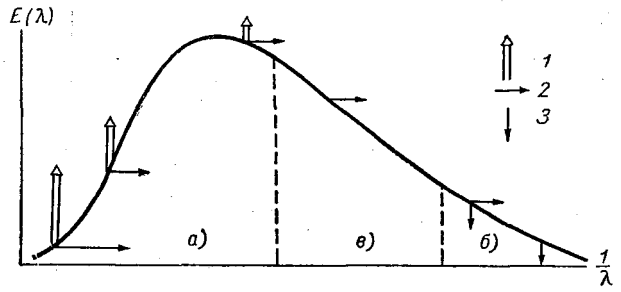


Рис. 38. Спектральная плотность энергии турбулентности.
а — область больших или анизотропных вихрей, *б* — вязкая область, *в* — инерционная область. *1* — поступление энергии за счет кинетической энергии основного потока, *2* — переход энергии от больших к малым вихрям, *3* — диссипация энергии в тепло благодаря вязкости.

2. Крупные вихри, несущие основную турбулентную энергию.

3. Вихри так называемого инерционного интервала. В этом интервале вихри теряют непосредственную связь с вихрями большого масштаба и их спектр определяется лишь параметрами турбулентного движения.

4. Вязкий интервал, охватывающий область наиболее высоких частот. Здесь происходит основная диссипация турбулентной энергии. Размеры вихрей малы и не превышают внутреннего масштаба турбулентности.

В работе Пристли (1964) приведены данные по вкладу разных масштабов вихрей в процессы переноса кинетической энергии, тепла и количества движения. Вклад вихрей разных размеров дан в табл. 21.

Наибольшие вихри меньше способствуют потокам тепла и количества движения, чем потокам кинетической энергии, наименьшие вихри больше способствуют потокам тепла, чем другим потокам. Характерно также заметное увеличение размера вихрей с высотой.

Таблица 21

Относительные вклады различных размеров вихрей в энергию и поток тепла, по Пристли

	Вихри			
	H м	малые	средние	большие
Кинетическая энергия	25	60	29	7
	100	35	35	19
Поток тепла . .	25	46	26	27
	100	13	26	61
Поток количества движения (напряжение) . .	25	55	48	3
	100	15	64	21

Рассмотрим связь величины пульсаций скорости воздушного потока с размером вихря или длиной пути смешения l. Иногда путь смешения мы будем обозначать через l_w. Эту связь можно схематично представить на модели замкнутого вихря с горизонтальной осью, движущегося со средней скоростью потока.

Из обработки лент с синхронной записью пульсаций вертикальной и продольной составляющих скорости ветра можно непосредственно определить величины u' и w', а также горизонтальную протяженность отдельных вихрей l_w. Мы уже указывали выше, что вертикальная протяженность вихря l_w не может быть достаточно надежно определена с помощью применяемого нами аэростатного метеорографа. Здесь нет уверенности, что вихрь по вертикали полностью пересекает прибор, находящийся неподвижно на некотором уровне, и поэтому не всегда можно применить хорошо известную формулу

$$l_w = \overline{w'\tau_w}, \tag{3.1}$$

где w' — пульсационная вертикальная скорость, τ_w — истинное время сохранения пульсаций w' одного знака.

В монографии А. Р. Константинова (1963) приведен рис. 39 со структурой вихря с горизонтальной осью. Пульсационные составляющие вектора ветра по осям x и y будут u' и w', средняя скорость смещения вихря по горизонтали $\overline{u}$.

Для замкнутого вихря, существующего в условиях анизотропной турбулентности, должно быть справедливо равенство

$$u'l_w = w'l_u. \tag{3.2}$$

При пересечении вихрем неподвижной фиксированной точки его вертикальная составляющая дважды со знаком плюс успевает пересечь эту точку. Запись структуры ветра дает более пра-

вильное представление о горизонтальной протяженности вертикальной пульсации одного знака. При пересечении вихрем той же неподвижной точки его горизонтальная составляющая в виду совпадения с направлением потока пересекает эту точку только один раз с одним знаком. Считая, что величина горизонтальной протяженности вихря может быть определена из данных регистрации структуры потока как произведение горизонтальной ско-

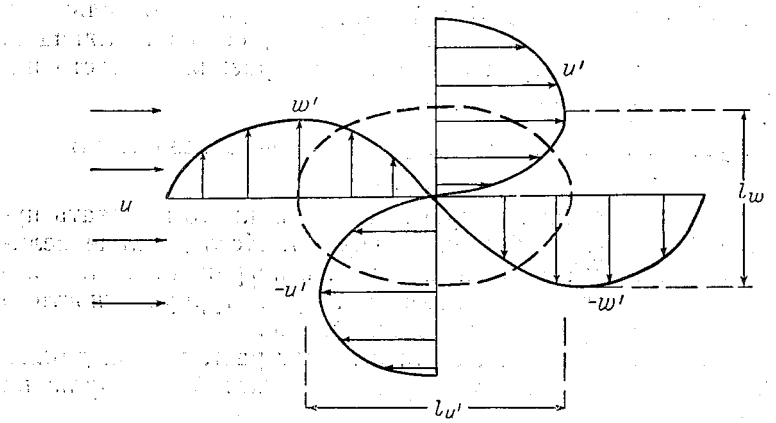


Рис. 39. Кинематическая схема вихря с горизонтальной осью.

рости потока u на продолжительность вертикальных пульсаций τ_w, получено:

$$l_w = \frac{1}{2} u\tau_w \frac{w'}{u'}, \tag{3.3}$$

$$l_n = 2u\tau_w. \tag{3.4}$$

При исследовании атмосферной турбулентности с помощью самолета по записям перегрузок можно подсчитать хотя бы средние размеры атмосферных вихрей и тогда, принимая в первом приближении вихрь за волновое образование, горизонтальная составляющая вихря будет

$$l_u = 2\tau_w u. \tag{3.5}$$

где u — воздушная скорость полета самолета.

При использовании данных наблюдений за уравновешенными шарами-пилотами вертикальная составляющая вихря l_w может быть определена по формуле Прандтля

$$l_w = 2\tau_w w, \tag{3.6}$$

поскольку путь шара может характеризовать только вертикальную составляющую вихря и не дает возможности измерить его горизонтальные размеры.

В приведенных ниже подсчетах пришлось ограничиться 300 м, так как более высокие смещения шара будут уже относиться к термикам.

В некоторых случаях размеры вихря, особенно его вертикальная составляющая, могут быть подсчитаны с помощью пульсационных значений температуры воздуха или других метеорологических элементов.

Для удобства рассмотрим структуру вихря по отдельности для вертикальной (l_w) и горизонтальной (l_u) его составляющих. В первую очередь разберем особенности строения l_w, часто называемой путем смешения вихря.

1. Путь смешения вихря (вертикальная составляющая вихря)

Вертикальную составляющую вихря l_w принято называть путем смешения вихря и обозначать через l. Исследование величины l и особенностей ее распределения в пограничном слое является одним из основных вопросов теории турбулентности и применения этой теории в вопросах практики.

Поскольку величина l и высота z имеют размерности длины, то наиболее простая связь между ними может быть выражена зависимостью

$$l = \varkappa z, \tag{3.7}$$

где $\varkappa$ — безразмерная постоянная, численное значение которой было определено по величине турбулентного трения в жидкостях вблизи поверхности труб и в атмосфере вблизи подстилающей поверхности, она оказалась равной 0,38. Эту постоянную величину $\varkappa$ принято называть «постоянной Кармана».

Существует сравнительно много методов определения l в приземном подслое атмосферы и почти не имеется методов расчета l в пограничном слое атмосферы, где величина l может меняться в весьма широких пределах.

Прямых измерений пути смешения вихря весьма немного. Нами для непосредственных измерений пути смешения вихря был использован метод уравновешенных шаров-пилотов. Уравновешенный шар, попадая в вихрь, смещается вместе с воздушным потоком по вертикали. В некоторых случаях после достижения шаром максимальной высоты начиналось опускание в обратной ветви вихря (см. рис. 1). В рассмотрение брались только те случаи, когда после подъема шара на высоту не более 300 м наблюдалось его опускание. Положение шара в пространстве, включая и его высоту, определялось тригонометрически с помощью базисных наблюдений.

Величина пути смешения вихря определяется как разность высот начала и конца подъема уравновешенного шара.

$$l = H_2 - H_1. \tag{3.8}$$

Ниже будут приведены значения и обратной нисходящей ветви вихря, определенные аналогичным способом по разности уровней начала и конца снижения шара.

Ошибки метода уравновешенных шаров-пилотов изложены в гл. I.

Для осреднения уровни подъема шаров были разбиты на слои 10—40 м, 40—100 м, 100—200 м, 200—300 м. Выше 300 м подъем шаров не рассматривался. Поскольку непосредственные измерения пути смешения вихря сравнительно трудоемки и не всегда возможны, например при сильном ветре и в условиях плохой видимости, то были применены и другие косвенные методы расчета l.

Для расчета l мы использовали также результаты измерений структуры воздушного потока. В соответствии с кинематической схемой вихря, приведенной на рис. 39, путь смешения вихря представляет собой половину среднего расстояния, проходимого вихрем в вертикальном направлении от материнского слоя к другому слою, по пути к которому этот вихрь полностью теряет свою индивидуальность, т. е. перемешивается с окружащщей средой. В этом случае величина l определяется по формуле (3.8).

Расчеты l были приведены и по данным подъемов на привязном аэростате прибора с регистрацией структуры воздушного потока. По принятой в ГГО методике измерения всех элементов, входящих в формулу (3.3), производились на уровнях 100, 200 и 300 м. В некоторых случаях согласно Сэттону (1958) расчет l проводился по формуле

$$l = \frac{\theta'}{\frac{d\theta}{dz}} \tag{3.9}$$

где $\frac{d\theta}{dz}$ — вертикальный градиент какого-либо элемента, пульсационные отклонения θ' которого рассматриваются на данном уровне. Обычно использовались пульсации температуры воздуха, тогда формула (3.9) приобретает вид

$$l = \frac{\Delta t'}{\gamma_a + \gamma}. \tag{3.10}$$

Карман показал, что путь смешения вихря определяется профилем ветра

$$l = \frac{\varkappa S}{\frac{ds}{dz}} = \frac{\varkappa\left[\left(\frac{du}{dz}\right)^2 + \left(\frac{dV}{dz}\right)^2\right]}{\frac{dS}{dz}}. \tag{3.11}$$

где S — величина ветрового сдвига.

В формуле Кармана не учитывается роль термической стратификации атмосферы. Для конвективных условий Пристли (1964) принял

$$l = \varkappa z (1 - \alpha \mathrm{Ri})^m. \tag{3.12}$$

В работе Д. Л. Лайхтмана и С. С. Зилитинкевича (1965) для расчета была предложена для температурно неоднородного потока следующая формула:

$$l = \frac{\varkappa \left[\left(\frac{du}{dz} \right) - \alpha_T \frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz} \right]}{2 \frac{du}{dz} \frac{d^2u}{dz^2} - \alpha_T \frac{g}{\theta} \frac{d^2\theta}{dz^2}}, \tag{3.13}$$

где $\frac{d\theta}{dz}$ — градиент потенциальной температуры, θ — средняя температура слоя.

Следует заметить, что перелом уровня роста l будет соответствовать новому свойству атмосферы.

В дальнейшем по рассчитанным величинам l была проведена проверка значений $\varkappa$ для разных уровней в зависимости от термодинамического состояния атмосферы и других факторов

$$l = \varkappa_ф z = \eta \varkappa z, \tag{3.14}$$

где $\varkappa_ф$ — фактическое значение, $\eta = \frac{\varkappa_ф}{\varkappa}$; если $\varkappa_ф = \varkappa$, тогда $\eta = 1$.

Основная задача заключается в детализации распределения пути смешения l. Росби и Монтгомери сделали вывод, что l не может оставаться пропорциональной расстоянию от земли на больших высотах. Согласно Росби и Монтгомери l линейно растет вплоть до высоты, равной 12% высоты планетарного пограничного слоя, затем вновь линейно убывает до нуля у верхней границы пограничного слоя. В этом случае и коэффициент турбулентности также должен быть равен нулю на уровне, где $l = 0$. Наличие так называемого остаточного перемешивания может сохранить значительную величину l вместо ее убывания до нуля.

Согласно Леттау (1950) самым общим типом распределения l по вертикали в условиях равновесной стратификации является возрастание величины l до уровня 200—300 м, а выше распределение l остается более или менее постоянным.

Вид распределения l_w по Леттау приведен на рис. 40. В согласии с выводом Леттау находятся наблюдения над спектром вихрей Пановского и Маккреди. Вихри стремятся достигнуть предельных значений на высотах 150—250 м над поверхностью земли.

В работе Блакейдара (1962) принято предположение, что распределение l по вертикали имеет вид

$$l = \frac{\varkappa z}{1 + \varkappa \frac{z}{\lambda}}, \qquad (3.15)$$

где l линейно растет вблизи поверхности земли как $\varkappa z$ и приближается к фиксированному значению на больших высотах. Параметр λ представляет значения, при которых величина l в свободной атмосфере достигает предела.

Далее перейдем к рассмотрению экспериментальных данных о величинах l и η, полученных автором различными методами. Часть этих результатов была опубликована.

В работе автора и Константинова (1963) приведены значения пути смешения l, рассчитанные по формуле

$$l = \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{u'}{\frac{\partial u}{\partial z}}. \qquad (3.16)$$

Величины l подсчитаны по данным о пульсациях скорости ветра. Величина u' регистрировалась механическим метеорографом, поднимаемым на привязном аэростате.

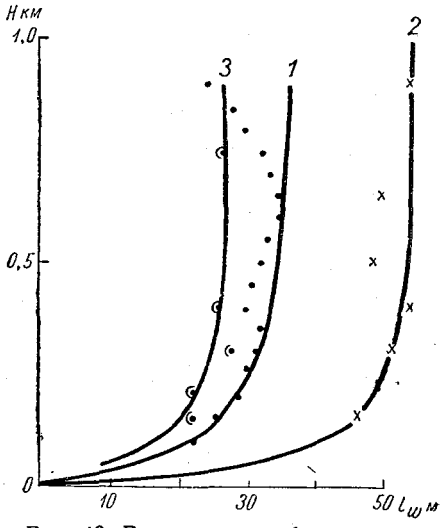


Рис. 40. Распределение l_w по высоте.
1 — по Леттау; 2 — Советск, день; 3 — Советск, вечер.

По данным l и z подсчитаны значения η. В табл. 22 даны величины l и η у земной поверхности и в слое до 300 м при различных термодинамических условиях, определяемых числом Ричардсона.

Величина Ri была подсчитана для уровня 1 м. Разности температур взяты между уровнями 2 и 0,5 м. Заметен рост l с высотой и увеличением неустойчивости. В инверсионных условиях l растет лишь до высоты 100—200 м, после чего начинает уменьшаться. При сверхравновесных условиях l продолжает расти вплоть до высоты 300 м.

Абсолютные значения l также зависят от термодинамического состояния с минимальными величинами при инверсионной стратификации и максимальными при неустойчивой. Средние значения l меняются с высотой в сравнительно небольших пределах и по своим значениям близки к величинам, полученным Леттау.

Таблица 22

Значение l м и η в зависимости от высоты z м и стратификации Ri. Жовтневое

Термоанемометр				Механический регистратор (аэростатный метеорограф)																	
					−0,055		−0,084		−0,027		0,115		0,190		среднее						
z	Ri	l	η	z	l	η	l	η	l	η	l	η	l	η	l	η					
0,5	−0,016	0,56	2,9	3	1,2	1,0	2,0	1,7	1,2	1,0	0,6	0,6	0,3	0,3	1,1	1,0					
0,5	−0,035	0,82	4,2	100	48	1,3	74	1,9	78	2,0	58	1,5	16	0,4	54	1,4					
2,0	−0,035	0,83	1,1	200	73	1,0	99	1,2	79	1,0	61	0,8	19	0,3	65	0,8					
2,0	0,015	0,76	1,0	300	113	1,0	118	1,0	100	0,9	47	0,4	14	0,1	78	0,7					
2,0	0,037	0,84	1,1																		

Наибольшие величины η будут на уровнях 0,5 и 100 м. Выше 100 м величина η уменьшается, но при неустойчивой стратификации близка к 1, т. е. в этом случае до уровня почти 300 м справедливо отношение $l=\varkappa z$. В слоях инверсий значения η уменьшаются до 0,1—0,2 и путь смешения вихря l составляет всего 15—20 м.

В июле—августе 1963 г. в г. Советске Тульской области была проведена серия полетов с регистрацией пульсацией температуры воздуха $\Delta t'$ и средней температуры воздуха. По полученным материалам согласно формуле (3.10) были подсчитаны за отдельные дни значения пути смешения (табл. 23).

На рис. 40 нанесены средние значения l за дневные и вечерние часы при неустойчивой стратификации в слое до 1000 м. На этом же рисунке приведено распределение l по Леттау. Как видно, в г. Советске за рассматриваемый период величина l днем несколько больше данных Леттау, вечером — меньше. Можно считать, что величина l растет до высоты 200 м, а выше значения l несколько уменьшаются. Для характеристики метеорологических условий при расчетах l_w и суточного его хода приведем табл. 24, взятую из работы автора (1963а). Расчет l сделан по формуле (3.3).

В дневные часы в слоях до 300 м наблюдаются значения $\gamma>1$, скорости ветра несколько возрастают до 100 м и выше меняются относительно слабо. С 20—21 часа в слое 100 м развивается инверсия температуры, ко-

Таблица 23

Величины $\Delta t'$, $\gamma°$ и l м в слое 150—1000 м. Советск, июль—август 1963 г.

Дата, часы	Элементы	Высота, м						
		150	200	300	400	500	750	1000
31 VII 14	$\Delta t'$	2,20	1,80	1,20	1,04	0,98	1,10	1,02
	γ	2,0	1,10	1,10	0,80	1,00	0,98	0,93
	l	73	87	58	58	49	54	53
1 VIII 13	$\Delta t'$	1,52	1,50	1,36	1,16	1,12	0,92	1,02
	γ	2,40	1,10	1,20	1,00	0,90	1,10	0,90
	l	44	71	62	58	59	43	54
3 VIII 11	$\Delta t'$	1,54	1,42	1,04	1,04	0,94	0,96	0,83
	γ	1,25	1,10	1,30	1,40	1,00	1,06	0,75
	l	68	67	45	43	47	46	48
3 VIII 14	$\Delta t'$	1,34	1,22	1,02	0,96	0,78	0,88	0,94
	γ	1,70	0,90	0,90	1,00	1,10	0,95	0,93
	l	49	64	54	48	37	46	49
2 VIII 19	$\Delta t'$	0,56	0,48	0,56	0,52	0,52	0,50	0,68
	γ	1,20	1,10	0,90	1,00	0,80	1,00	1,00
	l	25	23	29	26	28	25	34
Среднее	l	69	72	55	52	48	48	50

Таблица 24

Средние значения lм, $t°$ и u м/сек. Жовтневое

Часы	2 м		100 м			200 м			300 м		
	t	u	t	u	l	t	u	l		u	l
9	24,3	3,4	23,3	6,1	48	23,3	7,0	73	22,9	7,4	103
13	28,9	4,9	27,2	6,1	74	26,2	6,3	100	25,1	6,4	108
17	31,5	3,8	29,8	5,2	78	28,8	5,6	79	27,7	6,1	100
21	26,2	2,8	28,3	7,5	58	28,0	8,1	61	27,4	7,6	47
1	20,2	2,6	25,8	9,3	16	25,8	10,2	19	25,5	9,4	14

торая к часу ночи распространяется до высоты 200 м, величины γ равны 4,6°. Скорости ветра быстро возрастают в нижнем слое 100 м, достигают максимума на высоте 200 м и несколько уменьшаются к уровню 300 м. При конвективных условиях величина l возрастает к высоте 300 м до 100—108 м; в ночные часы при инверсиях величина l уменьшается до 16—15 м несмотря на значительные скорости ветра. Очевидно, на величину l большее влияние оказывают термические факторы и меньшее — динамические.

В другой работе автора (1961б) по данным измерений пульсаций температуры воздуха в пос. Махталы по формуле (3.10) были подсчитаны значения l и η в слое до 500 м для светлого времени суток (табл. 25).

Таблица 25

Средние значения l и η. Махталы

Часы	Элементы	Высота, м						
		25	500	100	150	200	300	400
9	l	12	20	25	20	18	15	29
	η	1,3	1,1	0,7	0,4	0,2	0,1	0,2
11 13	l	20	33	71	90	101	93	94
	η	20	1,7	1,8	1,5	1,3	0,8	0,6
15	l	11	18	29	18	20	19	18
	η	1,1	0,9	0,8	0,3	0,25	0,15	0,1
Среднее	l	14	24	42	43	46	42	47
	η	1,2	1,2	1,1	0,7	0,6	0,4	0,3

Во все сроки наблюдений состояние атмосферы было неустойчивым с $\gamma > 1°$ в слое до 300—500 м. К полуденным часам наблюдается рост пути смешения l и коэффициента η. Средние значения быстро возрастают до уровня 100—150 м, а затем выше меняются сравнительно медленно.

В работе автора (1953) была получена зависимость $l=0{,}32z$ или $l=0{,}9\varkappa z$ в слое до 200 м над орошаемым хлопковом полем

По материалам аэростатного зондирования структуры воздушного потока в пос. Воейково (см. работу автора [1962] были подсчитаны значения l и η для теплого и холодного периодов. Расчет проводился по формуле (3.3). Средние значения l и η даны в табл. 26, а на рис. 41 приведено распределение средних за сутки величин l и η. Данные аэростатных зондирований также подтверждают хорошо выраженный суточный и годовой ход величины l, а следовательно, и η с максимумами в дневные часы теплого периода года и минимумом в ночные часы и в холодный период года.

Средние суточные значения в теплый и холодный периоды также получились близкие к данным Леттау. Максимум η наблюдается на уровне 100 м в полуденные часы, значения l имеют максимум на уровне 200 м ночью и в холодный период и на 300 м в дневные часы теплого периода года. В холодный период в течение всех суток $\eta < 1$, что, очевидно, связано с термической устойчивостью рассматриваемого слоя. На рис. 41*б* приведено распределение l в светлое время суток в теплый период

года над пос. Воейково в слое 300 м. Как видно, зависимость вида $l=\varkappa z$ может наблюдаться в слое до 300 м, но в ограниченные периоды суток — утром около 8—9 час. и вечером в период 16—18 час., днем и ночью эта связь отсутствует.

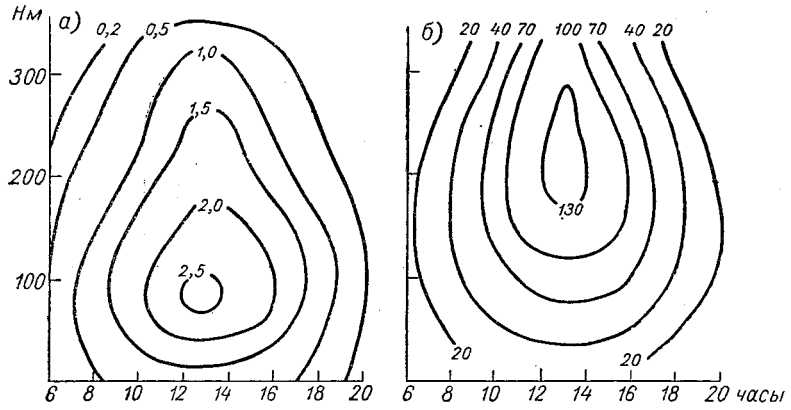


Рис. 41. Изолинии η и l в слое 300 м. Теплый период, пос. Воейково.

а — изолинии η, *б* — изолинии l.

По наблюдениям в пос. Воейково построен на рис. 42 суточный ход уровня максимальной величины l за теплый и холодный периоды года. Здесь интересным является, по нашему мнению, совпадение уровня с максимумом l и ходом высоты приземного подслоя. Этот уровень соответствует также уровню с максимальными значениями коэффициента турбулентности, т. е. уровню, где пограничный слой приобретает уже новые свойства.

Таблица 26

Суточный ход l и η в слое 300 м. Воейково

Период	z м	Часы												Число случаев
		5		9		13		17		21		1		
		l	η	l	η	l	η	l	η	l	η	l	η	
Теплый	3	0,7	0,60	0,9	0,82	1,5	1,27	1,3	1,16	0,5	0,4	0,4	0,36	—
	100	34	0,87	70	1,84	85	2,25	73	1,95	40	1,04	15	0,4	53
	200	39	0,52	77	1,02	96	1,26	76	1,0	45	0,60	18	0,24	57
	300	26	0,23	82	0,70	114	1,0	104	0,92	11	0,10	9	0,08	56
Холодный	3	—	—	1,3	1,18	1,2	1,04	0,4	0,34	—	—	—	—	—
	100	27	0,88	48	1,26	35	0,90	29	0,74	43	1,12	28	0,71	32
	200	24	0,32	48	0,63	45	0,60	61	0,80	38	0,50	21	0,28	40
	300	24	0,20	31	0,27	35	0,31	11	0,10	34	0,29	15	0,12	25

Представляет интерес отметить хотя бы качественную связь пути смешения вихря l с величинами вертикальной составляющей пульсации скорости ветра w' и коэффициентом турбулентности при разной интенсивности порывов ветра (табл. 27).

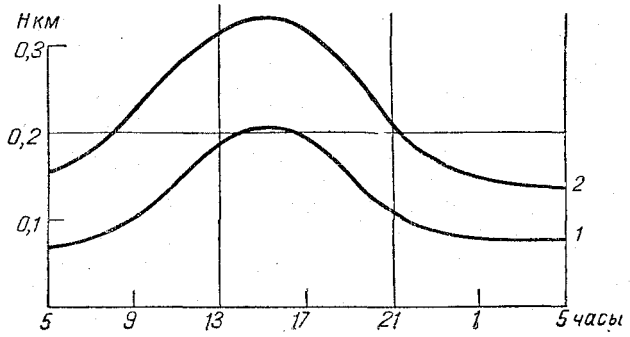


Рис. 42. Суточный ход l_w.
1 — холодный период, 2 — теплый период.

Здесь выделяются те же зависимости, что были отмечены и ранее — уменьшение l в холодный период, рост l с высотой с максимумом примерно в слое 200—300 м летом и 100—200 м

Таблица 27

Рнспределение l, w' и k при разных баллах порывистости ветра в слое 100—300 м. Воейково

Период	z м	II			III			IV			V		
		w'	k	l	w'	k	l	w'	k	l	w'	k	l
Теплый	100	0.37	44	122	0,49	46	96	0,67	47	70	0,75	52	68
	200	0,34	40	121	0,43	50	117	0,50	52	104	0,69	56	82
	300	0,22	35	120	0,39	46	114	0,54	53	98	0,69	60	66
Холодный	100	0,20	14	70	0,32	18	56	0,44	24	55	0,57	27	48
	200	0,18	15	84	0,26	17	66	0,41	25	62	0,50	28	56
	300	0,16	13	82	0.20	14	60	0,35	16	46	0,42	22	52

зимой. С ростом порывистости ветра величина l начинает уменьшаться. Здесь увеличение скорости ветра при прочих равных условиях приводит к некоторому росту размеров вертикальной составляющей вихря, а увеличение пульсаций горизонтальной составляющей потока u' приводит к уменьшению l. Можно наметить, что

$$l \approx f\left(\frac{u}{u'}\right). \qquad (3.17)$$

Увеличение скорости ветра вызывает общий рост вихревых образований, в том числе и l, усиление порывистости ветра приводит к более быстрому перемешиванию, а следовательно, и к уменьшению l.

Небольшая серия измерений структуры воздушного потока была проведена В. И. Залесовым в Атлантическом океане с палубы судна летом 1960 г. Регистрация структуры воздушного потока проводилась прибором системы ГГО на двух уровнях, 100 и 300 м. На рис. 43 *а* приведена четко выраженная зависимость l от скорости ветра, с ростом скорости ветра возрастает и путь

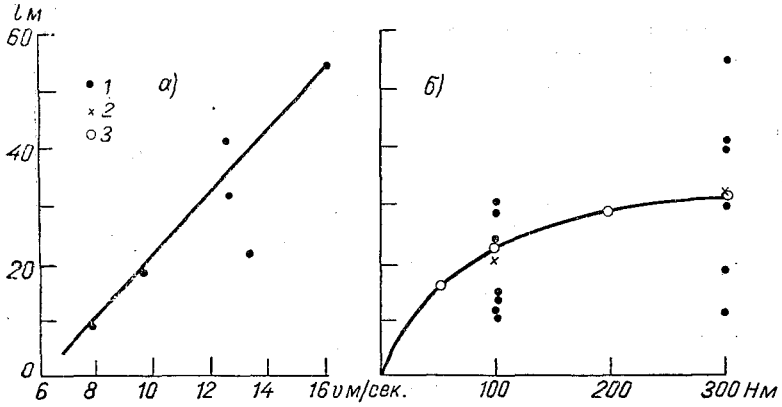


Рис. 43. Распределение l в зависимости от скорости ветра (H=300 *м*) (*а*) и по высоте (*б*).

1 — данные отдельных измерений, *2* — средние для всех наблюдений, *3* — распределение l по Леттау.

смешения вихря. На рис. 43 *б* дано распределение средних и отдельных измерений. Хотя разброс точек, особенно на уровне 300 м, и значительный, но средние величины здесь также довольно хорошо совпадают с данными Леттау.

Большая серия измерений пути смешения вихря l была получена по данным уравновешенных шаров-пилотов. Шары-пилоты выпускались, как правило, в светлое время суток и при ветрах у земной поверхности не более 5—6 м/сек., т. е. при хорошо выраженной свободной конвекции. В большинстве случаев уравновешенные шары, особенно в утренние и вечерние часы, летели без заметного изменения высоты. Но в ряде случаев шар начинал смещение по вертикали до некоторой высоты, а затем обычно опускался вниз.

В рассмотрение взяты только случаи, при которых шар после подъема начинал опускаться вниз или перемещаться по горизонтали. Высоты подъема шара были ограничены 300 м. При больших высотах подъема мы несколько условно считали, что имеет место не вихрь, а термик.

Наблюдения за уравновешенными шарами проводились в девяти пунктах, но в табл. 28 даны значения l для четырех пунктов. Наблюдения всюду проводились в летний период, кроме Мурманска, где выпуски шаров были в январе—феврале над незамерзающим Кольским заливом.

Таблица 28

Распределение l в восходящих и нисходящих потоках

Пункт	Часы	Восходящий поток				Нисходящий поток			
		40	100	200	300	40	100	200	300
Цимлянское	6	16	21	63	—	1	6	—	—
	10	16	25	87	—	1	20	29	—
	14	14	21	85	193	9	14	64	95
	18	7	26	93	—	3	14	—	—
	24	5	27	—	—	5	4	—	—
Колтуши	6	22	57	—	—	12	21	—	—
	10	18	77	121	195	13	32	37	—
	14	38	49	182	220	—	53	—	—
	18	21	66	101	170	23	—	—	—
	24	—	—	—	—	—	—	—	—
Полесье	6	11	58	—	—	5	20	—	—
	10	31	43	82	146	7	11	16	26
	14	19	80	116	208	14	73	36	30
	18	15	69	106	124	3	—	—	34
	24	12	31	—	—	1	8	—	—
Мурманск (Кольский залив)	10—16	20	50	104	181	11	28	41	—

По данным наблюдений за уравновешенными шарами-пилотами можно получить представление не только о восходящей ветви вихря, но и о его нисходящем потоке. Как видно, эти вихри отличаются значительной анизотропией. Восходящая часть вихря в 2—3 раза больше нисходящей его части. С ростом неустойчивости размеры l возрастают как в восходящей, так и в нисходящих частях вихря. Поскольку путь смешения вихря в нижних слоях ограничен подстилающей поверхностью, размеры l увеличиваются с высотой.

Путь смешения в общем и по этому независимому методу получился с четко выраженным суточным ходом, т. е. ростом l в полуденные часы и уменьшением вечером и ночью. Очевидно, путь смешения вихря сильно зависит от термодинамической стратификации нижних слоев атмосферы, с ростом неустойчивости величина l увеличивается и уровень максимума l смещается в более высокие слои. При устойчивой стратификации величина l уменьшается и вихрь приобретает более плоскую форму.

По данным уравновешенных шаров можно получить некоторое представление о характере подъема воздуха и о вертикальной составляющей вихря. На начальном уровне подъема и в конце пути вертикальные скорости равны нулю и они должны достигать максимума на некоторой высоте.

На рис. 44 приведен пример распределения w по относительной высоте. Величина l разделена на 10 отрезков для разных

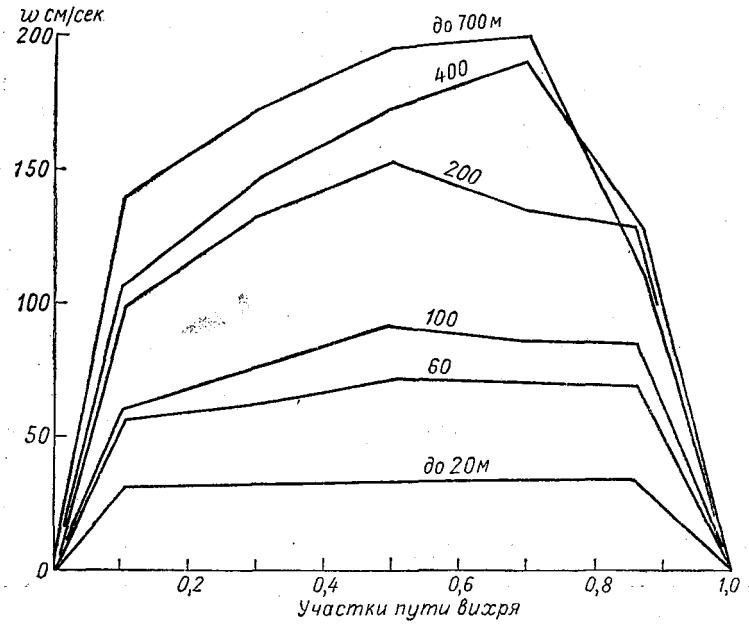


Рис. 44. Распределение w на разных участках вихря.

уровней пути смешения вихря. В начальной стадии развития вихря наблюдается рост вертикальной скорости, распространяющийся примерно на $^2/_3$ высоты пути смешения, на последней трети подъема происходит резкое уменьшение вертикальной скорости до нуля и поднимающийся воздух перемешивается с окружающим. Средние значения w наблюдаются примерно на высоте $0{,}4\,l$, максимальные величины на 20—30% больше средних значений. При одних и тех же значениях пути смешения в разных районах абсолютные величины w могут сильно отличаться. Например, при $l=200$ м над Пахта-Аралом максимальные величины w равны 0,6 м/сек., а над Голодной степью $w=$ 1,5 м/сек. Вызвано это, очевидно, интенсивностью начального перегрева и стратификацией нижних слоев атмосферы.

В работе автора (1953) была намечена связь между величиной w и l в виде

$$w = a \lg l \tag{3.18}$$

для l в пределах 10—300 м. Связь получилась полулогарифмическая и средние размеры вертикальной скорости растут пропорционально логарифму размеров l.

Размеры горизонтальной составляющей вихря l_u. Размеры l_u определялись нами по результатам самолетного и аэростатного зондирования. По этим наблюдениям можно говорить только о средних размерах вихревых образований, о так называемых преобладающих и характерных размерах вихрей. Измерения спектральных размеров l_u будут даны в специальном разделе данной главы.

Сведений о форме вихревых образований и направлении их осей не имеется. Будем считать, что у самой поверхности земли вихри ориентированы не хаотично, а компоненты пульсаций среднего потока направлены перпендикулярно к направлению потока. В более высоких слоях движение вихрей становится более хаотичным.

Исследование горизонтальной протяженности вихря l_u по высоте в зависимости от температурной стратификации было проведено нами в различных районах Союза.

Во время экспедиции в с. Жовтневое (1963а) эти исследования были выполнены, начиная от уровня 0,5 м до 300 м. Приведем данные этих измерений (табл. 29).

Таблица 29

Горизонтальная протяженность вихрей l_u по высоте в зависимости от Ri. Жовтневое

z м	Ri								
	−0,016	−0,035	0,015	0,037	0,055	−0,084	−0,027	0,015	0,190
0,5	2,79	3,29							
2,0		6,62	5,30	3,36					
3,0					3,4	9,7	11,0	7,0	8,7
100					194	246	278	284	169
200					250	287	339	285	159
300					333	311	355	221	167

Величины l_u растут с увеличением высоты и неустойчивости стратификации атмосферы. Наиболее резкое возрастание l_u наблюдается в пределах нижнего 100-метрового слоя, выше значения l_u изменяются мало.

В условиях неустойчивого состояния атмосферы значения l_u были измерены в Южном Казахстане (пос. Махталы) в июле 1961 г. Изменение l_u по высоте дано на рис. 45. Здесь выде-

ляется некоторое увеличение абсолютных значений l_u по сравнению с данными с. Жовтневое.

Для пос. Махталы характерным является несколько больший уровень роста l_u — примерно до 200 м, а выше значения l_u практически изменяются мало, причем в 11 час. размеры l_u несколько больше, чем в 13 час. Вызвано это, по нашему мнению, развитием в 13—14 час. термической турбулентности, вследствие чего размеры вихрей несколько уменьшаются. Следует заметить, что в пос. Махталы расчет l_u сделан по формуле

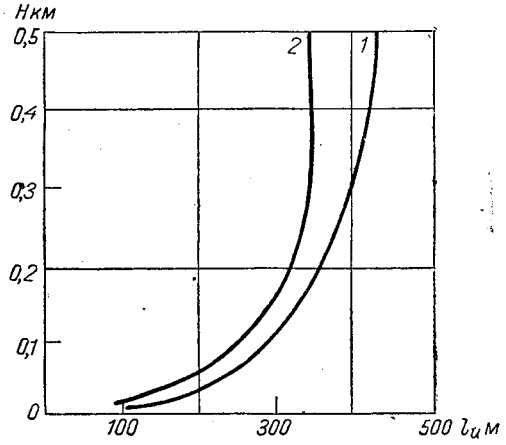


Рис. 45. Распределение l_u в пос. Махталы. Июль 1961 г.
1 — 11 час., 2 — 13 час.

$l_u = 2\tau_u u$ ввиду отсутствия измерений τ_w, но значения горизонтальной составляющей вихря получились весьма близкими.

На рис. 46 приведено распределение l_u и отношения $\frac{l_w}{l_u}$ в слое 0—300 м для г. Советска Тульской обл. для зимнего (март) и летнего (июнь) периодов.

Зимой скорости ветра были больше, чем летом, и величина l_u также оказалась большей зимой. Очевидно, роль динамических факторов и устойчивости в формировании горизонтальных размеров вихря оказывается преобладающим по сравнению с влиянием неустойчивости. Вертикальные размеры вихря l_w, как уже указывалось выше, растут быстрее с ростом γ°, поэтому зимой в г. Советске отношение $\frac{l_w}{l_u}$ составляет 0,4, а летом около 1, т. е. вертикальные размеры вихря увеличиваются с ростом неустойчивого состояния атмосферы.

Более обширный материал наблюдений был получен автором (1962) в пос. Воейково. В табл. 30 приведен суточный ход l_u и факторов, определяющих l_u в зависимости от скорости ветра и периодов пульсаций τ сек.

Для таблицы выбраны случаи подъемов с наличием пульсаций продольной составляющей скорости ветра ($u' > 0{,}1$ м/сек.), а следовательно, со скоростями ветра $u > 2$—2,5 м/сек. Поэтому величины l_u получились несколько завышенными, чем средние

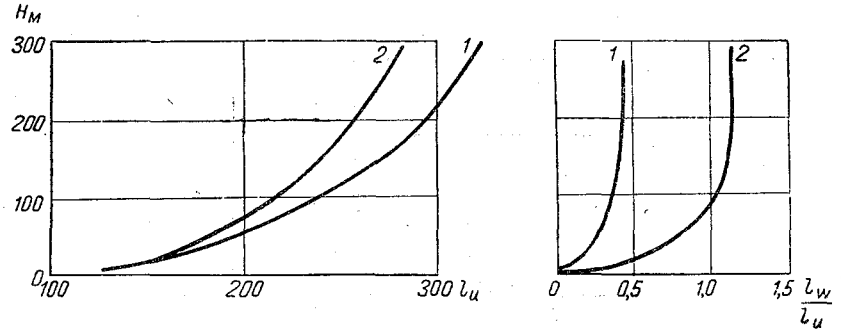


Рис. 46. Распределение l_u и $\frac{l_w}{l_u}$ по высоте в г. Советске.

1 — март 1963 г., *2* — июль 1962 г.

с учетом и малых скоростей ветра, когда размеры вихрей малы. Наблюдения за l_u и τ на высоте 3 м не приведены как недостаточно надежные.

Таблица 30

Суточный ход горизонтальных составляющих вихря (для $u' > 0{,}1$ м/сек.). Воейково

Элемент	H м	Теплый период						Холодный период					
		9	13	17	21	1	5	9	13	17	21	1	5
τ сек.	100	42	47	45	44	36	33	35	40	40	37	32	32
	200	47	51	47	41	48	48	42	34	36	40	42	46
	300	45	46	46	49	48	50	46	39	38	45	46	51
l_u м	100	264	306	278	330	270	231	246	274	304	300	242	228
	200	390	368	372	390	395	414	365	272	320	392	400	242
	300	410	376	410	478	486	500	457	342	358	465	494	530
u м/сек.	3	4,7	5,1	5,1	4,9	4,3	4,6	5,2	5,6	4,9	4,8	4,4	4,7
	100	6,5	7,2	6,8	7,6	7,5	7,0	7,0	6,8	7,6	8,1	7,6	7,2
	200	8,2	7,5	7,9	9,5	9,2	8,7	8,7	8.0	8,9	9,7	9,5	9,2
	300	9,2	8,1	8,8	9,7	10,2	10,0	9,9	8,7	9,3	10,3	10,8	10,5

В условиях пос. Воейково во все сроки суток наблюдается рост горизонтальной составляющей вихря l_u и скорости ветра в слое до 300 м при сравнительно мало меняющихся значениях τ. Интересным является увеличение l_u в ночные часы и уменьшение днем. Величина l_u будет возрастать с ростом скорости ветра и уменьшаться с ростом термической неустойчивости. В ночные часы в инверсиях горизонтальные составляющие размеров вихря увеличиваются и, очевидно, могут переходить в волновые движения.

По данным аэростатных зондирований в пос. Воейково приведен расчет l_u для разных баллов порывистости ветра (табл. 31).

Таблица 31

Распределение l_u при разных баллах порывистости ветра. Воейково

Высота, м	Теплый период				Холодный период			
	II	III	IV	V	II	III	IV	V
100	263	303	380	404	274	292	370	445
200	235	345	437	520	345	325	385	482
300	292	400	418	541	305	345	396	510

В табл. 31 вошли только случаи с порывистостью баллов от II до V. Интенсивность продольной составляющей порывов ветра u' возрастает с ростом скорости ветра, и поэтому значение l_u увеличивается от балла II к баллу V как в теплый, так и в холодный период на всех уровнях 300-метрового слоя. Особых различий l_u в теплый и холодный периоды, кроме балла II, не отмечается.

Для характеристики строения вихря в условиях южных районов приведем значение l_u по материалам Пахта-Аральской экспедиции (табл. 32).

Таблица 32

Распределение l_u м при разных баллах порывистости ветра. Пахта-Арал, 1952 г.

H м	Хлопковое поле				Полупустыня			
	II	III	IV	V	II	III	IV	V
50	—	—	—	—	79	88	82	128
100	106	106	129	—	76	97	92	132
200	108	141	128	—	64	93	117	98
300	143	125	—	—	—	—	—	—

Скорости ветра над полупустыней и хлопковым полем были значительно меньше, чем над пос. Воейково, но особенно намного различались периоды пульсаций. Если над пос. Воейково $\tau=40$ сек., то над хлопковым полем $\tau=24$ сек. и над полупустыней $\tau=15$ сек. Вследствие этого размеры l_u в этих районах в 3—5 раза меньше, чем над пос. Воейково. Над полупустыней с хорошо развитой термической турбулентностью и величинами $\gamma > 2°$ в слое 2—200 м средние размеры горизонтальной составляющей вихря резко уменьшались, здесь вихрь, очевидно, был близок по строению к термику. Над хлопковым полем скорости ветра были меньше, чем над полупустыней, и в нижнем слое до 100 м часто даже в полуденные часы наблюдалась инверсия температуры за счет процессов испарения. Значения l_u здесь несколько возрастали, но все же примерно в 3 раза были меньше, чем в полуденные часы в пос. Воейково под Ленинградом. Поскольку порывистость ветра была взята одинаковой, то на размеры вихрей l_u основное влияние оказывали термические факторы. По данным этих наблюдений также можно сделать заключение, что с ростом неустойчивости горизонтальные размеры вихря уменьшаются.

Суточный ход l_u над Пахта-Аралом дан в табл. 33.

Таблица 33

Суточный ход горизонтальных составляющих вихря l_u, τ, u. Пахта-Арал, июль 1952 г.

Элемент	H м	Хлопковое поле				Полупустыня			
		ночь	утро	день	вечер	ночь	утро	день	вечер
l_u м	50	—	—	—	—	—	93	95	122
	100	148	114	71	115	106	101	101	136
	200	157	137	104	112	—	148	102	132
	300	148	148	89	96	—	—	—	—
τ сек.	50	—	—	—	—	—	16	14	18
	100	24	22	25	30	13	16	17	17
	200	24	29	32	28	—	18	17	17
	300	23	27	27	27	—	—	—	—
u м/сек.	50	—	—	—	—	—	5,9	6,7	6,7
	100	6,3	5,2	2,8	3,9	8,3	5,9	6,1	7,1
	200	6,4	4,7	3,2	4,0	—	8,1	5,9	6,7
	300	6,6	5,5	3,3	3,5	—	—	—	—

В Пахта-Арале также в полуденные часы l_u уменьшается, а ночью возрастает. Рост l_u происходит очень быстро в нижнем слое 50—100 м, а выше — сравнительно медленно (если принять, что при $z=0$ м $l_u=0$).

По данным наблюдений над хлопковым полем нами сделан пересчет по формуле (3.3.) вертикальной составляющей вихря l_w (табл. 34).

Таблица 34

Значения l_w и l_u над хлопковым полем в полуденные часы

Высота, м	u м/сек.	l_u м	l_w м	$\frac{l_w}{l_u}$	γ°/100 м
100	2,8	71	38	0,54	—0,8
200	3,2	104	114	1,09	1,1
300	3,3	89	122	1,36	0,9

Вследствие процессов испарения в слое 2—100 м наблюдается инверсия температуры, $\gamma = -0{,}8$, в слое от 100 до 300 м $\gamma \approx 1°$.

Величина l_u сравнительно медленно изменяется в слое 300 м, в то время как вертикальная составляющая вихря l_w быстро увеличивается с высотой. Если отношение $\frac{l_w}{l_u}$ на высоте 100 м составляет 0,54, то на 200 м эта величина возрастает до 1,09, а на 300 м — до 1,36, т. е. вертикальные размеры вихря начинают преобладать над горизонтальными и вихрь вытягивается по вертикали, приобретая форму пузыря или струи. Но эти процессы, очевидно, имеют место при малых скоростях ветра, усиление скорости ветра должно вызвать перестройку формы вихря в сторону увеличения его горизонтальных размеров.

Вторая большая группа измерений l_u была проведена с помощью самолетного зондирования при регистрации перегрузок центра тяжести самолета.

Преимуществом измерений l_u на самолете является большая высота наблюдений и выявление особенностей пространственного распределения l_u. К сожалению, по записям перегрузок можно только подсчитать величину l_u.

Большая серия полетов на самолете ПО-2 с измерениями перегрузок была проведена над массивом лесных полос в Каменной степи. По этим полетам можно было судить о влиянии мелких неоднородностей рельефа на структуру воздушного потока и, в частности, изменения l_u и w' при переходе с ровной степи на массив лесных полос.

На рис. 47 дано относительное распределение l_u и w' над степью и лесными полосами.

Над степью величина l_u от 103 м на уровне 100 м возрастает до 233 м на высоте 0,5 км. При переходе на лесные полосы воздушный поток начинает деформироваться и размеры l_u уменьшаться. На рисунке приведено отношение l_u над полосами к l_u над степью. Наиболее значительная деформация воздушного

потока происходит непосредственно над лесом, здесь вихри дробятся и в условиях Каменной Степи уменьшаются почти наполовину. С увеличением высоты влияние массива уменьшается и на уровне 0,4—0,5 км вихри почти восстанавливают свою структуру. Влияние массива отражается на расстоянии 8—10 км за полосой леса, где также l_u меньше, чем до препятствия. Особенности распределения w' рассмотрим ниже. Таким образом, в дневные часы летнего времени всякое препятствие вызывает размельчание вихрей, особенно сильное у самой кромки леса.

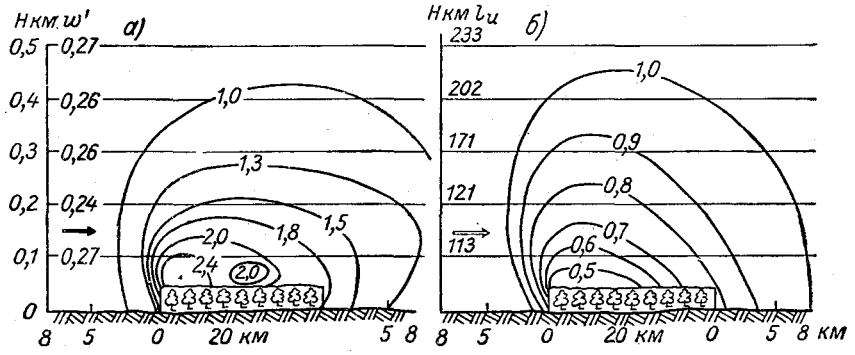


Рис. 47. Влияние массива лесных полос на структуру воздушного потока. Каменная степь, июль 1951 г.
а — w', б — l_u.

Большая группа измерений l_u была проведена с помощью вертолетов на трассе Симферополь—Ялта летом 1962 г.

Средние величины l_u на трассе составили 131 м. Повторяемость размеров l_u дана в табл. 35.

Таблица 35

Повторяемость (%) l_u по трассе Симферополь—Ялта в слое 200—800 м

Участок трассы	Диапазоны l_u					Число случаев
	90—110	111—130	131—150	151—170	>170	
Симферополь—Бахчисарай	20	35	30	11	4	101
Бахчисарай—Форос . . .	20	28	26	23	3	142
Форос—Ялта .	19	41	28	10	2	123

Участок Симферополь—Бахчисарай проходит по сильно изрезанной, но степной зоне, на участке Бахчисарай — Форос рас-

положены западные отроги Крымских гор с наличием крутых обрывов и отдельных небольших хребтов, участок Форос—Ялта проходит вдоль берега Черного моря. Высоты полета над разными участками трассы были различными, максимальная высота была над районом Бахчисарай—Форос.

Больших различий в размерах l_u по трассе не наблюдалось. Всюду максимум повторяемости приходился на размеры l_u от 110 до 150 м, вихри с l_u меньше 90 м и больше 170 м наблюдались очень редко. В общем диапазон атмосферных вихрей, оказывающих влияние на полет вертолета, близок к данным, полученным с помощью самолета.

Краткие выводы по разделу. При равновесных условиях l_w достигает максимума на высоте примерно 50 м, на уровне 100—150 м и выше изменяется мало. Величина l_w имеет хорошо выраженный суточный ход с максимальными значениями в полуденные часы (150—200 м) и минимальными ночью (10—15 м).

С ростом скорости ветра величина l_w несколько возрастает, но с увеличением пульсаций горизонтальной составляющей скорости ветра уменьшается.

С ростом l_w увеличивается и его средняя вертикальная скорость w'. В вихре значения w' меняются от нуля в ложбине вихря до нуля в его гребне. Максимальных значений w' достигают на уровне $0{,}6l_w$, средние для всего вихря величины w' отмечаются на уровне $0{,}4l_w$. В близких районах, но с различным строением подстилающей поверхности значения l_w и w' могут сильно изменяться.

Горизонтальная составляющая вихря l_u также имеет суточный ход, но обратный суточному ходу l_w с максимумом в ночные часы и минимум днем. С ростом скорости ветра величина l_u возрастает, с увеличением термической неустойчивости уменьшается. В пограничном слое максимальный рост l_u наблюдается в слое до 0,2—0,3 км, а выше l_u изменяется мало. Рост шероховатости подстилающей поверхности приводит к дроблению вихрей и уменьшению l_u.

2. Продольная, поперечная и вертикальная компоненты пульсаций скорости ветра

Одной из основных характеристик турбулентного движения является его кинетическая энергия, характеризующая степень развития турбулентного потока.

Среднюю величину турбулентной энергии, отнесенной к единице массы, можно определить выражением

$$E = \frac{1}{2}\overline{\left[u'^2 + v'^2 + w'^2\right]}, \qquad (3.19)$$

где u', v' и w' — соответственно пульсации продольной, поперечной и вертикальной составляющих скорости ветра. Безразмерная величина $\frac{\sqrt{E}}{\bar{u}}$, где $\bar{u}$ — средняя скорость потока, носит название интенсивности турбулентности. В дальнейшем мы будем рассматривать значение u' и w' в виде их среднеквадратичных величин и обозначать

$$\sqrt{\overline{u'^2}} = \sigma_u; \quad \sqrt{\overline{w'^2}} = \sigma_w,$$

а интенсивность турбулентности — в виде отношения

$$\frac{\sigma_u}{\bar{u}} \quad \text{и} \quad \frac{\sigma_w}{\bar{u}}.$$

Ранее автор в ряде работ приводил среднеарифметические значения u' и w', но это создавало неудобство при сопоставлении результатов разных исследователей, так как большинство исследователей пользуется среднеквадратичными величинами. Полная энергия каждой из компонент скорости ветра определяется интегралом от спектральной плотности $S(\omega)$, где $\omega = 2\pi f$ — круговая частота. Например, для u' можно написать

$$\sqrt{\overline{u'^2}} = \int_0^\infty S_u(\omega)\, d\omega, \tag{3.20}$$

Предел интегрирования для начального турбулентного поля практически определяется диапазоном частот, где спектральная плотность турбулентной энергии отлична от нуля.

Распределение турбулентной энергии и ее интенсивности с высотой в пограничном слое, как известно, зависит от притока солнечной энергии, неоднородности подстилающей поверхности, стратификации атмосферы и некоторых внешних параметров. Продольная компонента скорости ветра $u = \bar{u} + u'$ в отличие от поперечной v' и вертикальной w' имеет достаточно большую постоянную составляющую $\bar{u}$. Величина σ_u определяется горизонтальными вихрями, размеры которых не ограничены расстоянием от подстилающей поверхности. Это приводит к тому, что на долю продольной компоненты приходится максимальное количество кинетической энергии. В отличие от продольной компоненты на вертикальную компоненту скорости ветра существенное влияние оказывает подстилающая поверхность, которая в нижних слоях ограничивает развитие вихрей по вертикали. Вертикальная компонента также отличается от других тем, что на нее сильнее действуют архимедовы силы, т. е. стратификация атмосферы.

По имеющимся материалам можно также выявить особенности соотношения между компонентами скорости ветра

$$\frac{\sigma_w}{\sigma_u}$$

в виде отношения среднеквадратичных величин пульсаций вертикальной компоненты скорости σ_w к горизонтальной σ_u. В отношении $\frac{\sigma_u}{\bar{u}}$, характеризующей интенсивность турбулентной энергии значения $\bar{u}$ были отнесены к уровням измерений σ_u.

Некоторые исследователи вводят в расчет величины $\bar{u}$ на уровне 300 м. Период осреднения T при измерениях $\bar{u}$, u' и w' бывает различный, в наших работах он принят за 5 мин., у многих авторов $T=10$ мин., имеются работы, где $T=1$ часу. Кроме того, точности применяемой аппаратуры, как правило, различны. Все это вносит значительные трудности в сопоставление результатов отдельных исследований. По этим же причинам часто нельзя полностью сопоставлять абсолютные значения измеряемых величин, а можно говорить только об их порядке и закономерностях изменения этих величин во времени или пространстве. Как известно, на структуру воздушного потока значительное влияние оказывает стратификация атмосферы и шероховатость подстилающей поверхности, поэтому при сопоставлении приходится учитывать роль динамических и термических факторов и расположение станции.

Наиболее детальные исследования продольной и вертикальной компонент были проведены под руководством автора в пос. Воейково с помощью аэростатного зондирования. По этим материалам можно рассмотреть суточный и годовой ход элементов структуры ветра в нижнем слое 300 м. Материалы, полученные в Воейково, будем считать основными и имеющими относительно большой период наблюдений. Кроме того, в различных пунктах Советского Союза в экспедиционных условиях были проведены кратковременные зондирования, которые также будут использованы при данном анализе.

В работе автора (1962) опубликованы среднеарифметические величины продольной и вертикальной пульсаций скорости ветра. По этим данным были подсчитаны среднеквадратичные значения продольной (σ_w) и вертикальной (σ_w) компонент пульсаций скорости ветра.

Все данные, полученные в пос. Воейково разделены на две группы: 1) с $u' \geqslant 0{,}1$ м/сек. и 2) с $u' > 0{,}1$ м/сек. В первом случае в рассмотрение включены дни как с наличием порывов ветра, так и без порывов, а во второй — только наблюдения, при которых порывистость ветра была не менее 0,1 м/сек. В приведенных ниже табл. 36 и 37 суточный ход всех величин дан

Таблица 36

Суточный ход σ_u, σ_w, γ° и $\frac{\sigma_w}{\sigma_u}$ (для $u' \geqq 0{,}1$ м/сек.). Воейково

Элемент	H м	Теплый период						Холодный период					
		09	13	17	21	01	05	9	13	17	21	1	5
σ_u	2	0,45	0,84	0,51	0,34	0,16	0,21	0,86	1,04	0,76	0,51	0,37	0,34
	100	0,68	1,35	0,71	0,58	0,48	0,25	0,71	1,00	0,65	0,37	0,39	0,32
	200	0,65	1,17	0,70	0,41	0,31	0,22	0,46	0,72	0,50	0,29	0,31	0,22
	300	0,71	0,81	0,61	0,45	0,25	0,35	0,36	0,45	0,27	0,26	0,20	0,19
σ_w	2	0,26	0,61	0,34	0,10	0,05	0,06	0,20	0,34	0,21	0,08	0,10	0,10
	100	0,41	0,98	0,40	0,18	0,18	0,09	0,30	0,60	0,29	0,12	0,12	0,16
	200	0,39	0,81	0,34	0,14	0,10	0,10	0,26	0,41	0,20	0,09	0,14	0,09
	300	0,30	0,60	0,29	0,12	0,07	0,12	0,21	0,26	0,09	0,07	0,09	0,07
Повторяемость (%) турбулентного состояния	2	52	78	52	26	20	28	42	58	54	38	36	32
	100	66	86	65	42	37	24	58	60	52	34	34	28
	200	64	84	62	46	32	36	46	54	45	32	30	30
	300	58	66	57	42	30	32	42	36	32	30	26	29

Элемент	H м	Теплый период						Холодный период					
		09	13	17	21	01	05	9	13	17	21	1	5
$\gamma^\circ/100$ м	100	0,9	1,5	0,9	—1,3	—3,4	—2,4	—0,0	0,6	0,4	—1,1	—2,3	—2,0
	200	0,9	1,2	0,9	0,1	—0,2	—0,5	—0,4	0,2	0,3	—0,3	—0,8	—1,1
	300	0,8	1,1	0,8	0,4	0,2	—0,2	—0,3	—0,2	0,0	—0,1	—0,5	—0,7
$\frac{\sigma_w}{\sigma_u}$	2	0,58	0,72	0,65	0,36	0,30	0,29	0,23	0,31	0,28	0,29	0,30	0,30
	100	0,62	0,76	0,56	0,32	0,36	0,35	0,42	0,49	0,44	0,32	0,31	0,42
	200	0,60	0,75	0,48	0,31	0,32	0,34	0,46	0,52	0,38	0,30	0,36	0,38
	300	0,42	0,74	0,47	0,27	0,30	0,35	0,42	0,52	0,39	0,32	0,37	0,40
$l'_{\max} = 1 + \frac{\sigma_{u\,\max}}{\bar{u}}$	2	1,18	1,19	1,18	1,16	1,20	1,16	1,34	1,40	1,35	1,30	1,30	1,26
	100	1,22	1,24	1,21	1,20	1,17	1,16	1,23	1,33	1,25	1,18	1,20	1,23
	200	1,20	1,21	1,18	1,16	1,12	1,13	1,18	1,27	1,15	1,14	1,12	1,09
	300	1,19	1,21	1,18	1,15	1,09	1,15	1,16	1,21	1,11	1,10	1,09	1,08
$1 + \frac{\sigma_{u\,\min}}{\bar{u}}$	2	1,10	1,10	1,07	1,05	1,07	1,06	1,14	1,18	1,16	1,12	1,12	1,08
	100	1,07	1,07	1,05	1,05	1,06	1,05	1,07	1,08	1,06	1,04	1,05	1,04
	200	1,06	1,07	1,05	1,04	1,04	1,04	1,05	1,06	1,03	1,04	1,04	1,02
	300	1,05	1,05	1,04	1,04	1,02	1,04	1,04	1,03	1,02	1,03	1,03	1,03

Таблица 37

Суточный ход $\frac{\sigma_u}{\bar{u}}$, $\frac{\sigma_w}{\bar{u}}$, σ_u^2, σ_w^2 и E (для $u' \geqq 0{,}1$ м/сек.). Воейково

Элемент	H м	Теплый период						Холодный период					
		9	13	17	21	1	5	9	13	17	21	1	5
$\frac{\sigma_u}{\bar{u}}$	2	0,12	0,18	0,12	0,11	0.06	0,07	0,30	0,31	0,24	0,24	0,17	0,15
	100	0,14	0,23	0,13	0,09	0,07	0,04	0,13	0,19	0,11	0,05	0,06	0,05
	200	0,12	0,19	0,12	0,05	0,04	0,03	0,07	0,12	0,07	0,03	0,04	0,03
	300	0,13	0,13	0,10	0,06	0,03	0,06	0,05	0,07	0,04	0,03	0,02	0,02
$\frac{\sigma_w}{\bar{u}}$	2	0,07	0,13	0,08	0,03	0,02	0,02	0,07	0,10	0,07	0,04	0,05	0,04
	100	0,08	0,17	0,17	0,03	0,03	0,02	0,06	0,11	0,05	0,01	0,01	0,02
	200	0,07	0,13	0,06	0,02	0,01	0,02	0,04	0,07	0,03	0,01	0,02	0,01
	300	0,05	0,09	0,05	0,02	0,01	0,02	0,03	0,04	0,01	0,01	0,01	0,01
E м²/сек.²	2	0,13	0,54	0,19	0,06	0,01	0,02	0,39	0,51	0,31	0,13	0,07	0,06
	100	0,31	1,39	0,33	0,18	0,13	0,03	0,30	0,68	0,25	0,07	0,08	0,08
	200	0,28	1,01	0,30	0,09	0,05	0,03	0,14	0,34	0,06	0,04	0,05	0,03
	300	0,30	0,51	0,23	0,11	0,03	0,07	0,06	0,13	0,04	0,03	0,02	0,02
σ_u м²/сек.²	2	0,20	0,70	0,26	0,11	0,02	0,04	0,73	1,08	0,57	0,26	0,13	0,11
	100	0,46	0,82	0,50	0,33	0,23	0,06	0,50	1,0	0,42	0,13	0,15	0,10
	200	0,42	1,36	0,49	0,16	0,09	0,04	0,21	0,51	0,25	0,08	0,09	0,04
	300	0,50	0,65	0,37	0,22	0,06	0,12	0,12	0,20	0,07	0,06	0,04	0,03
σ_w м²/сек.²	2	0,06	0,37	0,11	0,01	0,00	0,00	0,04	0,11	0,04	0,00	0,01	0,01
	100	0,16	0,96	0,16	0,03	0,03	0,00	0,09	0,36	0,08	0,01	0,01	0,02
	200	0,15	0,65	0,11	0,01	0,01	0,01	0,06	0,16	0,04	0,01	0,01	0,01
	300	0,04	0,36	0,08	0,01	0,00	0,01	0,00	0,06	0,01	0,00	0,01	0,00

для шести сроков. Обычно подъемы прибора, регистрировавшего структуру ветра на привязном аэростате, проводились через 2 часа. К 9-часовому сроку отнесены все наблюдения за период 7—11 час., к 13-часовому сроку — наблюдения за период с 11 до 15 час. и т. д. В теплый период включены месяцы с апреля по сентябрь, в холодный — с октября по март.

Величины вертикального температурного градиента γ° подсчитаны для слоев 2—100, 100—200 и 200—300 м по данным аэростатного зондирования. Скорости ветра $\bar{u}$ измерены на соответствующих уровнях с 5-минутным осреднением.

В теплый период года в пос. Воейково, судя по значениям γ в дневные часы, наблюдался интенсивный прогрев воздушных масс со сверхадиабатическими величинами γ, способствующий развитию турбулентных движений. В ночные часы происходило развитие приземной инверсии, высота которой к 5 час. доходила до 300 м — в этих условиях должно было наблюдаться резкое уменьшение турбулентного перемешивания. В холодный период инверсионное состояние было не только в ночные часы, но частично и днем. В этих условиях турбулентность могла развиваться только под действием динамических факторов.

Приведенные в табл. 36 величины σ_u и σ_w характеризуют средние для слоя значения структуры ветра в основном для антициклонических условий погоды. Как видно, и оба периода года σ_u и σ_w имеют хорошо выраженный суточный ход с максимальными значениями в полуденные часы и минимальными ночью. Поскольку измерения порывистости ветра на уровне 2 м вследствие закрытости горизонта, особенно в летнее время, мало надежны, их следует считать ориентировочными.

Средние абсолютные величины σ_u в течение суток в теплый период на уровне 100 м изменяются от 0,25 до 1,35 м/сек. с амплитудой 1,1 м/сек., на 200 м — от 0,22 до 1,17 м/сек. с амплитудой 0,95 м/сек. и на 300 м — от 0,25 до 0,81 м/сек. с амплитудой 0,56 м/сек. Соответственно для холодного периода на высоте 100 м суточные изменения σ_u составляют 0,68 м/сек. с амплитудой от 0,32 до 1,00 м/сек., на 200 м — 0,50 м/сек. с амплитудой от 0,22 до 0,72 м/сек. и на 300 м — 0,26 м/сек с амплитудой от 0,19 до 0,45 м/сек. Пределы колебаний величины σ_u в течение суток в теплый период больше, чем в холодный, и уменьшаются с высотой.

Такие же закономерности наблюдаются и в распределении величины σ_w.

Следует отметить как интересный факт, что наблюдается хорошо выраженный линейный ход суточных амплитуд σ_u и отчасти σ_w в зависимости от высоты. Если нанести на график величины амплитуд σ_u по высотам, то все точки ложатся на прямую и тогда при экстраполяции до уровня 2 м величина амплитуды σ_u будет в теплый период 1,40 м/сек., а в холодный

0,90 м/сек. Хотя линейный ход суточных амплитуд σ_w с высотой выражен несколько хуже, но и здесь эта зависимость наблюдается. Таким образом, в нижнем слое 300 м с высотой суточные колебания σ_u и отчасти σ_w уменьшаются почти пропорционально росту высоты.

Средние абсолютные значения σ_u в теплый и холодный периоды изменяются значительно меньше, чем величины σ_w.

Следующей интересной характеристикой структуры ветра является отношение величин пульсаций вертикальной и горизонтальной составляющих скорости ветра $\frac{\sigma_w}{\sigma_u}$. Величина $\frac{\sigma_w}{\sigma_u}$ также имеет хорошо выраженный суточный и годовой ход с максимумом в полуденные часы и в теплый период и минимумом ночью и в холодный период, причем всюду это отношение меньше 1. Таким образом, по средним данным на всех высотах пульсации горизонтальной составляющей скорости ветра всегда больше ее вертикальной составляющей. Максимальных значений (0,76) $\frac{\sigma_w}{\sigma_u}$ достигает в 13 час. теплого периода и минимальных (около 0,28—0,29) — ночью в оба периода года. Если дневной максимум выражен сравнительно четко по времени, то ночной минимум растянут на несколько часов. Наконец, интересной характеристикой является также повторяемость турбулентного состояния атмосферы на разных уровнях в теплый и холодный сезоны года.

В соответствии с распределением γ° и $\bar{u}$ максимальная турбулентность будет наблюдаться в дневные часы теплого периода года и минимальная — в ночные часы и отчасти в холодный период, с высотой от 100 м и выше повторяемость турбулентного состоянния будет уменьшаться.

Далее рассмотрим суточный ход некоторых составляющих пульсаций скорости ветра для случаев только с наличием турбулентности. Эти данные приведены в табл. 38 и 39.

Поскольку отброшены случаи с ламинарным состоянием воздушного потока, величины σ_u и σ_w во все сроки получились значительно бо́льшими, особенно в ночные часы и в холодный период. Для этих условий также можно проследить суточный и годовой ход турбулентности с максимумом порывов в полуденные часы и в теплый период и минимумом ночью и в холодный период.

С высотой величины σ_u и σ_w всюду убывают, причем особенно быстро в холодный период. Как видно, при неустойчивом состоянии в полуденные часы теплого периода перенос турбулентных вихрей в верхние слои происходит более интенсивно, чем в холодный период, когда устойчивая, инверсионная

Таблица 38

Суточный ход σ_u, σ_w, $\frac{\sigma_u}{\bar{u}}$, $\frac{\sigma_w}{\bar{u}}$, σ_u^2, σ_w^2 и E (для $u'>0{,}1$ м/сек.). Воейково

Элемент	H м	Теплый период						Холодный период					
		9	13	17	21	1	5	9	13	17	21	1	5
σ_u м/сек.	2	0,81	0,93	0,78	0,73	0,56	0,53	1,85	1,93	1,40	1,31	1,25	1,06
	100	1,04	1,58	1,19	1,31	1,30	0,91	1,21	1,46	1,11	1,04	0,96	0,81
	200	1,03	1,36	1,25	1,13	1,03	0,99	1,13	1,34	0,98	0,90	0,86	0,73
	300	0,94	1,27	1,15	1,10	0,93	0,85	0,86	1,14	0,85	0,84	0,78	0,52
σ_w м/сек.	2	0,45	0,69	0,51	0,29	0,15	0,16	0,42	0,59	0,40	0,38	0,38	0,32
	100	0,69	1,10	0,70	0,46	0,45	0,28	0,52	0,81	0,50	0,34	0,31	0,35
	200	0,64	1,06	0,60	0,36	0,33	0,34	0,52	0,75	0,38	0,29	0,40	0,28
	300	0,41	0,96	0,55	0,31	0,26	0,29	0,38	0,56	0,34	0,30	0,29	0,25
$\frac{\sigma_u}{\bar{u}}$	2	0,18	0,16	0,15	0,15	0,12	0,11	0,35	0,35	0,29	0,27	0,27	0,23
	100	0,16	0,23	0,19	0,17	0,18	0,12	0,18	0,21	0,16	0,13	0,17	0,11
	200	0,13	0,19	0,14	0,11	0,10	0,11	0,13	0,16	0,13	0,09	0,10	0,09
	300	0,14	0,16	0,12	0,11	0,08	0,09	0,09	0,14	0,09	0,09	0,08	0,06

Элемент	H м	Теплый период						Холодный период					
		9	13	17	21	1	5	9	13	17	21	1	5
$\frac{\sigma_w}{\bar{u}}$	2	0,10	0,12	0,10	0,06	0,03	0,03	0,08	0,11	0,08	0,08	0,08	0,07
	100	0,11	0,16	0,11	0,06	0,06	0,04	0,08	0,12	0,07	0,04	0,06	0,05
	200	0,08	0,14	0,07	0,04	0,03	0,04	0,06	0,09	0,05	0,03	0,05	0,03
	300	0,06	0,12	0,06	0,03	0,02	0,03	0,04	0,07	0,04	0,03	0,03	0,02
E м²/сек.²	2	0,43	0,67	0,34	0,31	0,17	0,15	1,80	2,04	1,06	0,93	0,86	0,61
	100	0,78	1,86	0,95	0,96	0,95	0,45	0,87	1,39	0,74	0,60	0,50	0,39
	200	0,74	1,49	0,96	0,70	0,58	0,55	0,77	1,18	0,55	0,45	0,45	0,30
	300	0,52	1,27	0,81	0,65	0,47	0,43	0,44	0,81	0,42	0,49	0,35	0,22
σ_u^2	2	0,656	0,865	0,608	0,533	0,314	0,281	3,422	3,725	1,960	1,716	1,562	1,124
	100	1,082	2,496	1,416	1,716	1,690	0,828	1,464	2,132	1,232	1,082	0,922	0,656
	200	1,061	1,850	1,562	1,277	1,061	0,980	1,277	1,796	0,960	0,810	0,740	0,533
	300	0,884	1,613	1,322	1,210	0,865	0,722	0,740	1,300	0,722	0,884	0,608	0,384
σ_w^2	2	0,202	0,476	0,260	0,084	0,022	0,026	0,176	0,348	0,160	0,144	0,144	1,102
	100	0,476	1,210	0,490	0,212	0,202	0,078	0,270	0,656	0,250	0,116	0,100	0,122
	200	0,410	1,124	0,360	0,130	0,109	0,116	0,270	0,562	0,144	0,084	0,160	0,078
	300	0,168	0,922	0,302	0,096	0,068	0,084	0,144	0,314	0,116	0,090	0,084	0,062

Таблица 39

Суточный ход скорости ветра. Воейково

H м	Теплый период						Холодный период						Примечание
	9	13	17	21	1	5	9	13	17	21	1	5	
2	3,7	4,7	4,2	3,0	2,8	2,8	2,8	3,3	3,2	2,1	2,1	2,1	Для $u' \leqq 0,1$ м/сек.
100	4,9	5,9	5,4	6,3	6,4	5,9	5,4	5,2	5,7	7,0	6,9	6,4	
200	5,3	6,1	5,6	7,4	7,8	6,4	6,3	5,7	7,6	8,3	8,4	7,6	
300	5,6	6,4	6,2	7,4	7,8	6,3	7,3	6,1	7,6	9,2	9,0	7,6	
2	4,6	5,7	5,2	4,8	4,5	4,7	5,3	5,5	4,9	4,8	4,6	4,7	Для $u' > 0,1$ м/сек.
100	6,4	7,0	6,3	7,5	7,4	7,3	6,9	6,8	6,9	8,3	5,5	7,2	
200	8,2	7,3	9,1	10,0	10,0	8,8	9,0	8,3	7,8	10,0	8,6	8,3	
300	6,8	7,9	9,2	9,8	10,3	9,7	9,9	8,3	9,7	10,1	10,0	10,0	

стратификация вызывает сравнительно быстрое затухание турбулентных вихрей с высотой.

Неучетом подъемов с ламинарным состоянием атмосферы вызвано также уменьшение суточных амплитуд пульсаций σ_u и σ_w, хотя с высотой амплитуды σ_u и σ_w, как правило, уменьшаются и в холодный период суточные амплитуды σ_u несколько больше, чем в теплый, почти на всех уровнях. Следует отметить быстрое уменьшение величины σ_w в вечерние часы теплого периода у земной поверхности. Очевидно, это вызвано не только особенностями стратификации, но и местными условиями площадки, на которой производилось измерение.

Степень общей возмущенности поля скорости ветра дано в трех градациях: среднее $\left(1 + \frac{\overline{\sigma_u}}{u}\right)$, максимальное $\left(1 + \frac{\sigma_{u\ \max}}{\overline{u}}\right)$ и минимальное $\left(1 + \frac{\sigma_{u\ \min}}{\overline{u}}\right)$. Средние величины $\frac{\sigma_u}{\overline{u}}$ достигают у земной поверхности в холодный период весьма больших значений (0,35), быстро уменьшаясь с высотой. В теплый период во все сроки наибольшие величины $\frac{\sigma_u}{\overline{u}}$ будут на высоте 100 м, выше этого слоя $\frac{\sigma_u}{\overline{u}}$ уменьшается с высотой, но более замедленно, чем в холодный период. Если в холодный период $\frac{\sigma_u}{\overline{u}}$ на 2 м больше, чем в теплый, то начиная от 100 до 300 м $\frac{\sigma_u}{\overline{u}}$ становится уже меньше соответствующих сроков теп-

лого периода. Средние максимальные значения $\frac{\sigma_{u\,max}}{\bar{u}}$ имеют примерно тот же ход, что и $\frac{\sigma_u}{u}$, но их абсолютные величины примерно на 6—8% больше. Следует отметить значительные (0,35—0,40) $\frac{\sigma_u}{\bar{u}}$ в холодный период на уровне 2 м.

Минимальные амплитуды пульсаций u' распределяются в суточном и годовом ходе в общем аналогично $\bar{u}'$. Минимальные значения пульсаций несколько меньше отклоняются от средних, чем их максимальные пульсации. Величины u' обычно учитываются при ветроэнергетических расчетах. Ранее в работах автора (1960) средние максимальные значения $\frac{\bar{\sigma}'_u}{\bar{u}}$ для слоя 300 м и скорости ветра до 10 м/сек. были даны равными 1,2. Полученные новые значения u' заставляют для тех же условий увеличить средние максимальные величины $\frac{\sigma_u}{\bar{u}}$ до 1,4 и даже до 1,5, если принять отсутствие подъемов при циклонических условиях, отличающихся сильной турбулентностью.

Коэффициент вертикальной составляющей пульсаций скорости ветра $\psi_1 = 1 + \frac{\sigma_w}{\bar{u}}$ в теплый период достигает максимума (1,18) на высоте 100 м в 13 час., в холодный период максимум ψ_1 будет вблизи земной поверхности, в оба периода года значения ψ_1 сравнительно быстро уменьшаются с высотой.

Поскольку величина $\frac{\sigma_u}{u}$ на всех уровнях и во все сроки больше $\frac{\sigma_w}{u}$, то, очевидно, можно считать, что турбулентность в районе Воейково в основном развивается вследствие динамических причин и только в дневные часы теплого периода на нее накладываются термические факторы, вызывающие быстрый рост σ_w и $\frac{\sigma_w}{\sigma_u}$.

Например, по данным уравновешенных шаров-пилотов (см. работу автора [1953а]) в условиях хорошо развитой конвекции при скоростях ветра до 5—6 м/сек. значения ψ в полуденные часы достигают 1,3—1,35, а в Голодной степи — 1,5. С ростом скорости ветра и величины ψ составляют 1,10—1,12, т. е. близки к нашим данным.

По материалам подъемов аэростатного метеорографа, регистрировавшего только пульсации горизонтальной составляющей скорости ветра, рассмотрим распределение u' м/сек. в большем слое, от 25 до 500 м за каждые 2 часа. Эти материалы для случаев $u' > 0{,}1$ м/сек. приведены в табл. 40.

Таблица 40

Суточный и годовой ход $\sqrt{\overline{u'^2}}$ в слое 25—500 м (для $u'>0{,}1$ м/сек.). Воейково

H м	Часы											
	7	9	11	13	15	17	19	21	23	01	03	05
	Теплый период											
25	0,75	1,09	1,40	1,50	1,38	0,94	0,62	0,60	0,56	0,51	0,56	0,70
50	0,75	0,96	1,47	1,51	1,44	1,06	0,94	0,81	0,86	0,88	0,94	0,91
100	0,95	0,95	1,42	1,60	1,50	1,13	1,14	1,05	0,95	1,22	0,90	0,89
150	0,93	0,99	1,43	1,51	1,37	1,21	1,12	1,07	1,12	1,00	0,85	0,90
200	0,84	0,90	1,37	1,45	1,25	1,11	1,07	1,05	1,00	0,95	0,80	0,96
300	0,80	0,93	1,26	1,32	1,21	0,95	0,85	0,86	0,85	0,89	0,74	0,75
400	0,72	0,78	1,05	1,20	1,02	0,75	0,70	0,65	0,75	0,73	0,73	0,79
500	0,62	0,71	0,81	1,02	0,86	0,72	0,59	0,58	0,60	0,59	0,63	0,59
	Холодный период											
25	1,00	1,20	1,21	1,35	1,17	0,98	0,94	0,86	0,82	0,91	0,75	0,74
50	1,08	1,20	1,24	1,46	1,02	0,94	0,95	0,94	0,95	1,06	1,06	0,92
100	1,10	1,28	1,35	1,40	1,15	1,07	0,95	0,89	0,94	0,94	1,05	0,88
150	1,02	1,15	1,20	1,28	1,01	0,94	0,85	0,81	0,92	0,91	0,90	0,90
200	0,91	1,12	1,15	1,22	0,97	0,89	0,80	0,74	0,76	0,79	0,68	0,72
300	0,71	0,82	0,95	1,05	0,85	0,78	0,72	0,70	0,70	0,65	0,58	0,60
400	0,59	0,62	0,70	0,78	0,64	0,54	0,52	0,52	0,54	0,59	0,40	0,48
500	0,37	0,60	0,65	0,68	0,50	0,37	0,45	0,50	0,37	0,32	0,34	0,44

Поскольку подъемы прибора, регистрировавшего структуру ветра, производились сразу же после подъема аэростатного метеорографа, то оба метода применялись в одинаковых условиях турбулентности, число подъемов было примерно одинаково и средние величины u', полученные двумя методами, не должны значительно различаться.

Регистрация структуры ветра производилась начиная с 25 м. Приведенные значения u' также являются амплитудами пульсаций скорости ветра. Величины u' имеют примерно те же значения, что и приведенные в табл. 38. Влияние прогрева в полуденные часы теплого периода на структуру воздушного потока хорошо заметно до уровня 500 м. Поскольку термодинамические условия имеют наибольшие колебания в течение суток вблизи подстилающей поверхности, особенно в теплый период, то в соответствии с этим максимальные изменения в турбулентном состоянии также наблюдаются в нижних слоях. Судя по данным

табл. 40, максимальная амплитуда величины σ_u будет отмечаться на уровне 25 м и составлять для теплого периода 1,00 м/сек. и для холодного 0,61 м/сек., соответственно на высоте 200 м — 0,65 и 0,55 м/сек. и на 500 м — 0,45 и 0,35 м/сек.

Максимальные значения (1,60 м/сек.) σ_u в теплый период будут наблюдаться не у земной поверхности, а на высоте 100 м, минимум (0,51 м/сек.) — в 1 час на высоте 25 м. В слое 2—100 м отмечаются наибольшие контрасты в пульсациях скорости ветра. В холодный период влияние термических факторов заметно до высоты 300 м, а на высоте 400 м величина σ_u почти не имеет суточного хода.

Минимальные значения σ_u в теплый период наблюдаются почти на всех высотах перед восходом солнца, максимальные значения — в оба периода, в 13—14 час. В холодный период минимум σ_u выражен менее четко. Задерживающее влияние подстилающей поверхности вызывает не только уменьшение скорости ветра, но и частичное ослабление порывов ветра примерно до уровня 100—150 м летом и 50—100 м зимой. Более стабильные значения температуры и скорости ветра в течение суток на уровне 400—500 м обеспечивают и меньшие суточные колебания порывов ветра на этом уровне.

В работе автора (1956) были сделаны некоторые подсчеты метеорологических условий для разных баллов порывистости. Балл I порывистости наблюдался при положительных значениях Ri, балл II — при величинах $Ri \approx 1$, баллы IV и V — при отрицательных значениях Ri, но все же четкой зависимости между баллами порывистости и Ri не было получено.

В данном разделе сделана попытка выявить некоторые новые зависимости между состоянием атмосферы и разной интенсивностью порывов ветра, а также проверить ранее полученные связи на большем материале.

Повторяемость баллов порывистости (табл. 41) имеет хорошо выраженный суточный ход, особенно заметный в теплый период года. В полуденные часы наблюдается значительное увеличение повторяемости баллов III и IV, в ночные часы — баллов I и II. В условиях антициклонической погоды, при которых производились подъемы привязного аэростата в пос. Воейково, совершенно не наблюдалась порывистость балла VI. Повторяемость порывов ветра балла V составила всего 2—5% с возрастанием в отдельные сроки до 9%. Максимальное число случаев приходится на «ламинарное» состояние атмосферы с отсутствием порывов ветра.

Отдельные характеристики состояния атмосферы при различной интенсивности порывов ветра приведены в табл. 42. Значения γ и Ri подсчитаны как средние из отдельных измерений. Величина l_u получена из произведения $\tau_{ср}$ на $\bar{u}$, приведенных в табл. 43.

Таблица 41

Суточная повторяемость (%) баллов порывистости (на уровне 2 м). Воейково

Баллы	Теплый период						Холодный период					
	9	13	17	21	1	5	9	13	17	21	1	5
I	48	33	48	74	82	72	55	46	46	68	76	68
II	23	25	24	12	6	16	14	19	22	12	14	15
III	14	16	13	7	6	6	8	10	12	10	6	8
IV	12	22	11	6	5	6	11	16	17	8	5	7
V	3	4	4	1	1	—	2	9	3	2	2	2
VI	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Число случаев	372	341	228	177	171	164	66	67	58	36	53	53

Таблица 42

Характеристика порывов ветра разной интенсивности (в баллах). Воейково

Элементы	H м	Баллы									
		I	II	III	IV	V	I	II	III	IV	V
		Теплый период					Холодный период				
u' м/сек.	2	<0,1	0,32	0,64	1,23	2,22	<0,1	0,32	0,81	1,31	1,89
	100	<0,1	0,34	0,69	1,14	1,75	<0,1	0,30	0,66	1,26	1,97
	200	<0,1	0,35	0,70	1,11	1,72	<0,1	0,34	0,62	1,22	1,92
	300	<0,1	0,36	0,72	1,08	1,67	<0,1	0,36	0,53	1,16	1,82
$\bar{u}$ м/сек.	2	3,2	4,9	5,0	6,5	7,5	2,5	4,6	4,9	6,1	7,2
	100	5,8	6,1	7,2	8,6	9,2	5,6	6,5	6,8	7,7	8,9
	200	6,3	7,3	8,2	9,1	9,5	7,4	8,2	8,3	8,4	9,4
	300	6,4	8,1	8,7	9,3	9,9	8,4	8,5	8,9	9,2	9,8
w' м/сек.	2	0,28	0,37	0,41	0,56	0,78	0,27	0,30	0,37	0,47	0,61
	100	0,33	0,37	0,49	0,67	0,75	0,26	0,20	0,32	0,44	0,57
	200	0,37	0,34	0,43	0,50	0,69	0,29	0,18	0,26	0,40	0,50
	300	0,34	0,22	0,39	0,54	0,69	0,21	0,16	0,20	0,35	0,42
$\frac{w'}{u'}$	2	—	1,14	0,64	0,45	0,35	—	0,94	0,45	0,36	0,32
	100	—	1,09	0,70	0,58	0,46	—	0,67	0,48	0,35	0,29
	200	—	0,95	0,61	0,55	0,42	—	0,53	0,40	0,33	0,26
	300	—	0,60	0,54	0,50	0,41	—	0,44	0,38	0,30	0,23
$1+\frac{u'_{max}}{\bar{u}}$	2	1,0	1,10	1,19	1,24	1,33	1,0	1,12	1,20	1,30	1,36
	100	1,0	1,09	1,17	1,21	1,29	1,0	1,10	1,14	1,22	1,34
	200	1,0	1,07	1,14	1,19	1,24	1,0	1,08	1,15	1,22	1,37
	300	1,0	1,08	1,15	1,22	1,25	1,0	1,13	1,13	1,23	1,36

Таблица 43

Характеристика интенсивности порывов ветра по баллам (на уровне 100 м)

Элементы	H м	Баллы									
		I	II	III	IV	V	I	II	III	IV	V
		Теплый период					Холодный период				
σ_u	2	0,0	0,40	0,80	1,54	2,78	0,0	0,40	1,01	1,64	2,36
	100	0,0	0,42	0,86	1,42	2,18	0,0	0,38	0,75	1,57	2,46
$\gamma°$	2—100	1,1	0,2	0,9	0,8	0,8	0,9	0,3	0,5	0,6	0,8
$\bar{u}$	2	3,2	4,9	5,0	6,5	7,5	2,5	4,6	4,9	6,1	7,2
	100	5,8	6,1	7,2	8,6	9,8	5,6	6,5	6,8	7,7	8,9
$\frac{\sigma_u}{\bar{u}}$	2	1,00	1,07	1,13	1,19	1,24	1,00	1,08	1,16	1,21	1,26
	100	1,00	1,06	1,09	1,14	1,18	1,00	1,06	1,09	1,16	1,22
Ri	2—100	12,7	1,7	0,5	0,1	0,2	17,4	25	0,1	0,0	0,1
τ сек.	100	—	36	24	22	18	—	36	22	26	22
	200	—	52	45	42	40	—	50	47	40	31
	300	—	68	75	65	52	—	69	52	59	52
l_u	100	—	320	326	360	390	—	335	326	310	270
Повторяемость (%) групп	Группа										
$\frac{\Delta t}{u^2}$	1	10	16	7	2	—	6	15	8	—	—
	2	11	40	68	52	91	18	30	46	62	85
	3	27	28	21	42	9	25	35	37	30	15
	4	52	16	4	4	—	51	20	9	8	—

Средние значения величины σ_u при баллах II и III в теплый период растут с высотой, при баллах IV и V уменьшаются, в холодный период интенсивность порывистости одинаковых баллов несколько уменьшается с высотой. Значения вертикального температурного градиента для балла I при ламинарном потоке составляют в среднем —1,0°, т. е. соответствуют инверсионному состоянию.

Балл II при слабом развитии турбулентного перемешивания характеризуется почти изотермической стратификацией нижнего слоя 100 м с γ, равным 0,2—0,3°. При баллах III—V уже с хорошо развитой турбулентностью значения γ находятся в пределах 0,5—0,9°. В теплый период максимальные значения γ будет иметь балл III, с увеличением перемешивания величина γ не-

сколько уменьшается. В холодный период чем выше балл порывистоти, тем больше γ — здесь развитие турбулентности ведет к постепенному уничтожению приземной инверсии.

Также хорошо проявляется зависимость интенсивности порывов от скорости ветра — чем выше балл, чем больше интенсивность турбулентного состояния, тем больше скорость ветра.

Переход от балла I к баллу II, т. е. от ламинарного к турбулентному потоку, происходит при условии увеличения скорости ветра у земли от 2,5—3 м/сек. до 4,5—5 м/сек. и при разрушении приземного инверсионного слоя с образованием, по крайней мере, изотермической стратификации.

Средние значения числа Ричардсона в общем подтверждают уже полученные нами ранее зависимости — для ламинарного потока для балла I Ri равно 12—17, для балла II Ri равно 1—2 и для баллов III—V при хорошо развитой турбулентности $Ri < 1$.

Значение $1 + \frac{\sigma_u}{u}$ на высоте 2 м растет с ростом интенсивности порывов от 1,07—1,08 для балла II до 1,24—1,26 для балла V, такой же ход наблюдается и на уровне 100 м.

Для диапазона скорости ветра примерно от 5 до 10 м/сек. в слое до 100 м рост отношения $\frac{\sigma_u}{u}$ происходит быстрее, чем увеличивается средняя скорость ветра $\bar{u}$. С высотой эта величина всюду уменьшается, следовательно, здесь в среднем скорость ветра растет быстрее, чем ее пульсации.

В холодный период при одинаковых скоростях ветра на уровне 2 м величины $\frac{\sigma_u}{u}$ всюду больше, чем в летний период. Вызвано это, очевидно, тем, что зимой лиственный покров деревьев, окружающих площадку, на которой производились подъемы аэростата, отсутствовал и улучшение продуваемости участка сопровождалось более быстрым возрастанием порывистости ветра по сравнению с ростом его скорости.

Ранее нами было высказано предположение о том, что слабая порывистость ветра характеризуется вихрями с большими периодами, усиление порывистости ветра характеризуется уменьшением периодов пульсаций τ. Проверка этого положения на большем материале, приведенном в табл. 43, подтвердила его только для средних величин τ, но пределы колебаний τ оказались примерно одинаковы для всех баллов порывистости. Следует отметить, что в атмосфере одновременно могут наблюдаться вихри разных размеров с различными периодами и амплитудами.

При сравнительно замедленной скорости вращения регистратора, как это имело место в применяемом нами приборе, часто

не удавалось точно определить периоды пульсаций скорости ветра из-за наложения на запись вихрей нескольких масштабов. Очевидно, трудно найти какую-либо зависимость между интенсивностью пульсаций и ее периодом.

В табл. 43 приведена повторяемость групп различной термодинамической устойчивости $\frac{\Delta t^{\circ}}{\overline{u}^2}$ для всех баллов порывистости. Группа $\frac{\Delta t}{\overline{u}^2}$ представляет отношение разности температур воздуха на высоте 2 м и 100 м к скорости ветра на уровне 100 м. Группа 1 отношения $\frac{\Delta t}{\overline{u}^2}$ соответствует неустойчивому термодинамическому состоянию, группа 2 — устойчивому, группа 3 — изотермическому и группа 4 — инверсионному. Как видно, балл I порывистости в оба периода года наблюдается в основном при группах 3 и 4 и только относительно небольшое число случаев балла I приходится на группу 1 и наблюдается, очевидно, при малых скоростях ветра. Чем интенсивнее порывистость ветра, т. е. чем выше ее балл, тем больше становится повторяемость групп 2 и 3. Балл V порывистости наблюдается почти исключительно при группе 2 термодинамического состояния.

Таким образом, подавляющее число наблюдений со значительной порывистостью ветра при баллах III—V приходится на равновесные состояния атмосферы.

В заключение рассмотрим распределение средних размеров волновых возмущений при разных баллах порывистости ветра. В теплый период наблюдается рост l_u от 326 м балла III до 390 м балла V. В холодный период значения l_u изменяются в обратном порядке, уменьшаясь от 335 м балла II до 270 м балла V.

Для практических целей часто представляет интерес не всякая порывистость ветра, а только сильная и очень сильная. Согласно предложенной нами шкале, к понятию сильная порывистость ветра отнесены баллы IV и V, т. е. те случаи, когда полуамплитуда пульсаций горизонтальной составляющей скорости ветра $u' > 0{,}9$ м/сек. Подсчет вероятности сильной и очень сильной порывистости ветра приведен в табл. 44.

В табл. 44 приведены данные для значений $u' \leqslant 0{,}1$ м/сек., включающих подъемы как при ламинарном, так и турбулентном состоянии, и для $u' > 0{,}1$ м/сек., включающих подъемы только при наличии турбулентности.

Вероятность сильной порывистости имеет примерно одинаковый ход как в теплый, так и в холодный периоды, с несколько большей повторяемостью зимой на уровне 2 м и меньшей

Таблица 44

Вероятность (%) сильной и очень сильной порывистости ветра по срокам (H=2 м) и по высотам

Период года	Подъемы при	Срок						Высота, м			
		9	13	17	21	1	5	2	100	200	300
Теплый . . .	$u' \geqq 0,1$	15	26	15	7	6	6	14	34	25	20
	$u' > 0,1$	29	35	29	29	30	22	29	52	49	43
Холодный . .	$u' \geqq 0,1$	13	25	20	10	7	9	18	32	24	18
	$u' > 0,1$	29	44	35	30	29	28	34	51	46	40

шей на уровнях 100—300 м. Максимум сильной порывистости (25—26%) на уровне 2 м приходится на полуденные часы и минимум 6—7% — на ночь. Вероятность ее возрастает до 32—34% на уровне 100 м и уменьшается до 18—20% на высоте 300 м.

Средние значения скорости ветра при сильной порывистости составляют на уровне 2 м 6,5—7,5 м/сек. и на 100 м 8—10 м/сек.; интенсивность порывистости ветра $\frac{u'}{\bar{u}}$ на высоте 2 м равна 0,19—0,26, а на 100 м уменьшается до 0,14—0,22. Величины числа Ричардсона Ri в среднем колеблются около нуля. Вертикальный температурный градиент γ в слое 2—100 м близок к сухоадиабатическому. Средние периоды пульсаций составляют на уровне 100 м 30—40 сек., т. е. несколько меньше, чем при умеренной и особенно слабой порывистости.

Наиболее четкая зависимость продольной компоненты σ_u и интенсивности турбулентности от динамических и термических факторов получается при распределении материала по различным значениям скорости ветра и вертикального температурного градиента. Схема классификации изложена в гл. II. Отметим, что тип *1* будет наблюдаться при $\gamma > 1°$ и $\bar{u} < 6$ м/сек. на уровне 100 м, тип *1а* — при $\gamma > 1°$ и $\bar{u} > 6$ м/сек., тип III будет соответствовать приземной инверсии и тип IV — приподнятой инверсии. Количественные характеристики для разных типов приведены в табл. 20.

На рис. 48 приведено распределение σ_u в слое 25—500 м для теплого и холодного периодов, а на рис. 49 для тех же условий дано распределение интенсивности турбулентности $\frac{\sigma_u}{\bar{u}}$. И в теплый и в холодный периоды максимальные значения σ_u отмечаются при неустойчивом состоянии и значительных

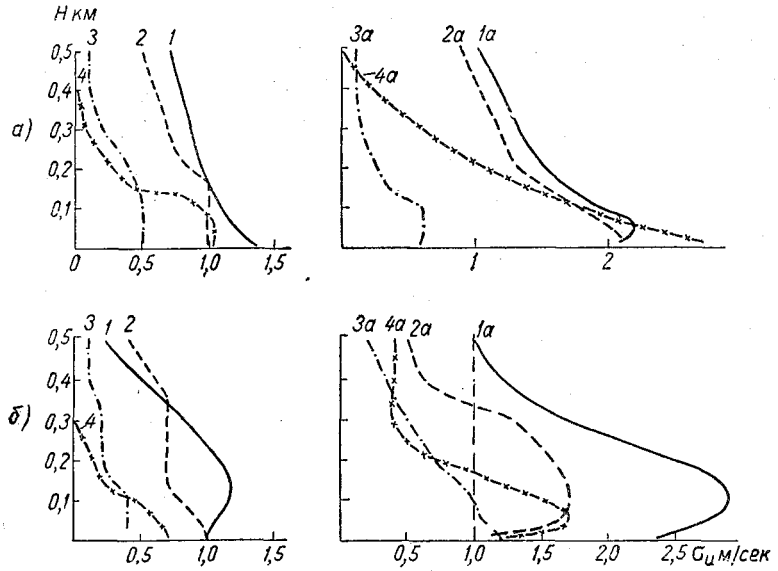


Рис. 48. Распределение σ_u в слое 25—500 м для разных типов порывистости ветра. Воейково.

а — теплый период, *б* — холодный период.

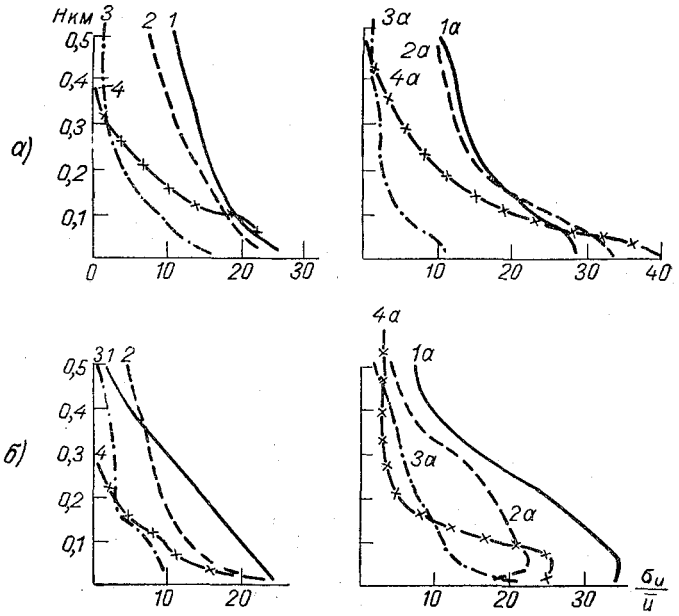


Рис. 49. Распределение $\frac{\sigma_u}{u}$ в слое 25—500 м для разных типов порывистости ветра. Воейково.

а — теплый период, *б* — холодный период.

скоростях ветра, величина σ_u уменьшается с высотой сравнительно медленно, минимальные значения σ_u наблюдаются в слоях инверсии. Во всех группах σ_u уменьшается с высотой или начиная от земли, или с уровня 100—150 м.

Интенсивность турбулентности также достигает максимума в типе *1 а* в оба сезона и минимума в типе *3* (см. табл. 20), увеличивается с ростом скорости ветра. С высотой величина $\frac{\sigma_u}{\bar{u}}$ почти всюду уменьшается.

По приведенным выше материалам аэростатного зондирования сделаем краткий анализ и сопоставление с имеющимися в литературе экспериментальными данными.

Интенсивность турбулентности продольной составляющей дана через безразмерный параметр $\frac{\sigma_u}{\bar{u}}$. Величина этого параметра, судя по данным табл. 37 и 38, имеет четко выраженный годовой и суточный ход. В теплый период максимум будет в дневные часы на уровне около 100 м, изменяясь от 9 до 15 час. на высоте 100 м от 0,13 до 0,23 и уменьшаясь с высотой, в ночные часы величина $\frac{\sigma_u}{\bar{u}}$ составляет 0,03—0,06. В холодный период максимум $\frac{\sigma_u}{\bar{u}}$ наблюдается у земной поверхности и очень быстро уменьшается с высотой.

Интенсивность турбулентности вертикальной компоненты $\frac{\sigma_w}{\bar{u}}$ имеет примерно тот же суточный и годовой ход, но ее величины в 1,5—2,5 раза меньше.

Величина турбулентной энергии $E = \frac{1}{2}\left(\sigma_u^2 + \sigma_w^2\right)$ имеет более четко выраженный ход. На всех высотах ее максимум наблюдается летом в полуденные часы. Средняя величина суммы турбулентной энергии обеих компонент в теплый период составляет в 13 час. 1,4—0,5 м²/сек²., уменьшаясь до 0,33—0,20 в 17 час. и до 0,01—0,03 в ночные часы.

В холодный период E уменьшается в 13 час. до 0,7—0,1 м²/сек²., причем резко падает с уровня 300 м в слое инверсии. Вблизи земной поверхности в зимний период величина E имеет максимальные значения, очевидно, за счет σ_u. В слоях инверсии величина турбулентной энергии уменьшена.

В дни с $u' > 0{,}1$ м/сек. примерно сохраняется тот же суточный и годовой ход σ_u и σ_w, а также ход величин $\frac{\sigma_u}{\bar{u}}$ и $\frac{\sigma_w}{\bar{u}}$, но их абсолютные значения несколько возрастают. Особенно

заметен рост величины турбулентной энергии E, величина которой в теплый период за 13 час. будет находиться в пределах от 1,9 м²/сек². на уровне 100 м до 1,3 м²/сек². на 300 м. Даже в ночные часы при наличии турбулентности величина E будет составлять 0,4—0,5 м²/сек². В холодный период значения E несколько меньше, чем в теплый, но из-за повышенных скоростей ветра имеют всегда большие величины. Например, по данным В. Н. Иванова и З. И. Волковицкой (1965) в слое 300 м 9 августа 1961 г. величины $\frac{\sigma_u}{u}$ в 6—7 час. и в 18—20 час. составляли 0,01—0,03, а с 9 до 17 час. увеличивались до 0,1—0,6, т. е. были близкими к приводимым нами значениям.

В. Н. Иванов (1964) приводит некоторые характеристики интенсивности энергии продольной компоненты. Ее величина колеблется от 0,03 до 0,15, почти всегда она больше в нижнем слое 100 м и убывает с высотой. Большой разброс σ_u связан с тем, что на турбулентный режим, помимо динамических факторов, существенное влияние оказывает термический фактор.

В работе Г. Пановского и Р. Делонда (1959) также отмечается, что σ_u уменьшается с высотой в устойчивых условиях.

В работе Н. З. Пинуса (1960) для свободной атмосферы на уровнях 6—12 км показано, что величина $\frac{\sigma_u}{u}$ изменяется в интервале 0,05—0,30.

В работе А. Г. Горелика и А. А. Черникова (1964) по данным радиолокационных наблюдений было установлено, что интенсивность турбулентности $\frac{\sigma_u}{u}$ в среднем изменяется от 0,1 на уровне 50 м и до 0,03 на высоте 700 м. Однако в каждом конкретном случае эти пульсации могут отклоняться от указанных средних в сторону роста величин $\frac{\sigma_u}{u}$ при неустойчивом состоянии и уменьшения при устойчивом.

В работе Пановского и Делонда (1959) приведены результаты измерений турбулентной энергии σ_w^2 в слое 100 м. Здесь отмечается рост σ_w^2 с высотой при неустойчивом состоянии и тенденции к убыванию при устойчивой стратификации (табл. 45).

Аналогичный ход σ_w^2 при неустойчивой стратификации отмечается в другой работе Пановского (1951) по измерениям на высотах 25 и 100 м. Данные автора и Пановского имеют в общем одну тенденцию.

В работе Дикона (1961) приведены результаты измерений сумм энергии продольной и вертикальной компонент ($E=\sigma_u^2+$ $+\sigma_w^2$) на высотах 28 и 1,75 м (табл. 46).

Таблица 45

Изменение σ_w^2 в слое 3—100 м при неустойчивой стратификации

	H м					
	3	12	23	46	91	100
Пановский . .	0,12	0,21	1,29	1,35	1,40	—
Воронцов . .	0,48	—	—	—	—	1,21

Таблица 46

Зависимость отношений $\frac{E_1}{E_2}$ от стратификации

	Отношение $\frac{E_1}{E_2}$	Ri		
		+0,01—0,02	—0,021—0,05	—0,09—0,18
Диксон	$\frac{E_{28}}{E_{1,75}}$	0,83	1,09	1,35
Воронцов, пос. Днестровск, сентябрь 1965 г.	$\frac{E_{200}}{E_{100}}$	0,80	—	1,30
	$\frac{E_{300}}{E_{100}}$	—	—	1,57

Дикон установил, что при неустойчивом состоянии имеется общая тенденция увеличения энергии турбулентности с высотой и ее уменьшение при устойчивой стратификации.

По нашим данным в пос. Днестровск для тех же значений Ri, согласно Дикона, величины E увеличиваются при $Ri < 0$ до уровня 300 м, при $Ri > 0$ наблюдается уменьшение E, начиная от земной поверхности. При неустойчивом состоянии в дневные часы абсолютные величины E значительно больше, чем при устойчивой стратификации. Соотношение между компонентами скорости $\frac{\sigma_w}{\sigma_u}$ служит показателем анизотропии. По данным наблюдений в ряде пунктов приведена величина отношения $\frac{\sigma_w}{\sigma_u}$ (табл. 47).

В Воейково отношение $\frac{\sigma_w}{\sigma_u}$ меньше единицы, но имеется тенденция роста $\frac{\sigma_w}{\sigma_u}$ в полуденные часы и уменьшения ночью, в теплый период это отношение больше, чем в холодный период.

Таблица 47

Суточный ход отношения σ_w/σ_u в некоторых пунктах на высоте 100 м по аэростатным подъемам

Пункт	Теплый период			Холодный период		
	9	13	1	9	13	1
Воейково . .	0,36	0,52	0,13	0,18	0,36	0,09
Жовтневое . .	0,49	0,58	0,19	—	—	—
Пахта-Арал .	0,85	1,00	—	—	—	—
Советск . . .	—	0,90	—	—	0,36	—

В более южных пунктах отношение $\frac{\sigma_w}{\sigma_u}$ возрастает в дневные часы до 0,90—1,0.

По данным аэростатного зондирования в пос. Днестровский Молдавской ССР в сентябре 1965 г. были получены следующие связи параметра $\frac{\sigma_w}{\sigma_u}$ с Ri в слое 100—300 м (табл. 48).

Таблица 48

Ri	—0,8	0,1	0,5
$\frac{\sigma_w}{\sigma_u}$	0,65	0,51	0,35

Связь стратификации атмосферы, выраженная через Ri, с анизотропностью вихрей получается четкой — с ростом устойчивости вертикальная компонента быстро уменьшается.

В ряде работ автора, например (1961б), использованы данные базисных шаропилотных наблюдений для характеристики структуры потока. При этих наблюдениях выпускался не один, а несколько шаров-пилотов обычно через 10 мин. Такие наблюдения были проведены в районе Ленинграда, в пос. Махталы и в некоторых других пунктах. Элементы структуры воздушного потока, полученные этим методом, дают возможность увеличить потолок измерений и получить характеристики структуры ветра при малых скоростях, когда другие методы непригодны.

Приведем краткие данные для Ленинграда (табл. 49).

Среднеквадратичные значения компоненты u' растут до уровня 200 м, а затем убывают.

Интенсивность турбулентности начиная от уровня 25 м медленно убывает, после 200 м уменьшение $\frac{\sigma_u}{u}$ идет быстрее. Турбулентная энергия σ_u^2, хотя и немного, но растет до высоты 200 м, а затем уменьшается.

Таблица 49

Средние величины u, σ_u, $\frac{\sigma_u}{u}$, σ_u^2 в полуденные часы. Ленинград

	H м									
	2	25	50	100	150	200	300	400	500	700
u' м/сек.	3,4	4,6	5,6	6,3	6,5	6,6	6,8	7,0	7,4	7,8
σ_u м/сек.	—	1,48	1,42	1,46	1,48	1,50	1,18	1,00	0,83	1,04
$\frac{\sigma_u}{u}$	—	0,32	0,27	0,23	0,22	0,23	0,18	0,14	0,11	0,13
σ_u^2 м²/сек.²	—	2,20	2,00	2,12	2,20	2,25	1,42	1,00	0,68	1,08

Вторая большая группа базисных шаро-пилотных наблюдений была выполнена в пос. Махталы летом 1959 г. Термическая стратификация приведена в табл. 50. За период наблюдений было проведено 10 серий круглосуточных наблюдений через каждые 2 часа. Было разбито три базы длиной около 800 м. Шары выпускались в четные часы, в каждый срок было шесть выпусков с промежутками в 10 мин. Результирующий вектор ветра был получен геометрическим сложением сначала шести шаров каждого срока, а затем всех десяти серий этого срока.

Таблица 50

Суточный ход температуры воздуха. Махталы

Часы	*H* м								
	2	25	50	100	150	200	300	400	500
7	13,4	15,6	17,0	18,7	20,5	22,1	23,8	25,1	26,0
9	21,6	21,5	21,8	21,7	22,5	23,6	24,9	25,6	25,8
11	27,0	26,8	26,6	26,0	25,7	25,6	25,4	25,2	24,9
13	31,0	30,7	30,4	30,0	29,5	28,9	28,0	27,2	26,6
15	32,9	32,6	32,2	31,8	31,3	30,7	29,9	29,0	28,1
17	32,8	32,4	32,0	31,6	31,0	30,4	29,6	28,7	28,0
19	27,1	28,1	28,7	29,1	29,0	28,7	28,0	27,3	26,5
21	22,2	24,3	25,8	26,8	27,2	27,3	26,9	26,4	25,7
23	19,1	21,7	23,3	24,6	25,1	25,8	25,9	25,5	25,0
1	17,2	19,5	21,0	22,6	23,6	24,3	24,8	24,8	24,3
3	14,8	17,7	19,2	20,9	22,1	23,2	24,2	24,4	24,0
5	13,6	16,1	17,9	19,3	20,8	21,6	23,0	23,6	23,5
Среднее	21,8	23,3	24,1	24,7	25,3	25,7	26,0	26,0	25,6

Направление ветра в нижнем километровом слое имеет северную составляющую, сохраняется довольно устойчиво как

ночью, так и днем. С высоты 1,5—2,0 км устанавливается поток юго-западного и западного направлений. Отклонение от среднего вектора по направлению и скорости давали пульсации этих величин. Полученные материалы характеризовали суточный ход продольной и поперечной составляющих вектора скорости ветра в пограничном слое. Стратификация пограничного слоя изложена в работе автора (1961).

В табл. 51 приведен суточный ход величины турбулентной энергии σ_u^2 и ее интенсивности $\frac{\sigma_u}{\bar{u}}$. Турбулентная энергия в пограничном слое в пос. Махталы возрастает с высотой и имеет хорошо выраженный суточный ход — в 1 и 7 час. она возрастает всего до высоты 0,3 км, а выше имеет тенденцию уменьшаться, в 13 и 19 час. этот уровень поднимается до 0,7 км, выше σ_u^2 снова начинает уменьшаться.

Таблица 51

Суточный ход σ_u^2 и $\frac{\sigma_u}{\bar{u}}$ в слое 0,1—1,0 км. Махталы

Часы	Элементы	*H* км					
		0,1	0,2	0,3	0,5	0,7	1,0
7	σ_u^2	0,78	2,60	2,60	1,56	2,25	1,92
	$\sigma_u/\bar{u}$	0,28	0,50	0,47	0,38	0,48	0,51
13	σ_u^2	1,44	2,16	2,60	1,92	2,60	1,00
	$\sigma_u/\bar{u}$	0,44	0,53	0,51	0,52	0,52	0,42
19	σ_u^2	1,44	1,56	1,92	1,56	2,85	1,56
	$\sigma_u/\bar{u}$	0,18	0,18	0,21	0,22	0,40	0,31
1	σ_u^2	2,25	1,56	2,60	1,44	1,56	2,20
	$\sigma_u/\bar{u}$	0,36	0,21	0,28	0,19	0,26	0,75

Абсолютные значения энергии турбулентности в дневные часы в слое 0,7 км над пос. Махталы имеют, как и следовало ожидать, почти в два раза большие значения, чем над Ленинградом. Эта разность составляет на высоте 0,1 км 0,67, на 0,3 км 1,82, на 0,5 км 2,8 и на 0,7 км 2,4. Над пустыней запас энергии в атмосфере значительно больше, чем в районе Ленинграда.

Интенсивность турбулентности по данным распределения величины $\frac{\sigma_u}{\bar{u}}$ имеет тенденцию увеличиваться с высотой в ночные и утренние часы и мало изменяться в дневные часы. Абсолютные значения $\frac{\sigma_u}{\bar{u}}$ вечером и ночью уменьшаются в слое до 0,5—

0,7 км вследствие увеличения скорости ветра, утром и днем при малых $\bar{u}$ несколько увеличиваются.

По материалам экспедиции в с. Жовтневое А. С. Зайцевым (1964) были подсчитаны на основании базисных шаропилотных наблюдений вертикальные составляющие пульсаций скорости ветра на стандартных уровнях по формуле

$$w - w_{ср} = w', \tag{3.21}$$

где w — значение вертикальной скорости подъема на данном уровне, $w_{ср}$ — среднее для данного подъема значение вертикаль-

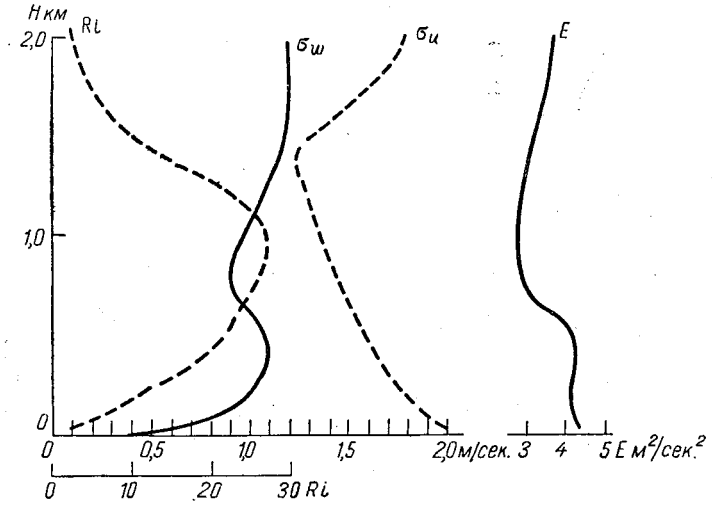


Рис. 50. Профили σ_u, σ_w, E и Ri. Жовтневое.

ной скорости в слое z, w' — пульсации скорости подъема шара на данном уровне.

Высоты шара определялись по нескольким базам и тем самым исключались случайные ошибки.

Для ночных условий характерно постоянство σ_w во всем слое 2 км с абсолютными величинами, равными примерно 0,2 м/сек. В дневное время величины σ_w больше, чем ночью, и изменяются по высоте от 0,5 до 1,0 м/сек. с максимумом на уровне 0,7 км, выше они постепенно уменьшаются.

На рис. 50 даны величины σ_w, σ_u, $E = \sigma_u^2 + \sigma_w^2$ и Ri.

Максимум Ri наблюдается в слое 0,7—1,5 км, в этом же слое имеет место и минимум порывистости ветра обеих компонент. Выше 1,5 км Ri начинает убывать и соответственно начинает расти порывистость ветра. Интересным является распределение параметра $E = \sigma_u^2 + \sigma_w^2$, он мало меняется до высоты

0,5 км, составляя 4,1 — 4,25 м²/сек.², в слое уменьшения Ri он также уменьшается примерно до 3 м²/сек.², а выше снова возрастает до значений 3,8. Интересно отметить, что на всех высотах отношение $\frac{\sigma_w}{\sigma_u}$ меньше 1 и только на уровне 1,5 км приближается к 1.

Таким образом, анализ базисных шаропилотных наблюдений позволяет получить ряд характеристик по структуре воздушного потока.

В общем значения σ_w и σ_u подтверждают закономерности, полученные другими методами.

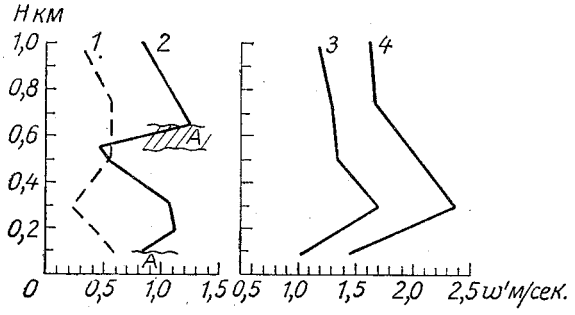


Рис. 51. Распределение вертикальных пульсаций.
1 — над орошаемым оазисом утром, *2* — то же днем, *3* — над полупустыней, *4* — над пустыней. *A* — слой инверсии.

Пространственные исследования вертикальных компонент пульсаций скорости ветра были проведены в ряде пунктов с помощью самолета и вертолета, снабженных акселерографом, в различных районах Советского Союза и над разными подстилающими поверхностями. Величина w' определялась по ускорениям центра тяжести самолета Δn.

Измеренные вертикальные компоненты по записям перегрузок летящего самолета мы относим к пульсационным характеристикам воздушного потока. Следует помнить, что попадание самолета в упорядоченный восходящий поток часто не вызывает перегрузок и в этом случае $w'=0$.

На рис. 51 приведено распределение w' в районе Пахта-Арала над различными подстилающими поверхностями.

Над орошаемым оазисом в Пахта-Арале для тех случаев, когда наблюдались перегрузки, и утром и днем в распределении w' по высоте можно отметить два максимума. Утром развитие вертикальных пульсаций начинается снизу и, как видно, на высоте 0,1 км величина w' достигает максимума (0,60 м/сек.),

резко уменьшаясь к уровню 0,3 км, где еще имеется слой с разрушающейся инверсией. Выше значения w' растут и достигают второго максимума (0,62 м/сек.) в слое 0,5—0,75 км и только с высоты 0,75 км начинается их уменьшение. Днем происходит некоторый рост w' почти по всему километровому слою, причем первого максимума (1,12 м/сек.) вертикальные пульсации достигают на уровне 0,2—0,3 км. Далее наблюдается быстрое уменьшение величины w' и на высоте 0,5 км, под слоем инверсии, w' достигает минимума. Выше слоя инверсии в сильно турбулизированном воздухе из пустыни величина w' снова резко возрастает, достигая на высоте 0,75 км максимального значения, 1,14 м/сек.

Над полупустыней в дневные часы величина вертикального температурного градиента в слое до 0,3—0,4 км больше 1° на 100 м и примерно до этой высоты отмечен рост w'. Очевидно, вследствие больших величин γ° и скорости ветра над полупустыней и еще больших значений тех же величин над пустыней скорости вертикальных пульсаций достигают максимальных значений по сравнению со всеми другими подстилающими поверхностями. На высоте 0,3 км над полупустыней $\overline{w'}=1{,}7$ м/сек., над пустыней $\overline{w'}=2{,}36$ м/сек. С уровня 0,3 км начинается уменьшение $\overline{w'}$, отмеченное до высоты 1 км.

Результаты измерения w' приведены также на рис. 52. Здесь первая группа относится к значениям w' над степью и массивом лесных полос в Каменной Степи по наблюдениям в июле 1951 г. Величины γ° над степью и массивом лесных полос практически с высоты 0,2 км одинаковы, а абсолютные значения $\gamma > 1$ наблюдаются примерно до высоты 0,5 км. Над массивом лесных полос величины вертикальных пульсаций до высоты 0,4—0,5 км больше, чем над степью, очевидно, вследствие большей шероховатости подстилающей поверхности. С уровня 0,4 км различия величин w' над степью и массивом лесных полос практически находятся в пределах точности метода и их можно считать одинаковыми. На высоте 0,1 км над степью $w'=0{,}62$ м/сек., над лесными полосами $w'=1{,}04$ м/сек., причем следует отметить, что часто из-за сильной болтанки над лесными полосами на высоте 0.1 км нельзя было совершать неуправляемый полет. Поэтому приведенные значения w' несколько занижены. Максимальные вертикальные пульсации отмечены на высоте 0,2 км и составляют над степью 0,92 м/сек., над массивом лесных полос — 1,20 м/сек., далее намечается некоторое уменьшение w' к уровню 0,5 км и выше снова небольшой рост к высоте 1,0 км, что, очевидно, связано с кучевой облачностью, довольно часто развивающейся в период работ экспедиции.

Вторая группа значений w' относится к полетам над лесом и полем в районе Воейково в марте, апреле и июле 1953 г. Над

лесом вертикальные пульсации больше, чем над полем, и выравниваются на высоте 0,4—0,5 км. Максимальные значения w' наблюдаются на высоте 0,1 км и составляют над полем 0,88 м/сек., над лесом 1,14 м/сек., к уровню 1 км w' уменьшается до 0,4 м/сек. Летом над полем, очевидно, вследствие уменьшения скорости ветра величина w' на высоте 0,1 км будет равна 0,68 м/сек. и возрастает с высотой, достигая максимума (около 0,9 м/сек.) в слое 0,2—0,3 км.

Таким образом, можно отметить, что в дневные часы летом величина вертикальных пульсаций растет с высотой, достигая

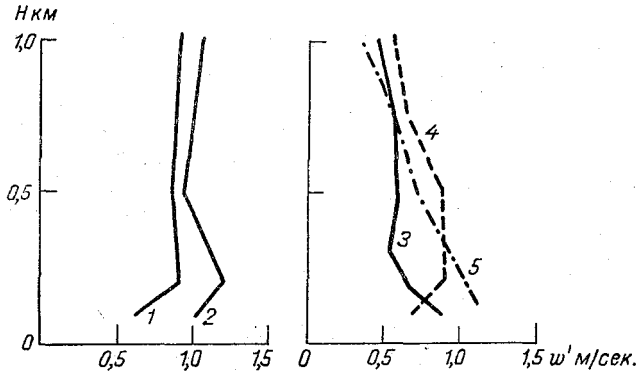


Рис. 52. Распределение вертикальных пульсаций.
1 — над степью, *2* — над массивом лесных полос, *3* — над полем весной, *4* — над лесом весной, *5* — над полем летом.

максимума на уровне 0,2—0,3 км, зимой и весной при наличии умеренного или сильного ветра максимум вертикальнных пульсаций наблюдается вблизи земной поверхности и с высотой величина пульсаций уменьшается. Поскольку одни средние величины w' не являются достаточно полной характеристикой, дадим в табл. 52 повторяемости w' для разных районов. В этой таблице ввиду малого числа случаев объединены в одну группу измерения над полупустыней и пустыней, над полем весной и над полем летом, а также данные на высотах 100 и 150, 200 и 300, 750 и 1000 м. Повторяемость различных градаций w' включает случаи с $w'=0$, т. е. когда отсутствовали регистрируемые акселерографом перегрузки при наличии в атмосфере слабо развитой турбулентности.

Повторяемость w' на уровне 100 м приведена несколько заниженной для больших значений w' ввиду того, что на этой высоте из-за сильной болтанки иногда нельзя было совершать неуправляемый полет. Это чаще всего наблюдалось над такими районами, как пустыня и полупустыня, лесные полосы и лес.

Таблица 52

Повторяемость (%) средних величин w'

H м	Градация w', м/сек. 0	0,1—0,5	0,51—1,0	1,01—1,5	1,5—2,0	Число случаев	Градация w', м/сек. 0	0,1—0,5	0,51—1,0	1,01—1,5	1,51—2,0	2,01—2,5	2,5—3,0	3,0—4,0	4,0—5,0	Число случаев
	Орошаемый оазис						Пустыня и полупустыня									
100	37	21	21	21	—	14	—	—	41	33	18	8	—	—	—	12
300	65	5	25	5	—	20	—	6	22	15	15	6	14	6	6	13
500	69	4	9	9	9	23	—	—	5	55	10	10	10	5	5	19
1000	83	4	10	3	—	29	19	—	14	38	19	5	—	—	5	21
	Степь						Массив лесных полос									
100	—	25	63	13	12	8	—	20	33	33	8	7	—	—	—	15
300	—	22	67	11	—	18	—	23	32	18	23	4	—	—	—	22
500	—	8	58	17	17	12	—	28	72	—	—	—	—	—	—	7
1000	—	10	60	20	10	10	—	—	100	—	—	—	—	—	—	4
	Поле						Лес									
100	15	35	42	3	5	62	—	21	50	17	5	5	2	—	—	42
300	18	35	38	9	—	60	2	17	44	23	12	2	—	—	—	43
500	47	16	23	12	2	43	33	—	40	13	7	7	—	—	—	15
1000	70	18	12	—	—	34	60	27	7	6	—	—	—	—	—	15

Таблица 53

Повторяемость (%) w' м/сек. в слое до 1,0 км. Щекинская ГРЭС

Метод	Время наблюдений	Градации w' 0,1—0,3	0,3—0,5	0,5—0,7	0,7—0,9	0,9—1,1	1,1—1,3	1,3—1,5	>1,5	Число случаев
Самолетное зондирование	Июль—август	16	25	39	13	3	3	1	—	81
	Март	74	17	9	—	—	—	—	—	43
Аэростатное зондирование	Июль—август	10	14	22	17	13	10	8	6	67
	Март	30	36	26	5	2	1	—	—	57

При полетах над степью и массивом лесных полос в Каменной Степи акселерограф включался только при наличии болтанки, поэтому здесь отсутствуют данные с $w'=0$. По визуальным наблюдениям за болтанкой над степью в дневное время повторяемость спокойных условий полета на высоте 0,1 км составляла 23%, на 0,3 км — 29%, на 0,5 км — 46% и на 1,0 км — 43%, соответственно над массивом лесных полос — 14, 18, 31 и 39%.

Над орошаемым оазисом большое количество полетов совершалось при отсутствии перегрузок, т. е. в условиях слаботурбулентного потока; над полупустыней такие условия наблюдаются очень редко и только на высоте от 1 км, над орошаемым оазисом наиболее часто встречаются величины w' в пределах 0,5—1,0 м/сек., над полупустыней — от 1 до 1,5 м/сек. При переходе со степи на массив лесных полос наблюдается рост w' до 2,5 м/сек., на уровне 1,0 км (возможно, из-за малого числа случаев) все значения w' лежат в пределах 0,5—1,0 м/сек.

Над полем в слое до 0,3 км значительный процент случаев приходится на слаботурбулентный поток, над лесом же в этом слое болтанка наиболее сильная, со значениями w' до 3 м/сек. С высоты 0,5 км различия над лесом и полем исчезают.

Повторяемости значений w' за теплый (июль—август) и холодный (март) периоды года, полученные разными методами, даны в табл. 53.

Аэростатные данные относятся к слою 0,3 км. Число случаев примерно одинаковое. По обоим методам максимум случаев приходится летом на диапазоны w' от 0,3 до 0,9 м/сек., зимой — от 0,1 до 0,5 м/сек.

3. Спектрально-энергетические характеристики структуры воздушного потока

В предыдущих разделах настоящей главы были рассмотрены некоторые результаты, характеризующие турбулентный режим по осредненным его значениям. Ниже приведены итоги изучения внутреннего строения турбулентных потоков с использованием статистических методов. Описание полей турбулентных потоков проведем с помощью корреляционных, структурных и спектральных функций, рассмотренных в гл. II.

Ниже будет сделана попытка дать краткий обзор существующих экспериментальных исследований структурно-энергетических характеристик воздушного потока по материалам в основном акселерографических записей самолетных исследований, с целью выяснить, какие масштабы возмущений являются определяющими в энергетическом спектре атмосферной турбулентности и при каких метеорологических условиях они появляются или затухают.

Структурные функции позволяют достаточно просто определить размеры вихревых образований, с наибольшей интенсивностью воздействующих на данный тип самолета, выявить время или расстояние сохранения закона $^2/_3$ и получить ряд других характеристик структуры воздушного потока.

В ряде работ по результатам обработок акселерографических записей выполнялся анализ структурных функций перегрузок самолета $D(n)(\tau)$, где $\tau = \frac{\Delta x}{\bar{u}}$. В статье М. А. Германа (1963) все виды структурных функций при полетах в облаках были разделены на три основные группы, которые приведены

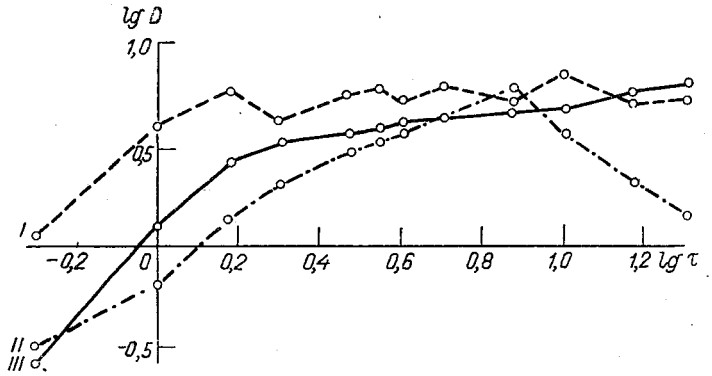


Рис. 53. Типовые кривые структурных функций.
I — ровный ход после максимума, *II* — монотонная функция, *III* — резкое падение после максимума.

на рис. 53. Для слоистых и слоисто-кучевых облаков характерным является первый тип, структурная функция которого имеет один максимум с дальнейшим ровным ходом. В облаках, связанных со струйными течениями, в большинстве случаев наблюдается третий тип кривой, функция которого монотонно возрастает, достигая насыщения при больших значениях временного интервала. Второй тип кривой, функция которого после достижения максимума резко падает, встречается сравнительно редко. Такие кривые наблюдаются преимущественно при исследовании облачных слоев, связанных с волновыми движениями.

Величины характерного масштаба турбулентных движений в этом случае соответствуют на графиках изменчивости функции $D_n(\tau) = f(\tau)$ значению аргумента $\tau = \tau_{хар}$, определяющему максимальную величину $D_n(\tau) = D_n(\tau_{max})$.

В табл. 3 были приведены средние размеры характерных вихрей для разных типов самолетов и для вертолета МИ-4.

В другой работе М. А. Германа (1965) были рассмотрены структурные функции вертикальных перегрузок вертолета МИ-4.

Кривые функции $D(\tau_0)$ имеют примерно тот же вид, что и в первой работе. К первой группе отнесены кривые, структурная функция которых имеет один максимум с дальнейшими небольшими отклонениями от величины максимума. Такие формы структурной функции наиболее часто наблюдались при полете вертолета над морем. Вторая группа кривых имеет также один максимум, после достижения которого $D(\tau_0)$ резко падает. Этот вид структурной функции наиболее часто наблюдался при исследовании турбулентности над горными районами и, по-видимому, в какой-то степени может быть объяснен волновыми процессами, связанными с переваливанием воздушного потока через горный хребет.

Анализ структурных функций позволил определить размеры вихревых образований, с наибольшей интенсивностью воздействующих на вертолет МИ-4. Из табл. 3 видно, что на вертолет воздействуют вихри, несколько меньшие по размерам, чем на самолеты. Это свидетельствует о том, что вертолет должен быть чувствительнее к мелкомасштабным турбулентным вихрям, которые в среднем определяются диапазоном 30—40 м. Однако в отдельных случаях характерные размеры вихрей, интенсивно воздействующие на вертолет, возрастают до 500 м.

В работе В. А. Пацаевой (1964) проведено исследование структуры ветра по результатам радиоветровых наблюдений в Ташкенте. Структурная функция находилась как средний квадрат разности фактических значений скорости за интервалы времени 0,5; 1 и 2 мин. в слое толщиной 2—2,5 км. Эти исследования относились к процессам относительно крупных масштабов. Средний показатель степени структурной функции n на уровне 3 км составлял 0,30, скорость ветра u была равна 9 м/сек., средняя дисперсия скорости ветра σ_u м^2/сек. составляла 1,52. Временная структурная функция σ^2 при $\Delta t=0{,}5$ была равна 0,88, при $\Delta t=1$ мин. — 0,97 и при $\Delta t=2$ мин. — 1,12.

Этот метод позволяет рассматривать структуру сравнительно крупных вихрей, линейные размеры которых по вертикали и горизонтали были не менее 150—200 м, а верхний предел размеров вихрей в зависимости от средней скорости ветра и длительности интервала наблюдений менялся от 600 до 4000 м.

Автор приводит связь показателя степени структурной функции с термодинамическими параметрами атмосферы. Показатель степени возрастает с увеличением средней скорости ветра и с ростом вертикального градиента температуры, причем связь с термической устойчивостью выражена слабее. В термически устойчивом потоке при больших скоростях ветра и значительных вертикальных градиентах ветра изменчивость ветра будет больше. При значительной термической неустойчивости и сравнительно малых скоростях потока размеры вихрей будут крупнее.

Спектральная плотность. Проведем краткий анализ материалов наблюдений по данным графиков распределения спектра, по оси абсцисс которых откладывались в логарифмическом масштабе размеры волновых возмущений λрад/м, по оси ординат — спектральная плотность энергии на единицу массы $S_{(\Omega)} \frac{\text{м}^2/\text{сек.}}{\text{рад/м}}$.

Если кривая спектральной плотности имеет почти одинаковую конфигурацию или наклон, то это будет соответствовать определенным закономерностям в преобразовании турбулентной энергии при переходе от больших к малым масштабам турбулентных образований. Если кривая аппроксимируется двумя или более прямолинейными участками, то это означает, что на различных участках спектра спектральная плотность описывается двумя или более степенными законами вида

$$S_{(\Omega)} \approx \Omega^{-n}.$$

Практически для проверки применимости закона $^2/_3$ на рисунок с кривой спектральной плотности накладывается шаблон на кальке с наклоном, соответствующим в выбранном масштабе закону $^2/_3$. При близком совпадении наклона этих кривых можно считать, что рассматриваемый участок спектра соответствует закону $^2/_3$.

На кривой спектральной плотности часто вырисовываются отдельные участки с резкими изменениями наклона кривой. Если погрешности измерений и обработки невелики, то эти участки с переломом должны выделять некоторые особенности в строении турбулентного возмущения — влияние термических, орографических или других локальных факторов на структуру воздушного потока.

Всякие отклонения спектра турбулентности от изотропии укажут на особенности передачи турбулентной энергии от вихрей крупных масштабов к мелким вихрям.

К сожалению, материалов с анализом особенностей распределения спектральной плотности энергии турбулентности пока еще немного. Иногда вместо графиков с распределением спектральной плотности приводят таблицы с величинами энергии на единицу массы для разных волновых чисел или частот, но эти таблицы менее наглядны.

Например, в работе М. А. Германа (1963а), исследовавшего кривые спектральной плотности в облаках, показано, что наклон кривых, а следовательно, и величина показателя степени n изменяются на отдельных участках кривой в широких пределах, от —0,60 до —9,0. Действительно, степень распределения энергии в интервале зависит от скорости ветра и вертикального температурного градиента.

Совместный анализ кривых энергетического спектра вертикальных порывов и результатов температурно-ветрового зондирования, проведенный в работе М. А. Германа, позволил установить, что с увеличением устойчивости (увеличением Ri) спектры смещаются в области меньших частот, причем смещение кривых при всех Ω происходит неравномерно. Так, при больших частотах это смещение невелико и, наоборот, при малых частотах (больших вихрях), более существенно. Можно считать, что на изменение энергии малых вихрей устойчивость атмосферы оказывает меньшее влияние, чем на вихри большего размера.

В работе Г. Н. Шура (1962) показано, что закон $^2/_3$ Колмогорова—Обухова выполняется до масштабов турбулентных возмущений L, равных примерно 600—1000 м, и кривые спектральной плотности хорошо укладываются в теоретический наклон. На кривой спектральной плотности бóльших масштабов наклон идет круче, чем это предсказывает теория локально-изотропной турбулентности. Если теория локально-изотропной турбулентности предполагает, что сколько энергии осредненного потока переходит за единицу времени в энергию флуктуационного движения, столько же энергии флуктуационного движения за единицу времени диссипируется в тепло, т. е. что скорость трансформации энергии равна скорости диссипации и что эта величина остается постоянной по всему спектру, то, учитывая потерю энергии на работу против архимедовых сил, можно предполагать, что скорость диссипации не остается постоянной внутри инерционного интервала и будет зависеть от масштаба вихрей. При устойчивой стратификации для вихрей малых размеров потеря энергии на работу против архимедовых сил невелика, тогда как вихри большого масштаба могут потерять значительную часть своей кинетической энергии. Кинетическая энергия турбулентного движения будет переходить в потенциальную энергию и тем самым стратификация будет стремиться к безразличной. При этом нарушается энергетическое равновесие внутри инерционной подобласти. При безразличной стратификации закон $^2/_3$ должен быть справедлив для всего инерционного интервала λ.

В работе Н. З. Пинуса (1962) приведен вид спектральных плотностей $S(\Omega)$ по экспериментальным данным в СССР и США. Здесь даны результаты измерений спектральной плотности пульсационной скорости вертикальных движений воздуха, проведенных на небольших высотах в СССР и США. Пунктирные кривые на этих рисунках являются расчетными демаркационными кривыми для оценки пределов изменений экспериментальных значений $S(\Omega)$. При расчетах $S(\Omega)$ принято, что $L=300$ м. У демаркационных кривых указаны величины дисперсии σ_w^2 — пульсационной скорости вертикальных движений воздуха.

В большом диапазоне частот спектральная плотность обратно пропорциональна квадрату частоты Ω. У экспериментальных

кривых отсутствуют участки с $S_t(\Omega)$ как для очень низких, так и для очень высоких частот для масштабов L больше 1000 м и меньше 40 м. Это объясняется тем, что самолет приспосабливается к возмущениям с большой длиной волны, т. е. он переносится вместе с поднимающимся или опускающимся воздухом, и они не вызывают перегрузок самолета. С другой стороны, возмущения с очень малой длиной волны вызывают столь малые перегрузки самолета, что они не регистрируются самолетом.

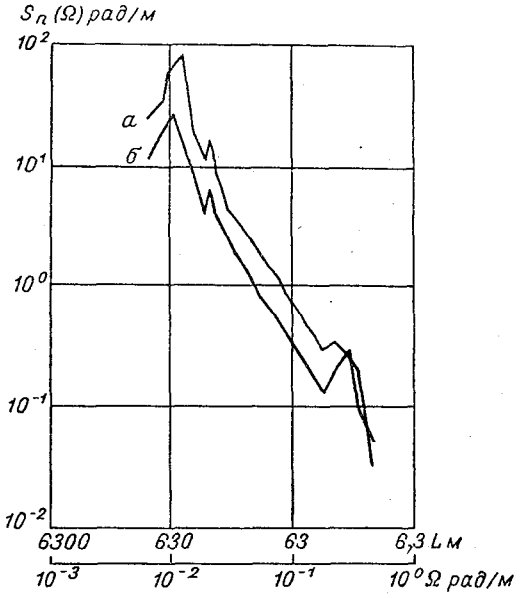


Рис. 54. Спектральная плотность распределения приращения перегрузки на планере.
а) $H=920$ м, *б)* $H=1850$ м.

М. А. Германом проведен расчет спектральной плотности перегрузок планера «Бланик» (рис. 54). Как видно, с высотой турбулентность ослабевает. Максимум кривых $S(\Omega)$ лежит в пределах частот от $\Omega_1=1{,}0\cdot10^{-2}$ рад/м до $\Omega_2=1{,}15\cdot10^2$ рад/м. Этот факт указывает на то, что основной вклад в среднюю квадратичную величину приращения перегрузок планера вносится при этих частотах. При бо́льших частотах по мере увеличения Ω спектральная плотность приращения перегрузок стремится к нулю. Возможно, это вызвано уменьшением влияния мелких турбулентных возмущений на полет планера. На обоих кривых отмечаются отдельные пики, примерно на одинаковых частотах. Очевидно, их наличие связано с каким-либо возмущающим

действием данных атмосферных вихрей на конструкцию планера, приводящих к повышению перегрузок.

В работе Маккреди (1962) измерения пульсаций продольной и поперечной составляющих атмосферного вихря были проведены с помощью планера. На приведенных в работе графиках распределения спектральной плотности продольной турбулентности показано, что для длин волн от 1,2 до 88 м распределение спектральной плотности совпадает с законом $^2/_3$ Колмогорова—Обухова. Вертикальная составляющая турбулентности в пределах волн длиной 40—60 м была получена как изотропная.

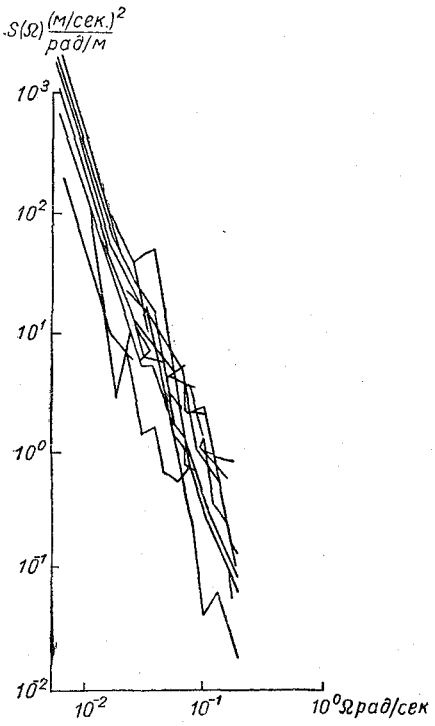


Рис. 55. Энергетический спектр турбулентности над различными подстилающими поверхностями.

В работе автора и М. А. Германа (1964) исследовался энергетический спектр турбулентности над различными подстилающими поверхностями в районе пос. Пахта-Арал (Казахстан). Результаты расчета даны в табл. 54. Сравнивая отдельные измерения спектральной плотности, можно заметить, что над песками обычно преобладают большие величины, что совпадает и с наличием здесь больших значений коэффициента турбулентности.

На рис. 55 для удобства анализа представлен энергетический спектр в виде пучка кривых. Обращает на себя внимание разброс кривых энергетического спектра, что можно объяснить различием в интенсивности турбулентной энергии при полете над различными подстилающими поверхностями. Все кривые с уменьшением величины турбулентных вихрей (с увеличением пространственной частоты) имеют тенденцию к спаду. Отдельные пики на кривых соответствуют влиянию вертикальных струй и, естественно, приводят к увеличению энергии в спектре, соизмеримом с размерами потока. Обращает на себя внимание и тот факт, что с увеличением масштабов турбулентных образований, судя по более крутому наклону линий, интенсивность перехода энергии от вихрей одних размеров к вихрям других размеров несколько увеличивается по отношению

Таблица 54

Значение спектральной плотности энергии турбулентности над различными подстилающими поверхностями

Подстилающая поверхность	H м	Круговая частота ω											
		0,210	0,314	0,628	0,780	1,047	1,256	1,570	2,100	2,510	3,142	4,190	6,284
Пески	500	2058,000	561,368	66,365	34,395	18,732	5,918	8,789	2,223	1,984	1,043	0,952	0,862
Степь	500	1876,194	498,833	66,813	30,563	21,332	15,094	4,401	5,000	0,612	1,336	0,394	0,234
Пески	500	786,118	210,713	24,385	14,429	6,200	5,938	3,650	0,743	0,809	0,252	0,199	0,065
Пески	750	903,420	262,579	25,386	13,465	8,098	6,406	2,837	1,653	1,025	0,431	0,248	0,085
Степь	750	968,037	279,797	2,753	12,065	7,594	5,075	3,159	1,388	0,797	0,276	0,226	0,085
Пески	500	2464,888	667,396	86,939	52,743	18,334	13,894	8,793	4,798	2,201	0,835	0,952	0,072
Степь	500	1675,506	431,407	48,679	28,093	13,443	7,873	6,100	4,287	3,457	1,544	0,499	0,154
Хлопок . . .	500	1436,337	384,472	39,551	22,296	17,637	6,002	3,467	2,284	2,311	2,338	0,832	0,535
Степь	1000	994,001	270,458	32,694	17,197	7,961	7,142	2,789	1,157	0,907	0,509	0,248	0,076
Пески	1000	255,669	68,927	8,221	6,741	1,504	1,713	0,566	0,560	0,241	0,038	0,073	0,017

к высокочастотному участку спектра, где эти кривые идут более полого. Это связано с термической устойчивостью исследуемого слоя и неообходимостью затраты большей энергии крупными вихрями на работу против архимедовых сил.

В работе М. А. Германа (1965) рассмотрен энергетический спектр перегрузок вертолета МИ-4 на трассе Адлер—Геленджик. По нему можно судить о величине так называемого эффективного порыва, воздействующего на вертолет. Энергетический спектр перегрузок с точностью до масштаба совпадает с энергетическим спектром эффективного порыва. Если для вертолета эффективными являются лишь вполне определенные масштабы возмущений, а бóльшие и меньшие масштабы не вызывают заметных перегрузок вертолета, то естественно, что эффиктивный порыв зависит от характеристик и режима полета самого вертолета.

В работе приведен график энергетического спектра перегрузок для двух высот, из которого следует, что с высотой интенсивность атмосферной турбулентности уменьшается. При анализе кривых энергетического спектра вертикальных порывов ветра при полете по трассе Адлер—Геленджик были выявлены некоторые общие закономерности, характерные почти для всех полетов: а) с уменьшением размеров турбулентных вихрей существует тенденция к спаданию кривой, б) отсутствует «насыщение» на кривых спектральной плотности, в) наблюдается относительно резкий подъем кривой $S(\Omega)$ при высоких частотах.

Рассмотренные закономерности указывают, что при полетах самолетов и вертолетов не были захвачены крупные вихри. Для выявления особенностей распределения энергии в этих вихрях потребуются, согласно исследованиям А. С. Дубова (1962), более тонкие измерения ускорений вертолета или самолета, например регистрация изменений угла тангажа.

Характерным для всех полученных в этой работе спектров является наличие участка, отвечающего степенной зависимости спектральной плотности от пространственной частоты,

$$S_{(\Omega)} = A\Omega^n. \tag{3.22}$$

Показатель степени в этом выражении в большинстве случаев оказывается близким к $-5/3$, что указывает на применимость закона $2/3$, однако точного выполнения закона Обухова—Колмогорова для больших участков спектра обнаружено не было, обычно это имело место в области мелких вихрей. Отдельные же отклонения были связаны с отличием термической стратификации от условий (равновесных), для которых был получен закон $2/3$. На втором участке спектра, соответствующего более крупным вихрям, имеет место более крутой наклон кривой энергетического спектра с показателями степени, чаще превышаю-

щими 2,5. Это свидетельствует о нарушении изотропности и затраты части кинетической энергии на преодоление архимедовых сил.

Но эти исследования в пограничном слое еще только начинаются, и, очевидно, уже в ближайшее время должны выявить новые связи в строении турбулентного потока.

Диссипация турбулентной энергии. Скорость диссипации турбулентной энергии ε, или поток энергии по каскаду турбулентных вихрей, является одной из важнейших характеристик турбулентных потоков. Согласно теории локально-изотропной турбулентности, величина ε наряду с молекулярной вязкостью воздуха μ определяет средние свойства мелкомасштабных компонент в любом турбулентном движении при условии достаточно большого значения числа Рейнольдса для всего потока. В инерционном же подынтервале, т. е. в крупномасштабной области интервала локально-изотропных вихрей, средние свойства потока определяются исключительно величиной ε. Знание величины ε необходимо в целом ряде расчетов термических и других процессов в атмосфере.

Скорость диссипации турбулентной энергии ε представляет собой величину кинетической энергии турбулентного движения, которая превращается в тепло в единицу времени.

Впервые Д. Брендт (1938), предположив, что 2% приходящей в атмосфере солнечной энергии трансформируется в кинетическую энергию воздушных масс, получил ε равным 5 см^2 сек.^{3}.

Величину ε можно определить через

$$\varepsilon = \frac{\tau}{\rho} \frac{du}{dz}. \tag{3.23}$$

Леттау (1957) показал, что уравнение (3.23) может быть применимо не только для приземного слоя, но и для более высоких уровней.

По Пристли (1962), величина $\varepsilon \approx u^3$.

Наиболее распространенным методом измерения скорости диссипации можно считать использование частотного спектра пульсаций скорости в инерционном интервале, которым пользовались многие авторы, например Пановский (1962).

В работе А. Г. Горелика и А. А. Черникова (1964) для расчета скорости диссипации турбулентной энергии ε по данным радиолокационных наблюдений за каплями дождя была использована формула

$$\varepsilon \approx \overline{\sigma_u^2} \frac{du}{dz}, \tag{3.24}$$

где $\overline{\sigma_u^2}$ — средний квадрат продольной пульсационной скорости, $\frac{du}{dz}$ — градиент средней скорости ветра.

Соотношение (3.24) было получено из формулы (3.23) в предположении равенства

$$\overline{u'w'} = u'^2 = \sigma_u^2 .$$

В приземном слое ε зависит от двух факторов — динамического и термического.

Исходя из положения, что скорость диссипации в основном определяется изменениями количества кинетической энергии среднего движения, превращающейся в кинетическую энергию флуктуационного движения, и работой подъемной архимедовой силы, это можно выразить зависимостью вида

$$\frac{dE}{dt} = T_r + A - \varepsilon, \tag{3.25}$$

где E — энергия турбулентности; T_r — количество кинетической энергии среднего движения, превращенное в единицу времени в энергию флуктуаций; A — работа подъемной архимедовой силы; ε — диссипация энергии.

Для установившегося процесса уравнение баланса турбулентной энергии принимает вид

$$T_r + A - \varepsilon = 0. \tag{3.26}$$

Подставляя значения отдельных членов уравнения (3.25), получаем

$$k_n\left[\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2\right] - k_{\text{т}}\left[\frac{g}{T}(\gamma_{\text{а}} - \gamma)\right] = \varepsilon, \tag{3.27}$$

полагая $\frac{k_n}{k_{\text{т}}} = 1$,

$$k = \frac{\varepsilon}{\left[\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2\right] - \left[\frac{g}{T}(\gamma_{\text{а}} - \gamma)\right]} \tag{3.28}$$

или

$$\theta_0 = \frac{\varepsilon}{\beta^2 (1 - \text{Ri})}, \tag{3.29}$$

получаем, что $k \sim \theta_0$.

Это соотношение между коэффициентом турбулентности и величиной θ_0 может быть положено в основу исследований зависимости скорости диссипации ε от характеристик турбулентности и от устойчивости воздуха.

В том случае, когда состояние атмосферы близко к режиму свободной конвекции, для оценки ε можно использовать формулу

$$\bar{\varepsilon} = \frac{g}{T}\frac{q}{c_p \rho}. \tag{3.30}$$

Для этого состояния турбулентный поток тепла q мало изменяется с высотой, и для оценки ε достаточно использовать значения q, измеренные в приземном подслое.

В настоящее время имеется сравнительно большое число экспериментальных определений величины ε.

В работе Д. Л. Лайхтмана и др. (1963) приводятся числовые значения ε, полученные согласно формуле

$$\varepsilon = \frac{v_*^3}{\varkappa z} \tag{3.31}$$

для безразличной стратификации.

Значение ε даны в табл. 55.

Таблица 55

Порядок величин ε см²/сек.³ при различной стратификации

Состояние атмосферы	$z = 1$ м	$z = 10$ м
Неустойчивое	1600—1000	130—100
Устойчивое	150—50	10—6

Экспериментальные данные для слоев выше приземного представлены на рис. 56. Здесь использованы результаты измерений Болла (1961), Воронцова (1960) и Пановского (1962). Несмотря на то что все эти данные относятся к различным условиям стратификации, скорость диссипации турбулентной энергии уменьшается с высотой. На этом же рисунке приведены величины ε, измеренные на 300-метровой вышке Ивановым (1964), а также данные Зубковского (1962), полученные в условиях свободной конвекции. Данные автора и Зубковского показывают, что в условиях конвекции скорость диссипации действительно мала и мало изменяется с высотой. Более детальные измерения ε на различных высотах в условиях, близких к безразличному состоянию, проводились Ивановым (1964) на 300-метровой вышке по структурным функциям продольной компоненты скорости ветра. Здесь, так же как и по данным других авторов, величина ε убывает с высотой и на всех уровнях с увеличением неустойчивости атмосферы величина ε растет.

Проверка зависимости ε от скорости ветра для достаточно больших скоростей ветра была проведена Боллом (1961). По результатам для высот 12,64 и 153 м было установлено, что в слое 100 м величина ε изменяется пропорционально кубу средней скорости ветра. Однако с ростом высоты эта зависимость нарушается. Поэтому трудно сказать, до какой высоты справедливо это выражение.

Большая серия измерений скорости диссипации, выполненных с помощью самолетного зондирования путем расчета структурных и спектральных функций вертикальной компоненты скорости ветра, была исследована в работах Германа (1964) и автора и Германа (1964).

Первые попытки обобщить экспериментальные данные по скорости диссипации принадлежат Маккреди (1962) и Пристли (1959).

Пристли (1962), анализируя величины ε, полученные Леттау, Тейлором и Маккреди на разных высотах, нашел, что все эти

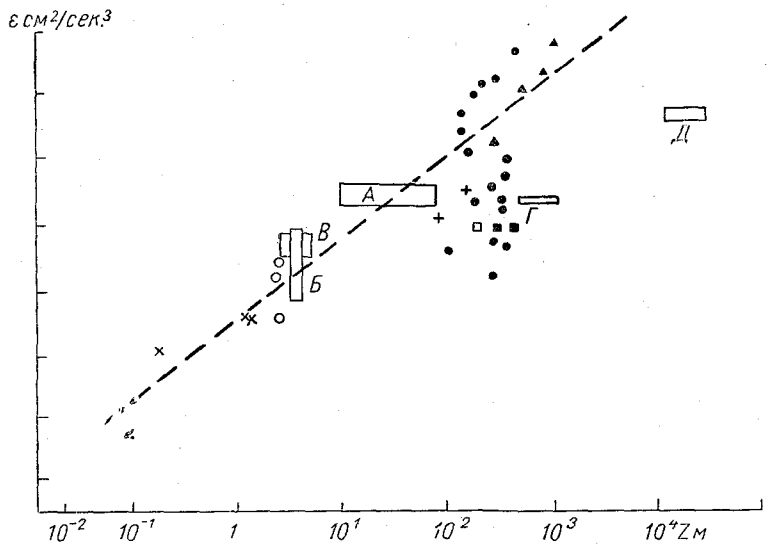


Рис. 56. Данные измерений ε в атмосфере, полученные разными авторами.

данные довольно хорошо описываются законом (рис. 57). Все величины ε приведены им к $u=5$ м/сек. с помощью соотношения $\varepsilon \approx u^3$.

4. Упорядоченные вертикальные движения воздуха (термики)

В пограничном слое атмосферы наряду с беспорядочными хаотическими движениями воздуха имеются относительно упорядоченные смещения масс воздуха по вертикали. Хотя это различие и несколько условно, но характерными примерами существования такого рода упорядоченных движений являются горные волны, местные циркуляции, термики и т. п.

Развитие упорядоченных смещений масс воздуха может быть вызвано термическими, динамическими и орографическими причинами.

Упорядоченные смещения масс воздуха по действиям конвекции будут создавать термики.

Крупные термики. Мы уже отмечали, что термик — это процесс, при котором наблюдается локальное смещение масс

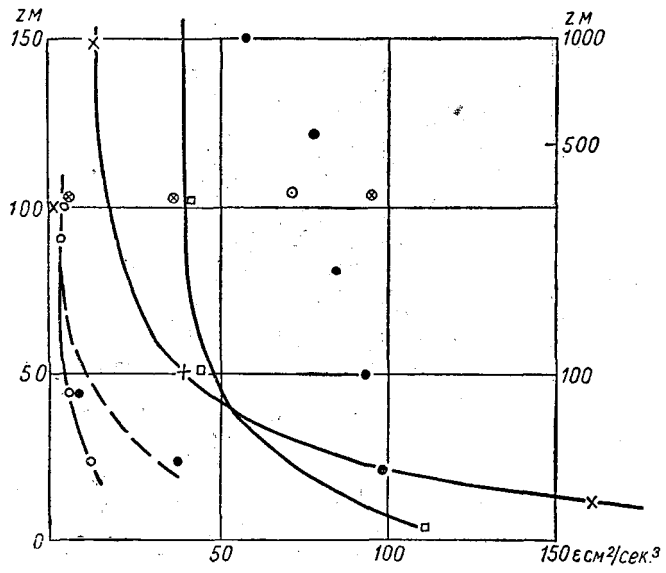


Рис. 57. Изменение скорости диссипации турбулентной энергии по данным разных авторов.

воздуха по вертикали под действием сил плавучести. Скорость подъема перегретой массы воздуха разобрана в гл. II.

Следует указать на весьма сложную структуру термических потоков в атмосфере. Из книги под редакцией В. Хесса (1961) используем два рисунка (рис. 58 и 59) с распределением вертикальных потоков под основанием кучевой облачности до высоты 2—2,2 км. Полеты производились при восточном ветре 2—5 м/сек. у земли и облачности 2/10. Вертикальная скорость была от 5 до 3 м/сек.

Обе схемы получены по данным измерений с помощью планера на участке длиной 5 км. На обоих рисунках имеется по одному термику большой вертикальной мощности, свыше 1,5 км. Профиль вертикальных скоростей имеет весьма сложную, почти хаотическую структуру со значительными колебаниями w как

по горизонтали, так и по вертикали. На периферии термика во всех случаях наблюдаются компенсационные нисходящие движения, часто со значительными скоростями, большими 2 м/сек. Диаметры термиков изменяются по высоте и в пространстве и колеблются от 2 км до сотни метров. Восходящие потоки обычно

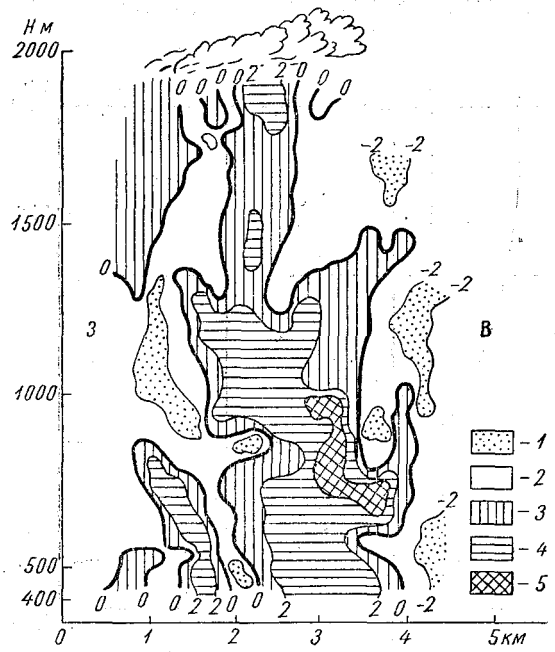


Рис. 58. Распределение вертикальных потоков над участком длиной 5 км 23 июня 1937 г. в 14—15 час. в направлении с запада на восток по данным планерных полетов, по В. Георгии.

1) ⩾ —2 м/сек., *2)* —2—0 м/сек., *3)* 0—2 м/сек., *4)* 2—3 м/сек., *5)* >3 м/сек.

не превышают —3 м/сек., но в отдельных случаях до 5 м/сек., а нисходящие — до 3 м/сек. Под основанием кучевой облачности наблюдается расширение зоны восходящих потоков и некоторое увеличение скорости этих потоков. На рис. 58 на участке 1—2 км отмечено развитие небольшого по мощности термика в слое от 450 до 800 м, сверху которого расположена зона с сильными нисходящими потоками. Оба рисунка относятся к случаям со сравнительно слабыми скоростями ветра. Усиление скорости ветра значительно усложняет распределение термиков по площади и величины вертикальных потоков в них. Строение атмосферы в дни с хорошо развитыми термическими потоками, при-

веденное на этих рисунках, по нашему мнению, в какой-то мере является характерным. Показано наличие хорошо развитых восходящих и нисходящих потоков часто от земной поверхности или с некоторого уровня, а также довольно сложный и, очевидно, сравнительно быстро меняющийся характер распределения термиков по горизонтали и вертикальных движений в них.

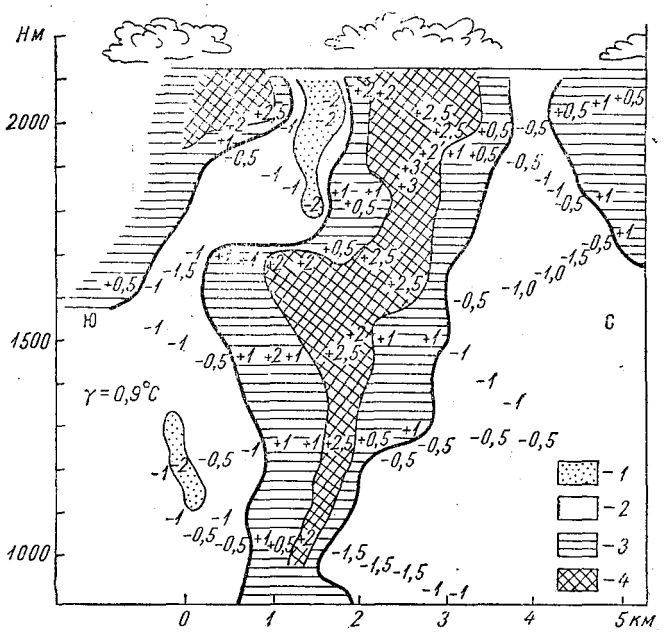


Рис. 59. Распределение вертикальных потоков над участком длиной 5 км 23 июня 1957 г. в 14—15 час. в направлении с юга на север по данным планерных полетов, по В. Георгии.

1) ⩾—2 м/сек., *2*) —2—0 м/сек., *3*) 0—2 м/сек., *4*) >2 м/сек.

Далее приведем некоторые количественные измерения вертикальных движений в термиках и в дни с термиками, полученные как во время специальных полетов планеров, так и во время обычных учебных полетов.

Во время полета планер может подниматься при наличии скорости восходящего потока больше 0,7 м/сек. и проводить набор высоты по спирали с диаметром не менее 100—120 м, т. е. могут быть использованы только сравнительно крупные термики.

В работе Ю. В. Чернова (1965) приведены некоторые характеристики вертикальных движений в термиках по данным

измерений, полученных с помощью планера в районе Майкопа и Вильнюса в летние периоды 1961—1963 гг.

Восходящие потоки были разбиты на три группы (табл. 56).

Таблица 56

Характеристика восходящих потоков в термиках

Вид термика	Градации w м/сек.	Средний размер термика L м	Повторяемость, %
Сильный	$\geqslant 6,0$	350	2,6
Средний (широкий)	6,0—4,5	600	33,4
Слабый	$\leqslant 3,0$	150	64

Поле вертикальной скорости термика имеет четко выраженную закономерность по горизонтальному сечению — максимальные значения w имеют место в центре и непрерывно убывают к периферии термика, заканчиваясь шлейфом нисходящих струй. Закономерности изменения поля горизонтальной составляющей вектора ветра не было обнаружено.

В центре восходящего воздушного потока максимальные значения вертикальной скорости в большинстве обследуемых потоков (79%) сохраняются неизменными (исключая малые пульсации) на расстояниях от 20 до 650 м, а в одном потоке даже до 1200 м. Тем самым обнаружено существование ядра восходящего потока с почти постоянной вертикальной скоростью, равной ее максимальному значению.

В работе Чернова была дана классификация относительных величин $\frac{w}{w_{max}}$ и $\frac{L}{L_{max}}$ и $\frac{L_{max}}{w_{max}}$, где L — размер термика по горизонтали. С этой точки зрения восходящие потоки в термиках могут быть разделены следующим образом:

Вид термика	$\frac{L_{max}}{w_{max}}$	Повторяемость, %	Размер центрального ядра термика
Узкий	$\leqslant 100$	10,5	10% L_{max}
Нормальный . .	100—500	75,5	17% L_{max}
Широкий	>500	14	32% L_{max}

Средние характеристики распределения w отчетливо демонстрируют существование ядра восходящего потока во всех группах, величина которого колеблется от 10 до 32% в зависимости от структуры термика.

В табл. 57 приведена связь расстояния от центра термика с изменением величины восходящего потока.

Таблица 57

Изменение w м/сек. от центра термика к его периферии, по Чернову

Вид термика	Расстояние, м						
	0	20	40	60	80	100	120
Сильный	6,0	5,7	5,3	3,3	1,8	0,8	0,4
Широкий . . .	4,5	4,3	4,1	3,8	3,3	2,8	2,2
Слабый	3,0	2,6	2,3	1,5	1,0	0,5	0,2

Особенно быстрое убывание w от центра к периферии имеет место в сильных термиках и сравнительно медленное — в широких.

Если принять величину w в центре термика за 100%, то на расстоянии 60 м от центра величина $\frac{w_{60}}{w_0}100$ будет составлять: для сильных термиков 55%, для широких 85% и для слабых 50%, соответственно на расстоянии 100 м от центра — 13, 62 и 17%.

Так как планер совершает спираль при подъеме примерно от центра термика на расстоянии от 60 до 100 м, то измеряемые планером вертикальные потоки при тренировочных полетах будут значительно меньше значений w в центре термика и составлять в лучшем случае 50—85% этой величины.

Интересно заметить, что ядро восходящего потока часто характеризуется почти ламинарным движением.

По данным ряда зарубежных авторов ядро термика часто не обнаруживалось, что могло, очевидно, иметь место в узких термиках или при малой ширине обследуемых потоков.

Небольшая серия измерений вертикальных потоков в термиках по записям перегрузок на планере «Бланик» была приведена в работе автора и М. А. Германа (труды ГГО, вып. 189).

Расчет w проводился по формуле

$$w' = \frac{(n_y \pm 1)\, G}{28{,}65 c_y^{\alpha} \rho u S}, \qquad (3.32)$$

где n_y — вертикальная составляющая перегрузки, G — вес планера, S — площадь несущих поверхностей, w' — величина вертикальной составляющей порыва ветра в м/сек., ρ — плотность воздуха, c_y^{α} — производная коэффициента подъемной силы по углу α в град.$^{-1}$, u — воздушная скорость полета планера.

Для двухместного планера «Бланик» формула (3.32) имеет вид

$$w' = \frac{9{,}54\,(\Delta n)}{\rho u}. \qquad (3.33)$$

По записям акселерографа были измерены значения (Δn) и (Δn_{max}), а по этим данным, пользуясь формулой (3.33) рассчитаны $\overline{w'}$ и $\overline{w'_{max}}$, распределение которых дано в табл. 58.

Таблица 58

Распределение по высотам $\overline{w'}$ и $\overline{w'}_{max}$ м/сек.

Элемент	Градация высот, км							Число случаев
	0,2—0,4	0,4—0,8	0,8—1,2	1,2—1,6	1,6—2,0	2,0—2,4	2,4—2,6	
$\overline{w'}$	1,13	1,35	1,44	1,21	1,60	1,92	2,15	65
$\overline{w'}_{max}$	2,23	1,96	2,15	1,85	2,40	2,48	2,48	65

Профили $\overline{w'}$ и $\overline{w'_{max}}$ имеют примерно одинаковый вид. Начиная с уровня 0,2 км (минимальная высота полета) вертикальная скорость начинает возрастать, достигая первого максимума на уровне около 1 км, выше происходит некоторое уменьшение w' примерно до 1,5—1,6 км. Далее снова намечается увеличение w' до максимальной высоты подъема около 2,5 км. Очевидно, второй максимум связан с зоной развития кучевой облачности, в которой вследствие выделения скрытой энергии конденсации происходит увеличение вертикальной скорости.

Полет в термиках не всегда отличается спокойствием, очень часто, особенно на периферийных его частях, имеет место сильная турбулентность.

Для иллюстрации приведем табл. 59 с величинами перегрузок при полете планера «Бланик». Для сравнения приведем те же значения для вертолета МИ-4 при полете в горах из работы автора и Германа (1965).

Как видно, различие в величинах перегрузок, а следовательно, и воздействие на атмосферную турбулентность этих систем летательных аппаратов резко отлично. Малая нагрузка на 1 м² плоскости, малое лобовое сопротивление и отсутствие мотора вызывают значительно бо́льшую реакцию планера на порывы ветра, чем самолета и особенно вертолета.

Для характеристики повторяемости w' приведем табл. 60.

Наибольшие повторяемости значений $w'_{ср}$ будут приходиться на градации 1,0—1,8 м/сек., а w'_{max} — от 1,8 до 3,0 м/сек.

Таблица 59

Повторяемость (%) средних и максимальных перегрузок планера «Бланик» и вертолета МИ-4

	Перегрузка в долях g									
	0,3	0,31—0,40	0,41—0,50	0,51—0,60	0,61—0,70	0,71—0,80	0,81—0,90	0,91—1,00	1,01—1,10	1,10
					Планер					
$\lvert\Delta\bar{n}\rvert$	20	31	5	18	11	11	3	1	—	—
$\lvert\Delta n_{max}\rvert$	3	4	12	12	22	15	18	3	6	5
					Вертолет					
$\lvert\Delta n\rvert$	100	—	—	—	—	—	—	—	—	—
$\lvert\Delta n_{max}\rvert$	79	18	2	1	—	—	—	—	—	—

Таблица 60

Повторяемость различных значений w' м/сек.

Элемент	Градации w'									Число случаев
	0,2—0,6	0,6—1,0	1,0—1,4	1,4—1,8	1,8—2,2	2,2—2,6	2,6—3,0	3,0—3,4	>3,4	
$w'_{ср}$	7	9	15	15	10	9	—	—	—	65
w'_{max}	3	1	5	8	14	12	11	11	1	65

Автором был проведен расчет вертикальных скоростей w по барограммам планерных полетов в г. Орле за период с 15 июня по 15 июля 1964 г. По данным барограмм полета можно было подсчитать скорости восходящих и нисходящих потоков. В этом случае изменение высоты полета планера служило критерием для расчета упорядоченных вертикальных потоков в атмосфере. Методика расчета w по барограмме дана в главе I. Заметим только, что величины вертикальных движений рассчитывались как разность высот двух соседних переломных точек, деленная на разность времени этих же точек, плюс скорость планирования, определенная по поляре.

Если в первом примере табл. 60 были вычислены пульсационные значения w', то во втором (рис. 60) приведены уже упорядоченные значения w, перегрузка при полете которых может быть равна нулю.

В отдельную группу выделены случаи с мощными термиками, в которых подъем планера был не менее чем на 0,5 км.

На рис. 60 приведена повторяемость вертикальных скоростей восходящих и нисходящих потоков при различных условиях.

Восходящий поток дан для трех состояний: при кучевой облачности, при отсутствии облаков и в мощных термиках. Как видно, средние значения w в мощных термиках имеют максимальные величины, при отсутствии облачности — минимальные.

Пыльные вихри. Далее рассмотрим некоторые данные по строению пыльных вихрей и смерчей как одного из видов термиков, начинающихся от земной поверхности.

Как мы уже указывали выше, Б. Вудворт (1962) считает, что все термики, начинающиеся от земной поверхности, должны

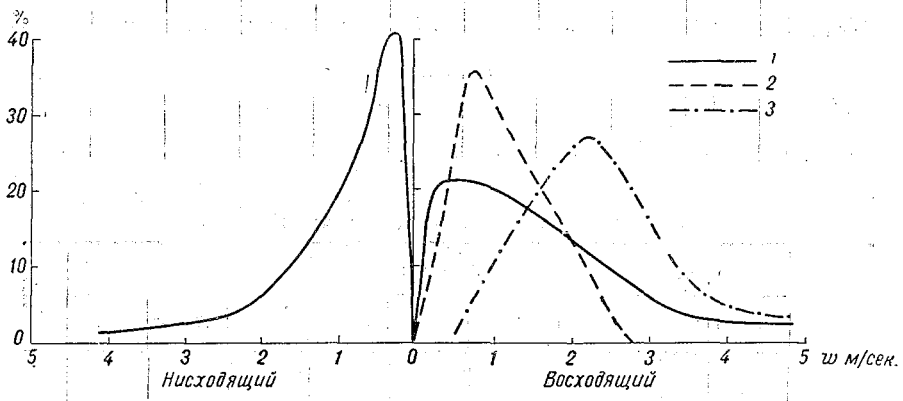


Рис. 60. Повторяемость (%) w м/сек. по данным планерных полетов.
1 — при кучевой облачности, *2* — при отсутствии облачности, *3* — в мощных термиках.

иметь при подъеме спиралевидное движение. Если такие термики поднимают пыль и воду, то они носят название пыльных вихрей или смерчей. Приведем некоторые характеристики строения пыльных вихрей.

Пыльные вихри обычно наблюдаются в обширных засушливых районах со слабо связанным верхним покровом почвы. Вихри развиваются в ясную погоду, когда поверхность почвы сильно нагревается, а ветер в нижнем слое имеет небольшие скорости. В этих условиях внизу вертикальные градиенты температуры будут значительно больше адиабатических, часто с $\gamma > 3{,}4°$. Сверхадиабатические значения γ должны быть до высоты 300—500 м. Пыльные вихри или смерчи можно разделить на две группы — стационарные и подвижные. Стационарные смерчи наблюдаются при слабых скоростях ветра, но временами смерч начинает смещаться в направлении топографической высоты и может длительное время стоять над ней. Обычно смерчи передвигаются неравномерно и «рыская» по курсу. В некоторых случаях направление движения вихря происходит в сторону наи-

больших топографических гребней, но, как правило, движение совпадает с направлением местного ветра.

В безветренные дни смерч описывает спираль, вращаясь против часовой стрелки. При слабом ветре траектория смерчей в значительной степени определяется местной топографией, а при скорости ветра больше 3 м/сек. — главным образом направлением ветра. Высота смерчей колеблется от нескольких метров до 1000 м, но смерчи, превышающие 700—800 м, бывают редко. Главный диаметр смерча почти всегда меньше половины его высоты, а обычно меньше $^1/_3$ этого размера. В среднем диаметр вихря составляет 5—15 м. В степных районах высота пыльных вихрей редко превышает 40—50 м. В полупустынях высота смерча доходит до 200—400 м. В пустынях высота смерча может достигать 700—800 м. Падение давления в центре вихря равно 1—1,3 мб. Рост скорости ветра в вихре составляет 10—12 м/сек.

Нами проводилось исследование строения пыльных смерчей с помощью уравновешенных шаров-пилотов в степной и полупустынной зонах. Шар выпускался перед надвигающимся смерчем, вначале он перемещался медленно, затем его втягивало в вихрь и начинало поднимать вверх. Скорость ветра, почти штилевая у земли, в вихре быстро росла и достигала к уровню 40—50 м 10 м/сек. и больше. Выше уровня растекания пыли скорость ветра начинала уменьшаться. Вертикальные скорости в пыльном вихре также быстро увеличивались с высотой и достигали 3—4 м/сек. На верхней границе вихря w начинала быстро уменьшаться.

На рис. 61 приведена схема пыльного вихря. Строение вихря по вертикали можно разделить на три слоя: а) нижний, в котором происходит отрыв пыли от подстилающей поверхности, толщиной несколько сантиметров; б) средний слой с переносом пыли различных размеров подстилающей поверхности в верхние слои атмосферы. Этот слой можно назвать активным; в) верхний слой, в котором происходит прекращение подъема крупных частиц пыли и их растекание и осаждение в тыловой части вихря.

Отрыв пыли от подстилающей поверхности происходит над участками со слабо связанными почвами под действием силы турбулентного трения касательного напряжения $\tau_к$ и наличия значительного перепада температур почва—воздух. Перенос пыли в верхние слои атмосферы связан с развитием в атмосфере мощных восходящих потоков w, значительно бо́льших, чем скорость падения пылинок под действием силы тяжести, т. е. $w > w_g$.

Осаждение или растекание пыли должно происходить в слоях, где наблюдается резкое уменьшение восходящих потоков при условии, что $w < w_g$. Это может иметь место, если будет уменьшение вертикального температурного градиента. Величину

касательного напряжения воздуха на подстилающей поверхности можно выразить формулой

$$\tau_к = \rho k \frac{\partial u}{\partial z}, \qquad (3.34)$$

где k — коэффициент турбулентности, ρ — плотность воздуха, $\frac{\partial u}{\partial z}$ — вертикальный градиент скорости ветра.

По данным градиентных наблюдений в периоды развития пыльных вихрей были сделаны подсчеты величин $\tau_к$ для уровня 1 м в дни с пыльными вихрями.

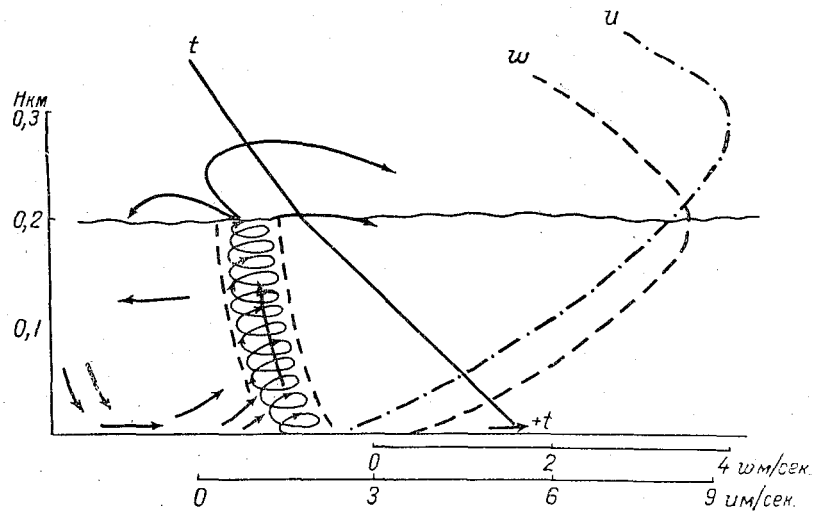


Рис. 61. Схема строения пыльного вихря.

Величина $\tau_к$ при хорошо развитых пыльных вихрях составляла 226—228 г/м² сек. Если величина турбулентного трения $\tau_к$ больше силы сцепления частиц почвы, то будет происходить отрыв частиц от подстилающей поверхности. Поскольку внутри вихря давление несколько уменьшено, то при его прохождении наблюдалось интенсивное втягивание пыли не только с участков, над которыми проходил вихрь, но и с периферии вихря.

Для отрыва от земной поверхности как мелких, так и сравнительно крупных частиц пыли необходимо, чтобы $\tau_к \geqslant 200$—230 г/м² сек., а для подъема пыли вверх — наличие в вихре восходящих потоков с $w = 3$—3,5 м/сек. Тогда согласно формуле Стокса будут уноситься вверх все пылинки с $r < 10^{-2}$ см.

При развитии пыльных вихрей в атмосфере по данным уравновешенных шаров-пилотов в относительно большом слое наблюдались значительные вертикальные скорости, которые могли

переносить мелкую пыль до высоты 1—2 км, а иногда и выше. Максимальное развитие вертикальных движений имело место в средней части вихря, где быстро росло значение w до 3—4 м/сек., скорости ветра увеличивались в 2—3 раза, а величина γ была больше 1. Высота слоя с $\gamma > 1°$ по наблюдениям в степной зоне составляла в среднем 200—250 м, в полупустынях достигала 400—500 м, однако вихрь часто не доходил до верхней границы этого слоя. В верхнем слое вихря наблюдалось резкое уменьшение вертикальной скорости w часто почти до 0, скорость ветра примерно с уровня 300 м начинала быстро уменьшаться. Начало третьего слоя хорошо заметно по уровню растекания и выпадения частиц пыли. При прохождении пыльного вихря накопленная тепловая энергия быстро переходила в динамическую энергию, при этом наблюдалось резкое увеличение скорости ветра в 2—3 раза во всем слое 200—300 м над сравнительно небольшими участками почвы.

Наряду с втягиванием воздуха внутрь вихря по горизонтали в нижних слоях должно происходить еще и интенсивное опускание воздуха по периферии вихря. Хотя скорости нисходящих движений будут меньше скоростей восходящих потоков, но все же процесс интенсивного опускания воздуха в районе вихря будет иметь место. Всякое пересечение пыльного вихря на самолете показывает на наличие в нем значительной турбулентности и сопровождается бросками самолета и болтанкой. Например, в работе И. В. Васильченко и А. А. Ледоховича (1962) приведено описание встречи самолета АН-2 с пыльным вихрем. Пересечение вихря произошло на высоте 300 м, сопровождалось сильным толчком снизу, при этом наблюдался скачок температуры на 1,3° выше температуры окружающего воздуха.

Для авиации особенно опасна встреча с пыльным вихрем в моменты посадки и взлета, когда скорости еще невелики и порывы ветра могут вызвать резкие броски самолетов в вертикальной плоскости.

О развитии термиков вблизи земной поверхности. При аэростатном зондировании воздушного потока в пос. Днестровск в сентябре 1965 г. в условиях устойчивой антициклональной погоды были отмечены термики, развивающиеся от земной поверхности без каких-либо вихревых движений. Пункт подъема привязного аэростата размещался среди свежевспаханного поля площадью в несколько десятков га. В дневные часы солнечных дней оголенная поверхность чернозема сильно нагревалась и над ней развивались сравнительно мощные термики. Эти термики отчетливо регистрировались уравновешенной флюгаркой датчика вертикальной составляющей скорости ветра. При обработке можно было получить на данной высоте среднюю упорядоченную скорость восходящего потока w, ее пульсации w' и периоды пульсаций τ сек. Для каждого уровня

определялась скорость ветра, температура воздуха t° и вертикальный температурный градиент $\gamma^\circ/100$ м.

Из 64 подъемов термики были обнаружены при 22 подъемах, что дает вероятность их развития в данном районе около 35%. Из них при девяти подъемах наличие термика было обнаружено на всех трех уровнях — 100, 200 и 300 м, при восьми подъемах — только на двух, чаще на 100 и 200 м и реже на 200 и 300 м и при пяти подъемах — на одной высоте. В последних 13 зондированиях упорядоченный подъем воздуха переходил на одном из уровней в конвективную турбулентность.

Для сопоставления полученных скоростей восходящих потоков в термиках вблизи земной поверхности и в более высоких слоях приведем табл. 61.

Таблица 61

Средние скорости восходящих потоков w м/сек. в термиках по разным методам

Метод	Пункт	Высота, км						
		0,1	0,2	0,3	0,5	0,7	1,0	1,2
Аэростатное зондирование	Днестровск, сентябрь	0,58	0,60	0,65	—	—	—	—
	Махталы, сентябрь	1,12	1,14	1,16	—	—	—	—
Планерное зондирование	Орел, июль . . .	—	—	—	1,2	1,2	1,7	1,8

Наряду с упорядоченным потоком воздуха, часто начинающимся почти от земли, наблюдаются пульсации потока w', обычно $w > w'$. Если $w < w'$, термик переходит в конвективную турбулентность. В обоих пунктах развитие термиков наблюдалось при сравнительно высоких температурах воздуха $t > 17^\circ$, умеренных скоростях ветра и значениях $\gamma \geqslant 1^\circ$ во всем слое 300 м.

На рис. 62 приведена повторяемость термиков в пос. Днестровск в зависимости от u м/сек. на высоте 2 м и времени суток. Максимум вероятности развития термиков приходится на диапазон скорости ветра 3—4 м/сек. и на утренние часы. Днем скорости ветра возрастают и термик разрушается.

Таким образом, очевидно, могут существовать условия, при которых упорядоченный подъем воздуха будет начинаться от самой земной поверхности без наличия каких-либо вихревых потоков.

Высота подъема термиков и их величина почти всегда связаны со слоем неустойчивости и переломом в ходе γ на уровне прекращения подъема. При устойчивом состоянии атмосферы для подъема необходим перегрев частиц воздуха. Средние величины перегрева, полученные нами косвенным путем, весьма

близки к значениям, измеренным Альбрехтом или Вульфсоном. Средние скорости термиков вблизи земли в общем не велики и только в отдельных случаях достигают значительных величин (табл. 62).

В табл. 62 для сравнения приведены характеристики w потоков над горным склоном, отнесенных нами к вертикальным потокам орографического происхождения.

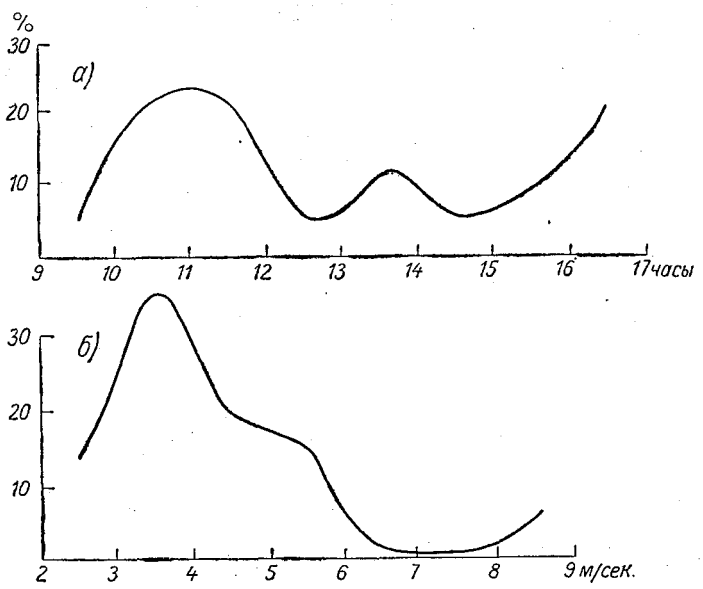


Рис. 62. Повторяемость (%) термиков в слое 100—300 м. Пос. Днестровский.

а — по времени суток, *б* — по скорости ветра.

Вертикальные потоки при интенсивной конвекции даже у земли могут достигать больших значений.

Нисходящие движения воздуха. В настоящее время изучению нисходящих потоков придается весьма большое значение, особенно в слоях, близких к земной поверхности.

Нисходящие движения воздуха обычно можно рассматривать как компенсационные к восходящим его смещениям.

Причинами развития нисходящих потоков будут динамические, термические и орографические.

Рассматривая восходящие потоки различного происхождения, мы уже частично приводили некоторые характеристики и нисходящих движений воздуха.

При анализе процессов большого масштаба, например опускания масс воздуха в антициклонах, величины нисходящих потоков измеряются в см/сек., а иногда в мм/сек. Переход

Таблица 62

Средние условия движения термиков, развивающихся от земной поверхности

Подстилающая поверхность	γ°/100 м в слое		Температура на высоте 2 м	Высота подъема термика, м		Вертикальная скорость, см/сек.		Величина перегрева струи Δt			Число случаев	
	подъема	выше подъема		средняя за день	за 14 час.	средняя за день	за 14 час.	максимальная	средняя	минимальная	без перегрева	с перегревом
Полупустыня (Голодная степь)	1,40	0,40	32,4	14,5	300	51	106	3,1	0,9	0,2	7	5
Горный склон долины (Терскол)	1,34	0,65	15,6	480	850	108	176	2,1	1,2	0,8	16	4
Над водной поверхностью зимой	1,40	—0,42	—14,8	85	101	41	48	1,3	0,8	0,4	23	5
Орошаемый оазис (Пахта-Арал) .	0,55	—0,10	31,7	92	240	22	43	3,6	1,1	0,2	17	18
Массив лесных полос (Каменная степь) . .	2,10	0,95	23,0	60	180	39	115	—	0,1	—	10	1

к исследованию вертикальных движений мезо- и микромасштабов дает скорости нисходящих потоков значительно бо́льшие, иногда даже сопоставимые со скоростями восходящих потоков.

В первую очередь рассмотрим нисходящие движения термического происхождения по данным планерных полетов и уравновешенных шаров-пилотов.

Проведенная нами обработка барограмм полета планеров позволила получить некоторые характеристики нисходящих потоков. Приведем табл. 63 с распределением средних значений скорости нисходящих потоков и отношения $\frac{w_н}{w_в}$.

Таблица 63

Средние значения w м/сек. нисходящих потоков и отношения $\frac{w_н}{w_в}$ в слое до 2 км

	Градации высот, км							Число случаев
	0,25—0,50	0,51—0,75	0,76—1,00	1,01—1,25	1,25—1,50	1,51—1,75	1,76—2,00	
w	0,24	0,39	0,84	0,96	0,89	1,40	1,10	207
$\frac{w_н}{w_в}$	0,38	0,48	0,87	0,75	0,59	0,84	0,57	

Абсолютные величины нисходящих потоков увеличиваются с высотой, достигая максимума на уровне около 1,5—1,7 км, на котором обычно наблюдается нижняя граница кучевой облачности.

Восходящие потоки в условиях хорошо развитой конвекции на всех высотах больше нисходящих, причем наибольшие различия между ними будут в нижнем километровом слое, выше отношение $\frac{w_н}{w_в}$ приближается к значениям 0,7—0,8. Существующее мнение, что нисходящие потоки в условиях конвекции должны быть меньше восходящих в 3—4 раза, т. е. отношение $\frac{w_н}{w_в}$ равно примерно 0,25—0,33, как видно, не имеет места, во всяком случае при полетах в районе Орла летом 1964 г. В среднем отношение $\frac{w_н}{w_в}$ составляет 0,5—0,6.

В табл. 64 и 64а приведена повторяемость нисходящих потоков различных скоростей.

Повторяемость нисходящих потоков малых скоростей значительно больше, чем восходящих. При кучевой облачности в слое

Таблица 64

Повторяемость (%) средних скоростей нисходящих и восходящих потоков по данным планерных полетов

Вид движения	Градации w м/сек.								Число случаев
	0,0—0,5	0,51—1,00	1,01—1,50	1,51—2,00	2,01—2,50	2,51—3,00	3,01—3,50	3,51—4,00	
Нисходящий . . .	46	22	13	7	6	4	2	—	207
Восходящий . . .	24	18	17	15	11	8	5	2	785

Таблица 64а

Повторяемость (%) скоростей нисходящих потоков по слоям

Условие полета	Градации w м/сек.								Слои, км
	0,0—0,5	0,51—1,00	1,01—1,50	1,51—2,00	2,01—2,50	2,51—3,00	3,01—3,50	3,51—4,00	
При кучевой облачности	44	21	22	4	6	2	1	—	0,25—0,75
	36	29	13	4	7	2	7	2	0,76—1,25
	44	25	7	6	—	6	12	2	1,26—1,75
	50	33	13	4	—	—	—	—	1,76—2,25
Среднее	45	18	15	7	6	3	5	1	0,25—2,25
При отсутствии облаков . .	—	—	—	—	—	—	—	—	0,25—0,75
	38	24	25	13	—	—	—	—	0,76—1,25
	40	20	30	10	—	—	—	—	1,26—1,75
	—	—	—	—	—	—	—	—	1,76—2,25
Среднее	40	10	30	10	—	10	—	—	0,25—2,25

0,75—1,75 км наблюдается некоторое возрастание нисходящих скоростей от 1,5 до 3,5 м/сек.

При отсутствии облаков кучевых форм нисходящие движения несколько меньше, чем при кучевой облачности, причем как в нижних слоях до высоты 0,75 км, так и выше 1,75 км их не обнаружено. Не наблюдалось также нисходящих потоков скоростей больше 2 м/сек.

Анализ движения уравновешенных шаров-пилотов позволил выделить некоторые особенности строения нисходящих потоков. В дни с хорошо развитой конвекцией, а следовательно, и неустойчивым состоянием атмосферы в пограничном слое могут быть одинаково хорошо развиты как восходящие, так и нисходящие движения воздуха. В этих условиях опустившаяся масса или

Таблица 65

Средние скорости нисходящих потоков $w_н$ см/сек.

конвективного происхождения и отношения $\frac{w_н}{w_в}$ % и $\frac{w_н}{u}$ % над различными подстилающими поверхностями

Часы	Массив лесных полос в степи			Орошаемый оазис в пустыне			Полупустыня			Степь с лесными полосами			Осушенное болото и суходол			Ровный луг в радиусе 0,5 км, далее слегка пересеченная местность		
	VI—VII 1951			VII 1952			VII 1952			VI 1952			VI—VII 1953			VI 1953		
	$w_н$	$\frac{w_н}{w_в}$	$\frac{w_н}{u}$	$w_н$	$\frac{w_н}{w_в}$	$\frac{w_н}{u}$	$w_н$	$\frac{w_н}{w_в}$	$\frac{w_н}{u}$	$w_н$	$\frac{w_н}{w_в}$	$\frac{w_н}{u}$	$w_н$	$\frac{w_н}{w_в}$	$\frac{w_н}{u}$	$w_н$	$\frac{w_н}{w_в}$	$\frac{w_н}{u}$
7	10	35	—	11	73	13	13	41	08	10	33	05	10	63	05	—	—	—
9	13	35	—	19	76	19	32	48	08	28	76	08	18	86	03	18	64	05
11	36	58	—	33	98	20	55	75	06	34	62	06	26	67	07	19	46	05
13	50	52	—	30	61	10	132	84	12	38	51	09	33	42	07	27	65	06
15	35	55	—	24	80	8	—	—	—	24	45	08	30	75	09	19	60	03
17	27	58	—	13	98	08	50	83	09	17	61	08	24	46	07	12	57	03
19	9	30	—	3	30	04	—	—	—	13	69	07	9	90	06	3	25	05

частица воздуха будет адиабатически смещаться вниз до того уровня, на котором ее плотность уравняется с плотностью окружающего воздуха.

В табл. 65 приведен ход скоростей нисходящих потоков и отношений скорости нисходящих потоков к скорости восходящих потоков и к скорости ветра u, т. е. $\frac{w_н}{w_в}$ и $\frac{w_н}{u}$, над различными подстилающими поверхностями. Все наблюдения охватывают слой до 200—300 м, но разбивки по высотам здесь не дано.

Всюду замечается суточный ход $w_н$ с максимумом в полуденные часы и минимумом утром и вечером. Абсолютные значения $w_н$ максимальны над полупустыней и наименьшие над ровным лугом (пос. Колтуши Ленинградской области) и над орошаемым оазисом. В полуденные часы средние значения $w_н$ могут достигать 1,5 м/сек. над полупустыней и до 0,5—0,6 м/сек. над степью. Над лугом и осушенным болотом значения $w_н$ составляют 0,3—0,4 м/сек. Интересным является отношение $\frac{w_н}{w_в}$ %. Это отношение над всеми подстилающими поверхностями меньше 100, т. е. восходящие потоки всюду больше нисходящих. Следует отметить, что всюду это отношение составляет 60—80%. Следовательно, скорости нисходящих потоков в общем только на 20—40% меньше скоростей восходящих движений.

Отношение $\frac{w_н}{u}$ составляет в условиях развитой конвекции в среднем около 0,1. В южных районах это отношение несколько больше, в северных меньше 0,1.

По данным уравновешенных шаров-пилотов были получены характеристики распределения нисходящих потоков по высоте. В табл. 66 приведены эти данные для некоторых пунктов.

Таблица 66

Распределение w см/сек. нисходящих потоков по высотам и $\frac{w_н}{w_в}$ %

Пункт	Время, часы	$w_н$ на высоте, м					$\frac{w_н}{w_в}$ на высоте, м				
		5	25	70	150	250	5	25	70	150	250
Цимлянское .	10—12	4	13	38	39		56	37	89	67	—
	12—14	6	23	28	39	47	60	56	67	89	66
Колтуши . .	8—10	12	20	20	27	34	90	74	42	34	58
	10—12	7	19	32	37	28	85	84	74	59	47
Мурманск . .	День	7	18	21	53		54	64	54	95	—
Полесье . . .	12—14	5	13	25	35		71	82	62	68	—

С высотой абсолютные значения скоростей нисходящих потоков возрастают и в среднем в дни с хорошо развитой конвекцией на уровне 150 и 250 м составляют около 30—50 см/сек. Восходящие потоки всюду больше нисходящих. Отношение $\frac{w_н}{w_в}$ несколько увеличивается в полуденные часы, когда в атмосфере могут наблюдаться не только хорошо развитые восходящие потоки, но и нисходящие движения.

Нисходящие движения воздуха при фёнах были исследованы автором в Западной Грузии, в Рионской долине.

Величины нисходящих движений $w_н$ определялись как разность вертикальной скорости шара $w_т$, полученной из таблицы, и фактической вертикальной скорости $w_ф$, подсчитанной по базисным наблюдениям. Максимальное число случаев (46%) приходилось на $w_н$ порядка 10—12 см/сек., в 12% скорость нисходящих потоков составляла 20—30 см/сек. и максимальные значения $w_н$ были равны 1,2 м/сек.

Наиболее часто нисходящие движения при фёнах в районе Кутаиси наблюдались в слое до 1 км, распределение по слоям до 300 м дано в табл. 67. В низинах преобладали нисходящие потоки с относительно слабыми скоростями. В слое 0—100 м чаще наблюдались восходящие потоки, скорости которых были почти в 2 раза больше скоростей нисходящих. В слоях 100—300 м равновероятны нисходящие и восходящие потоки. Величина w нисходящих потоков хотя и возрастает на уровне 100—200 м, но она все же меньше w восходящих потоков, а в слое 200—300 м уже нисходящие потоки больше, чем восходящие. Поскольку в нижних слоях в дневные часы имеет место часто неустойчивое состояние, то сильные нисходящие потоки днем не доходят до земной поверхности. Хотя в ночные часы наблюдений не было, но можно ожидать вследствие увеличения устойчивости атмосферы усиления и скорости нисходящих потоков во всем слое развития фёна до земной поверхности.

Используя уравнение неразрывности, можно подсчитать w нисходящих потоков при фёнах или боре. Такие подсчеты были сделаны для фёнов Рионской долины и горных ветров Армянского плато.

В пунктах, расположенных на ровных склонах горных хребтов, иногда наблюдаются местные усиления скорости ветра типа боры, фёна и т. п. Эти усиления скорости ветра распространяются до высоты 1,5—2 км от уровня долины с максимальным ростом скорости ветра в нижних слоях. При такого рода ветрах наблюдаются нисходящие потоки воздуха, но подсчет их был до сего времени затруднен.

Согласно предложенному нами выше методу, вычисление величин нисходящих и восходящих потоков может быть иногда

Таблица 67

Средние значения $w_н$ и отношения $\frac{w_н}{w_в}$ при фёнах в дневные часы в районе Кутаиси

	Высота, м			
	от —50 до 0	0—100	101—200	201—300
$w_н$ см/сек.	19	23	50	44
$w_н/w_в$	1,0	0,57	0,54	1,22
	Число случаев			
$w_н$	5	8	8	7
$w_в$	2	13	6	7

сделано по синхронным шаропилотным наблюдениям в двух пунктах, расположенных по склону на расстоянии нескольких десятков километров. Причем эти пункты должны быть расположены в плоскости ветра, на ровном пологом склоне. Нами были взяты случаи с примерно одинаковыми направлениями ветра. Для таких условий мы располагали небольшим количеством одновременных шаропилотных наблюдений только в двух пунктах — Мта-Сабуети (1246 м), расположенном на Сурамском перевале, и Кутаиси (110 м), лежащем в Рионской долине. При наличии фёнов в Рионской долине над Кутаиси всегда отмечаются в нижних слоях большие скорости восточного ветра, в то время как в Мта-Сабуети ветер того же направления имеет нормальные скорости. Принимая расстояние по прямой Мта-Сабуети—Кутаиси равным 66 км и считая, что склон от Мта-Сабуети круто опускается на расстоянии примерно 33—35 км, можно найти и величины нисходящих потоков.

Северо-восточный ветер в г. Ереване часто сопровождался резким ростом скорости ветра. Синхронные с Ереваном наблюдения проводились на ст. Севан. Разница уровней этих двух пунктов, расположенных по долине р. Раздан на расстоянии 55 км друг от друга, составляла около 1 км, склон долины был сравнительно ровным и здесь также можно было подсчитать скорости нисходящих токов.

Величины w нисходящих потоков для нескольких случаев даны в табл. 68. Начало поворота ветра принималось за конец слоя опускания.

Далее рассмотрим нисходящие движения воздуха орографического происхождения. Сюда нужно, в первую очередь, отнести стоковые течения. Эти течения были исследованы автором во многих районах.

Таблица 68

Величины w (см/сек.) нисходящих потоков по склону

Армянское плато, 1956 г.				Рионская долина, 1955 г.				
20 VII	26 VII	27 VII	28 VII	13 X	8 II	9 II	17 II	19 II
17,4	8,9	14,2	6,4	22,0	23,0	36,0	1,9	3,6

На рис. 63 приведен пример стока холодного воздуха зимой со склонов незамерзающего Кольского залива.

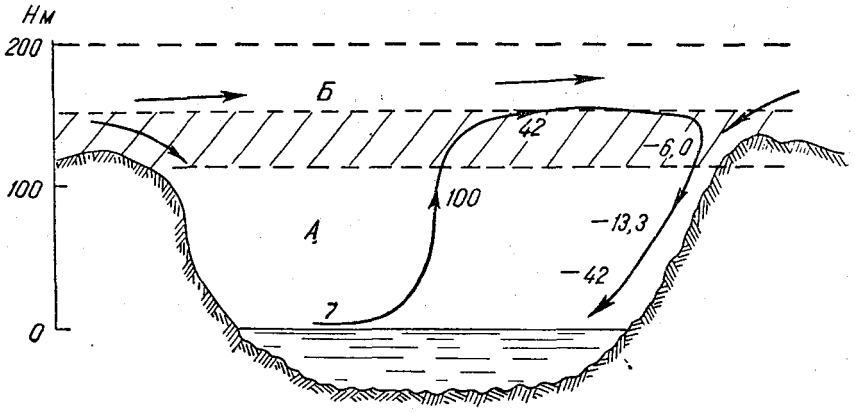


Рис. 63. Сток холодного воздуха со склонов в залив w см/сек.
А — нижний поток, *Б* — верхний поток.

В центральной части залива над теплой водной поверхностью создается интенсивный подъем нагретого воздуха с вертикальными скоростями до 100 см/сек., а с боковых склонов опускается холодный воздух со скоростями по данным уравновешенных шаров до —42 см/сек. Сток может наблюдаться в зимнее время и днем и в ночные часы.

Между открытой поверхностью водоема, будь то река или озеро, в зимнее время при слабых ветрах общей циркуляции могут наблюдаться местные ветры, направленные внизу с берега на водоем. При этом, если берег имеет скат, то в этом случае также могут развиваться нисходящие движения воздуха с максимальными скоростями у подошвы склона, т. е. у уреза водоема.

Наиболее благоприятными условиями для развития нисходящих движений в горах являются всякого рода стоковые ветры типа боры, фёна, ледниковых ветров и т. п.

При фёнах Рионской долины величины w нисходящих потоков могут доходить до 20—35 см/сек., но в отдельных случаях находятся в пределах 2—4 см/сек. Чем больше скорость нисходящего потока восточного ветра, тем обычно более резко выражены все свойства фёна.

При кратковременных усилениях скорости ветра в Ереване величины w нисходящих потоков при $L=55$ км также весьма велики и достигают 10—15 см/сек., а если допустить, что усиление скорости ветра начинается от Еревана примерно в 25—30 км, то полученные величины w нужно удвоить.

Ввиду малого числа наблюдений, которыми мы располагали, эти числа являются ориентировочными.

В августе 1940 г. при участии автора (1941) была проведена небольшая серия базисных шаропилотных наблюдений на Ледовом лагере, который расположен на южном склоне Эльбруса на высоте 3,9 км над ур. м.

Величины w нисходящих потоков определялись нами по значениям отрицательных отклонений фактической вертикальной скорости шара $w_ф$ от ее табличных значений $w_т$. Следует отметить, что нам впервые пришлось встретиться на Ледовом лагере с наличием почти постоянных больших отрицательных отклонений вертикальной скорости шара. В целом ряде случаев шар-пилот попадал в зону настолько сильных нисходящих потоков, что его высота в течение 1—2 мин. даже снижалась или подъем происходил очень медленно, например, 10 августа в 10 час. 54 мин. слой от 575 до 670 м шар-пилот проходил в течение 6 мин., хотя при $w_т=103$ м/сек. он должен был его пройти за 1 мин.

В табл. 69 для подсчета w вошли только случаи n, при которых наблюдались по слоям отрицательные отклонения. Направление преобладающего ветра $d°$ и средняя скорость ветра u м/сек. были получены для всех подъемов с наличием нисходящих потоков, утром и вечером их было 9 из 11 наблюдений, днем — 15 из 19. Утром и вечером наблюдался сток воздуха по склону и в нижних слоях отмечались нисходящие потоки, особенно значительные у земной поверхности и уменьшающиеся с высотой.

В дневные часы ветер в нижнем слое 0,5 км был направлен на склон и нисходящих потоков не наблюдалось. С уровня 0,7—1,0 км наблюдался поворот ветра, устанавливался ветер юго-западного и отчасти западного направления с увеличением скорости, с частым образованием нисходящих потоков, наибольшее число которых отмечалось в слое 1,0—2,0 км над уровнем Ледового лагеря; утром средние величины w в слое 1,6—2,0 км были больше 1,0 м/сек.

По отдельным наблюдениям можно отметить случаи с наличием у земной поверхности скорости нисходящих потоков по-

Таблица 69

Распределение w м/сек. $d°$ и u м/сек. при нисходящих потоках над склоном Эльбруса

Элементы	Слои, км										
	0,0—0,1	0,1—0,2	0,2—0,3	0,3—0,5	0,5—0,7	0,7—1,0	1,0—1,3	1,3—1,6	1,6—2,0	2,0—2,5	>2,5
	Утро и вечер										
w	0,72	0,48	0,22	0,40	0,13	0,33	0,43	0,40	1,09	0,50	—
d	360	360	220	200	190	190	210	230	240	230	
u	1,6	1,9	2,3	3,7	4,9	7,0	7,4	8,3	7,0	5,1	
n	5	6	3	3	1	3	4	5	6	2	—
	День										
w	—	—	—	0,22	0,95	0,58	0,60	0,84	0,70	0,70	—
d	160	170	150	140	190	200	210	220	230	220	210
u	2,1	2,5	2,3	2,1	3,1	4,1	4,8	6,0	6,3	7,6	8,0
n	—	—	—	1	5	2	6	8	6	3	—

рядка 1,5 м/сек., а в более высоких слоях (1,6—2,0 м) — до 2,1—2,2 м/сек. Иногда уровень кучевой облачности над склонами Эльбруса совпадал со слоем больших нисходящих потоков, причем облака на глазах таяли, а через некоторое время вновь возникали. Эти факты показывают, что на высотах 1,0—2,0 км наряду с нисходящими потоками должны наблюдаться не менее интенсивные и восходящие движения. Возможно, нисходящие потоки на этих высотах связаны с наличием роторных вихрей, образующихся на наветренном склоне Эльбруса. Схема потока дана на рис. 64.

В северо-западной части высокогорного оз. Севан в летнее время преобладают ветры северной половины горизонта, опускающиеся с окружающих гор, расположенных на расстоянии 50 км от пункта наблюдений. Применяя метод базисных наблюдений за шарами-пилотами с малой подъемной силой, мы получили величины нисходящих потоков, которые наблюдались в 75% всех случаев (табл. 70). В этой таблице α — угол наклона воздушного потока, полученный как отношение w к u; H — толщина слоя над уровнем озера, в котором наблюдался нисходящий поток; u — скорость ветра; d — направление ветра; x — горизонтальное удаление шара при нисходящем потоке от точки наблюдений; n — число случаев. Нисходящие потоки наблюдались при ветрах с гор северной четверти горизонта, угол наклона потока утром был около 9—10°, днем — около 3—3,5° и вечером — 1,5°.

Скорости ветра были типичными для оз. Севан — слабые утром и резко возраставшие к вечеру. Нисходящие потоки наблюдались только в нижнем слое воздуха толщиной около 0,3 км и распространялись по горизонтали на юге на 2,5—3 км днем и на 1,5—2,0 км утром. Средние величины w нисходящих потоков составляли 20 см/сек. и относительно мало, примерно на

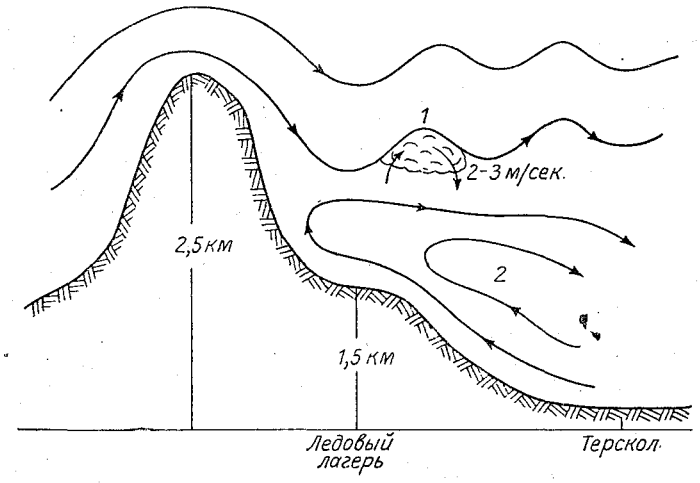


Рис. 64. Схема потоков воздуха над Эльбрусом.
1 — роторы, *2* — местный ветер.

±6 см/сек., изменялись в течение суток. Максимальные значения w были примерно в 2 раза больше средних.

Характеристики нисходящих движений на разных уровнях даны в табл. 71.

Таблица 70

Характеристика нисходящих потоков над оз. Севан

Часы	W см/сек.	W_{max} см/сек.	$\alpha°$	H м	u м/сек.	$d°$	x км	n
5—6	27	34	9,5	240	1,6	340	1,5	3
8—11	16	31	3,0	350	3,1	360	1,9	8
11—15	21	50	3,1	280	4,0	360	2,9	16
15—16	14	28	1,5	270	5,1	360	3,1	3
Среднее	20	—	4,3	280	3,5	360	2,3	30

Очень часто значительные величины нисходящих потоков w наблюдались в слое от 0 до 50 м с одновременным ростом

Таблица 71

Характеристики нисходящих потоков воздуха w см/сек., u м/сек. и $\alpha°$ по слоям над оз. Севан

Слои, км	Часы											
	5—6			8—10			11—15			15—17		
	w	u	α	w	u	α	w	u	α	w	u	α
0—0,05	24	2,3	6,0	34	2,9	6,7	32	5,0	3,7	38	5,4	4,1
0,05—0,1	46	2,6	10,5	31	2,7	5,6	24	4,8	2,9	19	3,9	4,1
0,1 —0,2	44	3,1	8,2	33	3,4	5,6	23	4,7	2,7	32	3,8	4,9
0,2 —0,3	—	—	—	26	2,6	5,7	32	3,6	5,1	38	3,7	4,9
0,3 —0,4	46	4,1	6,4	15	3,0	2,8	41	2,8	7,6	—	—	—
0,4 —0,5	—	—	—	18	2,7	4,6	9	2,7	1,9	—	—	—
0,5 —0,7	—	—	—	—	—	—	10	2,7	2,0	—	—	—

здесь скорости ветра и большими углами наклона воздушного потока порядка 4—7°. Слой, в котором величины w и углы наклона α достигали наибольших значений, располагался от 0 до 300—400 м, выше наблюдалось резкое уменьшение этих величин. Углы наклона воздушного потока в общем были близки к углам закрытости горизонта.

Хорошо выраженный сток холодного воздуха по пологому склону наблюдался наиболее отчетливо в условиях антициклональной погоды при ветрах общей циркуляции скоростью от 0,5 до 3 м/сек. При ветрах, скорость которых была больше 5 м/сек., сток воздуха обычно отсутствовал.

На рис. 65 приведен на плане пример распределения траекторий стекающего по склону воздуха на уровне 0,5—1,0 м от поверхности почвы. Сток воздуха ночью всегда направлен или перпендикулярно к горизонталям или под некоторым углом к ним. В ночные часы в средней части пологого склона почти всегда наблюдался ветер со скоростями от 0,5 до 2—3 м/сек. и только в самой низине иногда отмечался штиль.

Направление стока в течение всей ночи изменялось мало. Только спустя 30—40 мин. после восхода солнца на склоне начиналось резкое изменение направления движения воздуха с прекращением стока.

На склонах, обращенных на юг и юго-запад, сток холодного воздуха при малых скоростях ветра начинался снизу за 30—40 мин. до захода солнца и постепенно распространялся вверх, окончание стока наблюдалось спустя 20—30 мин. после восхода солнца, вначале также внизу и постепенно переходило на верхние участки склонов. Начало стока по склону, очевидно, было вызвано развитием инверсии. По мере уменьшения крутизны склона условия для стока должны ухудшаться.

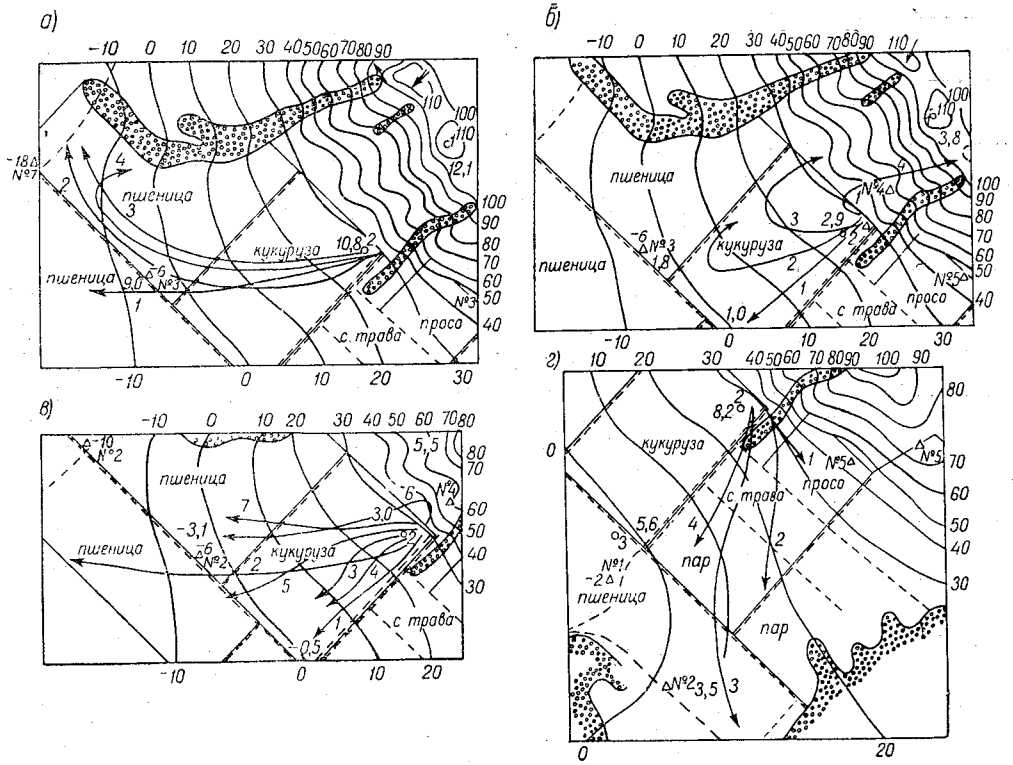


Рис. 65. Направление стока воздуха в ночные часы по склону.

4 июня: *1* — 4 ч. 00 м., *2* — 4 ч. 32 м., *3* — 4 ч. 55 м., *4* — 5 ч. 30 м.; 5 июня: *1* — 1—3 ч. 37 м., *2* — 4 ч. 10 м., *3* — 4 ч. 52 м., *4* — 5 ч. 27 м. 9 июня: *1* — 23 ч. 00 м., *2* — 3 ч. 10 м., *3* — 3 ч. 40 м., *4* — 40 ч. 00 м., *5* — 4 ч. 26 м., *6* — 4 ч. 50 м., *7* — 5 ч. 20 м., 8 июня: *1* — 3 ч. 41 м., *2* — 3 ч. 48 м., *3* — 5 ч. 39 м., *4* — 5 ч. 00 м.

На рис. 66 приведены средние значения горизонтальной и вертикальной скоростей стока холодного воздуха по склону. Средние скорости ветра составляли 1,2—2,5 м/сек. с колебаниями от 0,3 до 3—3,5 м/сек., причем в средней части исследуемого склона наблюдалось небольшое усиление скорости, связанное, возможно, с небольшим увеличением крутизны склона, а к концу склона отмечено уменьшение скорости стока. Поскольку низина, куда было направлено движение воздуха, не являлась замкнутой, а имела выход по руслу речки, то скорости стока в низине часто были больше нуля. Вертикальные скорости стока составили 9—15 см/сек., с небольшими колебаниями в обе стороны, вызванными шероховатостью местности. Следует отметить весьма близкое совпадение средних значений наклона опускающегося вниз потока воздуха (0,04) и наклона местности

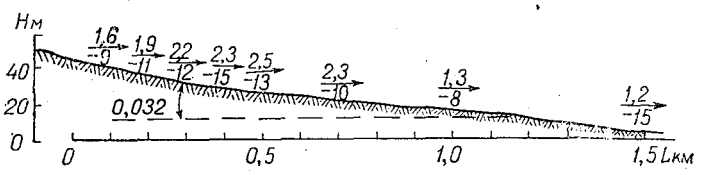


Рис. 66. Средние значения скорости стока воздуха ночью по пологому склону. Июнь 1955 г.
В числителе v м/сек., в знаменателе w см/сек.

(0,032). В средней части исследуемого склона наклон местности был несколько больше и здесь наблюдалось некоторое усиление стока с ростом нисходящих скоростей потока.

В большинстве случаев опускание холодного воздуха по склону происходило в виде непрерывного стока иногда с быстро меняющимися скоростями. Но в некоторых случаях сток холодного воздуха происходил в виде эпизодических обрушиваний вниз по склону порций холодного воздуха типа холодного фронта в миниатюре.

Сток холодного воздуха вызывал восходящие движения вытесненного воздуха в противоположном направлении. Скорости стока холодного воздуха u были в пределах 0,8—1,7 м/сек., а его вертикальная составляющая w была равна 7—23 см/сек., подъем вытесненного воздуха проходил при средних величинах w около 20—30 см/сек., иногда доходящих до 0,5—0,6 м/сек.

Нисходящие движения воздуха при боре наиболее изучены для района Новороссийска. Бора — это сильный и порывистый ветер, направленный вниз по горному склону и приносящий в зимнее время значительное похолодание. Бора обычно наблюдается в местностях, где невысокий горный хребет граничит с морем. Скорости ветра в Новороссийске при боре доходят до 35—40 м/сек. и на Мархотском перевале — до 50—60 м/сек.

Схема строения бора дана на рис. 67.

Бора развивается в однородной массе выхоложенного над сушей воздуха и наличием фронтальной зоны над морем. В зим-

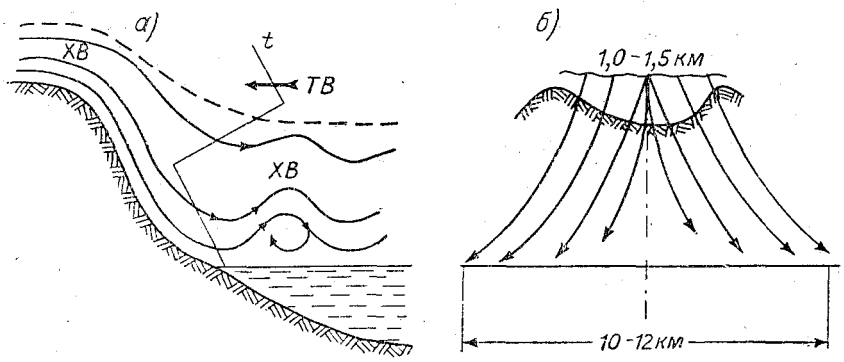


Рис. 67. Схема строения новороссийской боры.
а — поперечный разрез, *б* — вид с моря.

них антициклонах у земной поверхности к северо-востоку от Новороссийска создается мощная инверсия и при благоприятных

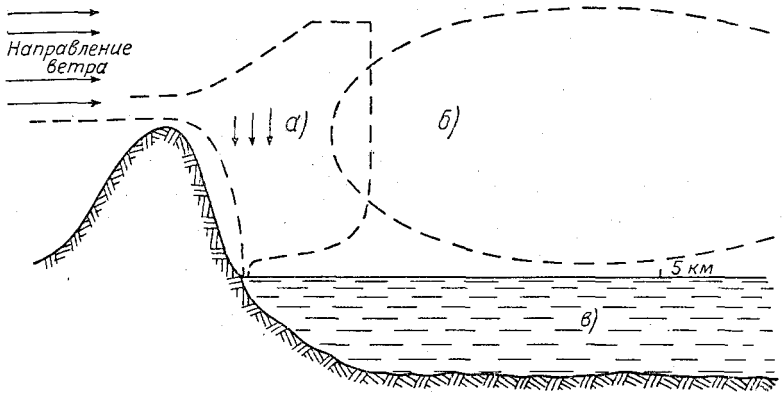


Рис. 68. Схема распределения зоны нисходящих потоков при северо-западных ветрах в Крыму.
а — зона нисходящих потоков, *б* — зона болтанки, *в* — море.

условиях выхоложенный воздух устремляется к морю через пониженные участки Мархотского перевала, отметки которого составляли 435 м. Усиление скорости ветра на Мархотском перевале вызвано сжатием воздушного потока при его прохождении через седловину, на которой расположена станция, в то время

как на ближайших точках с отметками 610—640 м скорости ветра все же значительно меньше. Опускающийся по склону с перевала холодный воздух над морем образует систему роторных волн. Скорости нисходящих потоков на Мархотском перевале могут доходить примерно до 10—12 м/сек. Хотя данных о величинах $w_н$ в Новороссийске не имеется, но и там можно ожидать вблизи земли до 2—3 м/сек., а в роторах на высоте 200—300 м — до 5—7 м/сек. Сток холодного воздуха может происходить в горных районах довольно часто — вдоль русла горных речек, узких долин и других пониженных форм рельефа.

На рис. 68 приведена схема распределения зоны нисходящих потоков с южной стороны хребта Ай-Петри при северо-западных ветрах. Эта зона была обследована с помощью вертолета и шаропилотных наблюдений. Нисходящий поток может занимать зону почти на 600 м выше уровня хребта и примерно на 1—2 км от склона хребта. Мы не рассматривали нисходящие потоки, образующиеся в мощных кучевых и особенно в кучево-дождевых облаках, где скорости нисходящих потоков могут доходить до десятков м/сек. Значительные нисходящие движения воздуха также могут иметь место в роторных вихрях.

5. Волновые движения в атмосфере

Над равнинами. В атмосфере волновые движения развиваются только на границе двух различных по своим свойствам воздушных масс и никогда не возникают внутри однородной массы. Термически задерживающие слои (инверсии, изотермии, слои с малым γ) образуют поверхности раздела, вдоль которых происходит разрыв плотности воздуха, а также изменение направления и скорости ветра, или одновременно имеют место оба эти явления.

Волны в атмосфере условно можно разделить на два типа — инверсионные и подветренные или горные.

Инверсионные волны могут развиваться над равнинной местностью, а подветренные волны — только над пересеченной.

Рассмотрим количественные значения отдельных элементов воздушных волн — длину, амплитуду, величины восходящих и нисходящих потоков и роторные движения.

Длины волн, образующихся вдоль термически задерживающих слоев, можно приблизительно определить по формуле

$$\lambda = \frac{\pi \Delta \bar{u}^2}{2g} \frac{T + T'}{T - T'} = \pi \frac{T}{g} \frac{\Delta \bar{u}^2}{\Delta T}, \qquad (3.35)$$

где λ — длина волны, Δu — векторная разность скорости ветра в м/сек., T и T' — абсолютные температуры в инверсионном и подынверсионном слоях, g — ускорение силы тяжести.

Длина волн, возникающих вдоль термически задерживающих слоев, возрастает с увеличением векторной разности скорости ветра и с уменьшением разности плотности двух слоев воздуха и разности температур между обоими слоями.

Для инверсионных волн В. Парчевский (1957) приводит их приближенные величины в зависимости от величин Δu и $T - T'$.

Табл. 72 составлена для условий, когда подынверсионный слой неподвижен и имеет температуру 0°.

Таблица 72

Приближенные длины инверсионных атмосферных волн λ м

$T-T°$	Δu м/сек.							
	2	4	6	8	10	12	14	16
2	185	745	1675	2975	4675	6675	9115	11 900
4	95	370	835	1490	2325	3340	4555	5 950
6	60	250	560	935	1550	2225	3040	3 970
8	45	185	420	745	1160	1670	2680	2 975
10	35	50	335	595	930	1335	1825	2 380

Из этой таблицы видно, что длина инверсионных волн увеличивается с уменьшением разности температур в инверсионном и подынверсионном слоях атмосферы. Еще более быстрое увеличение длин волн происходит с увеличением векторной разности скорости ветра между обоими слоями воздуха.

По данным аэрологических наблюдений, в условиях радиационной инверсии перепады температуры воздуха при инверсии Δt равны примерно 2—3°, а разрыв скорости ветра Δu может в среднем доходить до 3—4 м/сек., тогда согласно табл. 77 должны образовываться воздушные волны с длинами волн от 100 до 800 м.

По данным В. Георгии (1959), инверсионные волны чаще всего имеют длину 400—500 м.

Для иллюстрации строения инверсионных волн приведем рис. 69 за 11 час. 5 июня 1953 г., взятый из работы В. Георгии (1959). На этом рисунке дано распределение температуры воздуха, направления и скорости ветра в км/час, вертикальных скоростей в м/сек., а также длины волны в слое до 3 км. В этот день наблюдалось два задерживающих слоя — первый в зоне 1,0—1,7 км, а второй изотермический между 2,3 и 3,2 км. Над нижним слоем инверсии с величинами $\Delta t = 1°$ и $\Delta u = 3$ м/сек. образовались воздушные волны с $\lambda = 320$ м. Вертикальные скорости в волнах в этот день были измерены с помощью планеров и составили в восходящих и нисходящих потоках 1—2 м/сек. На второй волне вертикальные скорости были несколько меньше и изменялись от —1,0 до 1,0 м/сек.

По данным И. В. Васильченко и А. А. Ледоховича (1962), по записям инверсий температуры над слоями инверсий на высоте 500 м были обнаружены периодические изменения температуры типа волн длиной 1000—1200 м и колебаниями температуры до 1,2°.

По наблюдениям на 300-метровой вышке ИПГ иногда обнаруживались на верхней границе инверсии резкие повышения

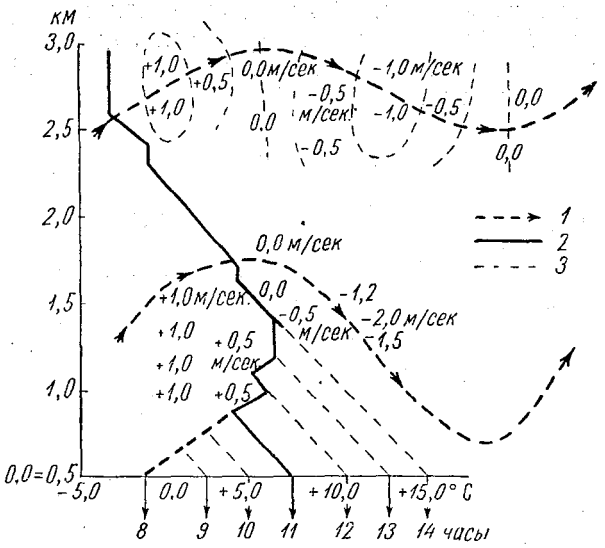


Рис. 69. Температурные инверсии и инверсионные волны.

1 — инверсионная волна, *2* — кривая состояния температуры, *3* — сухая адиабата.

уровня инверсии с последующими спадами волнообразного вида. Очевидно, непрерывная регистрация температуры воздуха на разных уровнях также может выявить наличие инверсионных волновых колебаний.

На рис. 70, взятом из работы В. Георгии (1959), приведены волны, образующиеся в устойчиво стратифицированном воздухе позади небольших возвышенностей, в данном случае дюн высотой около 50 м. На основании тригонометрических измерений движения уравновешенного шара были измерены их траектории. Две таких траектории при скоростях ветра 10 м/сек. и даны на рис. 70.

Как видно, волна позади дюны имеет длину около 3 км с амплитудой 50 м и восходящей составляющей до 2 м/сек. Неустойчивая стратификация исключала образование волновых движений.

Позади достаточно удлиненных мелких возвышенностей чаще всего образуются потоки обтекания. Эти потоки вызывают сравнительно слабые, динамического происхождения движения. Чем выше склон и больше скорость ветра, тем больше высота подъема воздуха. Восходящий поток обтекания при устойчивой стратификации обычно бывает без завихрений. При неустойчивом состоянии высота подъема потока обтекания возрастает и поток обтекания часто сливается с термиками, усиливая их.

В горных районах. Основными участками образования воздушных волн являются горные районы. Здесь волны образуются на подветренной стороне возвышенностей, особенно если последние имеют вид длинных хребтов.

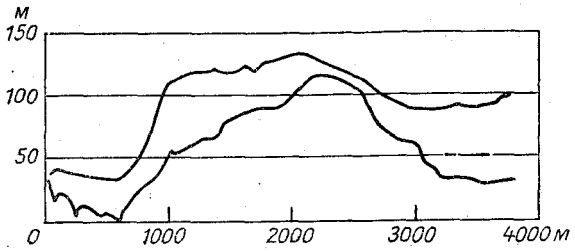


Рис. 70. Измерение стационарных волн на подветренной стороне дюн.

На рис. 71 дана схема возмущения воздушного потока над горным хребтом и позади него и связанных с ними облачных систем. Длиной волны называют расстояние между двумя последовательными гребнями или ложбинами волны. Вихри с горизонтальной осью, развивающиеся в нижних зонах горных волн, называются роторами.

Амплитуда подветренных волн *A* характеризует наибольшие отклонения по вертикали линий потока от невозмущенного состояния. Обычно длина первой волны за горой меньше длины последующих волн. С высотой длины волн обычно возрастают.

Внешним признаком наличия волновых возмущений при достаточной влажности является орографическая облачность. Сюда нужно отнести облака на вершине горных хребтов, так называемая облачная фёновая шапка. Ниже по потоку в гребнях роторов развивается роторная облачность. В гребнях горных волн может развиваться слоисто-кучевая Sc lent. и высококучевая чечевицеобразная Ac lent. облачность, а в более высоких слоях — перистая облачность. Можно еще указать на ряд характерных форм орографической облачности, например, на облака типа «кошачьего глаза», облака-флаги, образующиеся на подветренной стороне горных вершин, серповидные облака, развивающиеся над отдельными вершинами, и на ряд других форм.

Влияние горных хребтов на воздушные течения особенно велико в переходные сезоны, весной и осенью. Максимум случаев с наличием облаков-препятствий наблюдается в марте и апреле, несколько меньше — в сентябре и октябре и реже всего — в июне и июле. Кроме годового хода, эти облака имеют явно выраженный суточный ход с максимумом ночью, вечером и утром и минимумом днем.

Прежде всего следует определить возможность образования воздушных волн позади горного хребта.

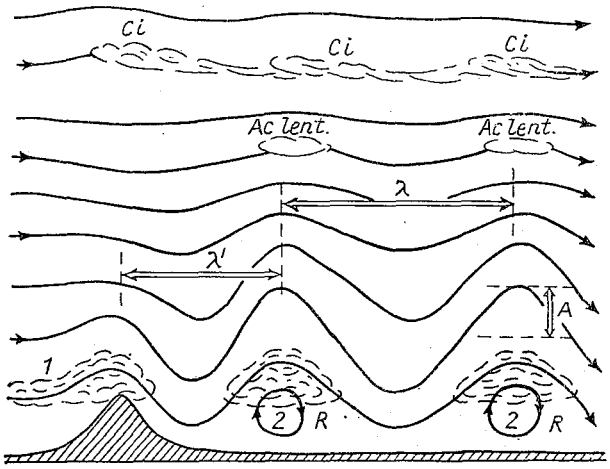


Рис. 71. Схема возмущений воздушного потока над горным препятствием и связанных с ними облачных систем. *1* — фёновые облака, *2* — облака роторов, λ — длина волны, λ' — длина первой волны, A — амплитуда, R — ротор.

Как уже указано выше, этот вопрос в настоящее время решается с помощью параметра Скорера l^2 или по номограмме Фёрхтготта. Следует напомнить, что основным критерием появления горных волн является все же критерий Скорера.

Судя по зарубежным данным, в настоящее время имеется возможность давать довольно точные прогнозы атмосферных условий, благоприятных для развития волновых потоков, используя только данные температурно-ветрового зондирования. Для возникновения волн необходимы следующие предпосылки:

а) ясно выраженный слой устойчивой стратификации воздуха на высотах между 1 и 3 км. Здесь обычно должна наблюдаться инверсия температуры или изотермия. Выше и ниже слоя 1—3 км величины вертикальных градиентов температуры должны быть значительно больше;

б) направление ветра должно быть почти перпендикулярным

горной гряде с отклонениями в пределах $\pm 30°$ и мало меняющейся с высотой скоростью.

Пользуясь номограммой Фёрхтготта, можно ориентировочно прикинуть тип воздушного потока позади хребта при условии устойчивой стратификации атмосферы.

Более надежные данные получаются из анализа профиля волнового числа l^2. Если в воздушной массе значения волнового числа резко уменьшаются с высотой, достигая минимума, а выше снова увеличиваются, то слой с минимальными значениями l^2 и будет зоной, до которой могут образовываться волновые движения.

Методика расчета числа l^2. Для практических целей вычисление величины l^2 обычно делается по слоям через 0,5 км или 50 мб. При монотонном изменении $t°$ и u м/сек. слои можно брать через 1,0 км или 100 мб, а в зонах с резкими изменениями γ и u толщину слоев можно уменьшать до 0,25 км или 25 мб.

По данным температурно-ветрового зондирования строят профили t и u и намечают зоны с возможным образованием подветренных волн. Далее разбивают всю тропосферу на отдельные слои через 0,5 или 1,0 км, исходя из указанных выше принципов распределения $t°$ и u. Участки с наличием инверсий, изотермий, уменьшенных значений γ или слои с резкими изменениями скорости ветра можно разбивать через 0,25 км. Далее производят расчет среднего в слое вертикального градиента температуры и средней скорости ветра.

Если направление ветра с высотой до уровня 800 мб изменяется более чем на 30°, то необходимо пользоваться не фактической скоростью ветра, а вычисленной ее компонентой по направлению геострофического ветра.

$$u_{расч} = u_{факт} \sin \alpha,$$

где α — угол между вектором ветра и геострофическим ветром. При возможности образования облачности в зоне подветренных волн можно пользоваться величиной влажно-адиабатического градиента.

Далее приведем табл. 73 с примером расчета l^2.

В практике расчета пользуются величиной l^2, увеличенной в 10^6 для того, чтобы иметь дело с большими числами и брать величины γ для слоев через 100 м,

$$l^2 = \frac{10\,(\gamma_a - \gamma)\,10^6}{Tu^2}, \qquad (3.36)$$

где $g \approx 10$.

Профили l^2, t и u показывают на благоприятные условия для развития волновых движений в слое от l^2_{max} до l^2_{min}, т. е.

Таблица 73

Пример расчета параметра Скорера l^2

	H км									
	0,0	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	4,0	5,0	6,0	7,0
$t°$	7,0	—8,6	—8,6	10,0	—2,2	—2,2	—10,2	—19,3	—26,2	—33,0
u м/сек.	6,7	8,8	11,2	12,2	12,2	13,8	16,7	17,5	18,2	19,0
$\gamma°$/100 м	1,1	1,0	0,3	—1,6	0,0	0,8	0,9	0,7	0,7	
$\bar{u}$ м/сек.	8	10	11	12	13	15	17	18	19	
$T°$	275	267	265	268	271	267	258	250	243	
$\gamma_a - \gamma$	—0,3	0,0	0,7	2,6	1,0	0,2	0,1	0,2	0,3	
$\bar{u}^2$	64	100	121	144	169	225	289	324	361	
l_1^2	—1,7	0,0	2,2	6,8	2,2	0,3	0,1	0,3	0,4	

от уровня 1,5—2 до 5 км. В слое с $\gamma > \gamma_a$ до высоты 1—1,5 км движение будет хаотическое, турбулентное. Максимальная амплитуда волн будет наблюдаться под слоем инверсии и быстро должна затухать выше инверсионного слоя.

В реальной атмосфере значения параметра l^2 с высотой почти всегда уменьшаются, поскольку скорость ветра с высотой увеличивается. Это несколько затрудняет использование профиля l^2 для диагноза подветренных волн. Для этих целей необходимо было бы определить величину обычного уменьшения параметра l^2 по вертикали для случаев, когда невозможно образование волн и когда создаются благоприятные условия для волнообразования.

При некоторых исследованиях было обнаружено, что минимальные значения l^2 наверху при волнообразовании составляют $^1/_9$ максимальных значений внизу. Величина $^1/_9$ уменьшения l^2 с высотой не должна пониматься как количественный предел в прогнозировании волны, а дает только ориентировочное представление о величине уменьшения l^2, которое необходимо для образования волновых ситуаций.

Горные волны характеризуются: а) длиной волны λ, б) амплитудой волны A, в) вертикальными движениями в волнах w.

Первым критерием длины горных волн являются расстояния между грядами Sc lent., Ac lent., Ac und., но пока нет простых методов расчета расстояний между ними. Имеется ориентировочная формула для расчета длины подветренной волны λ, полученная из теории Скорера,

$$\lambda = 6{,}3u \sqrt{\frac{T}{10(\gamma_a - \gamma)}}\ 10^2 \text{ км}. \qquad (3.37)$$

Например, при $u=20$ м/сек., $\gamma=0{,}5°$ и $T=273°$ величина $\lambda=9{,}3$ км.

Можно считать, что λ увеличивается почти линейно с ростом u м/сек.

Очень важно определить те синоптические ситуации, которые вызывают образование мощных подветренных волн. Самые большие волны образуются над высокими хребтами при наличии сильных ветров. Более короткие волны с большими амплитудами и значительными вертикальными скоростями наблюдаются, как правило, в нижних и средних высотах тропосферы.

Экспериментальных измерений длин атмосферных подветренных волн сравнительно много. Приведем некоторые из них.

Из работы В. Парчевского (1957) следует, что вдоль Карпат у Карконоши волны имеют в среднем длину 7—9 км, причем их длина увеличивается с возрастанием высоты. Волны, образующиеся вдоль этих горных склонов, удлиняются при увеличении скорости ветра и уменьшаются при ослаблении ветра. Горные цепи, имеющие бо́льшие высоты, чем Карпаты, образуют стационарные волны длиной от 10 до 20 км, а в более высоких слоях наблюдаются волны даже свыше 40 км. В работе А. Ф. Дюбюка и Т. Н. Бибиковой (1965) указывается, что на Южном Берегу Крыма были измерены длины волн от 4,2 до 11 км. Для сугубо ориентировочных прикидок элементов подветренных волн можно использовать составленную Л. Газа (1961) для условий Чехословацких Татр сводную таблицу волновых потоков разной интенсивности (табл. 74). В этой таблице λ — длина волны, A — максимальная амплитуда, w — вертикальная скорость в гребне волны.

Такие таблицы желательно было бы составить для горных авиатрасс, обслуживаемых АМСГ.

Таблица 74

Структура воздушной волны в Татрах, по Газа

Интенсивность волнового потока	Высокие Татры				Низкие Татры			
	λ км	A_{max} м	$\pm w$ м/сек.	высота гор и направление ветра	λ км	A_{max} м	$\pm w$ м/сек.	высота гор и направление ветра
Сильный . . .	10—16	900—1500	7—15		5—8	600—900	5—10	900
Средний . . .	6—10	500— 900	3— 7	1700 м	3—5	300—600	2— 5	180—260°
Слабый . . .	3— 6	200 500	1— 3	300—020°	2—3	100—300	1— 2	

Теоретические исследования вертикальной составляющей скорости ветра показали, что величина w при достаточно длинном горном хребте может достигать значений скорости основного потока.

Например, бросок вертолета в районе горы Роман-Кош в Крыму показал наличие вертикальных потоков скоростью около 6—7 м/сек. В Австралии были отмечены вертикальные скорости до 8 м/сек. и более. Аналогичные исследования показали, что генерируемая горами вертикальная составляющая скорости ветра существенно зависит от формы горы и над разными горами ее величина различна.

Существует эмпирическая формула для подсчета вертикальной составляющей скорости ветра в волнах

$$W = \alpha 6{,}3 \frac{Au}{\lambda}, \qquad (3.38)$$

где α — некоторый коэффициент, зависящий от формы горы и стратификации атмосферы. Величина w прямо пропорциональна амплитуде волны A и скорости ветра u и обратно пропорциональна длине волны λ.

По данным В. Парчевского (1957), в районе Карпат амплитуды волновых движений достигают нескольких сот метров. Средние скорости вертикальной составляющей волновых движений доходят до 3 м/сек. и иногда достигают 4—5 м/сек.

Интересна связь между скоростью ветра $u_{кр}$ и превышением препятствия относительно окружающей местности h (табл. 75).

Таблица 75

h	150	300	900
$u_{кр}$	4	6	12

Теория показывает, что уровень максимальной амплитуды должен быть вблизи уровня с максимумом l^2. Чем яснее выражение устойчивости, тем ближе к этому уровню должна находиться максимальная амплитуда волны. В случае резко выраженной инверсии температуры волны дожны быть наиболее сильными на уровне инверсии и они будут быстро ослабевать выше этого уровня. Для иллюстрации приведем рис. 72. Иногда можно ожидать нескольких систем волн по вертикали. Это будет в тех случаях, когда вертикальный профиль l^2 показывает более одного максимума. Верхние волны обычно имеют большие длины. Можно привести некоторые средние характеристики воздушных волн в зависимости от высоты их развития (табл. 76).

В работе В. А. Пацаевой (1964) приведены результаты измерений горных волн в районе Ташкента с помощью уравновешенных шаров-зондов на высотах 9—11 км. Автор отмечает, что ложбины и гребни волн на траекториях различных шаров находятся все время на одном и том же месте по отношению к горному хребту — над вершиной горы ложбина волны с нисходящими движениями и над долиной — гребень волны с восходящими потоками. У земной поверхности форма токовых линий

будет соответствовать рельефу горного хребта. Увеличение скорости ветра над вершиной вызовет падение статического давления в нижележащей части потока и обусловит нарушение статического равновесия между силой вертикального градиента

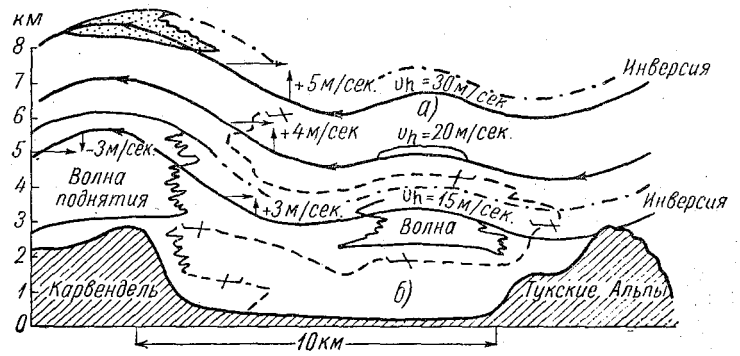


Рис. 72. Волновые движения над Инсбруком по данным полетов планера.

а — атлантический тропический воздух, *б* — влажный средиземноморский воздух, v_h — горизонтальная скорость волновых движений.

давления и силой тяжести. Результатом нарушения этого равновесия будет развитие вертикальных движений: нисходящих

Таблица 76

Вид волны	Высота, км	Диапазон $u_{кр}$ м/сек.	Средний диапазон λ км
Нижняя местная	2—4	8—13	8—15
Средняя . . .	4—8	13—25	30—50
Высокая . . .	>8	>25	30—50

над хребтом и восходящих над горной долиной. Результаты измерений даны в табл. 77.

Амплитуда орографических волн возрастает с ростом высоты горы и достигает максимума при значениях среднего вертикального градиента температуры в тропосфере, равных 0,53 на 100 м. В табл. 77 параметр Скорера l^2 рассчитан для слоев 1—2 и 10—11 км. Если параметр l^2 в слое над препятствием уменьшается с высотой, то это указывает на наличие волн.

Длина волны определялась по траектории как расстояние между двумя гребнями волны. С увеличением скорости ветра и устойчивости увеличивается и длина волны. При скоростях

Таблица 77

Результаты обработки траекторий уравновешенных шаров. Ташкент, сентябрь—октябрь 1961

№ выпуска	Направление ветра, град., и скорость, м/сек.		Температура, град.		$l^2 10^6$		Высота горы	Характеристика волны			
	1 км	10 км	1 км	10 км	1—2 км	10—11 км	км	λ км	*A* км	*H* км	количество волн
2	160—04	280—50	23,8	—36,7	4	0,3	3,2	21,0	1,2	9,8	2
3	187—02	280—53	24,7	—39,2	30	0,08	3,4	20,0	0,8	11,0	1
5	003—03	276—59	19,0	—37,7	18	0,13	3,4	31,0	1,2	11,6	2
6	034—02	276—44	21,6	—36,6	14	—0,04	3,4	30,0	2,4	11,4	1
8	004—02	275—35	23,3	—36,0	34	0,12	3,6	22,0	1,1	10,3	5
12	248—02	258—29	17,0	—40,2	2	0,6	3,6	25,0	1,2	9,2	5
14	279—01	300—36	17,0	—40,1	75	0,5	3,2	26,0	1,6	9,1	3
16	235—03	248—18	16,5	—45,6	14	0,57	3,2	13,0	0,6	9,5	3

ветра более 200 км/час на высотах и при очень слабом ветре у поверхности земли длина волны достигает максимального значения, около 33 км.

Вертикальные движения в 90% всех случаев не превышали 4 м/сек. Максимальные значения вертикальных скоростей w могут превосходить 10 м/сек. С ростом скорости потока растут и скорости вертикальных движений над горами.

Следует заметить, что полученные В. А. Пацаевой значения длин горных волн и их амплитуд в общем близки к соответствующим данным других районов, в частности гор Сьерра-Невада. Вычисленные по формуле (3.37) величины λ довольно хорошо согласуются с фактическими для $\lambda < 25$ км, для $\lambda > 25$ км расхождения получились большие.

Существование струйного течения с большими скоростями ветра и значительным вертикальным ветровым сдвигом является важным фактором в образовании мощных волн, особенно с подветренной стороны таких больших горных систем, как, например, Главный Кавказский хребет или Памир.

Обычно сильные волны наблюдались в тех случаях, когда наверху существовало струйное течение либо непосредственно над станцией, либо на некотором расстоянии в стороне.

Существование струйного течения не является обязательным условием для образования волн небольшими горными хребтами. Но иногда серии таких хребтов расположены так, что общий размер территории в целом эквивалентен размерам очень большого горного хребта. В таких случаях наличие струйного течения может при благоприятных условиях способствовать образованию мощной системы волн с большой длиной волны на верхних уровнях и более короткими волнами в нижних слоях.

Обычно горные районы состоят из ряда отдельных гор или горных хребтов. Возмущения, создаваемые каждой по отдельности горой или холмом, будут накладываться на волновой ход. Это часто обусловливает сложную схему течения, в которой не будет наблюдаться регулярной смены подъемов и опусканий. Иногда возмущение воздушного потока непосредственно над хребтом может быть в фазе с подветренными волнами от других возвышенностей и в результате может наблюдаться интерференция волн (рис. 73). В результате этой интерференции волновой процесс может или усиливаться, или ослабевать в зависимости от фазы. Если ложбина волны окажется над следующей

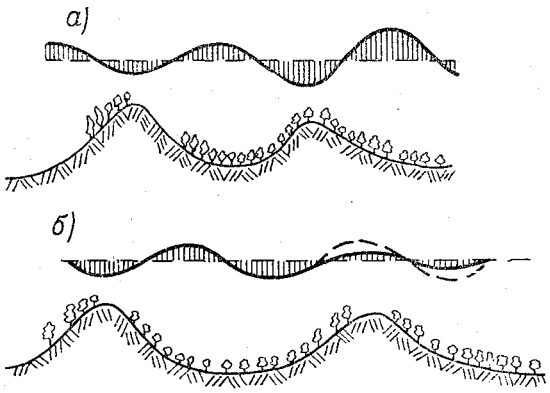


Рис. 73. Пример интерференции волн.
а — усиление волны, *б* — ослабление волны.

возвышенностью, то в связи с засасывающим действием склона наступает усиление волны (рис. 73 *а*), если над возвышенностью окажется гребень, то произойдет затухание волнового процесса (рис. 73 *б*). Возможна интерференция нескольких систем волн, порождаемых различными препятствиями.

Вообще трудно предусмотреть результаты наложения последовательных волн. Только опыт работы в данной местности поможет синоптику связать все особенности систем горных волн с орографическими особенностями.

Турбулентность в горных волнах бывает наиболее частой и интенсивной под гребнями волн на уровне горных вершин. Эта турбулентность особенно сильна в волнах, создаваемых высокими горами.

Почти всегда наблюдается турбулентность в роторной облачности. Степень турбулентности тем больше, чем более развитыми являются волны.

Установлено, что если распределение температуры в воздушном потоке с волнами становится неустойчивым, волны теряют свой характер движения и появляется турбулентность.

ГЛАВА IV

КОЭФФИЦИЕНТ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Турбулентное перемешивание является основным процессом переноса в атмосфере отдельных субстанций (тепла, влаги, примесей) из одной точки в другую как по вертикали, так и по горизонтали. Поэтому получение критериев, характеризующих интенсивность турбулентного обмена, является одной из основных задач физики атмосферы, имеющей большое научное и практическое значение.

Лучше всего процесс турбулентного перемешивания по вертикали определяется через так называемый коэффициент турбулентного обмена или перемешивания A.

Если обозначим турбулентный поток любой атмосферной субстанции $Q_т$ г/см² сек. и вертикальный градиент удельной концентрации $\frac{\partial s}{\partial z}$, тогда

$$Q_т = -A\frac{\partial s}{\partial z}. \tag{4.1}$$

Чаще всего пользуются другой величиной, характеризующей турбулентный обмен, — коэффициентом турбулентности k. Коэффициент турбулентности представляет отношение A к плотности воздуха ρ

$$k = \frac{A}{\rho}.$$

Тогда размерность k будет см²/сек. Единицами измерения служат или см²/сек., или единица, в 10^4 раза бо́льшая 1 м²/сек. = $= 10^4$ см²/сек.

Турбулентные потоки примесей в горизонтальном направлении вдоль осей x и y записываются аналогично потоку по вертикали:

$$Q_x = -A_s\frac{\partial s}{\partial x} = -\rho k_s\frac{\partial s}{\partial x}, \tag{4.2}$$

$$Q_y = -A_s\frac{\partial s}{\partial y} = -\rho k_s\frac{\partial s}{\partial y}, \tag{4.3}$$

где A_s и k_s — коэффициенты турбулентного обмена и турбулентности в горизонтальном направлении.

Величины коэффициентов A и k в условиях атмосферы подвержены значительным изменениям как во времени, так и в пространстве. Они зависят от величины вертикальных градиентов скорости ветра (β) и температуры (γ), от свойств подстилающей поверхности — ее шероховатости, термической неоднородности, и других факторов.

В приземном подслое коэффициент турбулентности изучен весьма подробно. С помощью градиентных наблюдений над распределением ветра и температуры в слое 1,5—2 м величина k вычисляется с удовлетворительной точностью и достаточной оперативностью, хотя и здесь до сего времени нет методов надежного определения коэффициентов обмена в слоях глубоких инверсий при наличии значительных неоднородностей подстилающей поверхности и при некоторых других условиях.

Следует заметить, что выражение (4.1) является общим для переноса по вертикали любой субстанции, но если рассматривать турбулентную диффузию какого-либо потока, например, влаги E, количества движения τ или тепла P, тогда обычно пишут

$$E = -\rho k_w \frac{\partial q}{\partial z}, \tag{4.4}$$

$$\tau = \rho k_M \frac{\partial u}{\partial z}, \tag{4.5}$$

$$P = -\rho c_p k_H \left| \frac{\partial T}{\partial z} - \gamma_a \right|, \tag{4.6}$$

где k_w, $k_м$, $k_н$ — соответствующие коэффициенты для каждой из субстанций.

В ряде работ, например Пристли (1964), рассмотрены значения k_w, $k_м$, $k_н$ и их соотношения $\frac{k_w}{k_н}$, $\frac{k_м}{k_н}$ и показано, что допущение равенства k_w и $k_м$ обычно дает удовлетворительные результаты при некоторых наиболее важных условиях стратификации атмосферы.

Наибольший интерес представляет отношение

$$\alpha = \frac{k_H}{k_M},$$

которое в приземном слое может изменяться в относительно больших пределах и зависит от устойчивости атмосферы. Однако расчет численных значений α пока еще очень труден, особенно в пограничном слое, учитывая большие погрешности измерений профилей температуры воздуха и отчасти скорости ветра.

В дальнейшем в первом приближении мы будем считать, что $k_w = k_м = k_н$ и соответственно $\alpha = 1$.

Как уже указывалось, измерение величины k в приземном слое проводится более или менее точно, но использование этих методов для более высоких слоев обычно затруднено. Это вызвано в первую очередь большими различиями в распределении здесь скорости ветра, температуры воздуха и спектра атмосферных вихрей.

Экстраполяция же полученных у земной поверхности значений k обычно допустима не выше 15—20 м. При экстраполяции на бо́льшие высоты часто приходится пренебрегать физической стороной процесса.

Особенностью турбулентного обмена в пограничном слое является многомасштабность турбулентных движений, создающих перемешивание, и распределение энергии между турбулентными потоками различных масштабов. Участок спектра вихрей, на долю которого приходится почти вся энергия потока, можно назвать масштабом турбулентности.

В нижнем километровом слое спектр вихрей значительно возрастает по сравнению с приземным слоем, но он все же меньше, чем в свободной атмосфере.

Характерные размеры атмосферных вихрей в приземном подслое, как отмечали выше, находятся ориентировочно в пределах $10^1 - 10^2$ м, в пограничном слое — от 10^1 до 10^3 м. Резкое увеличение спектра вихрей по мере роста высоты приводит к необходимости отнесения полученных значений k к какому-то определенному масштабу вихрей. Но вопрос о количественном спектральном анализе коэффициента турбулентности еще далек от разрешения.

Интенсивность вертикального турбулентного перемешивания и вертикальные градиенты метеорологических элементов всегда связаны между собой. Если вертикальные градиенты векторов скорости ветра (β) и температуры воздуха (γ) изменяются, то приток турбулентной энергии, обусловленной преобразованием кинетической энергии основного потока, также изменяется.

В этом случае турбулентная энергия, связанная с вертикальным перемещением турбулентных вихрей, возрастает или убывает, следовательно, изменяется и интенсивность турбулентности и, наоборот, усиление или ослабление турбулентного перемешивания приводит соответственно к уменьшению или увеличению вертикальных градиентов всех субстанций. В частности, на этом принципе основаны методы определения коэффициента турбулентности по вертикальным профилям метеорологических элементов и в первую очередь по профилям скорости ветра и температуры воздуха.

Вертикальный градиент ветра определяет возникновение

вихревой энергии за счет основного потока, а вертикальный градиент температуры характеризует затраты энергии на работу против сил Архимеда.

1. Методы расчета коэффициента турбулентности

Методы расчета коэффициента турбулентности можно разделить на две группы:

1) расчет средних значений k во всем пограничном слое, что, как правило, может быть отнесено и к нижнему километровому слою;

2) расчет коэффициента турбулентности для отдельных высот, т. е. получение профиля k.

Далее кратко остановимся на тех методах, которые были использованы автором в его работах.

Методы расчета средних по слою значений коэффициента турбулентности. Д. Л. Лайхтман (1944, 1956) предложил несколько формул для вычисления средних значений k. При этом были взяты следующие начальные условия:

1) движение стационарно по времени;

2) траектория частиц имеет малую кривизну, поэтому центробежной силой можно пренебречь;

3а) барический градиент линейно меняется с высотой;

3б) барический градиент не меняется с высотой.

Условие 3а введено для случая, когда горизонтальные градиенты температуры велики (массы неоднородны), вследствие чего направление барического градиента быстро меняется с высотой и наблюдается левое вращение.

Условие 3б введено для случая, когда горизонтальные градиенты температуры малы (однородные массы) при правом повороте ветра и росте его скорости с высотой.

При условии 3а формулу Д. Л. Лайхтмана можно записать в таком виде

$$k=\frac{2l\,(\lg e)^2}{\left(d\lg\left[\left(u+\frac{\partial p}{\partial x}\frac{RT_0}{p_0 l}+\frac{\partial T}{\partial y}\frac{gz}{T_0 l}\right)^2+\left(v-\frac{\partial p_0}{\partial x}\frac{RT_0}{l p_0}-\frac{\partial T}{\partial x}\frac{\partial z}{T_0 l}\right)\right]\right)^2}, \tag{4.7}$$

при условии 3б

$$k=\frac{2l\,(\lg e)^2}{\left(\frac{d\lg\,[u-u_g]^2+v^2}{dz}\right)^2}. \tag{4.8}$$

Здесь $l=2\omega\sin\varphi$ — параметр Кориолиса; e — основание натурального логарифма; u и v — составляющие вектора ветра по осям x и y; $\frac{\partial p}{\partial x}$, $\frac{\partial p}{\partial y}$, $\frac{\partial T}{\partial x}$ и $\frac{\partial T}{\partial y}$ — горизонтальные градиенты

давления и температуры; R — газовая постоянная; g — ускорение силы тяжести; T_0 и p_0 — температура и давление на уровне будки; u_g — составляющая геострофического ветра v по оси x.

Числитель этих формул зависит только от широты места, и поэтому постоянен для данной станции.

Практически далеко не всегда удается вычислить величину k по данному методу из-за того, что часто наблюдения не дают четко выраженного с высотой правого или левого поворота ветра с ростом при этом скорости ветра по высоте, а также не всегда удается надежно вычислить горизонтальные градиенты температуры и давления воздуха по синоптическим картам. Обычно для расчета k здесь приходится пользоваться сглаженными кривыми распределения ветра по высоте. Кроме того, малые высоты наблюдений также исключают применение этого метода. Для надежных расчетов k высота наблюдения за шаром-пилотом должна быть не ниже 2—2,5 км, а для летнего периода — не ниже 3 км.

Следует заметить, что для свободной атмосферы, где ветер близок к геострофизическому, этот метод уже не применим. Сведений по точности данного метода расчета k не имеется, но, поскольку сглаживание кривой распределения скорости ветра с высотой проводится каждым по-своему, то это вносит ошибки.

К сожалению, этот метод обладает и небольшой оперативностью, т. е. далеко не по всем наблюдениям за шаром-пилотом можно подсчитать значения коэффициента турбулентности. Например, из общего числа 39 шаропилотных наблюдений, проведенных в августе 1963 г. в г. Советске, удалось рассчитать коэффициент турбулентности только для девяти наблюдений, что составило всего 23%.

Второй, предложенный Д. Л. Лайхтманом метод расчета коэффициента турбулентности, состоит в учете связи распределения ветра, температуры и характеристик турбулентности в пограничном слое с обусловливающими их внешними факторами — радиационным балансом деятельной поверхности, температурой и ветром на верхней границе пограничного слоя.

Отметим, что формула рассчитана для стационарных условий, при которых диссипация энергии турбулентности в тепловую мала. За высоту пограничного слоя принимается уровень, на котором производная от модуля скорости в первый раз обращается в нуль.

Средняя в пограничном слое величина k дается Д. Л. Лайхтманом в двух вариантах:

$$\overline{k} = \frac{\omega_z v_г^4}{g^2 \ln^2 \frac{\theta_H}{\theta_0}} \tag{4.9}$$

или

$$k = 3{,}2 v_г^2 \frac{\theta_0 10^{-6}}{\gamma_а - \gamma} \sin \varphi. \qquad (4.10)$$

Высота пограничного слоя будет

$$H_п = \frac{v_г}{2{,}1} \sqrt{\frac{\theta_0}{\gamma_а - \gamma}} \qquad (4.11)$$

или

$$H_п = v_г \sqrt{\frac{\pi}{g} \frac{\theta_0}{\gamma_а - \gamma}}. \qquad (4.12)$$

Из этих формул следует, что коэффициент турбулентности для всего пограничного слоя прямо пропорционален квадрату геострофического ветра и обратно пропорционален отклонению вертикального градиента температуры от сухоадиабатического. Высота пограничного слоя будет прямо пропорциональна корню квадратному из коэффициента турбулентности.

Методика расчета k и $H_п$ по данному методу приведена в ряде работ и, в частности, в монографии автора (1961).

Представляет интерес сопоставление результатов расчета коэффициента турбулентности по двум методам Д. Л. Лайхтмана, эти данные приведены в табл. 78.

Расхождения в подсчетах k по двум методам достигают 50%. По нашему мнению, расчет k по данным температурно-ветрового зондирования дает более надежные результаты, кроме случаев с инверсией.

И. И. Мелентьева (1963), используя предложенные Д. Л. Лайхтманом формы для расчета высоты динамического пограничного слоя

$$H_д = \frac{2{,}3}{\sqrt{\frac{\omega_z}{k}}} \qquad (4.13)$$

и для расчета теплового пограничного слоя.

$$H_т = \frac{4{,}6}{\sqrt{\frac{\omega_z}{k}}}, \qquad (4.14)$$

где k — средний по слою коэффициент турбулентности, подсчитывает k и приводит его значения.

Высота пограничного слоя $H_т$ определялась по уровню затухания суточного хода температуры воздуха Δt. Для этих целей были использованы 1500 подъемов радиозонда в пос. Воейково за летние месяцы 1951—1955 гг.

Материал разделен на три группы: с адвекцией холода ($\Delta t > -3$), адвекцией тепла ($\Delta t > +3$) и отсутствием адвекции.

Таблица 78

Средние в пограничном слое величины k м²/сек., рассчитанные по формулам Лайхтмана. Советск, март, 1963 г.

	Число						
	16	17	18	18	20	22	22
	часы						
	10	12	10	15	10	8	16
По профилю ветра	12,4	11,3	10,3	12,3	12,4	1,2	17,7
По температурно-ветровому зондированию	14,6	10,3	19,9	20,9	14,6	1,8	27,0
$\pm \frac{\overline{k}_1-\overline{k}_2}{k_2}$ %	15	10	48	41	15	33	34
$H_п$ км	1,4	1,2	1,6	1,8	1,0	0,5	1,3

Мелентьева приводит значения k, подсчитанные по разным методам (табл. 78а).

Таблица 78а

Средние значения k м²/сек. в пограничном слое, определенные разными методами, по Мелентьевой

Адвекция	Мелентьева	Чуринова
Холода . . .	48	49
Тепла	24	27

Как видно, величины k получились весьма близкими.

Средние значения коэффициента турбулентности приведены в работе Е. С. Селезневой (1960, 1962).

Автор рассматривает распределение по высоте концентрации ядер конденсации и характеризует ее зависимостью

$$N_z = N_0 e^{-\frac{w}{k} z}, \qquad (4.15)$$

где N_2 и N_0 — концентрация частиц в объеме (см⁻³) на разных высотах и на начальном уровне измерений; w — скорость оседания частиц; k — коэффициент турбулентности, принятый за постоянный во всем слое; z — высота в м.

Сопоставление расчетных и экспериментальных данных распределения ядер конденсации показало в общем хорошее совпадение и летом, $k \approx 5$ м²/сек. Некоторое расхождение расчетных и экспериментальных результатов автор объясняет тем, что, очевидно, нельзя принимать $k = \text{const}$ по всей высоте. Значения k

здесь получились явно заниженными. Вероятно, перенос пыли происходит по-иному, чем перенос тепла.

Л. Р. Орленко (1955) проведены расчеты среднего по слою и по времени коэффициента турбулентности по значениям суточных амплитуд температуры воздуха. Суточный ход температуры воздуха на высоте z можно представить в виде синусоиды и, если ограничиться только одной гармоникой, то

$$A_z = A_0 e^{-(z-z_0)\sqrt{\frac{\pi}{k\tau}}}, \tag{4.16}$$

где A_z и A_0 — амплитуды температур воздуха на высотах z и z_0; k — коэффициент турбулентности; τ — период колебаний, для суток $\tau = 24$ часа $= 86\,400$ сек.

Логарифмируя и дифференцируя это выражение, получим

$$\frac{d \ln A_z}{dz} = -\sqrt{\frac{\pi}{K\tau}}, \tag{4.17}$$

где $\frac{d \ln A_z}{dz}$ представляет собой тангенс угла наклона прямой $\operatorname{tg} \alpha$ в системе координат $(\ln A_z z)$,
тогда

$$k = \frac{\pi}{\operatorname{tg}^2 \alpha\tau}. \tag{4.18}$$

Существует еще ряд методов расчета средних в слое значений k, но на них останавливаться не будем.

Методы расчета профилей коэффициента турбулентности. Более интересными для выявления физики процесса являются методы вычисления коэффициента турбулентности для отдельных уровней, дающих возможность построить профиль k. К сожалению, получение исходных данных для приведенных выше формул расчета k представляет ряд трудностей. Часто прибегают к экстраполяции по высоте вычисленной на уровне 1 м величины k с помощью различного рода соотношений, например, типа

$$k_z = k_1 z^{1-\varepsilon}, \tag{4.19}$$

где ε — параметр, характеризующий устойчивость атмосферы в слое 0,5—2 м; z — высота в м.

Такая экстраполяция обычно проводится от земли для $k = 0$ до уровня высоты приземного подслоя h, выше которого величина k принимается постоянной или убывающей.

Величины h могут меняться в сравнительно больших пределах.

На основании вычисленных изменений теплосодержания по данным суточных серий аэростатных зондирований в Пахта-Арале Л. Р. Орленко был подсчитан суточный ход слоя h.

Высота приземного подслоя h в Пахта-Арале колеблется в течение дня в значительных пределах: от 5—10 м в утренние и вечерние часы до 300 м в 14—15 час.

По расчетам автора, высота приземного подслоя в полуденные часы может достигать в Голодной степи 300—400 м, а в пос. Воейково 150—200 м.

Простого метода расчета уровня h не имеется, а поэтому использование формулы (4.19) представляет ряд трудностей и обычно не дает достоверных значений k.

Прандтлем (1942) была предложена для расчета k зависимость вида

$$k = \overline{lw}, \tag{4.20}$$

где l — путь смешения вихря, w — вертикальная составляющая вектора ветра.

Хотя эта формула предложена для расчета k в приземных слоях, но ее начинают применять для расчета k в более высоких слоях по известным значениям l и w.

В главе III были разобраны методы расчета l по данным аэростатного и самолетного зондирования и приведены численные значения путем смешения вихря l для разных периодов года и времени суток в слое до 0,5 км.

В работе Блокейдара (1962) предложен метод расчета коэффициента турбулентности

$$k_m = \varepsilon^{1/3} l^{4/3}, \tag{4.21}$$

где k_m — кинематический коэффициент турбулентности для количества движения, ε — скорость диссипации турбулентной энергии, l — путь смешения вихря.

Скорость диссипации турбулентной энергии определялась по формуле

$$\varepsilon = k_m \left[\left(\frac{du}{dz}\right)^2 + \left(\frac{dv}{dz}\right)^2\right] = k_m S, \tag{4.22}$$

где S — величина ветрового сдвига, u и v — горизонтальные составляющие скорости ветра

Тогда

$$k_m = l^2 S. \tag{4.23}$$

Вертикальное распределение коэффициента турбулентности, исходя из профиля ветра, определяется следующим образом:

$$k = S z_0 \left(1 + \frac{\varkappa z}{\lambda}\right) \varkappa v^*, \tag{4.24}$$

где v^* — скорость трения у поверхности, равная $\left(\frac{\tau_0}{\rho}\right)^{1/2}$; τ_0 —

поверхностное напряжение; $\varkappa$ — постоянная Кармана; $\lambda = 0{,}00027\frac{G}{l}$; l — параметр Кориолиса, равный $2\omega \sin\varphi$; ω — угловая скорость вращения земли; φ — географическая широта; $G = (u_g^2 + v_g^2)^{1/2}$.

В данной формуле величина коэффициента турбулентности явно зависит от z_0 — шероховатости подстилающей поверхности.

Метод Гессельберга (1927) основан на использовании регистраций вертикальной скорости приемником, движущимся в воздушном потоке. Формула Гессельберга для расчета k имеет вид

$$k = \frac{\overline{w}^2 \tau_w}{2}, \tag{4.25}$$

где $\overline{w}$ — среднее значение вертикальной скорости на уровне, τ — среднее время существования w одного знака.

Этот метод расчета k был применен Леттау и Швердфегером при полетах на свободных аэростатах.

Нами метод Гессельберга был использован при анализе движения уравновешенных шаров-пилотов. В некоторых случаях уравновешенный шар совершал подъемы и спуски по вертикали в слое до 200—300 м и при этом можно было получить все исходные данные для подсчета k. Для иллюстрации вычисленных значений k приведем табл. 78б.

Таблица 78б

Средние значения k м²/сек. по данным уравновешенных шаров-пилотов

Пункт	Время суток	Восходящий поток			Нисходящий поток		
		25 м	70 м	150 м	25 м	70 м	150 м
Цимлянск, июль	Утро	1,1	2,0	5,7	0,2	0,4	1,3
	День	3,4	10,1	27,0	0,6	4,0	9,0
	Вечер	1,1	3,0	16,0	0,2	1,2	—

По данным движения уравновешенных шаров можно подсчитать коэффициент турбулентности и при нисходящих движениях.

Отметим, что погрешности расчета коэффициента турбулентности могут доходить до $\pm(25—30\%)$.

Следует заметить, что расчет k по данному методу не всегда возможен, часто уравновешенный шар перемещается в нижних слоях, не поднимаясь высоко, если нет хорошо выраженных восходящих потоков.

В наших работах широко использовалась формула Е. С. Ляпина (1948)

$$k = \frac{\overline{w}^2 \tau_w \overline{u}}{2\overline{u'}}, \tag{4.26}$$

где $\overline{w'}$ и $\overline{u'}$ — средние значения пульсаций вертикальной и горизонтальной составляющих скорости ветра, τ_w — среднее время существования w одного знака, u — средняя скорость воздушного потока.

По материалам регистратора структуры воздушного потока, поднимаемого на привязном аэростате, описание которого приведено в гл. I, значения w', u' и u определялись как средние за 4—5-минутный интервал времени.

По методу Ляпина регистрация вертикальных скоростей предполагается в фиксированной точке пространства. Поскольку привязной аэростат и прибор, поднимаемый на нем, могут за период регистрации w совершать некоторые собственные колебания, то значения w и отчасти u' будут несколько завышены, но так как эти величины входят как в числитель, так и в знаменатель дроби, то их отношение изменяется меньше.

Данные о сравнении k разными методами даны ниже.

За последнее время широкое применение получил метод расчета k, предложенный А. С. Дубовым (1958, 1959).

Здесь используются результаты измерений вертикальных ускорений центра тяжести летящего самолета. В этом случае приемником скорости ветра является сам самолет, обладающий некоторой собственной скоростью относительно земли. Дубов обобщил формулу Ляпина и получил значение k в виде

$$k = \frac{w'^2 \overline{v} \tau_w}{2u'}, \tag{4.27}$$

где w' и u' — средние по модулю значения вертикальной и горизонтальной составляющих порывов ветра, $\overline{v}$ — средняя воздушная скорость самолета, τ_w — среднее время существования w' одного знака.

В настоящее время по ускорениям самолета можно с достаточной точностью определять только величину и средний период вертикальных пульсаций скорости ветра. Точность используемых акселерографов не позволяет определить горизонтальную составляющую порывов ветра сколько-нибудь надежно.

Средняя скорость самолета относительно воздуха за время выполнения площадки определяется весьма надежно по стандартным аэронавигационным приборам.

Отношение $\frac{w'}{u'}$ характеризует степень анизотропности атмосферы. Дубов принял это отношение равным 1, т. е. допустил

равенство вертикальных и горизонтальных пульсаций скорости ветра.

Согласно нашим исследованиям, отношение $\frac{w'}{u'}$ обычно меньше 1 и в равнинной местности зависит от динамических и термических причин. С ростом скорости ветра уменьшается величина w' и растет u', с увеличением неустойчивости атмосферы возрастает w' и уменьшается u'. Величина $\frac{w'}{u'}$ имеет также суточный и годовой ходы.

Средние значения $\frac{w'}{u'}$ и их изменение были приведены в гл. III.

Можно полагать, что допущение $\frac{w'}{u'} = 1$ приводит в среднем к ошибке в определении k до 20—25%, причем коэффициент турбулентности будет завышен.

После использования допущения об изотропности порывов расчетная формула Дубова принимает вид

$$k = \frac{w' v \tau_w}{2}. \tag{4.28}$$

Структура вертикальных скоростей w' в атмосфере носит многомасштабный характер. В зависимости от того, какой участок спектра турбулентных движений мы будем рассматривать, будут получаться и соответствующие значения коэффициента турбулентности. Расчеты по полной эпюре вертикальных скоростей очень сложны и дают весьма большие значения k. Для определения длиннопериодных возмущений необходимо в полете делать площадки большой продолжительности (больше 1 мин.), что также не всегда возможно.

Дубов при расчетах k ограничился использованием только короткопериодного участка спектра, в этом случае связь между вертикальными скоростями ветра w' и ускорением центра тяжести самолета сводится к линейной зависимости вида

$$w = b\Delta n,$$

где Δn — ускорение центра тяжести самолета в долях ускорения силы тяжести; b — коэффициент пропорциональности, зависящий от аэродинамических характеристик самолета и режима полета, он равен $\frac{G/S}{\rho c_y^\alpha v}$, где c_y^α — производная коэффициента подъемной силы по углу атаки α; v — скорость самолета; G — вес самолета; S — площадь крыльев.

Тогда выражение для коэффициента турбулентности будет

$$k = \frac{b\,\Delta n \tau_w v}{2}. \qquad (4.29)$$

Величина w в формуле $w = b\Delta n$ носит название эффективной вертикальной скорости $w_э$ и еще не ясно, насколько близко она соответствует действительной вертикальной составляющей пульсаций скорости ветра, вызывающих перегрузки самолета.

Дубовым (1962) был проведен анализ расчетов k, выполненных рядом авторов, в которых указывалось, что полученные величины k дают заниженные значения.

Дубов (1962) пришел к выводу, что параметр b является функцией частоты возмущения. В расчет входили только асимптотические значения этого параметра, что соответствовало рассмотрению только высокочастотной части спектра возмущений. Средние периоды регистрируемых акселерографом ускорений соответствовали области частот около 3 сек., или 0,3 гц. где обычно значения b отличаются от асимптотических и оказываются заметно большими. В работе приведен график поправок параметра b для самолета ПО-2.

В работе М. А. Германа (1963а) предложена методика определения поправочного множителя η, учитывающего зависимость параметра b от частоты возмущений в виде $b = \frac{b_\infty}{\eta}$. Приходится также вводить поправку на изменение плотности воздуха с высотой $\Delta = \frac{\rho}{\rho_0}$. Тогда окончательный вид выражения для k будет

$$k = \frac{b_\infty \Delta n \tau_w v}{2\,\Delta\eta}. \qquad (4.30)$$

В гл. II приведено несколько примеров зависимости поправочного множителя η от времени сохранения перегрузки одного знака (величины, обратно пропорциональной частоте возмущений). Эта зависимость рассчитана при полетах на самолете ЯК-12, ЛИ-2, АН-2, на вертолете МИ-4 и др. для разных высот.

Из таблицы следует, что поправка за счет введения η будет велика при больших значениях τ_w (или при малых значениях круговой частоты $\omega = \frac{\pi}{t}$). С уменьшением времени сохранения перегрузки одного знака η растет, а величина поправки уменьшается.

Расчет коэффициента турбулентности был предложен Л. Т. Матвеевым (1949). Исходя из формулы турбулентного касательного напряжения трения τ,

$$\tau = -\rho\overline{u'w'} = k\rho\beta, \qquad (4.31)$$

где u' и w' — горизонтальная и вертикальная составляющие скорости ветра, ρ — плотность воздуха, $\beta = \pm\sqrt{\left(\frac{\partial u_x}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial u_y}{\partial z}\right)^2}$ — вертикальный градиент средней скорости ветра, u_x и u_y — проекции средней скорости ветра на горизонтальные оси.

Перед корнем берется знак плюс ($\beta > 0$), если средняя скорость возрастает с высотой.

При условии $\frac{w'}{u'} \approx 1$

формула для k получается в виде

$$k = \frac{\overline{w'^2}}{\beta}. \tag{4.32}$$

Коэффициент турбулентности является средним для данной горизонтальной площадки. Размеры горизонтальной площадки, на которой происходит осреднение, можно ограничить тем расстоянием r, до которого происходит возрастание структурной функции, т. е. примерно до 0,5—1,0 км. Начиная с этого расстояния, средняя величина $\overline{w'^2}$ практически не изменяется и остается равной $\frac{b_0}{2}$. Такой же вертикальной протяженности порядка нескольких сот метров должен быть взят и слой атмосферы, по которому рассчитывается вертикальный градиент скорости ветра β. В работе Матвеева приведены результаты расчета k над оз. Севан. Нами по этому методу сделан подсчет средних значений k на разных уровнях (табл. 79).

Таблица 79

Средние значения k над оз. Севан (H над ур. м. 2 км), подсчитанные по формуле $k = \frac{\overline{w'^2}}{\beta}$, по Матвееву

	H м над подстилающей поверхностью		
	100	300	500
k м²/сек.	13,9	14,4	13,6
Число случаев . .	19	17	19

Как видно, величины k получились вполне реальными.

Метод расчета k по формуле Ричардсона—Обухова основан на использовании данных структурной функции скорости ветра

$$k_x = c_1 \varepsilon^{1/3} r^{4/3}, \tag{4.33}$$

где c_1 — некоторая постоянная, равная примерно 0,2; ε — диссипация турбулентной энергии; r — характерный размер атмосферных вихрей.

Существует еще ряд методов расчета профилей k в пограничном слое, но эти методы широкого распространения не получили.

2. Экспериментальные исследования профилей коэффициента турбулентности

За последнее время появился ряд работ с данными о распределении по вертикали коэффициента турбулентности в пограничном слое. Большинство исследователей в нашей стране расчеты k производят на основании акселерографических записей, полученных во время полетов самолетов, используя фор-

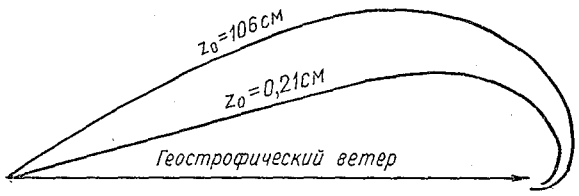


Рис. 74. Годографы ветра.

мулу А. С. Дубова. Широкое распространение начинают получать методы расчета k, в которых тем или иным способом определяется величина скорости диссипации турбулентной энергии.

В первую очередь рассмотрим данные о профилях k, опубликованные другими авторами, а затем дадим результаты расчета k, выполненные автором.

В работе Блакейдора (1962) расчеты сделаны для нейтральной стратифицированной атмосферы с использованием профиля скорости ветра по формуле (4.21).

Профили ветра (рис. 74) даны для двух резко отличных условий:

а) со значительной шероховатостью $z_0 = 106$ см,

б) для ровной открытой местности $z_0 = 0{,}21$ см.

В первом случае наблюдался правый поворот ветра на 32°, во втором — только на 14° до направления геострофического ветра.

Распределение коэффициента турбулентности по высоте дано на рис. 75. Это распределение подтверждает профиль k, определенный ранее в Лейпциге и в других местах, тем, что k увеличивается от земли до максимума на высоте нескольких сот метров, а затем уменьшается до небольших значений на

более высоких уровнях. Некоторый рост k выше 600 м обусловлен тем, что уравнение (4.24) плохо удовлетворяет пограничное условие при бесконечности. В действительности k подобно S должно стремиться к нулю при бесконечности. Интересно, что высота максимального коэффициента обмена почти не изменяется в пределах всей области обычно встречающейся шероховатости z_0. Но согласно уравнению

$$\lambda = 0{,}00027\,\frac{G}{l}$$

эта высота должна быть примерно пропорциональна скорости геострофического ветра.

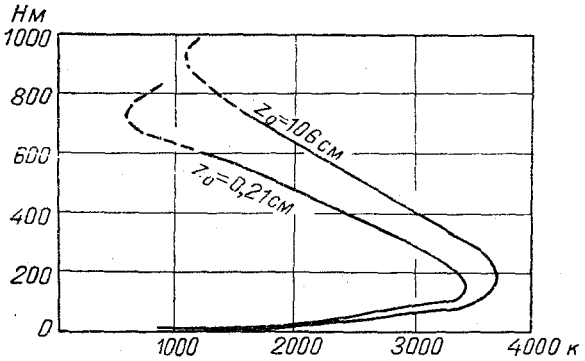


Рис. 75. Вертикальный профиль k.

Высота, найденная для максимального обмена в Лейпциге Леттау, составляет 250 м и хорошо согласуется с высотой, ожидаемой в соответствии с теорией при $v_г = 17$ м/сек.

Представляют интерес результаты измерений k, проведенных на 300-метровой вышке ИПГ., опубликованные в работе В. Н. Иванова (1963) (табл. 80). В этой таблице значения t и u сняты с графика.

Таблица 80

Средние значения k, t и u в слое 25—300 м, по Иванову

Элементы	z м						
	25	50	75	100	200	250	300
k м²/сек.	8	27	6,2	18	24	82	66
$t°$	—13,6	—13,9	—14,0	—14,2	—14,9	—15,4	—15,6
u м/сек.	10	11	12	13	14	15	16
$\gamma°/100$	—	1,2	0,4	0,8	0,7	1,0	0,4
β м/сек.	—	4	4	4	1	2	2

Здесь довольно сложный профиль k в слое 300 м с двумя максимумами на высоте 50 и 250 м и с минимумом на уровне 75 м. Скорости ветра достигают больших значений и растут с высотой, вертикальные градиенты скорости ветра β м/сек/100 м в общем относительно большие с максимумом в нижнем слое 100 м. Температура воздуха уменьшается с высотой, причем в слоях с минимумом k величина вертикального градиента температуры γ°/100 м уменьшается, в зонах с максимумом k величина γ возрастает.

В работе М. И. Рузина (1963) приведен теоретически рассчитанный профиль коэффициента турбулентности в пограничном слое.

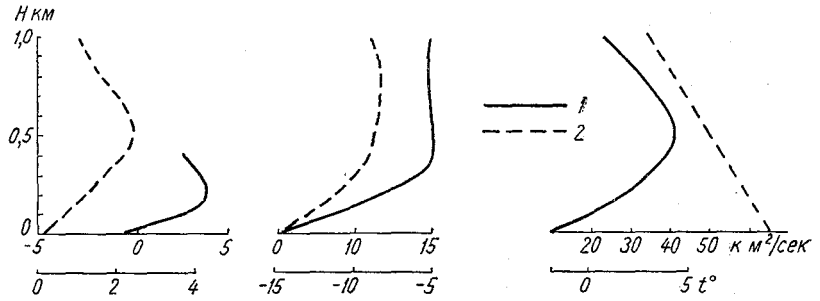


Рис. 76. Профили k (*1*) и t (*2*), по Рузину.

Не останавливаясь на методике расчета k, отметим, что максимум k в зависимости от устойчивости будет на уровнях от 0,33 $H_п$ до 0,45 $H_п$, где $H_п$ — высота пограничного слоя, или уровень, на котором скорость ветра достигает максимума. Выше уровня $H_п$ коэффициент турбулентности быстро уменьшается.

В следующей работе М. И. Рузина (1963а) приведены профили k, вычисленные по методу автора, для трех состояний термической устойчивости в слое до 1 км по данным радиозондирования в пос. Воейково.

На рис. 76 нанесены профили k и t° для трех состояний.

В первую группу вошли 20 случаев с инверсией температуры до высоты примерно 500 м ($\gamma \approx -0{,}9$°/100 м). Здесь $k=2{,}3$ м²/сек. на высоте около 200 м.

Во вторую группу вошли семь случаев со слабой инверсией ($\gamma = -0{,}6$°/100 м), распространяющейся до высоты 1000 м. Здесь $k=20$ м²/сек. на уровне 350 м. В третью группу вошли 45 случаев, при которых имело место падение температуры с высотой ($\gamma=0{,}6$°/100 м). Максимальная в слое величина k будет равна 41 м²/сек. на высоте 500 м.

Профили коэффициента турбулентности по данным аэростатного зондирования. Большое

количество расчетов коэффициента турбулентности с использованием формулы Ляпина (4.27) было проведено автором по данным аэростатного зондирования с измерением структуры воздушного потока.

Во всех случаях расчеты k в соответствии с методикой подъема проводились на трех уровнях: 100, 200 и 300 м. Значения k у земной поверхности принимались равными нулю.

На рис. 77 приведены профили k для различных часов суток теплого и холодного периодов года. В ходе величины k хорошо

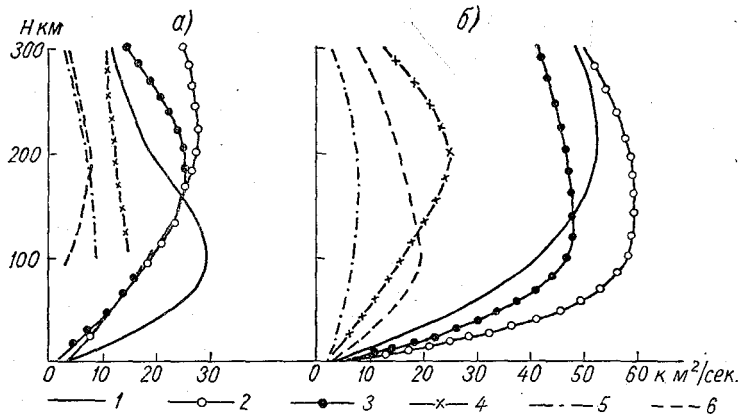


Рис. 77. Профили k м²/сек. Воейково.

а — холодный период, *б* — теплый период. *1*) 6—10 час., *2*) 10—14 час., *3*) 14—18 час., *4*) 18—22 час., *5*) 22—2 час., *6*) 2—6 час.

выделяется максимум (около 60 м²/сек.) в дневные часы теплого времени года и минимум в ночные часы теплого и холодного периодов.

Повторяемость величин коэффициента турбулентности имеет сравнительно большой разброс относительно средних значений $\bar{k}$. В виде иллюстрации дадим табл. 81.

В утренние часы значения k изменяются от 1 до 45 м²/сек. В дневные часы диапазон изменения k имеет значительно бо́льшие пределы, от 1 до 100 м²/сек.

В работе автора было дано распределение коэффициента турбулентности при различной интенсивности порывов ветра. Интенсивность порывов ветра u' была взята по шкале баллов, предложенной автором. (См. гл. II).

В табл. 82 приведены значения k, u' и u.

Здесь интересным является факт сравнительно медленного роста коэффициента турбулентности от балла II к баллу V в теплый период и более значительное увеличение k в холодный

Таблица 81

Повторяемость (%) коэффициента турбулентности на разных уровнях в теплый период года. Воейково

Часы	H м	Градации k м²/сек.									
		0—10	10—20	20—30	30—40	40—50	50—60	60—70	70—80	80—90	90
2—6	100	40	32	10	10	8	—	—	—	—	—
	200	50	26	12	12	—	—	—	—	—	—
	300	40	22	26	8	—	—	—	—	—	—
10—14	100	7	15	16	16	17	7	5	4	6	7
	200	6	8	10	8	10	25	12	10	3	8
	300	6	12	10	12	14	12	18	10	2	6

Таблица 82

Средние значения k, u' и u при различных баллах порывистости ветра. Воейково

Баллы	Элементы	Теплый период				Холодный период			
		H м							
		2	100	200	300	2	100	200	300
II	k	0,4	44	40	35	0,3	14	15	13
	u	4,9	6,1	7,3	8,1	4,6	6,5	8,2	8,5
	u'	0,32	0,34	0,35	0,36	0,32	0,30	0,34	0,36
III	k	0,5	46	56	46	0,4	18	17	14
	u	5,0	7,2	8,2	8,7	4,9	6,8	8,3	8,9
	u'	0,64	0,69	0,70	0,72	0,81	0,66	0,62	0,53
IV	k	0,6	47	52	53	0,5	24	25	16
	u	6,5	8,6	9,1	9,3	6,1	7,7	8,4	9,2
	u'	1,23	1,14	1,11	1,08	1,31	1,26	1,22	1,16
V	k	0,9	52	56	60	0,6	27	28	22
	u	7,9	9,2	9,5	9,6	7,2	8,9	9,4	9,8
	u'	2,22	1,75	1,72	1,67	1,89	1,97	1,92	1,82

период. Например, для 100 м отношения $\frac{k_V}{k_{II}}$, $\frac{u'_V}{u'_{II}}$ и $\frac{u_V}{u_{II}}$ составляют для теплого периода 1,18; 5,1 и 1,6, соответственно для холодного 1,93; 6,4 и 1,36. В теплый период рост k, очевидно, определяется в основном тепловыми, а не динамическими факторами, в холодный же период на турбулентный обмен большее влияние оказывают динамические процессы ввиду малого суточного хода температуры воздуха.

Для выявления связи коэффициента турбулентности с термодинамическими факторами нами сделаны сопоставления k с числами Ричардсона Ri. Эти сопоставления проведены для нижнего слоя 300 м по данным аэростатных зондирований в пос. Воейково; средние значения k и Ri рассчитаны вместе для теплого и холодного периодов. Все материалы взяты из статьи автора и М. П. Чуриновой (1960). Расчеты Ri производились для слоев 0—100, 100—200 и 200—300 м. Для нахождения связи между Ri и k вначале были построены графики для отдельных значений этих величин, но при этом получился значительный разброс точек, и в дальнейшем их пришлось сгруппировать по диапазонам: $Ri \leqslant 0$; $0 < Ri \leqslant 1$; $1 < Ri \leqslant 5$; $5 < Ri \leqslant 10$ и $10 < Ri$ для слоев от земли до 100 м, от 100 до 200 м и от 200 до 300 м.

В табл. 83 приведены значения Ri, k и число случаев n для разных высот и часов светлого времени суток. Особенно четкой зависимости между Ri и k на всех уровнях и во все сроки не наблюдается. Для более наглядного представления приведем рис. 78, где по оси абсцисс нанесена величина Ri, а по оси ординат k. В общем видно, что эта зависимость для малых Ri не линейная. Однако заметно, что с увеличением Ri величина k уменьшается (на рис. 78 для каждой высоты точки обозначены разными значками). Примерно такие же зависимости между k и Ri приведены в работе В. А. Девятовой (1957).

Таблица 83

Осреднение знчаения k по величинам Ri

Высота, м	Время	$Ri \leqslant 0$			$0 < Ri \leqslant 1$			$1 < Ri \leqslant 5$		
		Ri	k	n	Ri	k	n	Ri	k	n
100	8 час.	—	—	—	0,37	33	4			
200	8 час.	—	—	—	0,34	33	5	3,40	30	2
300	8 час.	—	—	—	—	—	—	4,50	23	2
100	10 час.	—4,02	41	13	0,25	31	7	—	—	—
200	10 час.	—2,72	37	5	0,28	28	7	2,94	30	3
300	10 час.	—	—	—	0,43	33	3	2,65	6	3
100	12 час. 30 мин.	—0,27	40	23	0,16	16	7	—	—	—
200	12 час. 30 мин.	—0,25	34	10	0,71	25	3	1,55	59	2
300	12 час. 30 мин.	—4,06	44	6	0,36	25	6	1,47	40	4
100	14 час.	—0,72	18	15	0,14	27	2	—	—	—
200	14 час.	—2,68	23	10	0,32	41	4	1,40	53	2
300	14 час.	0,0	18	4	0,42	39	3	—	—	—
100	16 час.	—0,34	22	8	—	—	—	—	—	—
200	16 час.	—0,51	21	5	—	—	—	3,53	25	5
300	16 час.	—3,13	14	3	0,42	34	2	3,37	6	3

Ввиду того, что большей частью в литературе приводятся k, средние для всего пограничного слоя, а об изменении k и Ri с высотой мало известно, то представляет интерес привести профили k и Ri до высоты 300 м и выяснить, как изменяются их

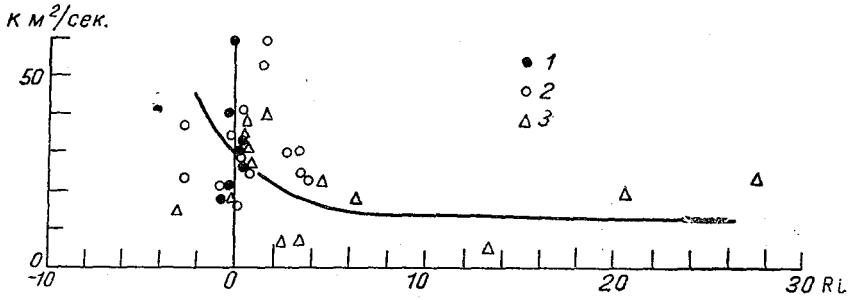


Рис. 78. Зависимость k от величины числа Ri.
1 — 100 м, *2* — 200 м, *3* — 500 м.

профили от срока к сроку. На рис. 79 приводим распределения k и Ri по высоте в разное время дня. Так как у земли величина k выражается в десятых или даже в тысячных долях м²/сек., то мы

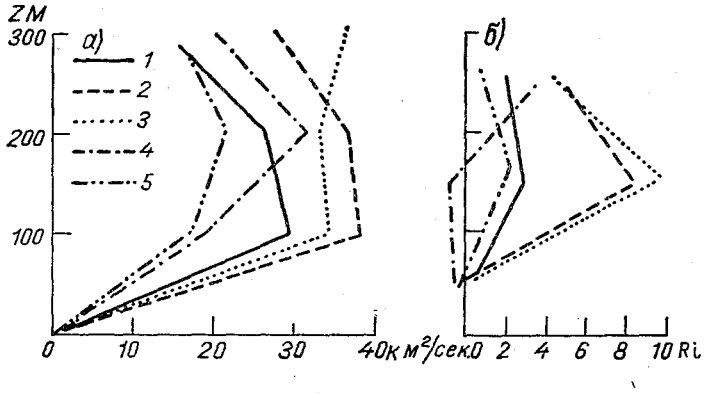


Рис. 79. Изменение k (*а*) и числа Ri (*б*) с высотой в разное время дня.
1 — 8 час., *2* — 10 час., *3* — 12 час., *4* — 14 час., *5* — 16 час.

приняли значение k у земли равным 0 для всех сроков наблюдений. Как видно, на рис. 79 максимальное значение k отмечается уже на высоте 100 м в 8 и 10 час., выше же идет убывание k (кривые 1 и 2). В 12 час. 30 мин. профиль k изменяется. Здесь, очевидно, максимальное значение будет на высоте 300 м или даже выше (кривая *3*). В 14 час. максимальное значение k отмечается на высоте 200 м, позднее, т. е. в 16 час., также на

высоте 200 м, хотя от 100 до 200 м этот рост стал более замедленным.

Изменение Ri с высотой за те же сроки дано на рис. 79. Наибольшее значение Ri наблюдается в слое 100—200 м во все сроки, за исключением 14 час. Это, по-видимому, можно объяснить тем, что в первую половину дня этот слой еще довольно устойчив и только в 14 час. Ri становится отрицательным. На кривых *1* и *5* Ri близки друг к другу, это свидетельствует о том, что уровни турбулентности в эти сроки мало различаются между собой.

Для более подробного ознакомления с характеристиками k и числа Ri приведем изменение этих величин в течение дня. На рис. 80 дано изменение Ri по времени дня на разных высотах. Отчетливо видно, что максимум величины k на высоте 300 м смещается к послеполуденным часам, тогда как на высоте 100 м k достигает максимального значения к 10 час. В слое 100 м Ri мало́ по абсолютной величине и мало изменяется во все рассматриваемые сроки. На высоте 200 м Ri имеет большое значение в утренний срок, а затем к 8 час. убывает, к 12 час. растет и к 14 час. убывает, достигая отрицательной величины. Ход Ri в слое от 100 до 200 м можно объяснить ходом изменения градиента ветра с высотой $\frac{du}{100}$. Как видно из рис. 81, $\frac{du}{100}$ увеличивается к 8 час. (кривая *2*), а позднее убывает

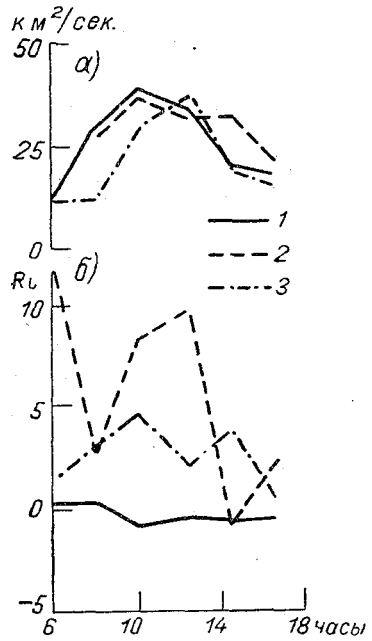


Рис. 80. Изменение k (*а*) и числа Ri (*б*) в течение дня на разных высотах.
1 — 100 м, *2* — 200 м, *3* — 300 м.

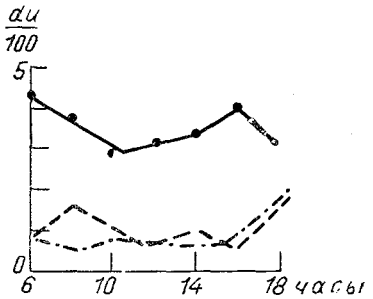


Рис. 81. Изменение градиента ветра в течение дня.
Усл. обозначения см. рис. 80.

и в 10—12 час. $\frac{du}{100}$ имеет наименьшую величину вследствие значительного перемешивания. Наибольшая же турбулентность на высотах 200—300 м наблюдается в послеполуденные часы, когда градиенты температуры и ветра увеличиваются.

Очевидно, в нижнем слое 300 м четкой зависимости между Ri и k по материалам наблюдений в пос. Воейково и не установлено.

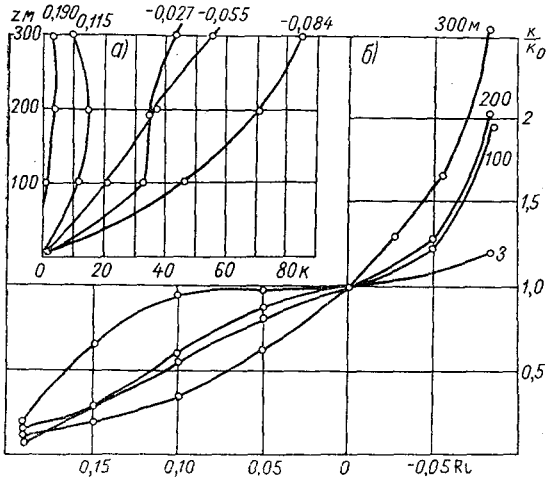


Рис. 82. Зависимость коэффициента обмена от высоты (*а*) при различных Ri (слой 0,5—1 м) и температурной стратификации атмосферы (*б*) для различных высот *z*.

Несколько лучшие результаты были получены в работе автора, Голаджия и Константинова (1963), когда исследовалась связь между k и Ri в летний период во время Днепропетровской экспедиции. Здесь число Ричардсона вычислялось по данным градиентных наблюдений и относилось к уровню 1 м. К сожалению, пока не удалось сделать по пос. Воейково подсчетов связи k с Ri, используя только приземные наблюдения аналогично указанной работе.

На рис. 82 приведено распределение коэффициента турбулентности при разных значениях Ri. Величины Ri были подсчитаны для неустойчивого, устойчивого и инверсионного состояний приземного слоя. Здесь более отчетливо, чем в пос. Воейково, наблюдается связь между Ri и k.

Рост k при сверхравновесных условиях наблюдается до высоты свыше 300 м, при равновесной стратификации — до уровня

200—300 м и в инверсиях понижается примерно до высоты 100 м. С приближением к поверхности земли интенсивность роста коэффициента турбулентности $\frac{\partial k}{\partial z}$ увеличивается.

Если принять величину коэффициента турбулентности при равновесных условиях k_0 за единицу, то относительное изменение $\frac{k}{k_0}$ в зависимости от стратификации атмосферы выражено более отчетливо на высотах 100, 200 и 300 м, чем на высоте 3,0 м. Следовательно, с увеличением высоты влияние стратификации, выраженное через число Ri, возрастает.

В заключение приведем результаты небольшой серии расчетов коэффициента турбулентности над Атлантическим океаном. Исходные материалы были получены во время подъема привязного аэростата с палубы экспедиционного судна «Михаил Ломоносов» в июле 1960 г.

Подъемы производились при ветре в среднем 12—13 м/сек. с колебаниями при отдельных измерениях от 8 до 16 м/сек. Измерения проводились только на двух уровнях: 100 и 300 м.

Распределение коэффициента турбулентности дано в табл. 84.

Таблица 84

Средние значения и повторяемость (%) k м²/сек. над Атлантикой

H м	Диапазон k								$\bar{k}$
	0—5	6—10	11—15	16—20	21—25	26—30	31—35	>35	
100	35	13	12	20	20	—	—	—	13
300	15	40	—	15	15	—	—	15	15

При тех же скоростях ветра значения k над сушей значительно больше, чем полученные величины $\bar{k}$ над морем. Очевидно, большую роль здесь играет термическая стратификация (устойчивая над морем) и меньшая шероховатость.

О систематизации профилей коэффициента турбулентности в нижнем 300-метровом слое. Нами сделана попытка систематизировать профили k по материалам аэростатных подъемов в г. Советске. В основу положен, во-первых, уровень h, на котором k достигает максимума, и, во-вторых, интенсивности изменения $\frac{\partial k}{\partial z}$ выше и ниже уровня максимума k на трех стандартных высотах: 100, 200 и 300 м.

Исходя из высказанных положений, нами предложены для нижнего слоя 300 м семь основных групп распределения k по вы-

соте. Вид профилей дан на рис. 83. Две первые группы профилей k имеют максимум на 100 м, выше в первом подтипе наблюдается быстрое убывание k с высотой, во втором — более медленное.

Третья и четвертая группы имеют максимум k на высоте 200 м, выше 200 м в третьей группе величина k уменьшается относительно быстро, в четвертой — медленно.

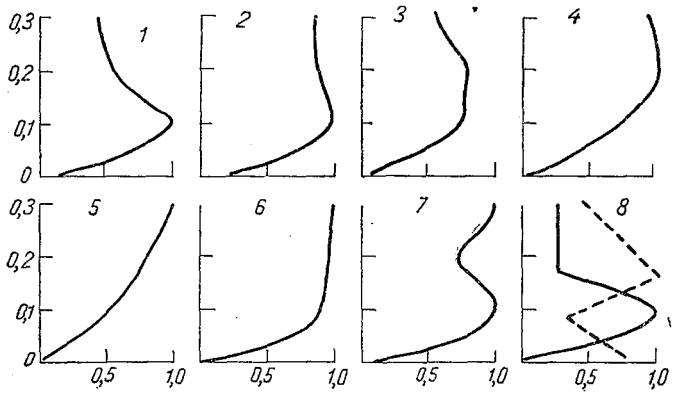


Рис. 83. Типовые профили k в слое 300 м. Район Щекинской ГРЭС.

Пятая и шестая группы имеют максимум k на уровне 300 м, причем в пятой группе коэффициент турбулентности от земли до 300 м увеличивается постепенно, а в шестой быстро возрастает до высоты 100 м, а от 100 до 300 м растет медленно.

Наконец, в последней седьмой группе k имеет два максимума, на высоте 100 и 300 м и некоторое уменьшение k на уровне 200 м. Повторяемость групп профилей k для г. Советска приведена в табл. 85.

Таблица 85

Повторяемость случаев с различными подтипами профилей k. Советск

Месяц и год	Группа							Число случаев
	1	*2*	*3*	*4*	*5*	*6*	*7*	
III 1962	7	1	—	—	—	—	—	8
III 1963	1	1	—	—	—	—	1	3
VII—VIII 1962	7	1	2	1	2	1	3	17
VII—VIII 1963	4	2	1	—	2	—	2	11

Таблица 86

Распределение средних (ср.) значений t, v, γ и β и число случаев (n) при разных группах профилей k для июля

H м	Элементы	1		2		3		4		5		6		7	
		n	ср.	n	ср.	n	ср.	n	ср.	n	ср.	n	ср.	n	ср.
2	t	8	19,8	3	22,5	5	21,9	1	18,0	4	22,4	1	21,7	3	21,1
100	t	8	17,2	3	19,8	5	19,7	1	15,9	4	20,1	1	19,0	3	18,9
	γ	8	2,72	3	2,76	5	2,18	—	2,1	4	2,48	—	2,7	3	2,13
	v	8	6,4	3	7,0	5	6,9	—	7,8	4	6,8	—	6,6	3	6,7
	β	8	0,8	3	0,0	5	1,3	—	2,5	4	2,0	—	0,6	3	1,0
	k	8	37,2	3	20,1	5	17,9	—	1,2	4	13,9	—	2,6	3	22,4
200	t	8	16,4	3	18,9	5	18,8	—	15,1	4	19,2	—	17,9	3	17,7
	γ	8	0,49	3	0,87	5	0,86	—	0,8	4	0,88	—	1,1	3	1,23
	v	8	6,7	3	6,8	5	7,1	—	7,8	4	7,2	—	6,7	3	7,2
	β	8	0,4	3	0,7	5	0,5	—	0,0	4	0,7	—	0,1	3	0,8
	k	8	22,5	3	18,7	5	30,4	—	1,7	4	15,4	—	2,8	3	13,8
300	t	8	15,5	3	18,0	5	17,9	—	14,1	4	18,5	—	17,3	3	16,8
	γ	6	0,88	—	0,9	3	0,94	—	1,0	4	0,75	—	0,60	3	0,87
	v	7	6,7	—	7,9	3	7,5	—	7,3	4	7,1	—	6,2	3	7,2
	β	6	0,6	—	0,1	3	0,6	—	—0,5	4	0,6	—	—0,5	3	0,6
	k	4	10,6	—	17,4	3	10,0	—	1,6	3	18,8	—	2,9	2	27,3

На рис. 83 вместо абсолютных значений k нанесены отношения $\frac{k}{k_{max}}$.

Следует отметить, что летом наблюдается сравнительно большое количество отдельных групп профилей k, в то время как в марте их число было невелико и чаще всего встречалась первая группа с максимумом k на уровне 100 м.

Подсчет распределения каждой группы профиля k по часам светлого времени суток не показал каких-либо особенностей. Например группы *1*, *5* и *7* наблюдались почти равномерно в течение дня с максимумом в полуденные часы или во второй половине дня.

На рис. 83 приведена еще восьмая группа профиля k с распределением температуры, соответствующей приподнятой инверсии. При этой группе наблюдается рост k до максимума на уровне начала слоя инверсии, быстрое уменьшение k в слое инверсии и выше слабый рост или мало меняющиеся значения k.

Для каждой группы были подсчитаны величины t, v, γ и β для соответствующих уровней и слоев (табл. 86). Но особых различий в распределении всех метеорологических элементов в этом слое не обнаружено. Всюду отмечаются большие значения γ и β в слое 2—100 м. Зона 100—300 м характеризуется величинами γ, равными примерно 0,9—1,0; β колеблется в значительных пределах, от 0,8 до —0,5. Очевидно, связь k с метеорологическими характеристиками не однозначна, а более сложная.

Имея фактические данные по распределению k, можно сделать проверку ряда зависимостей, приводимых в экспериментальных и теоретических формулах. Задаваясь изменением коэффициента турбулентности в пограничном слое хотя бы в виде

$$k = k_1 h_1^{1-\varepsilon} e^{-a\left(\frac{z}{h}-1\right)}, \qquad (4.34)$$

где k_1 — величина k на уровне 1 м; h — высота излома коэффициента турбулентности; z — уровень, для которого рассчитывался k; a — коэффициент; ε — параметр стратификации, приведем расчеты a и k (табл. 87).

Величины $\frac{\partial k}{\partial z}$ имеют максимум в слое 100 м, а выше их значения быстро уменьшаются.

Подсчет величин k дает вполне удовлетворительные значения только при профилях k первой группы как в летнее, так и в зимнее время.

Все остальные группы профилей k не укладываются в закономерности формулы (4.35). Для групп *2* и *4* расчетные данные $k_р$ меньше фактических и $a < 0{,}5$; для группы *3* и в зимний период для группы *2* $k_р > k_ф$ и $a > 0{,}5$.

Таблица 87

Некоторые характеристики распределения k и a при разных группах профилей

Элементы	H м	Летний период							Зимний период		
		1	2	3	4	5	6	7	1	2	3
$\frac{\partial k}{\partial z}$	2—100	37	20	18	12	13	26	22	7	1	1,2
	100—200	—14	—1	12	5	2	2	—8	—4	—0,1	—0,6
	200—300	—12	—1	—20	—1	4	1	13	—1	—0,2	1,0
k по формуле (4.34)	200	22,3	12,2	—	—	—	—	—	4,1	0,6	—
	300	13,6	7,4	24,5	13,4	—	—	—	2,4	0,3	—
Величина a	200	0,54	0,09	—	—	—	—	—	0,74	2,3	—
	300	0,64	0,09	2,2	0,19	—	—	—	0,59	1,3	—

Коэффициент турбулентности, вычисленный по наблюдениям за уравновешенными шарами-пилотами. Несомненный интерес представляют расчеты k при использовании уравнения (4.25) по данным наблюдений за движением уравновешенных шаров-пилотов.

До настоящего времени в литературе не имеется измерений k в восходящих и нисходящих потоках. Для этих целей нами был использован метод наблюдений за уравновешенными шарами-пилотами.

В ГГО была проведена большая серия таких наблюдений в различных пунктах Советского Союза. При некоторых наблюдениях шар совершал подъемы и спуски на разные высоты в слое до 200—300 м; эти наблюдения были отобраны и по ним были подсчитаны величины w', τ_w, l и k. Для удобства сравнений все они были приведены к одинаковым слоям: 10—40, 40—100, 100—200 и 200—300 м и взяты середины слоев, т. е. высоты 25, 70, 150 и 250 м. Подъемов на бо́льшие высоты уравновешенных шаров-пилотов, выпускаемых с земной поверхности, было сравнительно немного и число таких случаев невелико, поэтому они в анализ не вошли.

Распределение k м²/сек. и пути смешения l м по данным наблюдений за уравновешенным шаром-пилотом для некоторых пунктов Советского Союза даны в табл. 88.

Число наблюдений для каждого пункта составляет 15—25. Здесь интересным являются не столько абсолютные значения коэффициента турбулентности по отдельным пунктам, как соотношение между величинами k для восходящих и нисходящих потоков. Как видно, всюду в дневные часы при наличии термической конвекции коэффициенты турбулентности в восходящем потоке в 2—3 раза больше, чем при нисходящих движениях, т. е. в этих условиях должен наблюдаться активный перенос всех субстанций в верхние слои. Наблюдения в Мурманске проводились в зимний период над незамерзающим Кольским заливом при относительно низких температурах воздуха, т. е. создавались благоприятные условия для развития термической конвекции над незамерзающим водоемом.

Максимум k всюду приходится где-то на уровень около 250 м. Наблюдений в ночные часы было немного и шары высоко не поднимались. Как правило, чем больше коэффициент турбулентности в восходящем потоке, тем больше величина k и в нисходящем потоке. Очевидно, разность значений k между восходящими и нисходящими потоками должна дать суммарную величину k за данный момент времени. Величина вертикальной составляющей вихря или пути смешения l возрастает с высотой и значения l при восходящих потоках были значительно больше, чем при нисходящих движениях воздуха. При устойчивом состоянии атмосферы нужно ожидать, что k и l должны меньше

Таблица 88

Средние значения k м²/сек. и l м, рассчитанных по формуле (4.25) для восходящих и нисходящих потоков

Пункт	Часы	Восходящий поток								Нисходящий поток							
		25		70		150		250		25		70		150		250	
		k	l	k	l	k	l	k	l	k	l	k	l	k	l	k	l
Мурманск	10—16	3	12	10	35	26	76	—	—	1	7	4	6	15	45	—	—
Колтуши	6—8	3	13	10	42	—	—	—	—	2	8	3	10	—	—	—	—
	8—12	4	12	35	50	44	90	64	153	3	10	14	21	18	25	22	82
	12—16	6	21	—	—	67	142	—	—	4	12	8	34	—	—	—	—
	16—20	2	12	15	47	32	94	—	—	2	8	—	—	—	—	—	—
Цимлянск	6—8	2	10	3	15	16	37	—	—	1	3	—	—	3	10	—	—
	8—12	4	14	11	30	15	45	—	—	—	—	6	—	7	—	—	—
	12—16	4	15	17	42	26	99	56	195	2	4	8	21	9	30	12	74
	16—20	1	8	13	24	23	65	—	—	1	3	2	10	—	—	—	—
	20—6	0,5	3	2	14	—	—	—	—	0,5	2	—	—	—	—	—	—
Полесье	4—8	1	10	10	36	—	—	—	—	0,5	5	2	14	—	—	—	—
	8—12	3	20	17	32	—	—	43	175	2	8	3	12	—	—	—	—
	12—16	2	12	22	70	35	84	—	—	2	8	13	50	—	—	—	—
	16—20	2	10	17	50	26	95	—	—	—	—	—	—	5	12	—	—
	20—4	1	4	6	38	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

различаться по абсолютным значениям в восходящих и нисходящих потоках воздуха.

Расчеты коэффициента турбулентности по данным самолетного зондирования. Следующая группа профилей коэффициента турбулентности была получена автором по материалам самолетного зондирования с записью перегрузок. Пользуясь формулой (4.30), были подсчитаны величины k.

Характерной особенностью самолетных измерений была возможность проводить как вертикальные, так и горизонтальные зондирования.

Пульсационные значения коэфициента турбулентности. Характерной особенностью распределения k в пограничном слое, по нашему мнению, является его пульсационный характер, обусловленный в первую очередь пульсационным строением воздушного потока при некоторых состояниях атмосферы.

Все величины, определяющие k или взаимно связанные с ним, отличаются в свою очередь более или менее значительными колебаниями своих мгновенных значений около средних, это относится, в частности, к температуре воздуха, скорости ветра и размерам атмосферных вихрей. Наличие пульсаций k было отмечено в работе автора (1964), Н. З. Пинуса (1960, 1965), отдельные предположения были высказаны А. М. Обуховым.

В настоящее время имеется возможность привести по данному вопросу большее количество материала, подтверждающее эту гипотезу.

При расчетах всякой пульсационной величины, в том числе и k, ее абсолютные значения будут зависеть от периода или интервала осреднения T. Этот период должен обладать известной статистической обеспеченностью. Величина коэффициента турбулентности при увеличении интервала времени осреднения T сглаживается, но при этом часто теряется и физический смысл исследований. К сожалению, до настоящего времени нет строгой теории ошибок методов расчета k по формулам (4.26) и (4.30), основанных на использовании структурных характеристик полей скорости ветра. Для получения необходимой точности расчетов по структурным формулам, приходилось увеличивать интервал времени T. Но в ряде случаев расчеты k приходится выполнять для относительно коротких интервалов времени T, например при переходе с одной подстилающей поверхности на другую, при измерении k в струе дыма и т. п.

В работе Э. К. Бютнер (1963) были даны погрешности дисперсии для различных интервалов времени T в зависимости от внутреннего интервала τ_x.

В наших расчетах принято минимальное значение $T=30$ сек. при $\tau_x=2$ сек. Тогда, согласно работе Бютнер, при отношении

$\frac{T}{\tau_x}=15$ величина погрешности дисперсии составит около 20% и разброс значений искомой величины в 68% всех случаев будет в пределах 20%. Погрешность 100% может встретиться с вероятностью всего около 1%. В расчет k входят две величины: w и τ_w, хотя основное влияние будет иметь w и нужно ожидать некоторого возрастания дисперсии, но насколько, пока сказать не представляется возможным. Мы будем считать, что при $T=30$ сек. и $\tau_x=2$ сек. ошибка дисперсии в расчете k будет около 25—30%.

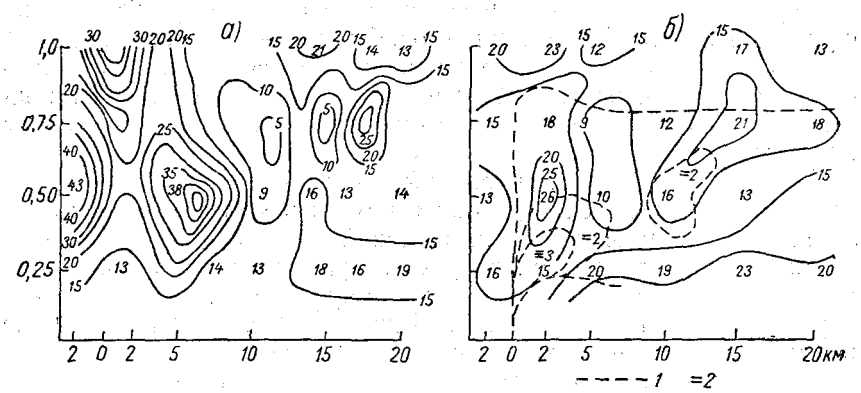


Рис. 84. Пространственное распределение k м²/сек. за 12 час. 2 августа 1962 г. Полет по ветру.

а) подсчет k при $T=30$ сек., *б*) подсчет k при $T=60$ сек., *1* — границы дыма, *2* — дымка.

Нами для одного и того же полета на рис. 84 приведены значения k, подсчитанные для интервалов времени T, равных 30 и 60 сек., при $\tau=2$ сек., что соответствует длине пути самолета ЯК-12, на котором производились измерения, в 1 и 2 км. На этих рисунках даны изолинии k для 12 час. 2 августа 1962 г. в слое 0,25—1,0 км для отрезка пути около 22 км. Хотя изолинии k и не представляют «мгновенного» снимка, а растянуты по времени до 1,5 час., но все же проведенная нами «склейка» значений коэффициента турбулентности позволяет получить некоторые представления о «мгновенном» пространственном распределении коэффициента турбулентности.

Полеты самолета ЯК-12 с регистрацией перегрузок совершались на высотах 0,25; 0,5; 0,75 и 1,0 км сначала по ветру, а затем против ветра с разницей по времени около 8—12 мин.

Как видно (рис. 84), наблюдается значительная разница в конфигурациях изолиний k при интервалах времени 30 и 60 сек. и еще большая при полетах по ветру и против ветра (рис. 85), что соответствует разнице по времени от 8 до 12 мин.

Таким образом, за 10 мин. распределение k резко меняется. Это также подтверждает пульсационный характер распределения k.

При полетах по ветру с $T=30$ сек. заметны два очага с k, равным примерно 40—45 м²/сек., на уровне 0,5 км и зона с k около 4—5 м²/сек. На рис. 85 при полете против ветра на высоте 250 м можно выделить четыре очага с увеличенными значениями k до 30—40 м²/сек., располагающихся на расстояниях 2, 3, 10 и 15 км. Рядом с зонами максимума k имеются зоны

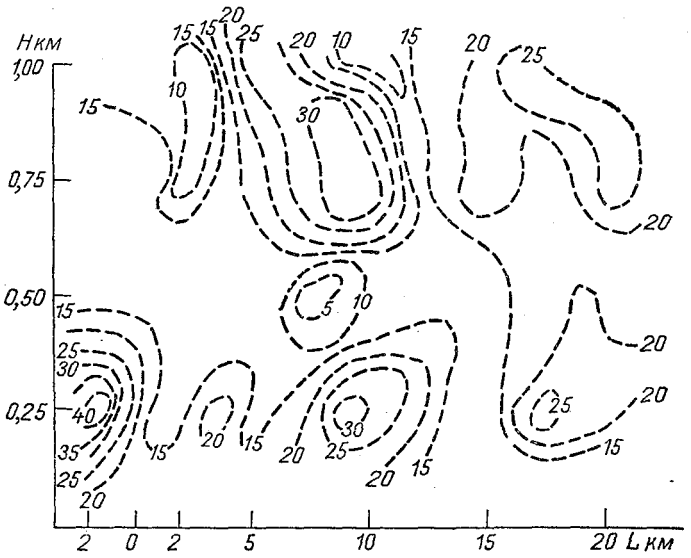


Рис. 85. Распределение k м²/сек. в районе Щекинской ГРЭС в слое 0,25—1,0 км за 12 час. 2 августа 1962 г. Советск. Полет против ветра.

минимума k (до 10—11 м²/сек.). На высоте 0,5 км отмечается спокойный ход k без резких изменений с колебаниями от 5 до 19 м²/сек. На уровне 0,75 км выделяются два очага с максимумами k и один с минимумом k.

Аналогичные кривые для интервала времени $T=60$ сек. не обнаруживают уже такой резкой флуктуации величин k и отличаются более равномерным ходом.

Можно отметить, что турбулентность в рассматриваемый период имела вид отдельных ядер. Размеры этих ядер менялись в широких пределах, от 50—100 до 300—500 м по вертикали и от 1—2 до 4—5 км по горизонтали. Между прочим, размеры этих ядер иногда хорошо совпадают с размерами термиков.

Для сравнения приведем средние, максимальные и минимальные значения коэффициента турбулентности на данной

высоте из всех измерений, число которых изменялось от 8 до 12 отдельно для полетов по ветру и для полетов против ветра (табл. 89).

Таблица 89

Средние, максимальные и минимальные значения k м²/сек. за период 11—12,5 час. 2 августа 1962 г. Советск

H м	Полет по ветру				Полет против ветра			
	средн.	макс.	мин.	Δk	средн.	макс.	мин.	Δk
250	16,4	20	13	7	22,7	41	11	30
500	22,8	43	9	34	11,4	19	4	15
750	14,3	35	5	30	19,1	32	8	24
1000	20,8	42	13	29	15,9	27	8	19

Средние значения k подсчитаны для всей площади с $T \approx \approx 600$ сек. при $\tau_x \approx 2$ сек. Но даже и при этих условиях величины k для случаев полета по ветру и против ветра резко различаются между собой, что также подтверждает пульсационный характер величины k, даже при относительно большом по времени осреднении, выходящем за пределы погрешности метода.

День 2 августа характеризовался значительной термической неустойчивостью в слое до 700 м с относительно небольшими градиентами скорости ветра и уменьшением u в слое 150—200 м.

По данным изолиний k можно привести профили k на разных расстояниях по маршруту полета (табл. 90).

Таблица 90

Мгновенные профили k на разных расстояниях по маршруту полета 2 августа 1962 г.

H м	Полет по ветру			Полет против ветра		
	2 км	5 км	20 км	2 км	5 км	20 км
250	12	20	18	20	15	22
500	18	42	11	18	12	20
750	10	28	12	10	20	22
1000	38	24	13	10	25	15

Как видно, профили k имеют весьма сложный характер с максимумом k практически на всех уровнях, начиная от 250 и до 1000 м.

В дневные часы летнего времени закономерным является наличие значительных колебаний коэффициента турбулентности во времени и пространстве, возможно связанных с развитием конвекции с термиками.

Аналогичные расчеты значений k для двух интервалов времени, $T=30$ сек. и $T=600$ сек. сделаны для зимних полетов в марте 1963 г. в том же районе.

Для иллюстрации приведем таблицу со средними, максимальными и минимальными значениями k на разных высотах по маршруту полета (табл. 91).

Таблица 91

Средние, максимальные и минимальные значения k за 11 и 12 марта 1963 г.

H м	11 марта				12 марта			
	средн.	макс.	мин.	Δk	средн.	макс.	мин.	Δk
150	10	16	5	11	15	29	12	17
250	13	18	9	9	11	19	1	18
300	17	28	8	20	—	—	—	—

Как видно, величины изменений абсолютных значений k зимой несколько меньше, чем в летнее время, что также указывает на физическую обоснованность флуктуаций k, возрастающих с ростом термодинамической неустойчивости.

Локальный характер распределения коэффициента турбулентности. Локальный характер турбулентного перемешивания в пограничном слое исследовался нами в пространстве и во времени с помощью непрерывной регистрации перегрузок вертолетов на трассе Симферополь—Ялта и при аэростатном зондировании структуры воздушного потока в нижнем слое 0,5 км.

Даже в горных районах на небольших высотах иногда наблюдаются слои с полным отсутствием болтанки. Часто в один день совершалось до шести полетов, и зоны болтанки, как правило, изменяли свое положение во времени. В среднем по трассе величина α была равна 54%. Повторяемость дана в табл. 92.

Таблица 92

Повторяемость (%) коэффициента заполнения α по участкам трассы Симферополь—Ялта

Участки трассы	Градации α %					
	0—19	20—40	41—60	61—80	81—99	100
Симферополь—Бахчисарай	0	34	49	13	4	0
Бахчисарай—Форос	10	15	26	23	8	18
Форос—Ялта	8	18	36	26	8	4

Как видно, почти всегда в условиях хорошо развитой конвекции при слабых и умеренных ветрах имеются участки со слабой турбулентностью.

Следует заметить, что длина зон турбулентности в наших условиях изменялась в среднем от 4 до 15 км. При аэростатном зондировании также отмечались случаи, когда турбулентность была ослаблена. По данным 700 подъемов прибора с регистрацией пульсаций скорости ветра на высоте 200 м в 45%, а на высоте 300 м в 55% случаев наблюдалась структура воздушного потока, близкая к «ламинарной». Следует заметить, что подъемы привязных аэростатов обычно производились в условиях антициклонической погоды и при скорости ветра не более 9—10 м/сек.

Отсутствие болтанки, а следовательно, и пульсации составляющих скорости ветра, может быть вызвано также попаданием самолета и аэростата в зоны атмосферных волн и вихрей размерами, значительно большими размеров самолета.

Нам кажется, что в дневные часы от подстилающей поверхности турбулентные ядра поднимаются вверх с $\alpha < 100\%$, уже с уровня 100—200 м начинается частичная локализация очагов и смещение по вертикали начинает происходить с меньшей площади, и чем выше, тем меньше становятся участки подъема и уже на высоте 4—5 км величина α равна 10%.

Влияние шероховатости подстилающей поверхности и термических факторов на величину и распределение коэффициента турбулентности. Для иллюстрации влияния перечисленных выше факторов на профили k используем данные самолетного зондирования с записями перегрузок. Расчеты коэффициента турбулентности сделаны по формуле (4.30).

В первую очередь приведем результаты измерения k над двумя соседними участками с резко различными значениями коэффициента шероховатости z_0 и мало меняющейся термической стратификации.

Одна из серий измерений k была произведена в дневные часы в июле 1951 г. над ровной степью с $z=2$ см и над массивом лесных полос примерно квадратной формы со сторонами около 20 км. Над массивом лесных полос $z \approx 2$ м.

Полеты самолета ПО-2 с акселерографом СП-11 проходили в плоскости ветра на высотах 100, 200, 300 и 500 м. Измерения перегрузок проводились в степи на расстояниях 8 и 4 км до массива и после пролета массива, а также в начале, середине и конце массива лесных полос.

В дни полетов над степью до высоты 500 м наблюдалась неустойчивая стратификация с $\gamma > 1°$ и умеренными скоростями ветра.

Результаты измерений k по четырем полетам даны в табл. 93.

Таблица 93

Средние значения k м²/сек. в районе массива лесных полос. Каменная степь

Место измерения	H м			
	100	200	300	500
8 км до массива . . .	11	17	28	24
Середина массива . .	36	34	33	—
Конец полос	27	36	33	—
4 км за полосами . . .	18	25	—	—

На рис. 86 приведено распределение относительных значений k над массивом лесных полос, причем за единицу принята величина k над степью на данной высоте.

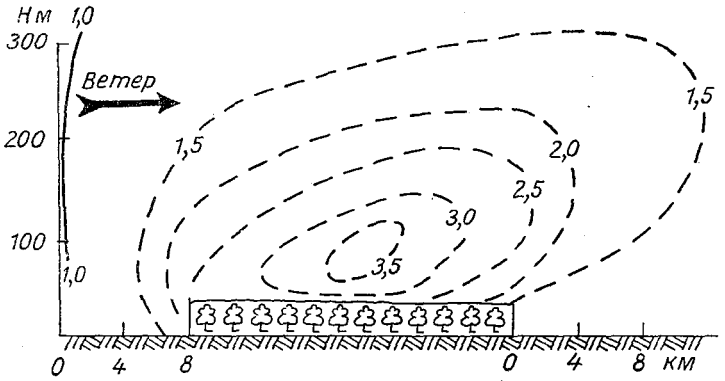


Рис. 86. Относительное значение k над массивом лесных полос. Каменная степь, июль 1951 г.

Наибольшее влияние массива на изменение k отмечается в слое до 100 м и вблизи центра массива. С подветренной стороны зона возмущений больше, чем с наветренной.

Абсолютные значения k над степью имеют максимум на высоте 300 м. Наибольшее увеличение коэффициента турбулентности по сравнению со степью отмечено в слое до 300 м, причем в центре массива максимум k образовался на высоте 100 м, а в конце полос — на высоте 200 м.

Таким образом, деформация воздушного потока лесными полосами относительно большого размера в летнее время ведет к образованию сначала второго максимума k на высоте около 100 м, по мере движения воздуха над массивом его высота

возрастает в нашем случае до 200 м. Рост k на уровне 300 м был сравнительно невелик.

Вторая серия измерений k над районами с резко меняющейся шероховатостью была проведена над Колтушами под Ленинградом.

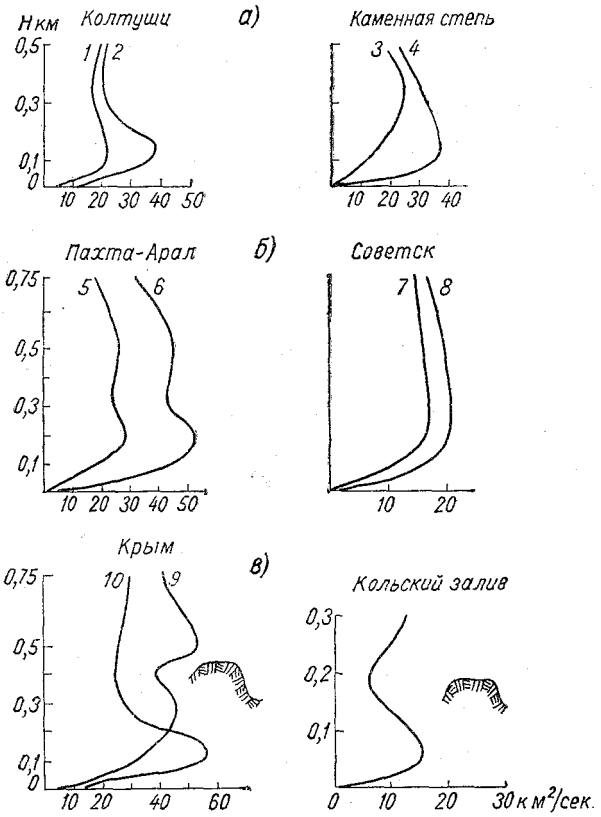


Рис. 87. Профили коэффициента турбулентности при различной шероховатости (*а*), при термической устойчивости (*б*), при разном рельефе (*в*).

1 — лес, *2* — поле, *3* — степь, *4* — массив лесных полос, *5* — полупустыня, *6* — хлопковое поле, *7* — утро, *8* — день, *9* — горы, *10* — степь.

В марте 1953 г. при нейтральной стратификации с γ около 0,4—0,8° было проведено 20 полетов с измерением перегрузок над покрытым снегом полем с $z_0=2$ см и 29 полетов над лесами с $z_0=1$ м.

На рис. 87 *а* дано распределение профиля k над Каменной степью (степь и центр массива) и над Колтушами.

Над лесом в Колтушах величина k увеличивается почти в 2 раза по сравнению с k над открытым участком. Различия в величинах коэффициента турбулентности над полем и лесом прослеживаются почти до высоты 0,5 км.

Для выявления преимущественной роли термической стратификации на величину и распределение коэффициента турбулентности использованы полеты самолета с измерением перегрузок в Пахта-Арале (Средняя Азия) и в г. Советске (Тульская обл.) (рис. 87 *б*).

В Пахта-Арале летом 1952 г. около 30 полетов проведено над орошаемыми полями с хлопком, окруженными полезащитными лесными полосами с $z_0=50$ см, и над открытой местностью типа полупустыни с песчаными и такырными почвами, где $z_0=1$ см. Над этими близко расположенными участками наблюдались резко различные условия термической стратификации в нижнем слое 0,5 км (см. работы автора [1953, 1953а]).

Если над хлопковыми полями величины γ близки к 0° до уровня 150—200 м, то над песками $\gamma \gg 1°$ до высоты 500—700 м.

Как видно, расхождения в величинах k над хлопком и полупустыней весьма значительны во всем слое 0,5 км, что указывает на значительную роль термических факторов в развитии турбулентности.

На материалах наблюдений в г. Советске произведено распределение коэффициента турбулентности за утренние (8—10 час.) и дневные (12—14 час.) часы в марте 1963 г.

Различия в термическом режиме утра и дня в марте еще не очень велики и термическая стратификация не претерпевает больших изменений; очевидно, только этим можно объяснить относительно небольшое возрастание k днем.

Роль горного рельефа на профиль и величину коэффициента турбулентности иллюстрирована двумя графиками (рис. 87 *в*). При полетах на трассе Симферополь—Ялта на рейсовых вертолетах регистрировались перегрузки, по которым были подсчитаны величины коэффициента турбулентности.

Наиболее часто болтанки вертолетов наблюдались на горном участке трассы между Ялтой и Бахчисараем. Здесь окружающие трассу возвышенности имеют среднее превышение около 0,4—0,5 км. Характерным в профиле k является наличие двух максимумов — одного на уровне 250—300 м и второго около 500 м. Второй максимум k, очевидно, вызван усилением турбулентного перемешивания несколько выше уровня горных склонов. Профиль k над равнинной частью Крыма приведен рядом. Как видно, в горах абсолютные значения k почти вдвое меньше в нижних слоях и больше на уровнях выше гор.

Аналогичный профиль k с двумя максимумами был получен над Кольским заливом. Верхний максимум отмечался на уровне 0,25—0,3 км, т. е. несколько выше холмов, лежащих вдоль

Кольского залива. На этом же уровне наблюдалось и резкое усиление скорости ветра. Серия измерений коэффициента турбулентности с помощью вертолета была проведена также вдоль автотрассы Адлер—Геленджик, проходящей по берегу Черного моря. Значения k достигали максимума на уровне 200—250 м и составляли 15—16 м²/сек.

3. Коэффициенты турбулентности в туманах и облаках нижнего яруса

Для более полной характеристики турбулентного обмена в нижнем километровом слое приведем некоторые данные об особенностях турбулентности при туманах и облаках нижнего яруса.

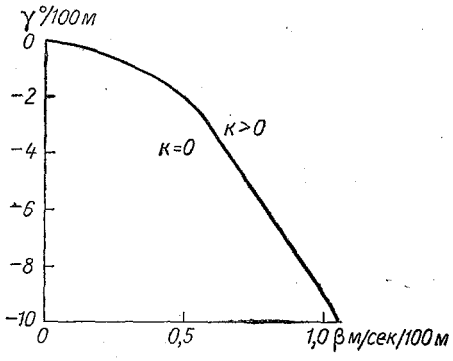


Рис. 88. Зависимость γ и β при $k=0$.

Не останавливаясь на разборе процессов образования и рассеивания туманов и нижней облачности, отметим только, что туманы развиваются при устойчивой стратификации с наличием приземной или приподнятой инверсии, а облачность слоистых и слоисто-кучевых форм, как правило, наблюдается под приподнятой инверсией.

Как известно, в инверсионных слоях турбулентный обмен сильно ослаблен, а при глубоких инверсиях и совершенно прекращен.

В работе Л. Т. Матвеева (1958) приведен график с градациями γ°/100 м и β м/сек./100 м, при которых коэффициент турбулентности будет равен нулю.

Вид этого графика дан на рис. 88.

Из работы Матвеева следует, что существует критическое значение Ri, при котором поток турбулентной энергии $E=0$ и k обращается в нуль. Критическое значение Ri равно 35,5. Для ориентировочного суждения о наличии турбулентного обмена в слоях инверсионного тумана приведем средние значения γ и β для некоторых пунктов (табл. 94).

Как видно, во всех пунктах, кроме Алма-Аты и Цуриковки, если исходить из графика Матвеева, в слое инверсионного тумана должен наблюдаться турбулентный обмен.

По формулам (4.10) и (4.12) был подсчитан средний для пограничного слоя коэффициент турбулентности и высота пограничного слоя $H_п$ при туманах (табл. 95).

Для пос. Воейково и Линденберга в табл. 95 сделана разбивка туманов на радиационные и адвективные, исходя из ве-

Таблица 94

Средние значения γ и β в слоях инверсионного тумана

	Долгопрудный	Воейково	Павловск	Алма-Ата	Цурриковка	Линденберг
γ°/100 м	—1,11	—2,0	—1,46	—1,5	—4,0	—0,5
β м/сек.	1,72	2,1	0,54	0,2	0,3	2,0

Таблица 95

Характеристика строения пограничного слоя при туманах

Пункт	Вид тумана	k м²/сек.	$H_п$	v м/сек.	n
Воейково	Радиационный	0,6	400	4,0	13
	Адвективный	6,3	760	8,0	17
Линденберг	Радиационный	0,4	220	3,0	9
	Адвективный	9,6	1100	9,8	56
	Без тумана	14,6	1550	12,5	14
Долгопрудный	Радиационный	0,5	280	3,5	12
Алма-Ата	Радиационный	0,4	210	1,6	14
Воейково	Сплошной	4,1	660	7	—
	Просвечивающий . . .	0,5	350	4	—
	С моросью	1,0	490	5	—

личины скорости ветра и наличия облачности перед образованием тумана, а для Воейково приведены еще данные для разных видов тумана. Несмотря на различное географическое положение пунктов при радиационных туманах, величины k в среднем получились весьма близкими и лежащими в пределах 0,4—0,6 м²/сек. с $H_п = 210 \div 400$ м.

При адвективных туманах величина k возрастала почти на порядок и составляла в пос. Воейково 6,3 м²/сек., а в Линденберге 9,6 м²/сек. При туманах разных видов без деления на радиационные и адвективные наименьшие значения $k = 0{,}5$ м²/сек. получаются при просвечивающих туманах. При сплошных туманах, куда вошли и адвективные туманы, коэффициент турбулентности k равен 4,1, а при туманах с моросью $k = 1{,}0$ м²/сек.

Для туманов разной интенсивности на Боденском озере была сделана попытка найти зависимость между мощностью тумана и величиной коэффициента турбулентности. Верхняя граница тумана $H_т$ определялась ориентировочно по высоте начала слоя приподнятой инверсии.

В табл. 96 приведены также средние значения $\gamma°/100$ м и скорости ветра на высотах 2 м и на верхней границе тумана.

Таблица 96

Характеристика туманов над Боденским озером

	Интенсивность тумана		
	слабый	умеренный	сильный
k м²/сек.	1,28	1,81	1,09
$H_т$	235	270	295
$\gamma°/100$ м	0,67	0,50	0,30
u м/сек. на высоте:			
2 м	1,0	1,5	1,9
$H_т$	1,0	1,4	1,7

Как видно, четкой зависимости между интенсивностью тумана и величиной k не наблюдается. При сильных туманах коэффициент турбулентности k несколько уменьшается. Туманы

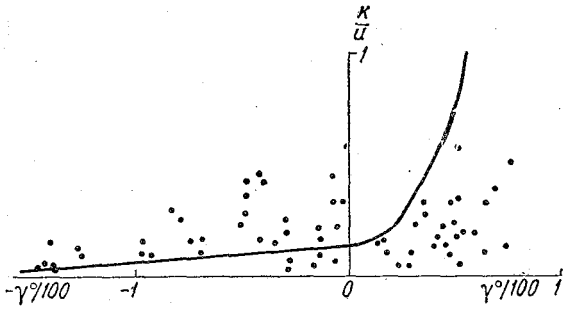


Рис. 89. Зависимость $\frac{k}{u}$ от γ. Боденское озеро.

слабые, умеренные и сильные над озером образуются под слоем приподнятой инверсии. Вертикальная мощность тумана была максимальной при сильных туманах, при этом скорости ветра наибольшие. Абсолютные значения k при туманах невелики и примерно сравнимы с приведенными выше.

На рис. 89 для Боденского озера дана зависимость отношения $\frac{k}{u}$ от вертикального температурного градиента γ, т. е. приведена связь $\frac{k}{u}$ с термическим фактором.

Как видно, отношение $\frac{k}{u}$ быстро уменьшается в области

положительных γ и очень медленно изменяется в зоне отрицательных вертикальных градиентов температуры.

Ввиду сложного распределения профилей температуры воздуха и скорости ветра в слоях тумана и несколько выше их профили коэффициента турбулентности также должны иметь свои особенности.

При использовании формулы (4.26) были подсчитаны значения k на уровнях 2, 100, 200 и 300 м и сопоставлены с синхрон-

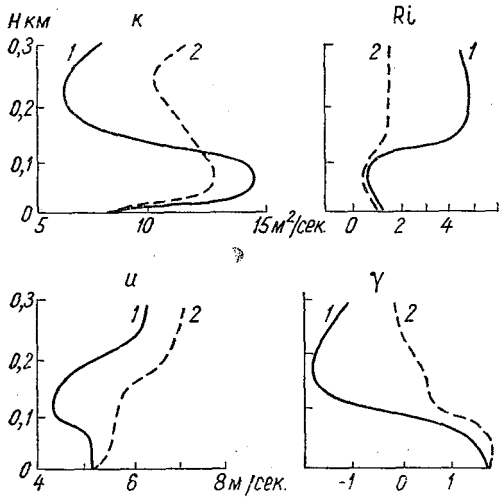


Рис. 90. Профили k м²/сек., Ri, u м/сек., γ°/100 м над Кольским заливом при туманных испарениях (*1*) и при отсутствии туманов (*2*).

ными величинами t и u м/сек. в том же слое, полученными по данным аэростатного зондирования.

На рис. 90 приведены профили k, u, γ и Ri при туманах испарения над Кольским заливом; для сравнения профили тех же элементов даны при отсутствии туманов.

Как видно, по средним данным величина k быстро растет с высотой и достигает максимума (около 15 м²/сек.) на уровне 90—100 м, а затем начинает также быстро уменьшаться и на высоте 200 м $k=6$ м²/сек., выше k изменяется мало. При отсутствии туманов профиль k несколько иной, хотя максимум также будет на уровне 80—100 м, но выше значения k изменяются более медленно.

Такой профиль k определяется особенностями распределения по высоте температуры воздуха и скорости ветра, а также орографией местности.

Кольский залив представляет сравнительно узкий шириной до 1,5 км фиорд, с двух сторон которого расположены гряды холмов высотой 100—200 м. Перенос воздуха зимой обычно направлен вдоль залива к морю, и поэтому вследствие сжатия потока воздуха скорость ветра в нижних слоях возрастает. Незамерзающая поверхность залива в зимнее время создает значительную неустойчивость и сверхадиабатические градиенты в слое воздуха до высоты примерно 50 м. С уровня около 100 м начинается инверсия температуры. Профили коэффициента турбулентности при туманах на о. Диксон были примерно такими же.

Для сравнения приведем рис. 91 с профилями k, u и t° за два дня над Кольским заливом и над о. Диксон.

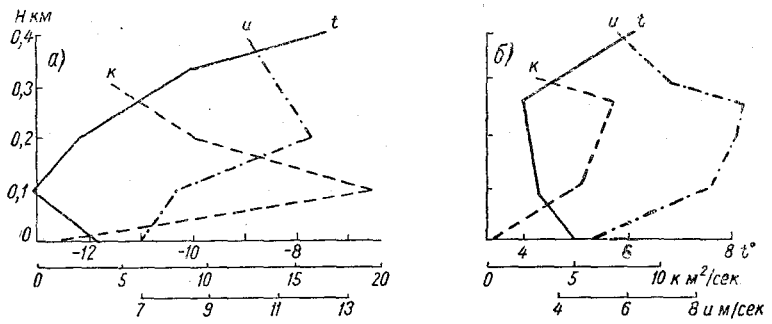


Рис. 91. Профили t°, u м/сек. и k м²/сек. при туманах.
а) Кольский залив, 13 час. 11 февраля 1954 г., *б*) Остров Диксон, 15 час. 4 августа 1957 г.

На о. Диксон туман также образовался под слоем приподнятой инверсии при ветре с моря. Коэффициент турбулентности возрастал до начала слоя инверсии и в слое инверсии начал быстро уменьшаться, причем скорость ветра в слое инверсии также ослабевала.

Рассмотренные примеры позволяют считать профиль k при туманах, развивающихся под слоем приподнятой инверсии, почти типовым.

Далее рассмотрим значения коэффициента турбулентности в облаках нижнего яруса для форм St и Sc.

Средние значения k были получены М. П. Чуриновой (1955) для облаков нижнего яруса по профилям скорости ветра по формулам (4.7) и (4.8) (табл. 97).

Наибольшие значения k наблюдались в теплое полугодие и были примерно на 25% больше, чем в тех же формах облаков холодного полугодия.

В холодное полугодие во всех рассмотренных формах облаков значения k были равны примерно 20 м²/сек. и в среднем на 10—12% больше, чем при ясном небе.

Таблица 97

Средние значения k при облаках нижнего яруса и при безоблачной погоде, по Чуриновой

	Холодное полугодие				Теплое полугодие
	St	Sc	Ns	без облаков	Sc
k м²/сек.	21,2	20,9	18,3	17,8	28,2
Число случаев . .	28	111	43	56	25

Серию полетов по исследованию облачности Арктики совершил Л. Т. Матвеев. По данным записей перегрузок самолета были подсчитаны значения k в облаках нижнего яруса (табл. 98).

Таблица 98

Средние значения k в облаках Арктики, по Матвееву

	St	Sc	Cu hum.
k м²/сек.	26	39	33

В облаках арктических районов средние величины k изменяются в относительно небольших пределах с минимальными значениями для St и максимальными для Sc.

В работе Л. Т. Матвеева и В. С. Кожаринова (1956) показано, что в облаках слоистых форм наблюдается усиленная по сравнению с безоблачной атмосферой при тех же условиях турбулентность.

Большую серию полетов в облаках различных форм совершил М. А. Герман. Возьмем из его работ (1963 и 1963а) данные, касающиеся облаков нижнего яруса (табл. 99).

К сожалению, в работе не приведены данные термической стратификации в рассматриваемых формах облачности. Можно считать, что облака St и Sc развиваются, как правило, под слоями приподнятой инверсии.

Как уже отмечено выше, при разборе профиля k при туманах Кольского залива и о. Диксон в слое приподнятой инверсии коэффициент турбулентности резко уменьшается. По данным Германа, почти всегда величина k над слоем St и Sc резко уменьшается по сравнению со значениями k в облаках и под ними.

Величины k в подынверсионных формах облаков, какими являются St и Sc, растут от земной поверхности до верхней

Таблица 99

Средние значения k м²/сек. в облаках St и Sc, по Герману

Период года	Широты	St			Sc			На границе облаков			
								нижней		верхней	
		под облаками	в облаках	над облаками	под облаками	в облаках	над облаками	St	Sc	St	Sc
Теплый	Умеренные . .	28	39	15	32	51	19	—	52	—	59
	Арктические .	24	22	23	28	27	15	22	26	27	30
Холодный	Умеренные . .	23	33	16	26	40	17	31	40	34	49

границы облака и начинают резко уменьшаться выше в слое приподнятой инверсии. Профиль k получается примерно такой же, как и при подынверсионных туманах.

В арктических районах турбулентность в облаках St и Sc уменьшена по сравнению с турбулентностью в облаках тех же форм умеренных широт. В теплое полугодие величина k больше, чем в холодное.

В этой же работе приведена для разных географических районов ЕТС повторяемость коэффициента турбулентности в облаках St и Sc, а для Арктики в туманах (табл. 99 и 100).

Таблица 100

Повторяемость (%) коэффициента турбулентности в облаках St и Sc, по Герману

Полугодие	Зона полета	Коэффициент турбулентности							Число случаев
		0,0—10,0	10,1—20,0	20,1—30,0	30,1—40,0	40,1—50,0	50,1—75,0	75,1—100,0	
Теплое (умеренные широты)	Под облаком	—	—	55,6	33,1	11,1	—	—	9
	В St	—	—	12,5	25,0	50,0	12,5	—	8
	В Sc	—	—	7,4	11,0	37,1	37,1	7,4	27
	Над облаком	—	80,0	20,0	—	—	—	—	5
Холодное (умеренные широты)	Под облаком	—	25,0	50,0	25,0	—	—	—	8
	В St	—	16,4	23,6	29,1	23,6	7,3	—	55
	В Sc	—	13,4	10,0	20,0	33,3	20,0	3,3	30
	Над облаком	—	73,5	26,5	—	—	—	—	15
Теплое (Арктика)	Под облаком	—	24,2	39,4	27,3	9,1	—	—	33
	В St	5,6	38,8	41,7	9,7	2,8	1,4	—	72
	В Sc	3,8	19,2	46,3	26,9	—	3,8	—	26
	Над облаком	—	83,5	16,5	—	—	—	—	6
	В тумане	22,2	66,7	11,1	—	—	—	—	9

Следует отметить резко различное число исследовательских полетов под облаками и выше облаков с числом полетов в облаках, поэтому сопоставление величин повторяемости k в разных условиях, сделанное автором, нужно считать как относительное.

В теплое полугодие в облаках St и Sc диапазон изменений k меньше, чем в холодное, когда он сдвинут в сторону малых значений. В отдельных случаях в этих облаках величины k могут быть больше 75 м²/сек.

Над облаками колебания k меньше и лежат в пределах 10—30 м²/сек.

В арктических районах значения коэффициента турбулентности в отдельных случаях могут иметь небольшие величины и диапазон изменения k меньше, чем в умеренных широтах. При туманах Арктики максимум числа случаев приходится на диапазон k примерно 10—20 м²/сек.

В заключение можно отметить, что коэффициент турбулентности в облаках St и Sc больше, чем вне облаков. Над облаками этих форм k в 1,5—2 раза меньше, чем в облаках. Профили k в подынверсионных туманах и облаках нижнего яруса имеют примерно одинаковый ход с максимумом на верхней границе тумана или облака и резким уменьшением k в слое инверсии.

4. Типовые профили коэффициента турбулентности

Автором в работе (1956) были предложены шесть типов профилей коэффициента турбулентности в пограничном слое, исходя из профилей температуры воздуха и скорости ветра в том же слое и учитывая влияние орографии.

В основу было взято положение, что профили температуры воздуха $t°$, скорости ветра u м/сек. и коэффициента турбулентности k взаимно связаны.

Вид типовых профилей дан на рис. 92.

Тип I. Монотонное понижение t и рост u с высотой. Профиль k характеризуется ростом до некоторого уровня k, а выше k или мало изменяется, или медленно уменьшается.

Этот профиль k является основным для дневных часов и наблюдается в равнинных районах с 8 до 18 час.

Тип II. Приземная инверсия температуры, слабые скорости ветра у земли и рост u с высотой. В слое инверсии должен наблюдаться медленный рост k с малыми абсолютными значениями. Выше слоя инверсии, если имеет место рост u, должен отмечаться более интенсивный рост k.

Такой профиль k наблюдается обычно в ночные часы и в зимнее время при наличии приземных инверсий температуры.

Тип III. Слои с приподнятой инверсией, нижняя граница которой располагается не выше 150—200 м. Значительный рост k

или до уровня начала слоя инверсии, или до высоты приземного подслоя и быстрое уменьшение k в слое инверсии при условии ослабления здесь скорости ветра. Выше слоя инверсии величина k мало изменяется.

Тип IV. Резкая смена направления ветра на некоторой высоте с уменьшением скорости ветра и вертикального градиента температуры. Величина k увеличивается до начала слоя поворота. Если слой поворота ветра располагается высоко, то k растет по первому типу. В слое поворота k уменьшается и далее или растет, или мало меняется.

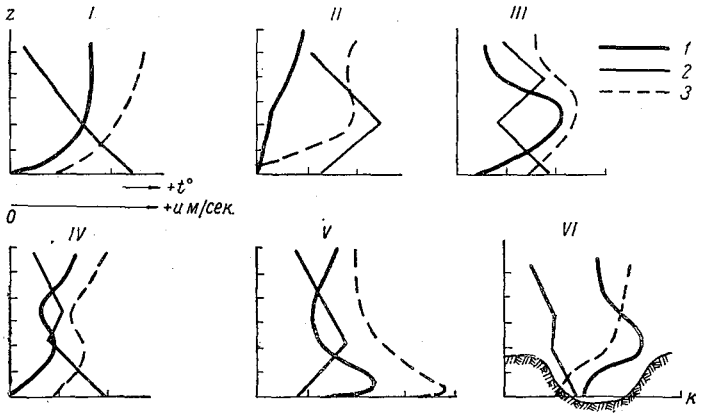


Рис. 92. Схемы профилей k в зависимости от распределения u и $t°$.

1 — профиль k, *2* — профиль t, *3* — профиль u.

Такой профиль k типичен в слоях изменения направления ветра при местных циркуляциях, над слоем фёнового потока и т. п.

Тип V. Приземная инверсия с максимальными скоростями ветра вблизи земной поверхности и быстро уменьшающимися значениями u с высотой. Такие условия обычно наблюдаются при сточных ветрах: новороссийской боре, сточных ветрах Антарктиды и т. п. Максимальные значения k будут вблизи земной поверхности, с высотой до конца слоя инверсии k будет быстро уменьшаться.

Тип VI. Слой с резким усилением скорости ветра и частичным его поворотом на некоторой высоте. В слое с ростом u быстро увеличивается и величина k. Наблюдается такой профиль k на уровне горных хребтов, на близко расположенных высоких холмах, в ущельях и горных долинах.

Вообще профили k имеют весьма большое разнообразие, обусловленное сложными изменениями u и t по высоте. Возрастание k может наблюдаться в слоях динамических инверсий, на

верхней границе слоя облаков, уменьшение k — под слоем облаков нижнего яруса, в прослойках между облаками и т. п. Следует указать, что поскольку профили k, u и t взаимно связаны, а значения t и u отличаются часто значительными пульсациями, то и профиль k также должен, особенно в дневные часы, колебаться около среднего значения.

5. О точности вычисления коэффициента турбулентности

Вопрос об ошибках при расчете коэффициента турбулентности представляет большой интерес, поскольку величина k начинает все шире применяться при всякого рода подсчетах атмосферных процессов.

Прежде всего следует отметить, что, по нашему мнению, поле турбулентности имеет ядерную структуру, и поэтому величины k должны также отличаться флюктуационным характером. Эти флюктуации k особенно велики в нижнем километровом слое, где наблюдаются большие пульсации температуры и скорости ветра, с которыми величина k тесно связана.

При расчетах всякой пульсационной величины, в том числе и k, ее средние абсолютные значения будут зависеть от времени осреднения. Искажения и погрешности, возникающие при расчете статистических характеристик, будут прежде всего определяться соотношениями между внешним (T) и внутренним, характерным (τ_x) масштабами осреднения.

При обработке записей любой пульсационной величины можно выделить четыре параметра:

а) T_0 — полное время записи;

б) T — время, взятое для обработки данной пульсационной величины. Отрезок времени T будем называть внешним масштабом. Обычно $T_0 \geqslant T$;

в) τ_x — характерный масштаб изучаемого явления, т. е. интервал времени, за который данная корреляционная функция уменьшается в e раз. Иногда используют $e_x = \tau_x u$, т. е. пространственный характерный масштаб;

г) τ_0 — промежуток времени, через который снимаются ординаты пульсационной величины, или минимальный шаг.

Поскольку обработка записей пульсационных величин очень трудоемка в основном из-за снятия ординат, то для ее облегчения необходимо выбрать какой-то минимальный интервал записи T, но еще дающий достаточно полную статистическую обеспеченность. Кроме того, удлинение T может привести к сильному сглаживанию всех исследуемых процессов.

Существует определенная зависимость между отношением $\frac{T}{\tau_x}$ и погрешностью расчетов данной величины A.

Вероятность того, что ошибка не будет превышать значений a определяется уравнением

$$A = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\frac{a}{\sigma}} e^{-\frac{t^2}{2}} dt, \tag{4.35}$$

где σ — средняя квадратичная погрешность величины A. Из работы Э. К. Бютнер (1963) для различных значений $\frac{T}{\tau_x}$ получаются следующие величины погрешностей σ:

$\frac{T}{\tau_x}$	4	6	10	15
σ	36	29	22	14

В 70% всех случаев при значениях $\frac{T}{\tau_x}$, равных 8—10, разброс значений величины A должен быть в пределах 20%. Погрешность 100% может встретиться с вероятностью 4%.

Переходя к используемым в нашей работе расчетам структурных характеристик и прежде всего величины k, следует заметить, что исходными данными являются записи перегрузок центра тяжести самолета или записи пульсации u' и w' при аэростатном зондировании.

Величины характерного масштаба τ_x согласно данным табл. 3 (см. гл. I) составляют для вертолета МИ-4 1—2 сек. и для самолетов АН-2 и ЛИ-2 2—3 сек. Тогда, исходя из погрешности в 20%, т. е. $\frac{T}{\tau_x} = 10$, величина T должна быть не менее 30 сек. для самолетов типа АН-2 и ЛИ-2. Величина характерного масштаба по записям прибора структуры ветра должна составлять 15—20 сек., также, исходя из отношения $\frac{T}{\tau_x} = 10$, величина T должна быть 150—200 сек. Практически при аэростатном зондировании внешний масштаб принимают равным 300 сек. и тогда отношение $\frac{T}{\tau_x}$, равно 15—20, что дает погрешность около 10—15%, а при самолетном зондировании T изменяется от 240 до 30 сек., что при τ_x, равным 3 сек., дает пределы изменения $\frac{T}{\tau_x}$ от 80 до 10.

При пользовании формулой Ляпина подсчитываются пульсации двух величин u' и w', и тогда суммарная ошибка должна возрасти. Вопрос об интервале снятия ординат τ_0 также имеет большое значение при учете возможных искажений измерений.

Как указывалось выше, максимальное влияние на самолет оказывают вихри, которые самолет пересекает за 1,5—2 сек. Поэтому при обработке лент с записями перегрузок необходимо брать такие значения τ_0, которые позволяли бы выявить эти вихри; отсюда следует, что снимать ординаты нужно не менее чем через 0,5 сек. При удлинении τ_0 до 1—2 сек. могут быть значительные искажения в определении времени сохранения перегрузки одного знака τ_w, а следовательно, и размеров атмосферных вихрей l_u, поскольку $l_u=2\tau_w u$. Отсюда возникают и требования к скорости развертки ленты самописца акселерографа. Запись должна обеспечить снятие ординат через 0,5 сек., т. е. скорости ленты должны быть или 2 мм/сек., или 5 мм/сек.

По материалам аэростатного зондирования, продолжительность площадок на уровнях 100, 200 и 300 м составляла обычно 5 мин., т. е. 300 сек.

Отсчеты ординат проводились через 5 сек. Тогда $T=300$ сек. а $\tau_0=5$ сек. Принимая средние размеры атмосферных вихрей равными 150 м, самолет при скорости полета 50 м/сек. будет пересекать этот вихрь за 3 сек., а прибор, подвешенный на аэростате, при скорости ветра 7,5 м/сек. будет проходить этот вихрь за 20 сек. Тогда при $T=30$ сек. самолет пересечет 10 вихрей, а привязной аэростат при $T=300$ сек. зарегистрирует 15 вихрей.

В литературе почти нет экспериментальных данных, характеризующих особенности реакции самолета на атмосферные вихри и их сопоставления с результатами, полученными в неподвижной точке.

Согласно отчета ВМО (1964), при большом числе вихрей нет какой-либо разницы между данными самолета и данными, полученными в неподвижной точке, но при малом количестве волн самолет показывает бо́льшую интенсивность болтанки по сравнению с данными, полученными в фиксированной точке.

Величина коэффициента турбулентности зависит также от размера вихрей, регистрируемых прибором. Известно, что чем больше скорость развертки, тем более мелкие вихри можно выявить при условии, конечно, что инерция датчиков и регистратора обеспечивает эти измерения. Уменьшая скорость развертки записи, можно выделять все более крупные вихри с периодами в десятки минут и даже в несколько часов.

Но в некоторых случаях, особенно при аэростатном зондировании, на одной и той же записи можно выделить атмосферные вихри разных размеров. Эти вихри нами условно были разделены на короткопериодные (τ равны 4—5 сек.) и длиннопериодные (τ равны 40—50 сек.). В соответствии с тем, для каких значений τ производились расчеты k, их абсолютные значения также изменялись примерно на порядок. Пример с различными значениями τ и k дан в табл. 101.

Таблица 101

Значения k м²/сек. при различных величинах τ сек. Воейково

Высота, м	Короткопериодные				Длиннопериодные			
	τ	k	τ	k	τ	k	τ	k
100	4,3	5,3	5,7	2,5	44	44	42	14
200	4,2	5,0	6,3	2,5	32	40	42	15
300	4,6	2,5	4,7	1,4	36	35	36	13

Поэтому при сравнении значений k, полученных разными методами, необходимо учитывать, для какого периода τ пульсаций или размеров атмосферных вихрей получены величины коэффициента турбулентности.

Далее рассмотрим, какие изменения будут происходить в составляющих пульсационной величины, если будет изменяться на участке T число отсчетов ординаты, т. е. время τ_0. Для примера возьмем на записи внешний масштаб $T=180$ сек., $\tau_0=1$ сек. и приведем расчет значений Δn и τ для перегрузок и расчет Δh и t' для температуры. Здесь Δh — средняя величина ординаты записи пульсаций температуры, t' — средняя величина пульсаций температуры в градусах.

Подсчеты значений Δn, τ, Δh и t' сделаны в двух вариантах:

а) сохраняя на площадке 180 точек, величину τ_0 брали равной 1, 2 и 30 сек.;

б) сохраняя τ равной 1 сек., брали 180, 90 и 60 точек (табл. 102).

Таблица 102

Распределение Δn, τ, Δh и t' при разном сочетании интервалов обработки

Число точек через 1 сек.	Интервал τ_0 сек.	Перегрузки		Пульсации температуры	
		$\overline{\Delta n}$	$\bar{\tau}$ сек.	$\overline{\Delta h}$	$\bar{t}'$
180	1	0,8	2,2	1,2	3,0
0—90	1	0,8	2,2	1,3	2,7
91—180	1	0,9	2,2	1,0	2,8
0—60	1	0,8	2,2	1,4	2,8
61—120	1	0,8	1,9	1,0	3,2
121—60	1	1,0	2,4	1,1	3,0
90	2	0,8	2,4	0,9	2,3
60	3	0,8	2,7	1,0	2,5

За эталонные значения пульсации величин перегрузок и температуры воздуха приняты 180 точек, вычисленные за период 3-минутного интервала с подсчетами ординат через 1 сек. При сохранении значений $\tau_0=1$ сек. и изменении внешнего интервала осреднения до 90 и 60 точек средний период пульсаций испытывает колебания τ сек., равные $2{,}2\pm\frac{0{,}2}{0{,}3}$, что соответствует средней относительной ошибке единичного осреднения около $\pm 12\%$ и по пульсациям температуры около 10%.

Значительно бо́льшие отклонения получаются в тех случаях, когда увеличивают интервал снятия точек τ_0 до 2 и особенно до 3 сек. В этом случае при мало изменяющихся средних абсолютных значениях ординат в сравнительно больших пределах изменяются средние периоды пульсаций. Число переломных точек на записях пульсационных величин уменьшается, так как часть их выбрасывается.

Периоды пульсации получаются бо́льшими, абсолютные значения пульсации температуры при этом несколько уменьшаются. В этом случае ошибка будет иметь один знак по перегрузкам, причем периоды пульсации τ сек. будут $2{,}2+0{,}2$ и $2{,}2+0{,}5$, т. е. ошибка возрастает с увеличением τ_0 и доходит до 20—25%.

Можно считать, что если погрешность по 3-минутному отрезку (180 точек) $\sigma\approx p$, то по каждому из минутных интервалов величина $\sigma=p\sqrt{3}$. Это верно до тех пор, пока отрезки T независимы, т. е. $\frac{T}{\tau_x}\geqslant 10$.

Метод измерения коэффициента турбулентности k имеет ошибки, связанные с погрешностями расчета величин, входящих в исходную формулу, а также с некоторыми погрешностями метода, основанного на использовании корреляционных связей между структурой регистрируемой величины и структурой изучаемого параметра, например между Δn и w'. В нашей работе мы использовали две формулы для расчета k: формулу Ляпина и формулу Дубова. По формуле Ляпина ошибки в измерении k будут определяться следующими элементами:

$$\frac{\Delta k}{k}=\left|\frac{\Delta w'}{w'}\right|^2+\left|\frac{\Delta\tau_w}{\tau_w}\right|+\left|\frac{\Delta u}{u}\right|+\left|\frac{\Delta u'}{u'}\right|. \qquad (4.36)$$

По формуле Дубова

$$\frac{\Delta k}{k}=\left|\frac{\Delta w'}{w'}\right|+\left|\frac{\Delta t_w}{\tau_w}\right|. \qquad (4.37)$$

Дубовым сделано допущение, что $\frac{w'}{u'}=1$, что справедливо

только для изотропной турбулентности. К сожалению, экспериментальных материалов, подтверждающих универсальность такого допущения, пока очень мало. Наши данные по измерению структуры воздушного потока показывают, что эта величина близка к 1 при $\gamma > 1$ и меньше 1 при $\gamma < 1$. В среднем для стратификации с γ около 0,5—0,8 отношение $\frac{w'}{u'} \approx 0{,}8$. Тогда ошибка в расчете k по формуле Дубова составит 20% и значения k должны быть завышены на эту величину. Но в условиях, отличных от равновесных, ошибка должна возрастать. Например, в инверсиях величины w' близки к нулю, а u' может иметь сравнительно большие значения и тогда $\frac{w'}{u'}$ ориентировочно можно принять около 0,1—0,2.

Хотя в инверсиях абсолютные значения k невелики, но ошибка в их расчетах по формуле Дубова может достигать 80—90% в сторону завышения.

При сильно развитой конвекции величина w' может быть больше u' и тогда подсчитанные значения k будут несколько занижены.

Приведем ориентировочные данные о сумарных погрешностях формул Ляпина и Дубова по расчету коэффициента турбулентности. Согласно изложенному выше, ошибки в измерении составляющих u' и w' прибором для регистрации структуры ветра будут

$$\left|\frac{\Delta w'}{w'}\right| = \frac{0{,}10}{0{,}8} \approx 12\%; \quad \frac{\Delta u'}{\bar{u}'} = \frac{0{,}15}{1{,}0} = \pm 7\%.$$

При

$$\frac{T}{\tau_x} = \frac{300}{15} = 20$$

ошибки каждой пульсационной составляющей w', u' и τ_w будут равны примерно 10%. Тогда суммарная ошибка формулы Ляпина при расчете составит

$$\frac{\Delta k}{k} = \pm\,[10 + 10 + 10 + 12 + 7] = \pm\,49\%. \qquad (4.38)$$

Для формулы Дубова

$$\text{при} \quad \frac{T}{\tau_x} = \frac{60}{2} = 30$$

$$\sigma = 8\%.$$

Для равновесных условий при $u'=w'$ для двух величин Δn и τ_w суммарная ошибка будет

$$\frac{\Delta k}{k} = \pm\,[10+8+8+3] = \pm\,29\%. \qquad (4.39)$$

Здесь 3% — погрешность измерения Δn акселерографом, 10% — ошибка при переходе от Δn к w'. Ошибки при снятии ординат не учитывались.

При сверхравновесных условиях, т. е. при инверсиях и γ больше 1,5—2°, искажения значений k, вычисленных по формуле Дубова, значительно возрастают.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Кратко рассмотрим требование некоторых отраслей народного хозяйства к данным о турбулентности и вертикальных движениях в пограничном слое атмосферы.

Обычно сведения о структуре воздушного потока, как и другие метеорологические характеристики, приходится учитывать в двух вариантах — при проектировании данного сооружения и при эксплуатации некоторых предприятий. Если в первом случае необходимы знания средних многолетних климатических величин, то во втором случае нужно знать некоторые характеристики структуры воздушного потока в данный момент.

В первую очередь следует остановиться на проблеме загрязнения атмосферы. Загрязнение атмосферы выбросами различных промышленных предприятий является в настоящее время социальной проблемой и составляет предмет забот и беспокойства в первую очередь органов санитарного надзора. Большая часть промышленных выбросов оказывает вредное действие на здоровье населения, проживающего вблизи предприятий, на животный и растительный мир в окружающем районе.

Локальная концентрация распространяющихся в атмосфере выбросов из труб определяется закономерностями двух составляющих:

а) переносом под действием адвекции, т. е. поля осредненных скоростей;

б) переносом и рассеиванием под влиянием турбулентной диффузии, т. е. случайных, фактических составляющих вектора скорости, действующего между источником и данной точкой. Все должно приниматься с учетом строения микрорельефа, следовательно, для расчета адвекции примеси необходимо знание не только поля средних скоростей, но и его флюктуационных характеристик как у земной поверхности, так и в слоях до 300—500 м. Поскольку распространение энергии турбулентности по вертикали зависит от стратификации нижних слоев, поэтому нужны сведения о профилях температуры и скорости ветра.

В настоящее время нет более или менее достоверных связей между распространением дымовой струи и структурой воздушного потока.

Для характеристики условий взлета и посадки самолетов большое значение имеет атмосферная турбулентность в самых нижних слоях, до 200—300 м. Как видно из приведенных в работе данных, этот прилегающий к земной поверхности слой воздуха, особенно в нижних 100 м, сильно турбулизирован. Пересечение такой зоны при посадке или взлете на малых углах атаки и при минимальной скорости полета, когда самолет плохо управляем, влияние турбулентности будет особенно велико и может вызывать неожиданные и иногда резкие броски самолета. При этом особенно необходимо учитывать наличие нисходящих потоков типа гравитационного стока со склонов возвышенностей. Мы уже указывали, что небольшие вихри очень незначительно влияют на полет самолета, а смещения под влиянием больших вихрей настолько медленны, что не представляют трудностей для пилотов.

Заслуживающими внимания являются вихри, имеющие средние размеры. Считается, что в зависимости от типа самолета влияние оказывают вихри, которые самолет проходит за время от 0,5 до 5 сек., причем наибольшее влияние оказывают вихри, пересекаемые самолетом за 2 сек.

При скорости посадки и взлета самолета 60 м/сек. размеры опасных вихрей должны быть в пределах 30—300 м. Если среднюю скорость ветра примем 5 м/сек., то периоды вихревых образований будут в среднем составлять 6—60 сек., т. е. как раз те диапазоны, которые приведены в наших работах. В отчетах Международной метеорологической организации (1964) имеется указание, что постоянная времени реагирования самолета на порывистость ветра составляет 5 сек., что соответствует при скорости посадки 60 м/сек. расстоянию 300 м. Поток около анемометра при скорости ветра 5 м/сек. пройдет это расстояние за 60 сек. Для расчета средней скорости ветра рекомендуется брать период времени в 3 раза больше, т. е. 180 сек. (3 мин.). Приводимые нами осреднения скорости ветра при аэростатном зондировании составляют 4—5 мин., т. е. весьма близки к интересующему авиацию диапазону.

Считается, что имеется два пути. Первый путь — дать порывистость ветра как среднее арифметическое отклонение от заданной величины порывов, принимая положительные и отрицательные величины порывов как одинаково влияющие на осреднение. Такие данные приведены в нашей монографии. Второй путь — дать порывистость ветра, отнесенную к фактическому смещению самолета в результате суммарного влияния порывов с обоими знаками, т. е. скользящую среднего отклонения от заданной величины, принимая во внимание постоянно меняющийся знак отклонения. В этом случае требуется знание более детальной внутренней структуры воздушного потока, включая периоды нарастания и спада порывов ветра, их средние и максимальные

значения по отдельности для положительных и отрицательных отклонений.

Болтанка самолета зависит в первую очередь от структуры воздушного потока. Зная распределения температуры и скорости ветра в данном пункте, можно предусмотреть интенсивность порывов ветра, а с учетом конструктивных особенностей самолета и его болтанку в данных условиях.

При проектировании промышленных ветроэнергетических сооружений и линий связи необходимы также сведения о турбулентности воздушного тока. Сюда нужно отнести: профили скорости ветра и его структуру, особенно при больших и очень больших скоростях, величины пульсаций на разных высотах для вихревых потоков с периодами 4—6 сек. Эти данные необходимо дать по градациям скорости и направления ветра с обеспеченностью за разные отрезки времени (1 раз в 5 лет, 1 раз в 15 лет и т. д.). К сожалению, имеющийся экспериментальный материал невелик.

В настоящее время в нашей стране широкое развитие получает планерный спорт. Для обеспечения его запросов нужно составить что-то вроде атласа с распределением по территории Советского Союза для разных сезонов года и времени суток вертикальных потоков термического и орографического происхождения, с тем чтобы наиболее рационально выбирать районы и время полетов в термиках и особенно в горных волнах. Повседневные запросы планеристов требуют удовлетворения данными о прогнозе особенностей развития вертикальных движений в данном районе с учетом аэросиноптической обстановки и орографии местности.

Можно было бы привести еще ряд отраслей народного хозяйства, где необходимы сведения о структуре воздушного потока. Нужно в заключение отметить, что экспериментальных данных по этому вопросу очень мало и нужно их всемерно развивать.

ЛИТЕРАТУРА

Брендт Д., 1938. Физическая и динамическая метеорология. Гидрометеоиздат.

Бечварж и Шимак, 1953. Атлас горных облаков. Прага (на чеш. яз.).

Бютнер Э. К., 1963. О вычислении структурных и корреляционных функций по конечному интервалу наблюдений. Труды ГГО, вып. 144/40.

Васильев А. А., 1965. Распределение ветра над Крымскими горами и особенности болтанки вертолетов при различных синоптических положениях. Труды ГГО, вып. 171.

Васильченко И. В., Ледохович А. А., 1962. Некоторые результаты самолетного зондирования в Голодной степи. Труды ГГО, вып. 135.

Воронцов П. А., 1938. Вертикальные скорости шаров-пилотов по наблюдениям в Западной Грузии. Метеорология и гидрология, № 8.

Воронцов П. А., 1941. Нисходящие движения шара-пилота в районе Эльбруса. Метеорология и гидрология, № 3.

Воронцов П. А., 1953. Некоторые результаты исследования микроструктуры ветра в нижнем слое атмосферы. Труды ГГО, вып. 38.
Воронцов П. А., 1953а. Аэрологические исследования структуры воздушного потока над хлопковым полем и полупустыней. Труды ГГО, вып. 38.
Воронцов П. А., 1956. Зависимость структуры воздушного потока от состояния атмосферы. Труды ГГО, вып. 63.
Воронцов П. А., 1956а. Метод уравновешенных шаров-пилотов и шаров с замедленной скоростью подъема. Труды ГГО, вып. 51.
Воронцов П. А., 1960. Аэрологические исследования пограничного слоя. Гидрометеоиздат, Л.
Воронцов П. А., 1961. Методы аэрологических исследований пограничного слоя атмосферы. Гидрометеоиздат, Л.
Воронцов П. А., 1961а. Некоторые особенности строения пограничного слоя над пос. Махталы. Труды ГГО, вып. 107.
Воронцов П. А., 1962. Структура воздушного потока в нижнем полукилометровом слое над пос. Воейково. Труды ГГО, вып. 136.
Воронцов П. А., 1963а. Строение нижнего слоя атмосферы в период Днепровской экспедиции. Труды ГГО, вып. 144/40.
Воронцов П. А., 1963б. Турбулентные пульсации скорости ветра различной интенсивности в нижнем слое 0,5 км. Труды ВНМС, вып. 7. Гидрометеоиздат, Л.
Воронцов П. А., 1964. Некоторые задачи аэрологических наблюдений при исследовании распространения дымовых струй. Труды ГГО, вып. 158.
Воронцов П. А., Шелковников М. С., 1956. Опыт аэрологического исследования нижнего километрового слоя в долине Азау. Труды ГГО, вып. 63.
Воронцов П. А., Чуринова М. П., 1960. Зависимость коэффициента турбулентности от числа Ричардсона. Труды ГГО, вып. 105.
Воронцов П. А., Голаджий Н. М., Константинов А. Р., 1963. Исследование распределения некоторых структурных характеристик воздушного потока по вертикали. Труды ГГО, вып. 144/40.
Воронцов П. А., Герман М. А., 1964. К методике исследования турбулентного режима пограничного слоя по данным записей акселерографа в Пахта-Арале. Труды ГГО, вып. 154.
Воронцов П. А., Герман М. А., 1965. Исследование атмосферной турбулентности с помощью вертолета. Труды ГГО, вып. 171.
Отчеты комиссии по авиационной метеорологии. 3-я сессия 1964 г. Атмосферная турбулентность в нижних слоях и ее влияние на авиацию. ВМО, Париж.
Вульфсон Н. И., 1961. Исследование конвективных движений в свободной атмосфере. Изд. АН СССР.
Герман М. А., 1963. Некоторые количественные характеристики турбулентного обмена в облаках. Труды ЛГМИ, вып. 14.
Герман М. А., 1963а. О турбулентном обмене в облаках. Метеорология и гидрология, № 10.
Герман М. А., 1964. Некоторые результаты экспериментального исследования структурно-энергетических характеристик турбулентности в облаках. Труды ГГО, вып. 154.
Герман М. А., 1965. Некоторые результаты исследования турбулентного режима горных районов Кавказа. Труды ГГО, вып. 171.
Горелик А. Г., Черников А. А., 1964. Некоторые результаты радиолокационного исследования структуры поля ветра на высотах 50—700 м. Труды ЦАО, вып. 57.
Девятова В. А., 1957. Микроаэрологические исследования нижнего километрового слоя атмосферы. Гидрометеоиздат, Л.
Девятова В. А. [и др.], 1958. Исследование пульсаций горизонтальной составляющей скорости ветра до высот 5 км. Труды ЦАО, вып. 21.

Дородницын А. А., 1938 и 1940. Некоторые задачи обтекания неровностей поверхности земли воздушным потоком. Труды ГГО, вып. 23 и 31.
Дубов А. С., 1958. К вопросу определения вертикальных скоростей ветра по данным самолетного акселерографа. Труды ГГО, вып. 72.
Дубов А. С., 1959. Определение коэффициента турбулентного обмена по ускорению самолета. Труды ГГО, вып. 98.
Дубов А. С., 1962. К вопросу определения спектральной плотности вертикальных порывов ветра по колебаниям самолета. Труды ГГО, вып. 135.
Дубов А. С., Генкин А. Л., 1959. Определение вертикальных порывов ветра по записям акселерографа на управляемом самолете. Труды ГГО, вып. 98.
Дюбюк А. Ф., Бибикова Т. Н., 1965. Условия образования облачности в зависимости от орографии. Труды ГГО, вып. 171.
Газа Л., 1961. Волновой лагерь в Татрах. Ж. «Крылья Родины», № 9. (На чеш. яз.).
Ефимов П. Л., 1965. О методе изучения приземного трехкилометрового слоя атмосферы с помощью радиозонда. Труды ЦАО, вып. 67.
Зайцев А. С., 1964. Пульсации вертикальной составляющей скорости ветра по шаропилотным данным. Труды ГГО, вып. 144/40.
Зайчиков П. Ф., 1953. К вопросу об измерении вертикальных движений воздуха в свободной атмосфере с помощью гребенчатого зонда. Труды ЦАО, вып. 10.
Зубковский С. А., 1962. Частотные спектры пульсаций горизонтальной компоненты скорости ветра в приземном слое атмосферы. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 10.
Зубковский С. А., 1963. Экспериментальные исследования спектра пульсаций вертикальной компоненты скорости ветра в свободной атмосфере. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 8.
Иванов В. Н., 1962. Диссипация турбулентной энергии в атмосфере. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 9.
Иванов В. Н., 1963. О некоторых характеристиках турбулентности ветрового поля в нижнем 300-метровом слое атмосферы. Сб. «Изучение пограничного слоя атмосферы с 300-метровой метеорологической башни». Изд. АН СССР, М.
Иванов В. Н., 1963а. Статистические характеристики турбулентной диффузии и их оценка в нижнем слое атмосферы. Сб. «Исследование нижнего 300-метрового слоя атмосферы». Изд. АН СССР, М.
Иванов В. Н., 1964. Турбулентная энергия и ее диссипация. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 6.
Иванов В. Н., Волковицкая З. И., 1965. Некоторые характеристики структуры пограничного слоя атмосферы. Труды ИПГ, вып. 2.
Колмогоров А. Н., 1941. Локальная структура турбулентности в несжимаемой жидкости при очень больших числах Рейнольдса. ДАН СССР, т. 30, № 229.
Колмогоров А. Н., 1941. Рассеивание энергии при локально-изотропной турбулентности. ДАН СССР, т. 19.
Коновалов Д. А., 1965. Методика и некоторые результаты исследования турбулентности на трассе Кутаиси — Шови. Труды ГГО, вып. 171.
Константинов А. Р., 1963. Испарение в природе. Гидрометеоиздат, Л.
Лазарева Н. А., 1960. Определение аэроклиматических характеристик пограничного слоя расчетным методом. Труды ГГО, вып. 105.
Лайхтман Д. Л., 1944. Профили ветра и обмен в пограничном слое атмосферы. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., т. VIII.
Лайхтман Д. Л., 1956. Некоторые свойства пограничного слоя атмосферы. Труды ГГО, вып. 56.
Лайхтман Д. Л., 1961. Физика пограничного слоя атмосферы. Гидрометеоиздат, Л.

Лайхтман Д. Л., Орленко Л. Р., Ткаченко А. В., 1963. К вопросу о диссипации энергии турбулентности в нижнем слое атмосферы. Труды ГГО, вып. 144.
Лайхтман Д. Л., Бютнер Э. К., 1965. Основные критерии, определяющие интенсивность турбулентности в горном районе. Труды ГГО, вып. 171.
Лайхтман Д. Л., Зилитинкевич С. С., 1965. Турбулентный режим в приземном слое атмосферы. Изв. АН СССР, сер. физика моря, т. I, № 2.
Лебедева Н. В., 1955. К вопросу учета роли динамической турбулентности для развития конвекции. Метеорология и гидрология, № 2.
Ляпин Е. С., 1948. О турбулентном перемешивании в атмосфере. Метеорология и гидрология, № 5.
Матвеев Л. Т., 1949. К вопросу распределения скорости ветра в пограничном слое атмосферы и определение параметров турбулентного обмена. Метеорология и гидрология, № 3.
Матвеев Л. Т., 1958. Количественные характеристики турбулентного обмена. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 7.
Матвеев Л. Т., 1965. Основы общей метеорологии. Физика атмосферы. Гидрометеоиздат, Л.
Матвеев Л. Т., Кожаринов В. С., 1956. Структура слоистообразной облачности. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 11.
Мелентьева И. И., 1963. О некоторых закономерностях пограничного слоя атмосферы, полученных из анализа экспериментальных материалов. Труды ВНМС, вып. VII. Гидрометеоиздат, Л.
Михель В. М., 1938. К вопросу об улучшении метода шаров-зондов. Метеорология и гидрология, № 1.
Молчанов П. А., 1925. Средние отклонения вертикальной скорости шаров-пилотов от теоретических значений по базисным наблюдениям 1923—1925 гг. Труды аэрологической обсерватории в Слуцке (Павловск).
Молчанов П. А., 1938. Аэрология. Гидрометеоиздат.
Мусаелян Ш. А., 1962. Волны препятствий в атмосфере. Гидрометеоиздат, М.
Обухов А. М., 1940. Локальная структура атмосферной турбулентности. ДАН СССР, т. XVIII, № 4.
Обухов А. М., 1941. О распределении энергии в спектре турбулентного потока. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., № 4—5.
Обухов А. М., 1946. Турбулентность в температурно-неоднородной атмосфере. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., № 1.
Обухов А. М., 1960. О структуре температурного поля и поля скорости в условиях свободной конвекции. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 9.
Орленко Л. Р., 1955. Анализ экспериментальных материалов по суточному ходу температуры воздуха. Труды ГГО, вып. 53.
Парчевский В., 1957. Планеристу о волновых движениях в атмосфере. Изд. ДОСААФ, М.
Парчевский В., 1958. Исследование термических движений в атмосфере. Метеорология и гидрология, № 5.
Пацаева В. А., 1964. Структура ветра по результатам радиоветровых наблюдений в Ташкенте. Труды ЦАО, вып. 59.
Пацаева В. А., 1964а. Исследование орографических возмущений атмосферы с помощью уравновешенных шаров-зондов. Труды ЦАО, вып. 59.
Пинус Н. З., 1947. Критерий Ричардсона и его практическое использование. Труды ЦАО, вып. 1.
Пинус Н. З., 1960. Современное состояние вопроса о турбулентности свободной атмосферы, вызывающей болтанку самолета. Труды ЦАО, вып. 34.
Пинус Н. З., 1962. Некоторые результаты исследования мезо- и микротурбулентности на высотах 6—12 км. Труды ЦАО, № 53.
Пинус Н. З., 1965. Некоторые особенности развития турбулентности над равнинной местностью. Труды ГГО, вып. 171.

Пинус Н. З., Шметер С. М., 1958. Некоторые особенности турбулентности над горными районами. Труды ЦАО, вып. 24.
Пинус Н. З., Шметер С. М., 1962. Атмосферная турбулентность, влияющая на полет самолета. Сб. «Атмосферная турбулентность, вызывающая болтанку самолета». Гидрометеоиздат.
Пристли С., 1962. Пределы изотропности и мелкомасштабной турбулентности. Сб. «Атмосферная турбулентность и загрязнение атмосферы». ИЛ.
Рузин М. И., 1963. Определение коэффициента турбулентности в пограничном слое. Сб. «Вопросы турбулентной диффузии в приземном слое атмосферы». Изд. ЛГУ.
Рузин М. И., 1963а. Вертикальные профили коэффициента турбулентности в пограничном слое атмосферы. Труды ВНМС, т. VII.
Под ред. Федорова Е. К., 1959. Сб. «Метеорология и атомная энергия». ИЛ.
Селезнева Е. С., 1962. Особенности распределения ядер конденсации по вертикали при различной стратификации атмосферы. Труды ГГО, вып. 134.
Селезнева Е. С., Юдин М. И., 1960. О закономерностях распределения ядер конденсации в атмосфере. Труды ГГО, вып. 105.
Сеттон А., 1958. Микрометеорология. Гидрометеоиздат, Л.
Скворцов А. А., 1951. О теплообмене и влагообмене в приземном слое атмосферы. Изв. АН СССР, сер. геогр., № 6.
Смирнова Г. А., 1964. Опыты радиолокационного измерения турбулентности ясного неба с помощью пассивных отражателей. Труды ЦАО, вып. 57.
Татарский В. И., 1959. Теория флуктуационных явлений при распространении волн в турбулентной атмосфере. Изд. ИФА.
Троицкий С. И., 1924. Некоторые данные к вопросу о развитии и вертикальном распространении воздушных волн. Геофиз. сб., т. IV, вып. 2.
Фридман А. А., 1916. Об атмосферных вихрях. Геофиз. сб., т. III, вып. 1.
Хргиан А. Х., 1954. Подветренные волны. Природа, № 8.
Цванг Л. Р., 1963. Некоторые характеристики спектров температурных пульсаций в пограничном слое атмосферы. Изв. АН СССР, сер. геогр., № 10.
Цванг Л. Р. [и др.], 1963. Измерение некоторых характеристик турбулентности в нижнем 300-метровом слое атмосферы. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 5.
Чернов Ю. В., 1965. Исследование восходящих потоков с помощью планеров. Труды ЦАО, вып. 63.
Чуринова М. П., 1955. Некоторые характеристики турбулентности в дни со слоистой облачностью. Труды ГГО, вып. 54.
Шметер С. М., 1958. Об обтекании горных препятствий воздушными потоками. Труды ЦАО, вып. 24.
Шур Г. Н., 1958. Методы и приборы для получения некоторых характеристик турбулентности атмосферы с самолета. Труды ЦАО, вып. 24.
Шур Г. Н., 1962. Экспериментальные исследования энергетического спектра атмосферной турбулентности. Труды ЦАО, вып. 43.
Юдин М. И., 1946. Замечания о критерии Ричардсона. Метеорология и гидрология, № 4.
Юдин М. И., 1946. Вопросы теории турбулентности и структуры ветра с приложением к задаче о колебаниях самолета. Труды НИУ ГУГМС, сер. 1, вып. 35.
Ball F. K., 1961. Viscous dissipation in the atmosphere. J. Met., No 18.
Blackadar A., 1962. The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere. J. of Geophys. Res., vol. 67, No 8.

Deacon E., 1961. Turbulent transfer of momentum in the lowest layers of the atmosphere. A study of turbulent transp. in the layers of air near the ground. Melbourne.

Förchtgott J., 1949. Wave streaming in the lee of mountain ridges. Bull. Met. Czech. Prague, vol. 3.

Georgii W., 1959. Meteorologische Navigation des Segelfluges. Braunschweig.

Georgii W., 1961. Segelflug in hohen Wellen. Flug — Revue, No 5.

Gifford F., 1955. Study of low level air trajectories at Oak Ridge. Tenn. Mouth. Weath. Rev., vol. 81, No 7.

Hesselberg, 1927. Eine neuer Ausblick für der Austauschkoeffizient. Ann. der Hydrogr., Bd 57.

Hesse W., 1961. Handbuch der Aerologie. Leipzig.

Lettau H., 1950. A re-examination of the Leipzig Wind profile considering some relations between wind and turbulence in the frictional layer. Tellus, 2, 125—29.

Lettau H., 1957. Windprofil, innere Beibung und Energieumzatz in der unteren 500 m über dem Meer. Beitr. Phys. d. Atmosphäre.

Ludlam T., 1952. Orographic cirrus clouds. Quart. J. Roy. Met. Soc., vol. 78.

McCready P., 1962. Turbulence measurements by sailplane. J. of Geophys. Res., vol. 67., No 3.

Molchanoff P., 1930. Die Struktur der Böen in der freien Atmosphäre. Beitr. z. Phys. fr. Atm., Bd 16.

Panofsky H., 1953. The variations of turbulence spectrum with height under superadiabatic conditions. Quart. J. Roy. Met. Soc., vol. 79, No 339.

Panofsky H. and Deland R., 1959. One-dimensional spectra of atmospheric turbulence in the lowest 100 metres. Advances in Geophysics, 6.

Panofsky H. 1962. The budget of turbulent energy in the lowest 100 metres. J. Geophys. Res., vol. 67, No 8.

Pasquile F., 1959. Some current work on turbulence in first few thousand feet above ground. Advanc. Geophys., vol. 6.

Prandtl, 1942. Führer durch die Strömungslehre, Braunschweig viewegs sohn.

Pristley C. U., 1959. Turbulent transfer in the lower atmosphere. Chicago.

Scorer R., 1949. Theory of airflow over mountains. Quart. J. Roy. Met. Soc., vol. 75.

Scorer R., 1953. Quart. J. Roy. Met. Soc., vol. 79.

Scorer R., 1954. Quart. J. Roy. Met. Soc., vol. 80.

Scorer R., 1955. Quart. J. Roy. Met. Soc., vol. 81.

Smith M., Singer I., 1953. Relation of gustiness to other meteorological parameters. J. Meteorol., 10, 121.

Wenger R., 1917. Die Steiggeschwindigkeit der Gummiballone und die Turbulenz in die Atmosphäre. Ann d. Hydrogr.

Woodward B., 1956. Exploration by sailplanes of the Structure of thermals. Aero-Revue. Swiss., 31, No 9.

Woodward B., 1958. A theory of thermal soaring. Swiss. Aero-Revue, OSTIU Section, No 6.

Woodward B., 1959. The motion in and around isolated thermals. Quart. J. Roy. Met. Soc., vol. 85, No 364.

Woodward B., 1962. Flight measurement of isolated thermals. Lasham Gliding Genter.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение 3
Глава I. **Методика исследования** 5
1. Шаропилотные наблюдения 10
2. Использование авиации для исследования атмосферной турбулентности и вертикальных движений 20
3. Специальные методы исследования атмосферной турбулентности 45
Глава II. **Общие закономерности структуры воздушного потока** 61
1. О строении пограничного слоя атмосферы . . . . . —
2. О теории строения мелкомасштабной атмосферной турбулентности 65
3. Динамическая и термическая турбулентность 71
4. Роль рельефа в развитии атмосферной турбулентности и вертикальных движений 86
5. Некоторые особенности пространственного распределения зон турбулентности 105
6. О типах турбулентного состояния атмосферы 115
Глава III. **Количественные характеристики структуры атмосферных вихрей, воздушных волн и термиков** 126
1. Путь смещения вихря (вертикальная составляющая вихря) 130
2. Продольная, поперечная и вертикальная компоненты пульсаций скорости ветра 149
3. Спектрально-энергетические характеристики структуры воздушного потока 180
4. Упорядоченные вертикальные движения воздуха (термики) 192
5. Волновые движения в атмосфере 221
Глава IV. **Коэффициент турбулентности** 233
1. Методы расчета коэффициента турбулентности 236
2. Экспериментальные исследования профилей коэффициента турбулентности 247
3. Коэффициент турбулентности в туманах и облаках нижнего яруса 272
4. Типовые профили коэффициента турбулентности 279
5. О точности вычисления коэффициента турбулентности . . . 281
Заключение 288
Литература 290

П. А. Воронцов

Турбулентность и вертикальные токи в пограничном слое атмосферы

Редактор *Г. И. Слабкович*
Худож редактор *В. А. Евтихиев*
Техн. редактор *Л. А. Липатова*
Корректор *К. И. Розинова*

Сдано в набор 22/VIII 1966 г. Подписано к печати 1/XII 1966 г.
Бумага 60×90¹/₁₆. Бум. л. 9,25. Печ. л. 18,5. Уч.-изд. л. 19,52.
Тираж 1300 экз. М-14480. Индекс МЛ-135.
Гидрометеорологическое издательство. Ленинград. В-53, 2-я линия, д. № 23.
Заказ № 671. Цена 1 р. 47 коп.

Ленинградская типография № 8 Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР
Ленинград, Прачечный пер., 6