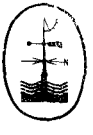
Н.Л.Бызова, Е.К.Гаргер, В.Н.Иванов

Экспериментальные исследования атмосферной диффузии и расчеты рассеяния примеси



ЛЕНИНГРАД ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ 1991

УДК 551.501.755

Рецензент: д-р физ.-мат. наук, проф. Р. В. Озмидов
(Институт океанологии АН СССР)

Систематизируются результаты диффузионных экспериментов в приземном и пограничном слое атмосферы, выполненных под руководством авторов, а также известных из зарубежной и советской литературы. Для интерпретации результатов в приземном слое атмосферы применяется гипотеза подобия лагранжевой турбулентности.

Описываются особенности диффузии в пограничном слое атмосферы, в том числе при сильной устойчивости и ячейковой конвекции. Приводятся результаты синхронных измерений эйлеровых и лагранжевых характеристик турбулентности; предлагается способ оценки масштаба турбулентности в переменных Лагранжа по легко измеряемым характеристикам.

В краткой форме изложены основные методы описания турбулентности диффузии, а также модели расчета рассеяния примеси в пограничном слое атмосферы, применяемые на практике. Описывается вариант статистической модели, усовершенствованный в ИЭМ.

Сопоставляются основные положения и инженерные формулы, приведенные в методических и нормативных документах.

Рассчитана на специалистов в области метеорологии, физики атмосферы, охраны окружающей среды, контроля и нормирования промышленных выбросов.

The monograph "Experimental investigations of atmospheric diffusion and pollution dispersion calculations" by N. L. Byzova, E. K. Garger, V. N. Ivanov deals with the results of diffusion experiments in the surface and boundary layer of the atmosphere made by them and known soviet and foreign authors. Lagrangian similarity hypothesis is used to interpret the results for the surface layer. The peculiarities of diffusion in the boundary layer, including strong stability and cellular convection are described. Some results of simultaneous measurements of Eulerian and Lagrangian turbulence characteristics are given. A way to estimate the Lagrangian time scale from the easily measured characteristics is proposed. Basic description concepts of turbulent diffusion are given as well as practical models for local air pollution calculations in the boundary layer. One version of such model improved by the Institute of Experimental Meteorology is described. Basic concepts and practical prescriptions given in guide editions are compared.

The monograph is intended for scientists and students engaged in the field of meteorology, physics of the atmosphere and air pollution control.

Б $\frac{1805040400-020}{069(02)-91}$ 3-91

© Н. Л. Бызова, Е. К. Гаргер, В. Н. Иванов, 1991 г.

ISBN 5-286-00634

Предисловие

В последнее время все более остро осознается важность экологических проблем — «взаимоотношений» с окружающей средой, в частности необходимости предотвратить ее загрязнение выбросами промышленных предприятий. В настоящее время большинство производств пока не имеет безотходной технологии и по отношению к своим побочным продуктам из двух возможностей — концентрировать и хранить или развеивать и рассеивать — выбирает последнюю. Для того чтобы это делать грамотно и оптимально с точки зрения уровня загрязнений, необходимо знать специфику процессов диффузии в пограничном слое атмосферы.

Этот социальный заказ был передан авторам книги академиком Е. К. Федоровым в связи с началом функционирования высотной метеорологической мачты в Обнинске. Выпуск данной книги мы считаем осуществлением его пожелания.

В процессе развития работ в Институте экспериментальной метеорологии (ИЭМ) были выполнены обширные экспериментальные исследования, результатам которых и было уделено основное внимание.

В монографии приведены теоретические положения, понятия и формулы, используемые в дальнейшем при интерпретации результатов. Авторы не стремились систематизировать теоретические подходы к описанию турбулентной диффузии в атмосфере, изложить все существующие расчетные методы. При этом, однако, учитывается, что турбулентная диффузия не описывается в рамках какой-либо одной модели или даже теории, причем для адекватного описания различных сторон процесса требуется применение разных подходов и моделей.

Из экспериментальных результатов, полученных в ИЭМ, отметим цикл опытов с оседающей примесью, работы по определению лагранжевых характеристик турбулентности, сравнение пространственных и временны́х масштабов турбулентности в лагранжевых и эйлеровых переменных. По нашему мнению, особенно ценным является то, что значительная часть экспериментальных работ выполнена с использованием измерительного комплекса высотной метеорологической мачты ИЭМ, который обеспечивает диффузионные эксперименты детальными данными о структуре пограничного слоя атмосферы и турбулентности в нем.

В книге изложены результаты натурных опытов в приземном слое атмосферы, выполненные в ИЭМ, приведена их интерпре-

тация с точки зрения теории подобия лагранжевой турбулентности, т. е. определены числовые значения ряда ранее неизвестных констант этой теории. На этой основе создана уточненная инженерная модель для расчетов рассеяния примеси в приземном слое.

К числу новых развивающихся направлений исследований относится подход к оценке лагранжевых характеристик поля скорости через эйлеровы параметры. В отличие от широко применяющейся за рубежом гипотезы подобия лагранжевых и эйлеровых характеристик турбулентности, предлагается оценка лагранжева масштаба по относительно легко измеряемым эйлеровым характеристикам. Результаты натурных опытов с оседающей примесью интерпретируются с учетом влияния на коэффициент диффузии скорости оседания частиц, что позволяет подойти к описанию таких процессов с общих позиций статистической теории турбулентной диффузии.

В монографии также описываются мало освещенные в отечественной литературе особенности диффузии при значительной устойчивости, когда турбулентность сильно подавлена и ее существование в локальных объемах обусловлено разрушением гравитационных волн; приводятся подходы, которые дают возможность количественно учесть перенос примеси при этих условиях. Наряду с этим рассматриваются также особенности диффузии при неустойчивой стратификации, в том числе при ячейковой конвекции. В этих условиях значительную роль играет асимметрия вертикальных движений и модуляция мелкомасштабной турбулентности, а традиционными методами распределение примеси описывается неадекватно.

В книге приведена обобщенная форма закона «$^2/_3$» Колмогорова—Обухова для случая переменных Лагранжа (когда среднее расстояние между частицами зависит от времени). К числу результатов, уточняющих механизм турбулентной диффузии в дымовой струе, относятся опыты по измерению флуктуаций концентрации примеси в приземном слое; получены двумодальные законы распределения флуктуаций, связанные с мелкомасштабной турбулентностью и меандрированием оси струи.

В данной работе излагаются основные положения и инженерные формулы, применяемые в методических указаниях и нормативных документах, и там, где это возможно, проводится их сопоставление.

Монография в определенном смысле дополняет имеющиеся немногочисленные издания по этим вопросам (в частности [5, 7, 17, 96]).

Отметим также некоторые вопросы, которые в книге не рассматриваются. Модель, учитывающая конечность скорости турбулентных пульсаций, разработанная А. С. Мониным [97, 98], и основные положения, относящиеся к ней, здесь не приводятся, поскольку они мало используются на практике. По той же причине не рассматриваются модели, основанные на стохастических диф-

ференциальных уравнениях ланжевеновского типа. (Сведения о них можно найти в [106, 139].) Не приводятся материалы, относящиеся к распространению в атмосфере больших объемов тяжелых газов, которые составляют особый класс задач [235, 254], а также особенности движения в атмосфере частиц примеси в случае их большой концентрации, когда необходимо учитывать динамическое взаимодействие частиц, коагуляцию и другие процессы. (Представление об этих специальных вопросах можно получить из [125].) Не рассматриваются химические, физико-химические превращения, распад и вымывание примеси, т. е. процессы, создающие объемные источники и стоки примеси в атмосфере. Приводятся только известные способы их учета при расчетах рассеяния.

Авторы считают своим долгом выразить благодарность всем сотрудникам Института экспериментальной метеорологии, принимавшим участие в организации и проведении экспериментальных работ, в анализе и интерпретации результатов, а также Т. В. Ведехиной, В. А. Головко, Т. Н. Лисовой за техническую помощь при подготовке рукописи. Авторы признательны за ряд полезных замечаний рецензенту д-ру физ.-мат. наук Р. В. Озмидову, канд. физ.-мат. наук О. И. Возженникову и канд. физ.-мат. наук Г. П. Жукову за ценные советы.

Символы и обозначения

B —корреляционная функция
C —константа закона «$^2/_3$» для продольной компоненты пульсаций скорости
C_1 —константа закономерности инерционного интервала для пульсаций скорости в координатах Лагранжа
c_g —геострофический коэффициент трения
D —структурная функция
E —спектральная плотность
$f = 2\omega \sin \varphi$ — параметр Кориолиса
g —ускорение свободного падения
H —поток температуры (кинетический поток **тепла**)
h —высота источника примеси
h_B —высота пограничного слоя
I —интенсивность турбулентности
K —коэффициент турбулентной диффузии (турбулентного обмена)
L —масштаб Монина—Обухова
M —стандартное отклонение координат центра тяжести рассеивающегося облака
N —частота Брента—Вяйсяля
Q —мощность источника примеси
q —концентрация примеси
R —нормированная корреляционная функция
r —пространственный масштаб диффузии
S —стандартное отклонение координат частиц **примеси**
T — **абсолютная температура**; отрезок времени
t —время диффузии
U —средняя скорость ветра
u_* —скорость трения (масштаб скорости **приземного** слоя)
u, v —компоненты скорости ветра
w —вертикальный компонент скорости ветра
z_0 —параметр шероховатости
β —отношение лагранжева и эйлерова масштабов турбулентности
$\gamma_a = 1\ ^\circ\text{C}/100$ м — суходиабатический градиент температуры
ε —скорость диссипации кинетической энергии турбулентности в тепловую

Θ — потенциальная температура

ϑ — пульсации температуры

$\varkappa = 0{,}4$ — *постоянная Кармана*

σ_ξ — стандартное отклонение величины ξ

τ — интервал времени

τ_L, τ_E — временной масштаб турбулентности в координатах Лагранжа и Эйлера

φ — направление ветра

1. Основные методы описания турбулентной диффузии

Любая примесь, попадая в атмосферу, разносится течениями. При этом крупномасштабные потоки переносят объемы примеси как целое, а мелкомасштабные турбулентные пульсации рассеивают примесь путем перемешивания ее с окружающим воздухом.

Процесс рассеяния примеси в турбулентной среде называется турбулентной диффузией.

При изучении диффузии вещества в турбулентных течениях основным является вопрос о соотношениях между распределениями концентраций и потоков примеси, с одной стороны, и характеристиками турбулентности, с другой. Следуя Ханту [5], начнем с того, что будем различать характеристики движения жидких элементов и молекул. Жидкие элементы, размеры которых существенно больше размеров молекул, представляют собой объемы, движущиеся с локальной скоростью жидкости, объемы настолько малые (меньше внутреннего масштаба турбулентности), что содержащаяся в них примесь практически не выходит за их границы иначе, как путем молекулярной диффузии.

Как известно, при рассеянии примеси в турбулентной среде молекулярную диффузию следует учитывать только вблизи твердых границ, границ разрыва плотности (например вода—воздух) или при очень слабом развитии турбулентности. Если эти случаи исключить, то можно считать жидкие частицы физическими точками, концентрация примеси в которых при их движении сохраняется.

Тогда, если $p(x, t; x', t_0)$ есть вероятность перемещения жидкого элемента, содержащего примесь с концентрацией $q_0(x')$, от момента t_0 к моменту t в точку x_i, то среднее значение концентрации в точке x_i в момент t имеет вид

$$q(x_i, t) = \int p(x_i, t; x', t_0)\, q_0(x')\, dx'. \qquad (1.1)$$

Формула (1.1), где интегрирование ведется по всем точкам пространства, дает распределение концентрации (в вероятностном смысле) по пространству x_i в момент t, если известно начальное распределение и вероятность всех перемещений жидких

элементов в этом пространстве. При этом очевидно, что $\int p(x_i, t; x_i', t_0)\, dx' = 1$, так что концентрация во всем рассматриваемом пространстве сохраняется. Однако на практике величина $p(x_i, t; x_i', t_0)$ неизвестна, в то время как для описания поля концентрации примеси достаточно знать только некоторые его характеристики — средние значения и вторые моменты.

Как известно, движение жидкости математически описывается двумя способами. В первом случае (переменные Эйлера) аргументом является совокупность координат точек пространства, а компоненты вектора скорости жидкости в данной точке пространства рассматриваются как функции этих координат (x, y, z) и времени t. В другом случае (переменные Лагранжа) выделяют некоторую бесконечно малую жидкую частицу, в момент времени $t = t_0$ имеющую координаты (x_0, y_0, z_0) и, как бы следуя за ней, рассматривают ее координаты в последующие моменты как функции времени и ее начальных координат. В этом случае скорости частиц являются производными от координат по времени.

При описании рассеяния примеси в атмосфере используются оба эти способа. Поэтому для простоты изложения далее будут использоваться две системы обозначений. В тех случаях, когда координаты равноправны, компоненты вектора смещений обозначаются x_i (индекс i соответствует ее номеру); компоненты вектора скорости в переменных Эйлера — u_i; в переменных Лагранжа — v_i. (В случае одномерного движения индекс опускается.)

В тех случаях, когда координаты принципиально неравноправны (например, в приземном слое атмосферы из-за неоднородности характеристик по вертикали) система декартовых координат ориентируется таким образом, что ось x направлена параллельно подстилающей поверхности или вдоль средней скорости движения среды, а ось z — вертикально вверх.

Будем считать, что в движущейся жидкой среде содержится так или иначе попавшая в нее примесь, которая может представлять собой в одних случаях жидкость или газ, в других — очень мелкие твердые или жидкие частицы. В настоящей главе концентрация примеси считается, как правило, малой, а сама примесь пассивной, не влияющей на движение основной среды, а также консервативной — не вступающей в химические реакции и не распадающейся.

Турбулентное движение жидкости предполагает наличие неупорядоченных, хаотических течений. Именно эти случайные течения создают перемешивание и рассеяние примеси, попавшей в эту жидкость.

Независимо от того, в каких переменных рассматривается движение, будем считать, что все его параметры являются случайными функциями. Таким образом, характеристики потока F в турбулент-

ной среде состоят из своего среднего значения * $\langle F \rangle$ и пульсации F'

$$F = \langle F \rangle + F' \text{ или } \overline{F} + F'. \tag{1.2}$$

Обозначения средних величин (например, скорости течения, концентрации примеси и т. п.) в тех случаях, когда это не вызывает путаницы, применяются без знака осреднения, а пульсаций — без штрихов. При этом для скорости и ее компонент прописная буква будет обозначать среднее значение, а соответствующая ей строчная — пульсацию. Таким образом, дисперсия пульсаций может быть обозначена разными способами, например,

$$\langle F'^2 \rangle \equiv \langle f^2 \rangle \equiv \sigma_f^2 \equiv \overline{f^2}. \tag{1.3}$$

Существуют несколько способов описания диффузии примеси в турбулентной среде, один из которых основан на рассмотрении турбулентности в переменных Лагранжа. Этот способ впервые был использован в работе Тейлора [290] и разрабатывался Бэтчелором [151, 153], А. М. Обуховым [109], А. С. Мониным [99] и другими. Другой способ [271, 289 и др.] основан на обобщении уравнения молекулярной диффузии, что приводит к так называемому полуэмпирическому уравнению диффузии.

Эти две основные модели турбулентной диффузии широко используются на практике. Однако они не исчерпывают все теоретические модели и не могут дать ответы на все возникающие вопросы. Подходы, которые не используются в настоящей книге, перечислены во введении с соответствующими ссылками. Результаты, полученные с помощью гипотезы подобия статистических характеристик турбулентности в координатах Лагранжа для приземного слоя атмосферы, приведены в гл. 3.

1.1. Основы статистической теории турбулентной диффузии

Примесь, попадающая в турбулентную среду, под влиянием пульсаций скорости потока начинает распространяться в ней, образуя загрязненную область. Выбор способа описания этого процесса зависит от способа поступления примеси в среду и от конечного результата, который требуется получить. Следует различать два типа диффузии в турбулентной среде.

В первом случае рассматривается рассеяние примеси относительно фиксированной точки — положения фиксированного (или движущегося с известной скоростью) длительно действующего бесконечно малого (точечного) источника, причем требуется

---

* Средние значения обозначаются также чертой сверху $\overline{F}$, при этом угловые скобки обычно применяются при осреднении по ансамблю, а черта сверху — по времени.

определить всю область, в которой в то или иное время примесь могла находиться. В другом случае вся примесь сразу занимает некоторый начальный объем и образует облако, которое под действием турбулентных пульсаций рассеивается. В этом случае рассматривается диффузия относительно мгновенного центра тяжести.

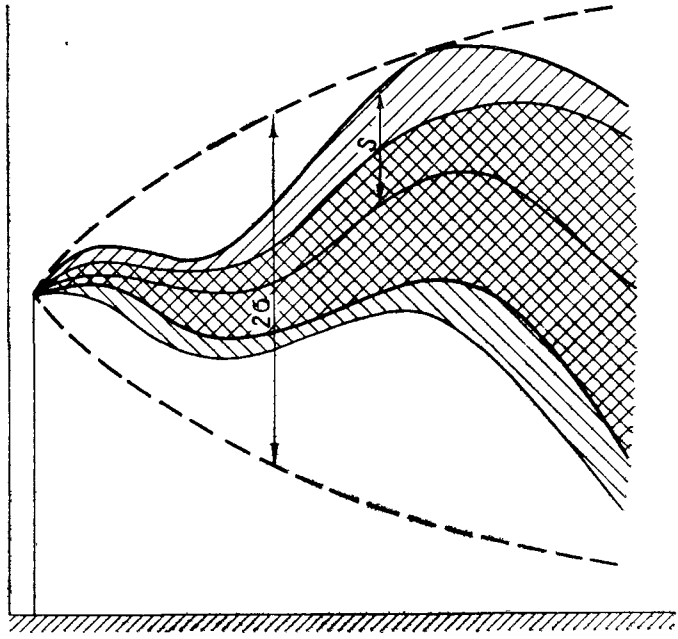


Рис 1.1. Схема дымового факела.

Одним из реальных объектов, к которым можно применить обе эти модели, является дымовой факел от заводской вентиляционной трубы. Если его наблюдать сбоку (вертикальная диффузия) или сверху (поперечная), то можно заметить, что факел (или струя) расширяется, а его ось непрерывно меняет свое положение (рис. 1.1). В этом конкретном случае, кроме пульсаций скорости, имеется средняя скорость потока U, которая создает снос примеси от источника по направлению ветра. Частица, прошедшая через источник (например вершину трубы), спустя время t будет находиться в среднем на расстоянии $x=Ut$ от его плоскости. В качестве модели факела можно принять, что у вершины трубы в каждое мгновение образуется дымовой клуб или облако конечных размеров, которое сразу же сносится ветром, а на его месте образуется новое. Конфигурация факела в каждый момент времени представляет собой ряд таких клубов, выпущенных последовательно один за другим. Если в течение длительного периода времени измерять поперечное распределение концентрации

дыма в факеле на некотором расстоянии от трубы, то все «мгновенные факелы», как бы накладываясь один на другой, образуют некий «средний факел», который определяет область, загрязненную выбросом трубы.

Наиболее распространенный подход для описания среднего и мгновенного распределения примеси в факеле сводится к выяснению зависимости от времени одноточечных и двухточечных моментов координат и скоростей частиц жидкости и их связи с характеристиками турбулентности. При этом полагают, что в первом приближении распределение примеси в факеле можно считать близким к нормальному. Изложим главные положения этого подхода, являющегося основой статистической теории турбулентности в переменных Лагранжа.

1.1.1. Одноточечные моменты скоростей и координат диффундирующих частиц

Дымовой факел, выходящий из трубы с бесконечно малым размером выходного отверстия, образуется последовательностью частиц, каждая из которых проходит через точку, являющуюся источником. Движение частиц в турбулентном потоке происходит по некоторым траекториям $x_i(t;\ x_i^{(0)},\ t')$, в момент времени t' проходящей через точку $x_i^{(0)}$. Область, загрязненная примесью, определяется статистической совокупностью таких точек, поэтому характеристика ее размера определяется формулой

$$\sigma_{x_i}^2 = \left\langle \left[x_i(t_1 - t';\ x_i^{(0)},\ t') - x_i^{(0)} \right]^2 \right\rangle. \qquad (1.4)$$

В (1.4) осреднение происходит по переменной t', а $t_1 - t' = t$ представляет собой «время диффузии», т. е. время блуждания частицы после попадания ее в точку $x_i^{(0)}$. Скорость такой частицы запишется в виде $v_i(t_1) = x(t_1,\ x_i^{(0)},\ t')$, а ускорение: $\gamma_i(t) = \dot{v}_i(t)$.

Траектория частицы, ее скорость и ускорение являются случайными функциями времени. Если параметры турбулентного однородного потока не зависят от времени, то ускорение будет случайной стационарной функцией. Для стационарного случая необходимо сделать дополнительное предположение о существовании внешнего масштаба турбулентности [80].

Наиболее простыми статистическими характеристиками случайных функций являются их первые и вторые моменты. Рассмотрим некоторые соотношения и связи между ними, руководствуясь работой [80]. Если внешний масштаб турбулентности существует, то систему координат всегда можно выбрать таким образом, чтобы первые моменты функций $\gamma_i(t)$, $v_i(t)$ и $x_i(t)$, т. е. их средние значения равнялись нулю. Поскольку для масштабов

движений, много меньших внешнего масштаба турбулентности, турбулентное поле обладает свойствами однородности и изотропности и перечисленные функции стационарны, их вторые моменты зависят лишь от разности моментов времени:

$$B_v^i = \langle v_i(t;\ x_i^{(0)},\ t')\, v_i(t+\tau;\ x_i^{(0)},\ t')\rangle = B_v^i(\tau),$$

$$B_\gamma^i = \langle \gamma_i(t;\ x_i^{(0)},\ t')\, \gamma_i(t+\tau;\ x_i^{(0)},\ t')\rangle = B_\gamma^i(\tau). \qquad (1.5)$$

Поскольку скорость $v_i(t)$ и ускорение частицы $\gamma_i(t)$ являются производными от ее траектории $x_i(t)$, корреляционные функции (1.5) связаны между собой известными дифференциальными соотношениями

$$B_\gamma^i(\tau) = -\frac{d^2 B_v^i(\tau)}{d\tau^2};\quad B_v^i(\tau) = -\frac{d^2 B_x^i(\tau)}{d\tau^2}. \qquad (1.6)$$

Вместо корреляционных функций удобно рассматривать структурные функции для скоростей

$$D_v^i(\tau) = \langle [v_i(t;\ x_i^{(0)},\ t') - v_i(t+\tau;\ x_i^{(0)},\ t')]^2\rangle. \qquad (1.7)$$

Структурные функции для координат и ускорений имеют аналогичный вид. Структурная функция простым образом связана с корреляционной:

$$D_v(\tau) = 2B(0) - 2B_v(\tau). \qquad (1.8)$$

Наряду со вторыми моментами полезно использовать спектральные характеристики, являющиеся преобразованиями Фурье. Например, для спектра скоростей

$$E_v(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} B_v(\tau)\, e^{i\omega\tau} d\tau. \qquad (1.9)$$

Для спектра координат $E_x(\omega)$ и ускорений $E_\gamma(\omega)$ выражения имеют аналогичный вид. В отличие от статистических моментов, спектральные функции являются локальными характеристиками, поскольку интенсивность флуктуаций при фиксированных значениях частоты ω определяется только вихрями определенного масштаба. Применив к соотношениям (1.6) формулу (1.9), получим известную связь между спектральными характеристиками

$$E_v(\omega) = \frac{E_\gamma(\omega)}{\omega^2};\quad E_x(\omega) = \frac{E_v(\omega)}{\omega^2} = \frac{E_\gamma(\omega)}{\omega^4}. \qquad (1.10)$$

Таковы связи между основными статистическими характеристиками, описывающими движение частицы в турбулентном потоке. Достаточно знать хотя бы одну из этих функций, чтобы определить остальные. Воспользуемся для этой цели теорией размерности, применяя ее для некоторого ограниченного размера вихрей в пределах инерционного интервала турбулентности. Если

число Рейнольдса в некотором потоке достаточно велико, а рассматриваемый масштаб явления удовлетворяет условию $\lambda_0 \ll \lambda \ll \Lambda$, где $\lambda_0 \sim \nu^{3/4}\varepsilon^{-1/4}$ — внутренний, а Λ — внешний масштаб турбулентности, то в этом случае характеристики турбулентного движения определяются одним лишь внутренним параметром — скоростью диссипации турбулентной энергии ε, а кинематическую вязкость учитывать не надо.

Наиболее удобно теорию размерности применять к спектрам. В частности, спектры ускорений в инерционном диапазоне частот могут зависеть лишь от ω и ε, тогда из соображений размерности получаем

$$E_\gamma^{(L)}(\omega) \sim \varepsilon, \tag{1.11}$$

где значок (L) означает, что это лагранжева характеристика.

Таким образом, спектр ускорений в этом диапазоне является «белым шумом», а сила, действующая на частицы, δ-коррелирована.

Из формул (1.10) и (1.11) выражения для спектра скоростей и координат имеют вид

$$E_v^{(L)}(\omega) \sim \frac{\varepsilon}{\omega^2}; \quad E_x^{(L)}(\omega) \sim \frac{\varepsilon}{\omega^4}. \tag{1.12}$$

Преобразование Фурье спектра ускорения $E_\gamma(\omega)$ приводит к корреляционной функции

$$B_\gamma^{(L)}(\tau) \sim \varepsilon\delta(\tau). \tag{1.13}$$

Соотношение (1.13) свидетельствует о том, что корреляция ускорений движущейся частицы сохраняется только в пределах внутреннего масштаба турбулентности λ_0, а вне его быстро падает до нуля (в пределах внутреннего масштаба корреляционная функция ускорений зависит от ε и ν). Для нахождения корреляционной функции скоростей можно проинтегрировать первые из уравнений (1.6) при условии четности корреляционных функций, что приводит к равенству

$$B_v^{(L)}(\tau) = \langle v^2 \rangle - c_1\varepsilon\tau = \langle v^2 \rangle \left(1 - \frac{c_1\varepsilon\tau}{\langle v^2 \rangle}\right), \tag{1.14}$$

где c_1 — константа; $\langle v^2 \rangle = B(0)$ — дисперсия пульсаций скорости движущейся частицы. (Отметим, что корреляционная функция уже не является локальной характеристикой, а зависит также и от внешнего масштаба турбулентности Λ.)

Формула (1.14) позволяет ввести масштаб корреляции

$$\tau_L = \frac{\langle v^2 \rangle}{c_1\varepsilon}. \tag{1.15}$$

Таким же способом, зная выражение для $B_v(\tau)$, можно определить и $B_x(\tau)$. Однако при анализе экспериментов удобнее

иметь дело со структурной функцией координат, которая на основании (1.7) имеет вид

$$\frac{1}{2} D_x(t) = \sigma_x^2(t) = 2 \int_0^t (t-\tau) B_v^{(L)}(\tau)\, dt, \tag{1.16}$$

откуда в инерционном интервале

$$\sigma_{x_{\text{ин}}}^2 = \langle v^2 \rangle t^2 - \frac{c_1 \varepsilon t^3}{3} = \langle v^2 \rangle t^2 \left(1 - \frac{t}{3\tau_L}\right). \tag{1.17}$$

Формула (1.16) совпадает с известной формулой Тейлора [290], которая описывает размеры области, загрязненной примесью из точечного источника. Величина

$$\tau_L = \frac{1}{\langle v^2 \rangle} \int_0^\infty B_v^{(L)}(\tau)\, d\tau \tag{1.18}$$

является интегральным лагранжевым временны́м масштабом, частный вид которого приведен в формуле (1.15).

В случае когда этот интеграл, а также $\int \tau B_v^{(L)}(\tau)\, d\tau$ существуют, легко получить, что при $\tau \to \infty$

$$\sigma_x^2 \to 2\sigma_v^2 \tau_L t. \tag{1.19}$$

Определив, как обычно [100, 109, 257], коэффициент диффузии

$$K_\sigma = \frac{1}{2} \frac{d\sigma^2}{dt}, \tag{1.20}$$

из (1.17) при малых t получим

$$K_\sigma = \langle v^2 \rangle t - \frac{1}{2} c_1 \varepsilon t^2 = \sigma_v^2 t \left(1 - \frac{c_1 t}{2\tau_L}\right), \tag{1.21}$$

а при $t \to \infty$

$$K_\sigma \to K = \sigma_v^2 \tau_L. \tag{1.22}$$

Спектральная форма (1.16) имеет вид [96, 100, 257]

$$\sigma_x^2 = t^2 \int_0^\infty E_v^{(L)}(n)\, \frac{[\sin(\pi n t)]^2}{(\pi n t)^2} dn, \tag{1.23}$$

где $E_v^{(L)}(n)$ — спектральная плотность пульсаций компоненты скорости в данном направлении в координатах Лагранжа; $n = \frac{\omega}{2\pi}$ — частота.

Функция

$$H(n, t) = \left[\frac{\sin(\pi n t)}{\pi n t}\right]^2 \tag{1.24}$$

ограничивает влияние высоких частот при $t \geqslant (\pi n)^{-1}$. Поскольку при малых t $H(n, t) \simeq 1$, из (1.23) следует, что вблизи источника диффузия обусловливается всем спектром турбулентных вихрей. По мере роста t вклад высокочастотных пульсаций постепенно уменьшается, и при больших t диффузия частиц определяется в первую очередь низкочастотными вихрями, а при $t \to \infty$

$$\sigma^2(t) \to \pi E_v^{(L)}(0)\, t = 2\sigma_v^2 \tau_L t.$$

Как известно, структурная функция одной частицы (1.16) при правильном выборе масштаба τ_L мало чувствительна к точному виду корреляционной функции скоростей (если только последняя не имеет больших областей отрицательных значений), так как она определяется путем двойного интегрирования корреляционной функции. Поэтому на практике часто используют приближенное выражение

$$B_v^{(L)}(\tau) = \langle v^2 \rangle e^{-\tau/\tau_L}, \tag{1.25}$$

которое дает удовлетворительную точность для многих задач, а при малых τ совпадает с видом корреляционной функции скоростей в инерционном интервале. Выражение (1.25) было получено в [106] с помощью обобщения закона затухания равновесных флуктуаций Онзагера и использовано при применении метода случайных сил в теории турбулентности. То обстоятельство, что (1.25) не соответствует действительному виду корреляционной функции скоростей в вязком интервале, несущественно при расчетах турбулентной диффузии в атмосфере на расстояниях, которые представляют практический интерес. В этом случае из (1.16) с учетом (1.25) получаем

$$\sigma_x^2 = 2K\tau_L\left(\frac{t}{\tau_L} - 1 + e^{-t/\tau_L}\right), \tag{1.26}$$

где K и τ_L определяются формулами (1.22) и (1.15).

1.1.2. Двухточечные моменты координат диффундирующих частиц и относительная диффузия

Размеры облака, образованного мгновенным выбросом примеси из некоторого источника конечного объема, в первом приближении определяются дисперсией координат меченых частиц жидкости относительно мгновенного центра тяжести облака, меняющего свое положение в течение процесса диффузии. При этом отклонения частиц от центра тяжести определяются высокочастотными пульсациями, а его «блуждание» — низкочастотными, что приводит к изгибам мгновенной оси факела, который представляет собой суперпозицию последовательно выходящих из трубы облаков (см. рис. 1.1). Отметим, что рассеяние облака,

даже если оно состоит только из двух частиц, принципиально отличается от рассеяния отдельных частиц, последовательно проходящих через одну и ту же точку, поскольку, как бы ни были близко расположены две частицы в начальный момент, в результате случайных блужданий через какое-то время они обязательно разойдутся и будут двигаться независимо одна от другой.

Пусть облако состоит из N частиц, которые в момент $t=0$ имеют координаты $x_j^i(0)$, а в момент t — координаты $x_j^i(t)$ (i — номер частицы; $j=1, 2, 3$ — номер координаты). Тогда текущее положение центра тяжести облака определяется как

$$\tilde{x}_j(t) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} x_j^i(t), \tag{1.27}$$

а начальное при $t=0$, которое обозначим через $\tilde{x}_{j0}$, определяется равенством (1.27).

В работах [80, 157] показано, что дисперсию координат частиц облака относительно мгновенного центра тяжести

$$S_j^2(t) = \langle [x_j^i(t) - \tilde{x}_j^i(t)]^2 \rangle = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} [x_j^i(t) - \tilde{x}_j(t)]^2 \tag{1.28}$$

при большом N можно заменить структурной функцией координат пары частиц, т. е. средним квадратом попарных расстояний между частицами, составляющими облако

$$D_j^{ik} = \langle [x_j^i(t) - x_j^k(t)]^2 \rangle = \left\langle \frac{1}{N(N-1)} \sum_{i,\,k=1}^{N} [x_j^i(t) - x_j^k(t)]^2 \right\rangle. \tag{1.29}$$

Применив осреднение по ансамблю, при большом N для каждой координаты (индекс которой опускаем) из определений (1.27)—(1.29) можно получить соотношение

$$\sigma^2(t) - M^2(t) = S^2(t) = \frac{D^{ik}}{2}, \tag{1.30}$$

где

$$M^2(t) = \langle [\tilde{x}(t) - \tilde{x}_0]^2 \rangle. \tag{1.31}$$

Если турбулентное течение со средней скоростью сноса является стационарным, то осреднение по полному ансамблю событий соответствует осреднению по достаточно большому периоду времени. Впервые представление о дымовом факеле как о серии последовательных во времени и расширяющихся двумерных клубов (дисков) было использовано Гиффордом [4] и оказалось весьма плодотворным.

Рассмотрим теперь пару частиц, начальные координаты которых обозначим через x_0^i и x_0^j, а текущие — соответственно

$x^i(t)$ и $x^j(t)$. Последние представляют собой интегралы от скоростей частиц; подставив их в (1.29), получим:

$$D_x^{ij} = \langle l_0^2 \rangle + \int_0^t \int_0^t D_v^{ij}(l_0;\ t',\ t'')\, dt' dt'', \tag{1.32}$$

где $l_0 = x^i{}_0 - x_0^j$ — начальное расстояние между двумя частицами. Первый член правой части (1.32) представляет собой средний квадрат начальных расстояний, который определяется начальным размером диффундирующего облака. (В дальнейшем знак осреднения опускаем.) Второй член выражается через структурную функцию скоростей пары частиц в переменных Лагранжа:

$$D_v^{ij}(l_0;\ t',\ t'') = \langle \delta v(t')\, \delta v(t'') \rangle, \tag{1.33}$$

где

$$\delta v(t) = v(x_0^i;\ t) - v(x_0^j;\ t).$$

Зная структурную функцию скоростей пары частиц, можно определить двухточечную корреляционную функцию скоростей

$$B_v^{ij}(l_0;\ t',\ t'') = \langle v(x_0^i;\ t')\, v(x_0^j;\ t'') \rangle, \tag{1.34}$$

воспользовавшись соотношением

$$D_v^{ij}(l_0;\ t',\ t'') = 2B_v(t',\ t'') - 2B_v^{ij}(l_0;\ t',\ t''), \tag{1.35}$$

где $B_v(t',\ t'') = B_v(\tau)$ является одноточечной корреляционной функцией, т. е. совпадает с (1.5).

В [80] было получено, что в инерционном интервале для двух частиц эта функция имеет вид

$$D_v^{ij}(l_0;\ t',\ t'') = c'\varepsilon^{2/3} \{[S^2(t') + l_0^2]^{1/3} + [s^2(t'') + l_0^2]^{1/3}\}. \tag{1.36}$$

Авторы [80] отмечают важный частный случай формулы (1.36), когда $t' = t'' = t$. Тогда с учетом (1.8) можно получить соотношение

$$D_v(l_0;\ t,\ t) = 2c'\varepsilon^{2/3} R_l^{2/3}(t), \tag{1.37}$$

где

$$R_l^2 = S^2(t) + l_0^2.$$

Выражение (1.37) представляет собой обобщение закона $^2/_3$ Колмогорова—Обухова на случай лагранжевых переменных, когда среднее расстояние между частицами $R_l(t)$ зависит от времени.

Двухточечная корреляционная функция скоростей (1.34), в отличие от одноточечной (1.5), не может быть представлена как функция только разности между моментами времени t'' и t'. Действительно, как бы ни были частицы близко расположены в на-

чальный момент, при $t \to \infty$ они разойдутся, и их скорости при $t'' = t'$ могут оказаться некоррелированными. Отсюда следует, что с ростом t' и t'' величина $B_v^{ij}(l_0;\ t',\ t'') \to 0$, а

$$D_v^{ij}(l_0;\ t',\ t'') \to 2B_v^{(L)}(\tau). \tag{1.38}$$

Поэтому в пределе при $t \to \infty$

$$S^2(t) \to 2\langle v^2 \rangle \tau_L t. \tag{1.39}$$

Из (1.30), (1.32) и (1.16) легко получить выражение для дисперсии координат мгновенных центров клубóв

$$M^2(t) = \int_0^t \int_0^t B_v^{ij}(l_0;\ t',\ t'')\, dt' dt''. \tag{1.40}$$

Характер зависимости от времени относительной диффузии для инерционного интервала был получен Бэтчелором и Обуховым [109, 159] с помощью метода размерностей. При малых t она имеет вид

$$\frac{1}{2} D_x^{ij}(t) = S^2(t) = l_0^2 + \tilde{c}(\varepsilon l_0)^{2/3} t^2, \tag{1.41}$$

а при $D_{\text{тн}}^{ij}(t) \gg l_0^2$, когда частицы «забывают» о начальном разделении

$$S^2(t) = c_2 \varepsilon t^3. \tag{1.42}$$

В [80] для $S^2(t)$ с учетом закономерностей инерционного интервала и трехмерности процесса было получено следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{d}{dt}\left[\frac{S^2(t)}{t}\right] = 6c\varepsilon^{2/3}\left[S^2(t) + l_0^2\right]^{1/3} - 4c_1\varepsilon t, \tag{1.43}$$

где c — постоянная закона «$^2/_3$», деленная на два.

Из (1.43) можно получить зависимость от времени коэффициента турбулентной диффузии пары частиц, который в модели струи Гиффорда описывает процесс диффузии относительно ее мгновенного центра

$$K_S^{(t)} = \frac{1}{6}\frac{dS^2(t)}{dt} = ct\varepsilon^{2/3}\left[l_0^2 + S^2(t)\right]^{1/3} - \frac{2}{3}c_1\varepsilon t + \frac{1}{6}\frac{S^2(t)}{t}. \tag{1.44}$$

Уравнение (1.44) позволяет найти выражения для $K_S^{(t)}$ при больших и малых t. При $t \ll l_0^{2/3}\varepsilon^{-1/3}$

$$K_S^{(t)} \simeq c\varepsilon^{2/3} l_0^{2/3} t; \tag{1.45}$$

при $t \gg l_0^{2/3}\varepsilon^{-1/3}$

$$K_S^{(t)} \simeq \frac{1}{2} c_2 \varepsilon t^2. \tag{1.46}$$

Формулы (1.45) и (1.46) также следуют из (1.41) и (1.42), если воспользоваться для $K_S^{(t)}$ соотношением, аналогичным (1.20). Можно найти также $K_S^{(t)}$ и как функцию $S(t)$. Используя для этого уравнение (1.44), легко показать, что в начальный момент $K_S^{(t)} \sim S(t)$, а затем, следуя [80], получим

$$K_S^{(t)} \sim [S(t)]^{4/3}. \tag{1.47}$$

Выражение (1.47) представляет собой известный закон «$^4/_3$», впервые полученный Ричардсоном эмпирическим путем.

Полученная в [106] структурная функция скоростей пары частиц (1.33) имеет следующий вид:

$$D_v^{ij}(l_0;\ l',\ l'') = 4\langle v^2\rangle e^{-\frac{t''}{\tau_L}} \operatorname{sh}\frac{t'}{\tau_L} + \langle[\delta v(l_0)]^2\rangle e^{-\frac{t'+t''}{\tau_L}}, \tag{1.48}$$

где $\langle[\delta v(l_0)]^2\rangle = D_v^{(E)}(l_0)$ — эйлерова пространственная структурная функция скоростей, связанная с начальным разделением частиц l_0.

Таким образом, величина $D^{ij}(l_0;\ t',\ t'')$ состоит из двух слагаемых, одно из которых зависит только от времени t' и t'', а другое — еще и от начального расстояния между частицами. (Выражение (1.48) справедливо при $t'' > t'$; для $t'' < t'$ необходимо t' и t'' поменять местами).

Из (1.25) и (1.48) несложно получить

$$B_v^{ij} = B_v^{(E)}(l_0)\, e^{-\frac{t'+t''}{\tau_L}} = \left[\langle v^2\rangle - \frac{D_v^{(E)}(l_0)}{2}\right] e^{-\frac{t'+t''}{\tau_L}}, \tag{1.49}$$

где $B_v^{(E)}(l_0)$ — эйлерова пространственная корреляционная функция скоростей.

Для случая, когда влияние начального размера облака примеси уже не сказывается, с помощью двойного интегрирования выражения (1.48) нетрудно получить структурную функцию координат пары частиц, характеризующую размеры диффундирующего облака

$$\frac{D_x^{ij}(l_0,\ t)}{2} = S^2(t) = 2K\tau_L\left(\frac{t}{\tau_L} - \frac{3}{2} - \frac{1}{2}e^{-2t/\tau_L} + 2e^{-t/\tau_L}\right), \tag{1.50}$$

где K определяется из (1.22).

Комбинируя формулы (1.49), (1.26) и (1.30), получим

$$M^2(t) = K\tau_L\left(1 - e^{-t/\tau_L}\right)^2. \tag{1.51}$$

Коэффициент турбулентной диффузии $K_\sigma^{(t)}$ для факела от постоянно действующего источника имеет вид

$$K_\sigma^{(t)} = K\left(1 - e^{-t/\tau_L}\right), \tag{1.52}$$

а для диффузии облака относительно мгновенного центра тяжести

$$K_S^{(t)} = K\left(1 - e^{-t/\tau_L}\right)^2. \tag{1.53}$$

При больших значениях t как $K_\sigma^{(t)}$, так и $K_S^{(t)}$ практически принимают значение K, при этом $S^2(t) \to \sigma^2(t) \to 2Kt$. При $t \ll \tau_L$ выражения (1.50) и (1.53) приводятся к виду (1.42) и (1.46) для инерционного интервала.

Для случая, когда начальным размером облака пренебречь нельзя, после двойного интегрирования (1.48) имеем

$$S^2(t) = \frac{l_0^2}{2} + \frac{D_v^{(E)}(l_0)\tau_L^2}{2}\left(1 - e^{-t/\tau_L}\right)^2 + 2\varepsilon\tau_L^3\left(\frac{t}{\tau_L} - \frac{3}{2} + 2e^{-t/\tau_L} - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{2}\, e^{-2t/\tau_L}\right). \tag{1.54}$$

В инерционном интервале, где $D^{(E)}(l_0) = C(\varepsilon l_0)^{2/3}$, при $t \ll \tau_L$ для $S^2(t)$ получим сумму (1.41) и (1.42).

Введем масштаб диффузии

$$r_L = \sigma_v \tau_L = \frac{[\langle v^2 \rangle]^{3/2}}{c_1 \varepsilon}, \tag{1.55}$$

тогда формулы (1.26), (1.50) и (1.51) можно представить в виде

$$\sigma^2 = 2r_L^2(\zeta - 1 + e^{-\zeta}),\ S^2 = 2r_L^2\left(\zeta - \frac{3}{2} + 2e^{-\zeta} - \frac{1}{2}\, e^{-2\zeta}\right),$$

$$M^2 = r_L^2(1 - e^{-\zeta})^2, \tag{1.56}$$

где $\zeta = t/\tau_L$. Если имеется средняя скорость движения среды в направлении x (скорость ветра в атмосфере), то в формулах (1.56) $\zeta = x/x_L$, а пространственный масштаб вдоль направления сноса

$$x_L = U\tau_L. \tag{1.57}$$

Формулы (1.56) могут быть выражены через любую комбинацию двух независимых характеристик турбулентности из набора ε, K, τ_L, r_L, σ_τ^2. Вместо τ_L может быть использована величина x_L, содержащая скорость сноса U. Относительное рассеяние частиц при малых временах определяется только вихрями порядка расстояния между ними и меньше. При диффузии частиц облака в этот процесс непрерывно вовлекаются вихри все больших и больших масштабов, таким образом, процесс является ускоряющимся, а разность координат частиц и их относительная скорость — нестационарными функциями времени.

1.1.3. Гауссова модель рассеивающейся струи примеси

Как показывают многочисленные эксперименты, есть основания полагать, что распределение частиц в струе или облаке

достаточно близко к нормальному. Пусть в безграничном однородном стационарном потоке жидкости со средней скоростью U в точке $(0, y_0, z_0)$ расположен источник примеси со скоростью испускания Q. Как уже было сказано, в этом случае в полупространстве $x > 0$ образуется факел, представляющий собой зону, загрязненную примесью. Область факела образуется всеми частицами, прошедшими через источник. Если считать, что концентрация примеси в факеле распределена по нормальному закону, то величина $\sigma^2(x)$ при $x = Ut$, определенная выражением (1.16) для компонент скорости, нормальных к оси струи, является дисперсией этого распределения, тогда для концентрации q (средней за большой промежуток времени) в случае равноправия координат y и z имеем

$$q(x, y, z) = \frac{Q \exp\left[-\dfrac{r^2}{2\sigma^2(x)}\right]}{2\pi U \sigma^2(x)}, \tag{1.58}$$

где $r^2 = (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2$. Величина U в знаменателе определяет разбавление примеси за счет скорости потока относительно источника.

Примем в качестве гипотезы, что в случае неизотропного потока можно пользоваться теми же соотношениями, считая рассеяние по осям y и z взаимно независимыми процессами, а дисперсии $\sigma_y^2(x)$ и $\sigma_z^2(x)$ различными. Тогда средняя концентрация в факеле будет определяться выражением

$$q_\sigma(x, y, z) = \frac{Q \exp\left[-\dfrac{(y - y_0)^2}{2\sigma_y^2(x)} - \dfrac{(z - z_0)^2}{2\sigma_z^2(x)}\right]}{2\pi U \sigma_y(x)\, \sigma_z(x)}. \tag{1.59}$$

Обозначим координаты мгновенной оси меандрирующего факела через $\tilde{y}_0$ и $\tilde{z}_0$ (величины эти меняются во времени). Тогда, приняв также гипотезу о нормальности распределения примеси в мгновенном факеле, по аналогии с (1.59) получим

$$q_S(\tilde{x}, y, z) = \frac{Q \exp\left[-\dfrac{(y - \tilde{y})^2}{2S_y^2(\tilde{x})} - \dfrac{(z - \tilde{z})^2}{2S_z^2(\tilde{x})}\right]}{2\pi U S_y(\tilde{x})\, S_z(\tilde{x})}, \tag{1.60}$$

где $\tilde{x}$, строго говоря, отсчитывается вдоль криволинейной оси факела.

Согласно (1.59) и (1.60) максимальные концентрации $q_\sigma(x)$ и $q_S(x)$ на заданном расстоянии имеют место на оси струи при $y = y_0$, $z = z_0$ и соответственно $y = \tilde{y}$, $z = \tilde{z}$. Тогда для этих величин имеем

$$\frac{q_\sigma(x)}{q_S(x)} = \frac{S_z(x)\, S_y(x)}{\sigma_z(x)\, \sigma_y(x)}. \tag{1.61}$$

Если в потоке образовалось облако примеси в результате действия мгновенного источника конечных размеров, то при таких временах, когда распределение примеси в облаке можно считать не зависящим от начального и предположить нормальным, концентрация в нем выражается в виде

$$q(\tilde{x},\ \tilde{y},\ \tilde{z},\ t)=\frac{Q\exp\left[-\dfrac{\tilde{x}^2}{2S_x^2(t)}-\dfrac{\tilde{y}^2}{2S_y^2(t)}-\dfrac{\tilde{z}^2}{2S_z^2(t)}\right]}{(2\pi)^{3/2}S_x(t)\,S_y(t)\,S_z(t)}, \quad (1.62)$$

где $\tilde{x}$, $\tilde{y}$, и $\tilde{z}$ отсчитываются от мгновенного центра облака.

1.1.4. Диффузия от точечного источника конечного времени действия

Во многих случаях (расчеты и измерение загрязнения атмосферы выбросами промышленных предприятий, интерпретация результатов опыта по рассеянию примеси от точечного источника и др.) возникает необходимость учета длительности действия источника или длительности процесса измерения концентрации. Для этого прежде всего следует определить дисперсию примеси от точечного источника конечного времени действия, поскольку осевые концентрации в факеле примеси и их дисперсии связаны соотношениями (1.61). Рассматривая стационарный дымовой факел как результат наложения следующих один за другим мгновенных факелов с меандрирующими осями, можно перейти к расчету влияния длительности забора проб при измерении концентрации примеси в факеле.

Задача о диффузии примеси от источника конечного времени действия рассматривалась в работах [4, 11, 12, 253].

Следуя [12], будем считать, что источник конечного времени действия находится в точке $(x_0,\ y_0)$ турбулентной среды, имеющей среднюю скорость сноса U в направлении x; при этом диффузией в этом направлении пренебрегаем. Пусть $y(t,\ t_0)$ — координата частицы, вышедшей из источника в момент времени t_0 и через время t достигшей расстояния $x=x_0+Ut$. Воспользовавшись выражением для дисперсии случайной величины, рассчитанной по статистическому ансамблю реализаций продолжительностью T, для дисперсии координат $y(t,\ t_0)$ имеем (см., например, [138])

$$\sigma_T^2(t)=\left\langle\frac{1}{T}\int_0^T[y(t,\ t_0)-\langle y_T(t)\rangle]^2dt\right\rangle=\sigma^2(t)-\frac{2}{T^2}\int_0^T(T-\tau)\times$$
$$\times B_y(\tau,\ t)\,d\tau, \quad (1.63)$$

где $\sigma^2(t)$ — дисперсия координат одной частицы относительно ее начального положения при осреднении по полному ансамблю единичных струй, определяемая выражением (1.16); $\langle y_T(t)\rangle$ —

среднее за время T значение $y(t,\ t_0)$, которое при $T \to \infty$ стремится к y_0.

В (1.63) корреляционная функция координат имеет вид

$$B_y(\tau,\ t) = \langle y(t,\ t_0)\, y(t, t_0 + \tau)\rangle. \tag{1.64}$$

Координату $y(t,\ t_0)$ получим с помощью интегрирования скорости частицы в направлении y, обозначив ее через $v(t',\ x_0,\ t_0)$. В точке $(x_0,\ y_0)$ частица с этой координатой находилась в момент t_0 и

$$B_y(\tau,\ t) = \int_0^t \int_0^t \langle v(t';\ x_0,\ t_0)\, v(t'';\ x_0,\ t_0)\, dt' dt''\rangle. \tag{1.65}$$

Подынтегральная функция выражения (1.65) представляет собой корреляционную функцию скоростей двух частиц (1.34), причем в момент прохождения первой частицы через точку $(x_0,\ y_0)$ вторая находится на расстоянии $r = Ut$ от нее. Приняв ее в виде (1.49) и выполнив интегрирование, получим

$$B_y(\tau,\ t) = M^2(t)\, R^{(E)}(U\tau), \tag{1.66}$$

где $R^{(E)}(r)$ — эйлерова нормированная пространственная корреляционная функция скоростей; $M^2(t)$ совпадает с (1.51).

Использовав (1.63) и (1.66), получим

$$\sigma_T^2(t) = \sigma^2(t) - \frac{2M^2(t)}{T^2} \int_0^T (T - \tau)\, R^{(E)}(U\tau)\, d\tau \tag{1.67}$$

или после введения безразмерного времени диффузии $\zeta = \dfrac{\tau}{\tau_L} = \dfrac{x}{x_L}$ и времени действия источника $\eta = \dfrac{TU}{r_E}$, где r_E — эйлеров пространственный масштаб

$$\sigma_T^2(\zeta) = \sigma^2(\zeta) - M^2(\zeta)\, \varphi(\eta), \tag{1.68}$$

где

$$\varphi(\eta) = \frac{2}{\eta^2} \int_0^\eta (\eta - \zeta)\, R^{(E)}(r_E \zeta)\, d\zeta.$$

Таким образом, согласно (1.67) и (1.68) дисперсия координат частиц примеси от источника времени действия T равна разности дисперсий стационарного факела и дисперсии центров тяжести, умноженной на поправочный множитель, зависящий от T. В инерционном интервале, очевидно, что

$$\varphi(\eta) = C\left(\frac{UT}{\tau_L \sigma_v}\right)^{2/3} \sim \eta^{-2/3}.$$

При малых временах диффузии ($\zeta \ll 1$) выражение (1.67) приобретает простой вид

$$\sigma_T^2(t) = \langle v^2 \rangle_T t^2, \tag{1.69}$$

где $\langle v^2 \rangle_T$ — дисперсия пульсаций скорости, рассчитанная по эйлеровой реализации длиной T. Кроме того, если $\eta \ll 1$, т. е. вблизи от источника короткого времени действия, то

$$\sigma_T^2(t) = \frac{2\sigma_v^2 t^3}{3\tau_L} + 0{,}45\left(\frac{T}{\tau_E}\right)^{2/3}\sigma_v^2 t^2. \tag{1.70}$$

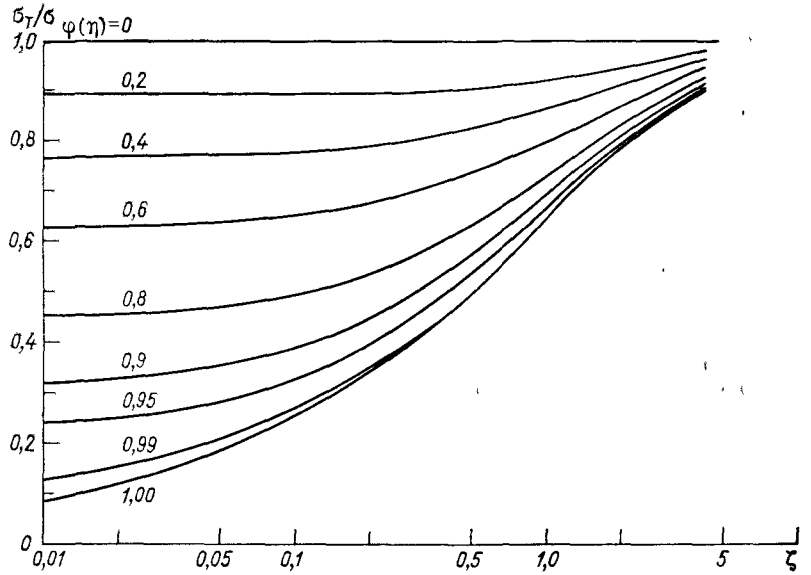


Рис 1 2. Зависимость σ_T/σ от $\zeta = t/\tau_L$ при разных значениях $\varphi(\eta)$.

Источник можно считать квазипостоянным, если второй член в выражении (1.70) намного больше первого, причем σ_T^2 изменяется тогда как $T^{2/3}$. В противоположном случае при $T/\tau_E \ll t/\tau_L \ll 1$ источник работает как квазимгновенный. На рис. 1.2 приведена зависимость σ_T/σ от ζ при разных значениях $\varphi(\eta)$.

1.2. Полуэмпирическое уравнение турбулентной диффузии

1.2.1. Вывод уравнения

Известно, что в областях, не содержащих источников примеси, ее концентрация $q(x, y, z, t)$ или $q(\mathbf{x}, t)$ (в других обозначениях) удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial q}{\partial t}+\sum_{i=1}^{3}\frac{\partial u_i q}{\partial x_i}=\chi\Delta q, \tag{1.71}$$

где χ — коэффициент молекулярной диффузии; (u_1, u_2, u_3) — компоненты поля скоростей основной среды в переменных Эйлера. Будем считать примесь пассивной, т. е. не влияющей на движение основной среды.

Если основное движение жидкости турбулентно, то по аналогии с выводом уравнений Рейнольдса все переменные, входящие в уравнение (1.71), состоят из суммы средних значений и пульсаций, которые являются случайными функциями координат и времени. Осредняя уравнение (1.71) и пренебрегая молекулярной диффузией, получаем уравнение для средней концентрации примеси

$$\frac{\partial\bar{q}}{\partial t}+\sum_{i=1}^{3}\frac{\partial U_i\bar{q}}{\partial x_i}=-\sum_{i=1}^{3}\frac{\partial S_i}{\partial x_i}, \tag{1.72}$$

где U_i — компоненты средней скорости, $S_i=-\overline{u_i' q'}$ — потоки примеси, вызванные турбулентными пульсациями ее концентрации и поля скоростей. В общем случае для замыкания уравнения (1.72) принимается полуэмпирическая гипотеза о линейной зависимости между компонентами вектора потока примеси S_i и градиента ее средней концентрации

$$\overline{-u_i'q'}=S_i=-\sum_{j=1}^{3}K_{ij}\frac{\partial\bar{q}}{\partial x_j}, \tag{1.73}$$

где K_{ij} — тензор коэффициентов турбулентной диффузии. Подстановка (1.73) в (1.72) приводит к полуэмпирическому уравнению турбулентной диффузии в наиболее общем виде. Если предположить, что главные оси тензора K_{ij} совпадают с осями координат, то гипотеза (1.73) упрощается и принимает вид

$$S_i=-K_i\frac{\partial\bar{q}}{\partial x_i}. \tag{1.74}$$

Вопрос об учете возможных несовпадений этих осей рассматривается в [100]. Кроме того, если считать основное движение жидкости однородным по осям x и y, то, опуская знак осреднения и переходя к обычной системе обозначений, можно получить полное уравнение турбулентной диффузии с учетом источников и стоков F в виде

$$\frac{\partial q}{\partial t}+U_x\frac{\partial q}{\partial x}+U_y\frac{\partial q}{\partial y}+W\frac{\partial q}{\partial z}=K_x\frac{\partial^2 q}{\partial x^2}+K_y\frac{\partial^2 q}{\partial y^2}+$$
$$+\frac{\partial}{\partial z}\left(K_z\frac{\partial q}{\partial z}\right)+F, \tag{1.75}$$

где W — сумма скоростей гравитационного оседания примеси и движения среды в вертикальном направлении; K_x, K_y, K_z — коэффициенты турбулентной диффузии в направлении осей координат.

Источники и стоки примеси, расположенные на границах области диффузии или в точке, учитываются граничными условиями. Объемные источники вводятся с помощью $F(q, x, y, z, t)$. В случае притока или оттока примеси за счет химических реакций, радиоактивного распада, вымывания осадками мощность этих источников и стоков, как правило, линейно связана с локальной концентрацией.

Решения уравнения (1.75) широко применяются для расчетов рассеяния примеси в атмосфере (см., например, [7, 8, 32, 37, 91, 186, 249, 268]). Такое решение удобно в тех случаях, когда необходимо учитывать вертикальную неоднородность атмосферной турбулентности, взаимодействие примеси с подстилающей поверхностью, химические реакции или распад. Обзоры решений этого уравнения и аспекты его применения можно найти в [96, 100]. Гипотеза о том, что коэффициенты турбулентной диффузии совпадают с соответствующими коэффициентами турбулентной вязкости не является очевидной. Она может быть справедливой лишь на достаточном расстоянии от источника примеси. При выборе K_x, K_y, K_z необходимо учитывать и масштабы явления, поскольку эти величины сильно зависят от размеров вихрей, участвующих в процессе рассеяния.

В случае рассеяния примеси от стационарного источника диффузией вдоль среднего потока по сравнению с переносом примеси в этом направлении обычно пренебрегают. Тогда для стационарного и однородного по x и y потока вдоль шероховатой стенки при отсутствии изменений концентрации вдоль оси y уравнение (1.75) запишется в виде

$$U(z)\frac{\partial q}{\partial x} - w_g\frac{\partial q}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z}K(z)\frac{\partial q}{\partial z}. \qquad (1.76)$$

В (1.76) $U(z)$ и $K(z)$ для приземного слоя атмосферы находятся из выражений (2.14)—(2.15) (см. п. 2.3); скорость гравитационного оседания примеси w_g в простейших случаях считается не зависящей от координат.

Для мгновенного точечного источника, расположенного в приземном слое атмосферы, уравнения (1.76) и (1.75) применять нельзя. В [135] обсуждается вопрос о применимости в этом случае общего уравнения (1.72) при условии (1.73); показано, что при этом необходимо учитывать недиагональный член, а коэффициенты диффузии считать функциями как z, так и времени диффузии t.

1.2.2. Граничное условие на подстилающей поверхности

Уточнение граничного условия на подстилающей поверхности в задачах рассеяния примеси в атмосфере представляет существенный интерес в тех случаях, когда определяется загрязнение почвы выбросами промышленных предприятий. При этом даже небольшие выпадения загрязняющего вещества из атмосферы за длительный период времени могут привести к значительным концентрациям примеси на исследуемой поверхности. Современное состояние представлений о физических процессах на границе двух сред, управляющих перераспределением примеси из одной среды в другую, а также описание параметризующих их моделей можно найти в [9]. Здесь будут приведены только простейшие сведения, относящиеся к этому вопросу.

Впервые в рамках полуэмпирической теории граничное условие было введено А. С. Мониным [4] и Колдером [162] в следующем виде:

$$K_z \frac{\partial q}{\partial z} + w_g q = v_s q \text{ при } z = z_0, \tag{1.77}$$

где v_s — так называемая скорость сухого осаждения на подстилающую поверхность. Таким образом, поток примеси на поверхность, состоящий из турбулентной $K_z \dfrac{\partial q}{\partial z}$ и гравитационной $w_g q$ частей, составляет

$$p = v_s q\,(x,\ y,\ z,\ t). \tag{1.78}$$

Плотность осадка за время действия источника равна

$$P\,(x,\ y) = \int_0^\infty p\,(x,\ y,\ z_0,\ t)\,dt. \tag{1.79}$$

Рассмотрим случай, когда горизонтальным переносом вблизи подстилающей поверхности можно пренебречь, т. е. считать вертикальный поток приблизительно постоянным по высоте. Это справедливо, *в частности, на достаточном удалении от точечного* или линейного источника. Положив $K_z = \varkappa u_* z$ (u_* — динамическая скорость; $\varkappa$ — постоянная Кармана), при $w_g = 0$ получим

$$q\,(x,\ z) = \frac{p\,(x)}{\varkappa u_*} \ln z/z_g = \frac{p\,(x)}{V\,(z)}. \tag{1.80}$$

В (1.80) $\ln z_g$ — константа интегрирования, а величину

$$V(z) = \frac{\varkappa u_*}{\ln z/z_g} \tag{1.81}$$

можно считать не зависящей от x.

Эксперименты показывают, что вертикальный поток примеси вблизи подстилающей поверхности действительно пропорционален ее приземной концентрации, причем параметр $V(z)$, который

на практике принято считать скоростью сухого осаждения, зависит как от физических свойств примеси и подстилающей поверхности, так и от конкретных метеорологических условий [96]. Обычно скорость сухого осаждения $V(z)$ определяют по измеренным концентрациям и потоку примеси на некоторой высоте (в атмосфере — порядка 1 м над подстилающей поверхностью). На этой же высоте можно задавать и граничное условие (1.77). И в этом случае $v_s = V(z)$. Однако в ряде случаев целесообразно относить $V(z)$ к более универсальной высоте, например, к уровню шероховатости z_0, на котором задается граничное условие для скорости ветра. Тогда, используя (1.80) и (1.81), получим связь между z_g, v_s и $V(z)$ [22]

$$V(z_0) = v_s = V(z)\left[1 - \frac{V(z)}{\varkappa u_*}\ln z/z_g\right]^{-1},$$

$$z_g = z_0 \exp\left(-\frac{\varkappa u_*}{v_s}\right). \qquad (1.82)$$

Заметим, что при условии полного отражения ($v_s = 0$) примесь не попадает на подстилающую поверхность ($z_g = 0$), а при полном ее поглощении ($v_s \to \infty$) величина z_g стремится к z_0, что и определяет диапазон ее возможных значений.

Таким образом, в задаче рассеяния примеси формулировка граничного условия (1.77) при $z = z_0$ является лишь удобным математическим приемом, обеспечивающим единую границу для задач диффузии и динамики. Фигурирующая в (1.77) величина $q(z_0)$ не совпадает с реальной концентрацией на уровне z_0, так как выражение (1.80) в непосредственной близости от подстилающей поверхности применять нельзя. Тем более не следует отождествлять $q(z)_0$ со средней концентрацией у поверхности земли q_s, которая в рамках рассмотренной постановки задачи вообще не фигурирует. Этим и отличается данный подход от подхода, использованного в [77, 161], где понятие пристеночного сопротивления и диффузионной шероховатости для различных скалярных величин вводится с учетом разности между концентрациями на уровне z и на подстилающей поверхности. Естественно, что значения z_g, определенные по (1.80)—(1.82), совпадают с введенными в [77] только при $q_s = 0$. Выражения (1.80)—(1.82) можно применять, не вдаваясь в механизм взаимодействия примеси с поверхностью. При этом используются только экспериментальные данные о потоке и концентрации на некотором уровне z в пределах действия логарифмического закона, причем по величине $V(z)$ нетрудно определить параметр граничного условия v_s. Формула для $V(z)$ при разных z для $w_g \neq 0$ приведена в [17, 164], а соотношение между $V(z)$ и v_s — в [17].

Из общих соображений следует, что для очень тяжелых частиц поток аэрозольной примеси на горизонтальную поверхность полностью определяется скоростью гравитационного оседания ($v_s = w_g$), что и подтверждается результатами экспериментов, приведенными в [17]. Для случая $w_g = 0$ целесообразно положить

$v_s = bu_*$, где b — безразмерный коэффициент, который может зависеть и от u_*. В общем случае величина v_s определяется как некоторая функция w_g и u_*. Осаждение частиц определяется в основном свойствами потока вблизи стенки (см., например [226]). При этом большую роль играют турбулентные пульсации, проникающие в ламинарный подслой. Поэтому для описания осаждения частиц требуется более детальное знание (по сравнению с расчетами переноса количества движений) процессов, происходящих в пристеночной области. Для очень малых частиц необходимо учитывать броуновскую диффузию, а для более крупных — их инерцию. Влияние шероховатости стенки весьма существенно, причем важными являются как значения z_0, так и форма элементов шероховатости. Основные результаты теоретических работ, использованных в [226], относятся к гладким стенкам, а экспериментальные данные получены из опытов, проводившихся в аэродинамических трубах.

Модели осаждения частиц на шероховатые стенки трубок (например, [159]) нельзя непосредственно обобщать на обтекание поверхности атмосферным потоком, так как эти модели пригодны только при умеренных числах Рейнольдса. Однако они выявляют наличие минимума величины v_s в области диаметра частиц порядка нескольких мкм и его постепенное сглаживание с ростом шероховатости, а также существенное возрастание v_s с ростом z_0 для всех размеров частиц (наиболее заметное в диапазоне радиусов от 10^{-1} до 5 мкм).

Результаты экспериментального определения величин $V(z)$ и v_s для частиц различных размеров с разными химическими свойствами представлены в [17, 22, 164], а для газов и аэрозолей в естественных условиях — в [96]. Экспериментальные данные обнаруживают большой разброс, связанный как с принципиальными трудностями измерения искомых величин, так и с некоторыми неконтролируемыми факторами. Как следует из [22, 164], для многих поверхностей, которые слабо захватывают частицы, v_s превышает измеренные значения $V(z)$ не более чем на 30—40 %. Для сильно захватывающих поверхностей, таких как влажная трава, ткань, искусственная клейкая трава, v_s на порядок и более может превышать $V(z)$.

Наиболее полные экспериментальные результаты определения $V(z)$ в полевых условиях и аэродинамической трубе приведены в [164]. Полученная в этой работе зависимость величины $V(z)$ от размеров частиц d практически совпадает в этом случае с v_s, поэтому в диапазоне диаметров более 10 мкм с достаточной точностью можно считать, что $v_s = bu_* + w_g$, причем b уже практически не зависит от d и u_*. При уменьшении d до 1 мкм значение b уменьшается более чем на порядок, в области $d = 1$ мкм наблюдается минимум b; при дальнейшем уменьшении диаметра частиц b растет в связи с действием механизма броуновской диффузии. Данная зависимость качественно совпадает с приведенной в [161].

Отметим общие свойства величин $V(z)$, v_s и b, которые позволяют ориентироваться в диапазонах их значений, приведенных в [17, 22, 96, 164]. В случае горизонтально однородной поверхности эти величины не зависят от расстояния до источника. В обычных условиях величину b можно считать независимой от скорости ветра, но при сильном ветре и сухой поверхности наблюдается тенденция к уменьшению b с ростом u_*, что, по-видимому, связано с процессом сдувания частиц с элементов поверхности. При этом частицы диаметром менее 20 мкм лежат внутри вязкого подслоя и сдуваются меньше.

При прочих равных условиях значения v_s и $V(z)$ для химически активных частиц всегда больше, чем для неактивных, для покрытой растительностью поверхности, чем для открытой, для влажной поверхности, чем для сухой, при неустойчивой стратификации, чем при устойчивой.

Для всех исследованных поверхностей $v_s \geqslant w_g$, хотя можно представить себе очень гладкую поверхность, вблизи которой тяжелые частички накапливаются, но не зацепляются за нее (см. [277]).

Согласно литературным данным минимальные значения $V(z)$ составляют 0,02—0,03 см/с для частиц диаметром менее 1—2 мкм и 10—20 см/с для частиц диаметром более 2 мкм (при слабом ветре, устойчивости, слабо или умеренно зацепляющей поверхности). Максимальные значения $V(z)$ при $w_g \leqslant 2$ см/с составляют 30—36 см/с (искусственная клейкая трава, влажная ткань). Для естественной травы и почвы значения $V(z)$ составляют 0,2—8 см/с, в зависимости от z_0, u_* и характера устойчивости. Отношение значений $V(z)$ для влажной и сухой поверхности составляет 1,1—2,8. Диапазон значений $B(z) = [V(z) - w_g]/u_*$ несколько у́же. Например, для естественной сухой травы и частиц диаметром более 5 мкм он составляет 0,01—0,08. Минимальные значения v_s и b совпадают с минимальными значениями $V(z)$ и $B(z)$, однако в сторону максимальных значений диапазон величин v_s и b расширяется практически неограниченно. Описание натурного эксперимента по определению v_s в городе и построение эмпирической модели приведено в [251].

В [281] сформулировано граничное условие на подстилающей поверхности в более общем виде

$$-K_z \frac{\partial q}{\partial z} = \sigma_{Ls} f_L \tau q_s - (1 - \sigma_1) f_1 \tau q + (1 - \sigma) g \tau q - \sigma_w f_w \tau q. \quad (1.83)$$

Третий и четвертый члены в правой части (1.83) совпадают с членами, описывающими гравитационное оседание ($w_g q$), адгезию и адсорбцию частиц поверхностью ($v_s q$). Их более общий вид (по сравнению с (1.77)) связан с введением в (1.83) σ и σ_w — вероятностей прилипания частиц, осевших под влиянием силы тяжести и сил адгезии $f_w\tau$ (τ — время релаксации для переноса момента импульса от жидкости к частице). С помощью вто-

рого члена правой части (1.83) описывается подъемная сила, действующая на частицу в потоке со сдвигом. Авторы [281] учитывают эту силу и в уравнении для переноса примеси, но считают малой. (Как правило, она вообще не учитывается.) Первый член правой части (1.83) описывает выделение примеси поверхностью с поверхностной концентрацией q_s. Граничное условие при ветровом подхвате обсуждается также в [34].

Обычно граничное условие на подстилающей поверхности, не абсорбирующей легкую примесь, используют в виде

$$\frac{\partial q}{\partial z} = 0 \text{ при } z = 0, \tag{1.84}$$

а для тяжелой примеси она выражается формулой (1.77).

Моделирование влияния сухого осаждения на поле концентрации примеси в атмосфере при граничном условии (1.77) рассматривается в [4, 23, 24, 90, 277]. Для этого используются решения уравнения (1.76) с линейным источником мощности Q на уровне h. При параметрах K и U, не зависящих от z, в случае $v_s = 0$ и $w_g \neq 0$ концентрация у поверхности земли при $x \to \infty$ стремится к некоторому постоянному значению. Это связано с накоплением осаждающихся из атмосферы частиц около полностью отражающей границы. Сколь угодно малое v_s приводит к тому, что такого накопления не происходит, так как примесь постепенно выбывает из атмосферы.

При $K_z = \varkappa u_* z$ и граничном условии на уровне z_0 для $v_s = 0$ и $v_s = w_g$ частицы также накапливаются около границы, однако только при условии $w_g > \varkappa u_*$. При некоторых сочетаниях параметров задачи приземная концентрация монотонно возрастает с ростом x, совсем не имея максимума.

Концентрация от высотного источника в районе максимума при малых $b = v_s/u_*$ практически не зависит от b, а при больших b то же самое можно сказать и о потоке примеси. По мере увеличения v_s максимум наземной концентрации смещается к источнику.

Представляет интерес поведение концентрации и в особенности потока примеси на подстилающую поверхность вдали от источника. При $v_s = 0$ поток примеси отсутствует, однако при сколь угодно малом v_s он больше нуля и, следовательно, может происходить процесс накопления вещества примеси на почве. В [24] показано, что при малых w_g и v_s поток примеси линейно растет с увеличением v_s, достигая некоторого максимума, после чего для источника, расположенного на уровне задания нижнего граничного условия, поток уменьшается по закону v_s^{-1}, а для высотного источника, начиная с некоторых значений v_s, перестает от него зависеть. При больших w_g и при источнике, расположенном выше нижней границы, поток очень быстро перестает зависеть от v_s.

1.2.3. Полуэмпирическое уравнение и лагранжевы статистические характеристики

Для однородной и изотропной среды со стационарной турбулентностью при постоянной скорости сноса U уравнение (1.75) имеет вид

$$U\frac{\partial q}{\partial x}=K\left(\frac{\partial^2 q}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 q}{\partial z^2}\right). \tag{1.85}$$

Как известно, решением (1.85) в случае стационарного точечного источника производительностью Q, расположенного в начале координат, является

$$q(x,\ y,\ z)=\frac{Q\exp\left[-\dfrac{(y^2+z^2)\,U}{2Kx}\right]}{2\pi KUx}. \tag{1.86}$$

Нетрудно заметить, что это выражение полностью совпадает с (1.58) при $\sigma^2=2Kx/U$. Таким образом, учитывая предельное соотношение (1.22), можно утверждать, что при $t\gg\tau_L$ полуэмпирическая теория приводит к тем же результатам, что и метод, основанный на анализе рассеяния примеси в координатах Лагранжа. Более того, если коэффициенты турбулентной диффузии считать зависящими от времени диффузии t (для (1.85) это эквивалентно зависимости K от продольной координаты x) и определять их в соответствии с (1.20), то обнаруживается полная формальная аналогия между этими двумя подходами применительно к данному частному случаю. Однако следует помнить, что предположение о зависимости коэффициентов диффузии от времени нахождения частиц примеси в турбулентной среде по существу противоречит полуэмпирической гипотезе (1.74). Тем не менее с известной осторожностью этой аналогией пользуются и при $t<\tau_L$.

С точки зрения практических применений возможность сопоставления результатов этих подходов к описанию процесса диффузии в турбулентной среде оказывается очень полезной. Например, появляется возможность обоснованного выбора коэффициентов полуэмпирического уравнения при использовании его для тех или иных конкретных задач с помощью выражений (1.15) или (1.22) при $t\gg\tau_L$ и выражения (1.20) при $t<\tau_L$. В конкретных случаях можно определять область применимости того или иного подхода, поскольку каждый из них имеет как преимущества, так и недостатки. Поэтому для решения ряда задач приходится использовать их комбинацию. Например, в пограничном слое атмосферы для расчета диффузии в вертикальном направлении вследствие неоднородности турбулентности по вертикали и необходимости учета влияния подстилающей поверхности удобнее пользоваться полуэмпирическим уравнением, что же касается диффузии в горизонтальном направлении, то ее лучше рассматривать с точки зрения представлений о турбулентности в пере-

менных Лагранжа. Использование такой комбинации было предложено Д. Л. Лайхтманом [68]. Поле концентрации от непрерывно действующего источника в этом случае имеет вид

$$q(x,\ y,\ z) = \frac{q_l(x,\ z)\, e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}}}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_y}, \tag{1.87}$$

где $q_l(x, z)$ — решение уравнения (1.76).

1.2.4. Горизонтальное рассеяние, создаваемое градиентом вектора скорости ветра

В пограничном слое атмосферы скорость и направление ветра меняются с высотой, что в дополнение к действию пульсаций скорости также приводит к рассеянию облака примеси. Обзор способов оценки искажений формы облака, вызванных изменением средней скорости ветра, приведен в монографии [100]. Основные результаты, полученные для простейшего случая, когда градиент скорости $\frac{dU}{dz} = \Gamma$ не меняется с высотой, а пространство, в котором рассеивается примесь, безгранично, приводят к выводу о том, что дисперсия облака в направлении скорости ветра (продольная дисперсия) при больших t изменяется согласно выражению

$$S_x^2 = \frac{2}{3}\Gamma^2 \langle v_z^2 \rangle \tau_L t^3, \tag{1.88}$$

при этом возникает корреляция между смещениями в вертикальном и продольном направлениях

$$S_{xz}^2 = \langle (x - \tilde{x})(z - \tilde{z}) \rangle \simeq \Gamma \langle v_z^2 \rangle \tau_L t^2. \tag{1.89}$$

Таким образом, форма облака деформируется, а продольная дисперсия растет пропорционально кубу времени, как в выражении (1.42), но совсем по другой причине. При этом S_x^2 и S_{xz}^2 определяются не только градиентом скорости Γ, но и характеристиками диффузии в вертикальном направлении $\langle v^2 \rangle$ и τ_L. На вертикальную и поперечную дисперсию градиент средней скорости влияния не оказывает.

При больших временах диффузии этот результат может быть получен на основе полуэмпирического уравнения

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \Gamma z \frac{\partial q}{\partial x} = K_x \frac{\partial^2 q}{\partial x^2} + K_y \frac{\partial^2 q}{\partial y^2} + K_z \frac{\partial^2 q}{\partial z^2} \tag{1.90}$$

и записывается в виде

$$S_x^2 = \frac{2}{3}\Gamma^2 K_z t^3 + 2K_x t;$$

$$S_y^2 = 2K_y t;\ S_z^2 = 2K_z t;$$

$$S_{xy}^2 = S_{yz}^2 = 0;\ S_{xz}^2 = \Gamma K_z t^2. \qquad (1.91)$$

Для полуограниченного пространства при тех же условиях данный результат имеет аналогичный вид, но с другим постоянным множителем в выражении для S_λ^2.

Поперечный сдвиг вектора скорости $\frac{dV}{dz} = U\frac{d\varphi}{dz}$, ($U$, φ — модуль и направление вектора скорости ветра) приводит к уширению факела в поперечном направлении со скоростью

$$\frac{dS_y^2}{dt} = K_z t^2 \left(\frac{dV}{dz}\right)^2 = K_z U^2 \left(\frac{d\varphi}{dz}\right)^2 t^2. \qquad (1.92)$$

Начиная с некоторого момента времени вклад этого фактора превышает вклад обычной диффузии. Из (1.92) следует, что в простейшем случае $\left(\frac{d\varphi}{dz} = \text{const}\right)$ поперечная дисперсия S_y^2 также меняется как t^3.

1.3. О связи между эйлеровыми и лагранжевыми статистическими характеристиками турбулентности

1.3.1. Отношение масштабов

Измерение в атмосфере лагранжевых корреляционных функций скоростей достаточно трудоемко, поэтому интерес для практических применений представляют оценки параметров этих функций по эйлеровым статистическим характеристикам турбулентности, методы измерения которых хорошо разработаны.

Для каждой из компонент скорости в стационарном случае эйлеровы временные и пространственные корреляционные функции определяются соотношениями

$$B_{ij}^{(E)}(\tau) = \langle u_i(x,\ t)\, u_j(x,\ t+\tau)\rangle,$$

$$B_{ij}^{(E)}(r) = \langle u_i(x,\ t)\, u_j(x+r,\ t)\rangle. \qquad (1.93)$$

Эйлеровы пространственные и временные интегральные масштабы r_E и τ_E определяются аналогично из (1.18) через нормированные эйлеровы корреляционные функции скоростей. В зависимости от выбора системы координат r_E и τ_E могут иметь соответствующие индексы (x, y, z).

Если имеется средняя скорость сноса относительно системы координат (вдоль оси x), то для каждой компоненты можно определить масштаб $\Lambda_E = U\tau_E$. Из гипотезы «замороженности» следует (см., например, [92, 130]), что при $\sigma_u \ll U$ масштабы Λ_E

и r_E для продольной компоненты совпадают. Как известно, в инерционном интервале турбулентности выполняется закон «$^2/_3$» для структурной функции скоростей. Используя его, а также формулу (1.18), для продольной корреляционной функции получим масштаб

$$r_E = \frac{(\sigma_u^2)^{3/2}}{c^{3/2}\varepsilon}, \tag{1.94}$$

где $c \simeq 0{,}9$ ($^1/_2$ от константы закона «$^2/_3$»).

Лагранжева корреляционная функция скоростей, ее вид в инерционном интервале и выражение для временно́го и пространственного масштабов приведены в (1.14), (1.15), (1.55). Для однородной турбулентности из закона сохранения энергии следует, что дисперсии пульсаций компонент в координатах Лагранжа и Эйлера должны совпадать.

Для многих задач диффузии знание точного вида корреляционной функции скоростей не очень существенно, в то же время никакие оценки дисперсий координат невозможны, если нет представления о значениях их масштабов. Оценить лагранжев интегральный масштаб турбулентности τ_L через эйлеровы характеристики $\sigma^2{}_u$ и ε можно с помощью (1.15) (см., например, [82, 94]). Заметим, что это соотношение выражает лагранжев масштаб через характеристики турбулентности, которые достаточно просто измеряются. Введем вместо (1.94) эйлеров временно́й масштаб

$$\tau_E = \frac{(\sigma_u^2)^{3/2}}{c^{3/2}\varepsilon U}. \tag{1.95}$$

Тогда с учетом (1.15) получим

$$\beta = \frac{\tau_L}{\tau_E} = c'\left(\frac{\sigma_u}{U}\right)^{-1}, \tag{1.96}$$

где $c' = c^{3/2}c_1^{-1}$ — константа порядка единицы. Таким образом, приближенная оценка показывает, что отношение τ_L/τ_E обратно пропорционально интенсивности турбулентности.

В [4] было использовано другое определение β, которое основано на предположении, что лагранжева и эйлерова корреляционные функции подобны и связаны соотношением $B^{(E)}(\tau) = B^{(L)}(\beta\tau)$. Отсюда для соответствующих спектров имеем

$$E^{(L)}(\omega) = \beta E^{(E)}(\beta\omega). \tag{1.97}$$

В [4] на основе гипотезы (1.97) разработан метод расчета диффузии, который широко применяется за рубежом, хотя сама эта гипотеза достаточно грубая. Действительно, в инерционном интервале лагранжева и эйлерова временны́е корреляционные функции заведомо не подобны, как следует из (1.14) и закона «$^2/_3$». Тем не менее этот метод (см. п. 1.3.2) приводит к разум-

ным результатам, поскольку структурные функции и дисперсии координат мало чувствительны к точному виду структурной функции скоростей.

Все имеющиеся в литературе теоретические определения величины β основаны на тех или иных гипотезах. В простейших случаях при использовании закономерностей инерционного интервала, в котором выполняются соотношения (1.14) и закон «$^2/_3$», эти гипотезы приводят к выражениям типа (1.96), где $c' = aC^{1/2}C_1^{-1}$. Таким образом, основным в данном случае является отношение констант законов инерционного интервала для структурных функций скоростей и переменных Эйлера и Лагранжа (для поперечной корреляционной функции $C_п = \frac{4}{3}C$). Значение числового параметра a определяется с помощью экстраполяции законов инерционного интервала в область больших времен и расстояний. Разные способы экстраполяции дают значения a от 0,4 до 1,0.

В ряде работ определение β проводится на основе той или иной полуэмпирической модели турбулентности без использования закономерностей инерционного интервала. (Обзор способов оценки β см [17].) Все эти модели, как отмечено в [100], можно рассматривать лишь как некоторые приближения к действительности. Степень точности таких оценок к настоящему времени неясна. При малых значениях интенсивности турбулентности они приводят к зависимости вида (1.96), что является следствием гипотезы замороженности, связывающей эйлеровы пространственные масштабы с временны́ми. При этом пространственные эйлеров и лагранжев масштабы определяются одними и теми же турбулентными характеристиками, и поэтому с точностью до константы совпадают [92, 130].

В разных моделях значение константы c' в (1.96) при использовании зависимостей инерционного интервала меняется от 0,78 до 2. В исследованиях, не основанных на прямом использовании закономерностей инерционного интервала, в которых применяется та или иная модель турбулентности, эта константа меняется от 0,4 до 1,12.

1.3.2. Метод Хэя и Паскуилла

Из (1.23) следует, что дисперсия координат диффундирующих частиц $\sigma^2(x)$ является интегралом от спектра компоненты скорости, в котором с помощью сомножителя (1.24) отфильтровываются высокие частоты. При этом с увеличением времени диффузии, частота пропускания фильтра смещается в сторону низких частот, т. е.

$$\sigma^2(t) = \langle v_t^2 \rangle t^2, \tag{1.98}$$

где индекс t учитывает этот рост.

Если в реальных условиях источник действует в течение конечного периода времени $T > t$, то фильтром высоких частот можно ограничить спектр снизу

$$\sigma_T^2(t) = t^2 \int_0^\infty E^{(L)}(n)\left[\frac{\sin \pi nt}{\pi nt}\right]^2\left[1 - \left(\frac{\sin \pi nT}{\pi nT}\right)^2\right] dn = \langle v_t^2 \rangle_T t^2. \quad (1.99)$$

Следовательно, соотношение (1.99), в котором учитывается как время диффузии, так и время действия источника, является обобщением (1.69) и (1.98).

Хэй и Паскуилл, приняв гипотезу о подобии лагранжева и эйлерова спектров (1.97), получили приближенную формулу для расчета дисперсии координат (ширины струи) в поперечном ветру направлении. Использовав замену $x = Ut$ и выразив интенсивность пульсаций поперечной компоненты ветра через пульсации угла направления ветра, они получили следующее выражение:

$$\sigma_T^2(t) = t^2 \int_0^\infty E^{(E)}(n)\left[\frac{\sin \frac{\pi nt}{\beta}}{\pi nt/\beta}\right]^2\left[1 - \left(\frac{\sin \frac{\pi nT}{\beta}}{\pi nT/\beta}\right)^2\right] dn = \\ = x^2\left[\sigma_\varphi^{(T, t, \beta)}\right]^2, \quad (1.100)$$

где $\sigma_\varphi^{(T, t, \beta)}$ — стандартное отклонение пульсаций направления ветра (в радианах), рассчитанное по реализации длиной T при внутреннем осреднении за интервалы t/β. С ростом x коэффициент $\sigma_\varphi^{(T, t, \beta)}$ уменьшается.

2. Методы и условия экспериментальных исследований

2.1. Экспериментальные методы

Диффузионным натурным исследованиям посвящено немало работ. В зависимости от поставленной задачи техника эксперимента может значительно различаться. Например, измерения средней наземной концентрации примеси от приподнятого стационарного источника отличаются от измерений, целью которых является изучение временно́й эволюции облака примеси. Существенно различаются также измерения в программах изучения диффузии для разных масштабов движений. Измерения вертикальных профилей концентрации примеси на различных удалениях от источника являются особо сложными в реализации.

Для изучения процесса диффузии, как правило, используют трассеры, с помощью которых метят воздушные частицы. При этом в одних случаях следят за ними в пространстве и во времени, используя лагранжев метод описания движения частиц жидкости, в других — измерения выполняются в фиксированных точках пространства.

Все экспериментальные методы можно разделить на прямые (измерения объемной концентрации или осадка трассера см., например, [96, 235, 278]), и косвенные (измерения геометрических характеристик дымовых струй или клубов [123, 132, 193]). Одной из разновидностей метода трассеров является использование тетронов — баллонов постоянного объема, которые служат метками воздушных частиц. Достоинство использования индивидуальных меток состоит в возможности проводить сравнительно точные трехмерные измерения, позволяющие получать сведения о моментах функции распределения вероятности координат и скоростей частиц. К недостаткам этого метода относится использование малого статистического ансамбля, который удается реализовать при практически стационарных внешних условиях. Метод дымовых струй, не имеющий этого недостатка, требует для получения информации о геометрических характеристиках загрязненной области априорного задания вида функции распределения вероятности координат частиц примеси.

Наибольшее развитие получили методы измерения поля наземной концентрации трассера (см. например, [4, 96, 178, 187]).

В последние 10—15 лет особенно интенсивно развивалась техника, в которой в качестве трассера используется шестифтористая сера SF_6. Такой вид трассера сравнительно доступен и обладает низким фоновым содержанием, поэтому он наиболее широко используется для мезомасштабных диффузионных исследований [147, 178, 186].

Важным элементом диффузионного эксперимента является его аэрометеорологическое обеспечение, позволяющее получать все необходимые метеорологические параметры (высоту слоя перемешивания, среднюю скорость ветра в слое рассеяния, параметр термической устойчивости и др.). В связи с этим далее будет приведено краткое описание способов определения необходимых для диффузионных расчетов метеорологических параметров.

В данной главе наиболее подробно будут описаны эксперименты, проведенные авторами, результаты которых используются в дальнейшем изложении.

2.1.1. Метод дымовых образований

Фотографирование дымовых образований (струй от стационарного источника дымовых генераторов; клубов или полос от источников мгновенного действия) дает информацию о ее видимых геометрических характеристиках на разных удалениях от источника дыма — ширине струи, вертикальной мощности и положении осевой линии струи. Привлечение гипотез о гауссовом распределении концентрации примеси в струе, гипотезы «замороженности» турбулентности и теории Робертса («непрозрачности» сквозь дым) [267] позволяет по результатам измерения видимых геометрических характеристик дымовых струй рассчитать дисперсии S_y^2 и S_z^2 для различного времени диффузии. Формула для расчета дисперсии относительно центра тяжести для отдельного клуба или мгновенно зафиксированной струи дыма, полученная в [196], имеет следующий вид:

$$S_y^2(x) = \frac{y^2(x)}{\ln\left(ey_{\max}^2\right) - \ln\left(S_y^2(x)\right)}, \qquad (2.1)$$

где $y(x)$ — видимая ширина струи по оси y; $y_{\max}$ — максимальное значение $y(x)$; e — основание натуральных логарифмов. По измеренным координатам осевой линии струи (относительно оси, которая совпадает со средним положением осевой линии отдельных струй), можно рассчитать дисперсию координат оси при ее меандрировании $\tilde{y}$ по (1.31). При этом никаких дополнительных гипотез привлекать не надо, а осреднение по ансамблю заменить осреднением по всем фотографиям струи. Тогда дисперсию координат относительно средней оси можно вычислить, пользуясь формулой (1.30) [4]:

$$\sigma_y^2(x) = S_y^2(x) + M_y^2(x). \qquad (2.2)$$

Величины x, y, z и $\tilde{x}$, $\tilde{y}$, $\tilde{z}$ при фотосъемке дымовых образований (клубов, полос, струй) определяют стереофотограмметрическим методом или фотограмметрическим методом по фотографиям, полученным при расположении фотоаппаратов сверху или сбоку струи. При этом низкочастотные колебания фиксируются изменениями положения оси струи, а высокочастотные — в геометрических размерах струи.

Отметим, что продолжительность фотографирования дымовой струи с целью получения однородного материала ограничена интервалом времени, в пределах которого внешние условия можно считать стационарными. При фотографировании сверху удается получить не более 20—30 последовательных аэроснимков, число возможных снимков сбоку значительно больше. Другие ограничения вытекают из предположений и допущений, положенных в основу метода дымовых струй. Например, для применения формулы (2.1) распределение концентрации примеси относительно осевой линии принимается гауссовым. Как отмечалось в [96], это предположение вполне обосновано для больших времен диффузий, а его применение на практике для более широкого интервала времен диффузии также оказывается плодотворным. В [118] приводятся результаты фотометрических измерений дымовых струй, показывающие, что распределение оптических плотностей поперек струи, осредненное по нескольким фотографиям каждого опыта, имеют форму, которая практически не отличается от нормальной кривой, являющейся удовлетворительным приближением к действительности. Проверка гипотезы о нормальности распределения оси струи относительно ее среднего положения [18] показала, что эмпирическое распределение координат оси струи не противоречит принятой гипотезе.

В дальнейшем при применении формулы (2.1) предполагается, что видимая ширина (или вообще какая-либо изофота — **линия равной степени почернения** негатива) дымовой струи зависит только от пороговой концентрации примеси. Это предположение не учитывает индикатрисный эффект, который появляется вследствие съемки струи под разными углами относительно Солнца при заходе самолета на съемку. По данным [118] за счет этого эффекта видимая ширина струи и максимум распределения оптических плотностей на фотометрических разрезах двух снимков, полученных при полетах в противоположных направлениях, могут отличаться друг от друга до 20 %. Однако при осреднении результатов измерений по нескольким фотографиям, полученным с разных точек, влияние индикатрисного эффекта существенно ослабевает и не оказывает заметного влияния на измерение осредненных геометрических характеристик дымовой струи.

Определенную роль играет также неоднородность фона фотографирования: нередко яркость фона соизмерима с яркостью струи, поэтому из-за небольшого контраста яркостей на краях

струи затрудняется определение границ ее постоянной оптической плотности. Вследствие этого ошибки в измерениях ширины струи достигают 20 %. В [118] подробно исследованы источники ошибок при расчете S_y, показано, что среднеквадратические ошибки при этом составляют не более 20—25 %, а для M_y — 5—10 %. Таким образом, среднеквадратические ошибки абсолютной дисперсии, рассчитанные по (2.2), составляют 25—30 %.

В [87] косвенный метод определения дисперсии дымовых струй по фотографиям сравнивается с прямыми определениями σ_y по данным о распределении концентрации. При этом результаты, полученные прямыми и косвенными методами, не отличаются более чем на 30 %. В [201] показано, что для применения формул (2.1) и (2.2) гипотеза о строгом соответствии распределения примеси в струе нормальному закону не обязательна.

2.1.2. Измерения с помощью тетронов

В [96] обобщены результаты работ, в которых тетроны использовались в качестве метки воздушных частиц с целью определения характера процесса переноса и рассеяния диффундирующих частиц в горизонтальной и вертикальной плоскости для масштабов по горизонтали более 10 км и на высотах выше 300 м над поверхностью земли. В этих случаях обычно использовались радары, фиксировавшие координаты тетронов (с пассивными или активными отражателями), реже применялись базисные теодолитные измерения. В СССР также широко применялись данные методы слежения [62, 87, 112]. В этих опытах было уделено большое внимание измерению лагранжевых характеристик турбулентности в приземном слое атмосферы. В качестве тетронов использовались баллоны из полиэтилентерефталатной пленки с размером ребра 0,93 м, движение которых фиксировалось с помощью стереофотограмметрической установки. Запуск тетронов проводился парами или триадами одновременно, начальное расстояние между тетронами в поперечном ветру направлении составляло 5 м, по ветру — 1 м, а по вертикали — 0,5 м. Общее число запусков составляло от 3 до 5 с интервалом между ними — 30...60 с; частота съемки — 2,65 или 5 с в зависимости от средней скорости ветра. Длительность фотографирования тетронов в среднем не превышала 500 с. Тетроны запускались с марками из легкого материала, что позволило улучшить пространственное разрешение фотографического метода и увеличить продолжительность наблюдений. Кроме того, марка увеличивала аэродинамическое сопротивление всей системы и тем самым улучшала ее демпфирующие качества.

Для регистрации пространственных координат тетронов обычно используется нормальный случай стереосъемки [12]:

$$X_i(t) = \frac{B}{P_i(t)} f; \quad Y_i(t) = \frac{B}{P_i(t)} x_i(t);$$
$$Z_i(t) = \frac{B}{P_i(t)} z_i(t), \qquad (2.3)$$

где $X_i(t)$, $Y_i(t)$, $Z_i(t)$ — координаты i-го тетрона в момент времени t в системе с началом координат в точке, где расположена левая камера; B — длина базиса; $P_i(t)$ — горизонтальный параллакс; f — фокусное расстояние камер; $x_i(t)$, $z_i(t)$ — координаты тетрона на снимке в системе координат, связанной с его центром. Фотограмметрическая обработка первичных материалов производится с помощью стереокомпаратора.

Точность измерений координат тетронов убывает с расстоянием, однако оценки показали, что для расстояний порядка 2 км она составляет около 1 %. В отличие от базисного (теодолитного и радиолокационного) стереофотограмметрический метод позволяет фиксировать большое число меток одновременно, однако, если решается задача подробного слежения за каждой меткой, то их число на снимке должно быть ограничено, так как 15—20 тетронов проследить и идентифицировать без ошибок трудно. В связи с этим приходится ограничиваться пусками 4—5 (пар или триад) тетронов. Данный метод ограничен продолжительностью периода наблюдений, что связано с разрешающей способностью аэрофотосъемочной камеры и пленки, а также линейными размерами метки, ее освещенностью и яркостью фона. При благоприятных для фотосъемки условиях с помощью камер АФА-41 с фокусным расстоянием 200 мм и пленкой «Изопанхром» удается фиксировать тетроны с марками до расстояний 2000—2500 м. Объема кассеты АФА-41 (60 м) достаточно, чтобы отснять 30 кадров.

Определенные ограничения связаны с динамикой самой метки тетрон — марка. С одной стороны, при частоте съемки один кадр через каждые 2,65 с высокочастотные колебания метки не фиксируются, однако, как показано в специальном исследовании [41, 63], тетрон в силу своей инерционности и сам не воспринимает высокочастотные колебания воздуха. С другой стороны, в результате действия сил плавучести тетрон искажает и низкочастотные колебания по вертикали, начиная с периодов несколько десятков минут. Эти результаты согласуются с данными [216], где возвращающая сила, действующая на тетрон при его отклонении от положения равновесия, рассчитывалась на высотах его полета по заданным профилям температуры и давления. Согласно [41, 216], для периодов колебаний воздуха порядка нескольких минут тетрон можно отождествлять с частицей воздуха с характерным линейным размером порядка 20 м.

Для тетрона с длиной ребра 0,93 м при отклонении высоты полета от уровня равновесия на 20 м его собственная скорость подъема или опускания составляет не более 3 см/с. С увеличением отклонения скорость возрастает незначительно, так что в пределах приземного слоя при стратификации, близкой к нейтральной, искажением скорости тетрона под действием силы плавучести по сравнению со скоростями воздушных частиц можно пренебречь. При устойчивой стратификации и особенно при умеренной и сильной неустойчивости, когда эти отклонения могут

превышать 100 м, вводить поправку необходимо. С наименьшей погрешностью координаты и скорости третонов совпадают с координатами и скоростями воздушных частиц в горизонтальной плоскости и при умеренных и сильных ветрах.

2.1.3. Измерения поля концентрации неоседающей примеси

Для создания облаков и струй примеси используются источники аэрозолей или газов различного типа, а для получения данных о концентрации — пробоотборная сеть. Анализ проб проводится физико-химическими методами.

В качестве примеси обычно используют масляный туман, различные дымы от пиротехнических генераторов, частички флюоресцеина, газы — SO_2, SF_6 и др. [87, 96, 146, 278] Масляный туман получается в результате испарения дизельного топлива из термических генераторов с последующей его конденсацией в атмосфере. Отличительная особенность этих генераторов — мелкодисперсность образующегося аэрозоля: средний размер частиц масляного тумана составляет 0,2 мкм, аэрозоля пиротехнических генераторов $\approx$0,7 мкм. За счет перегрева выходящей смеси дымовая струя приподнимается на 2—4 м в зависимости от внешних условий. Для забора аэрозолей используется сеть пробоотборников, расположенных на 3—4 дугах, удаленных от источника на 50—500 м и более, на высоте около 1 м над земной поверхностью. Наземные пробоотборники ИЭМ представляют собой аспирационные устройства, в которых в качестве воздуходувок используются стандартные микронагнетатели. Аэрозоль отбирается на фильтры, после чего содержание осажденного вещества определяется весовым или фотометрическим методами. Для измерения пульсаций концентраций в ИЭМ была разработана система фотометров с постоянной времени около 0,05 с и базой 0,5 м, основанная на измерении коэффициента ослабления монохроматического потока излучения слоем аэрозоля [73, 74]

С помощью перечисленных средств были получены горизонтальные и вертикальные профили концентраций, осредненных за 10—20 мин и более, на разных расстояниях от источника. Эти профили позволяют рассчитать осредненные дисперсии координат примеси и поле концентрации для верификации различных расчетных моделей, а также уточнить зависимость характеристик диффузии от определяющих величин.

Диффузионные эксперименты с неоседающей примесью как в приземном слое, так и в более высоких слоях проводятся по одной и той же схеме (рис. 2.1). Для работ с неоседающей примесью в ИЭМ широко используется метод дымовых струй и облаков, в котором в качестве основных диффузионных характеристик используются геометрические размеры дымовых струй, полос, клубов [40, 43, 56, 118]. Измерения концентрации примеси проводились на высоте 1 м от земной поверхности в нескольких точках пространства, а измерения ослабления излучения на длине

волны 0,63 мкм с помощью мачт высотой 15 м, расположенных в центре дуг наземных пробоотборников. Методы и средства наблюдений за состоянием приземного и пограничного слоев атмосферы подробно описаны в [87, 112].

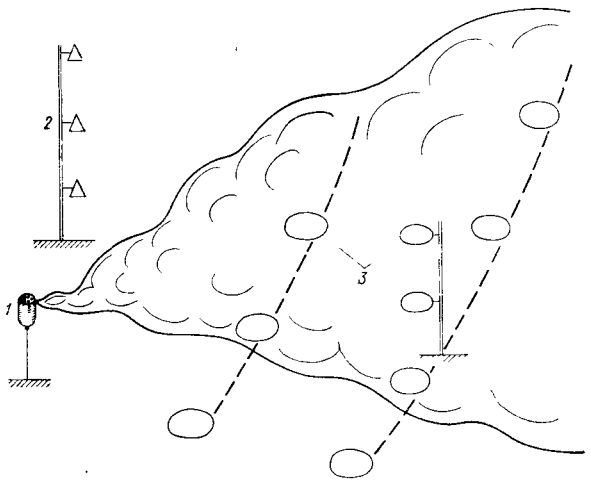


Рис. 2.1. Схема диффузионного опыта.
Источник примеси — *1*; градиентная мачта — *2*; пробоотборные устройства — *3*.

2.1.4. Методика опытов с оседающими примесями

Особенности рассеяния в атмосфере оседающей примеси приводят к тому, что при контроле результатов необходимо учитывать скорость собственного падения частиц в спокойном воздухе. Идеальным для контроля за этой величиной является примесь, состоящая из одинаковых или очень близких по размерам частиц (монодисперсная примесь). В то же время для распыления с больших высот такой примеси надо иметь достаточно много. Поэтому монодисперсная примесь использовалась только для опытов небольшого масштаба и, как правило, это были растительные споры [113] или искусственные стеклянные сферы [205]. Для более крупномасштабных опытов, когда с большой высоты требуется сбросить большое количество примеси, применялся песок [119] или полиметилметакрилатный порошок, окрашенный флуоресцирующими красителями [17, 85]. Этот порошок (в виде сферических частиц) можно с помощью сит разделить на составы, типовое распределение которых по размерам приведено в табл. 2.1. При работе с такими составами требуется микроскопический контроль.

В отличие от газов и аэрозоля (частицы микроскопических и субмикроскопических размеров) оседающая примесь не рас-

пространяется на большие расстояния и в итоге осаждается на подстилающую поверхность. Поэтому обычно измеряют не концентрацию примеси, а ее вертикальный поток или полный осадок на липкие планшеты или кюветы, расположенные на земле. Связь полного осадка с концентрацией примеси определяется формулами (1.78)—(1.79). В зимний период в загрязненной области можно брать пробы снега. Анализ проб может быть весовым,

Таблица 2.1

Содержание (%) частиц аэрозоля и типичные составы для распыления

Составы	Средний диаметр частиц, мкм						
	10	22,5	37,5	52,5	67,4	82,5	95,5
Легкие	55	27	15	2	1	—	—
	33	26	30	9	3	1	1
	8	7	17	51	16	1	—
Тяжелые	8	5	7	15	50	14	1
	5	3	5	7	18	43	19
w_g см/с	0,004	1,8	4,8	9,2	15,0	22,7	31,5

счетным или химическим. В работах [17, 85, 113] использовался флуоресцентный анализ, причем окраска порошка различными красителями позволяла проводить одновременно несколько опытов, изменяя при этом высоту источника, или время его действия, или размер частиц.

2.2. Условия проведения экспериментов и характеристика первичных результатов

Все экспериментальные работы, включенные в данный обзор, разделены на четыре группы в зависимости от слоя атмосферы, в котором происходит диффузия. В первую группу выделены опыты, проведенные в приземном слое атмосферы. Их отличает небольшая высота источника и такие расстояния (или времена диффузии) до него, что примесь в процессе рассеяния практически не выходит за пределы слоя высотой 10—20 м. Вторая группа опытов характеризуется квазиоднородностью слоя, в котором происходит рассеяние примеси: источник расположен выше приземного слоя (как правило, на высоте не менее 30—50 м), а характер рассеяния исследуется практически на той же высоте. Расстояния при этом также ограничены. В третью группу выделены случаи, когда рассеяние от источника, расположенного выше приземного слоя, исследуется у земли или в пограничном слое до расстояний в десятки километров, так что слой рассеяния уже нельзя считать квазиоднородным. Четвертую группу состав-

ляют опыты с частичками, оседающими под влиянием собственного веса.

Объектом измерений при проведении диффузионных экспериментов могут быть концентрация примеси в выбранных точках пространства, или же геометрические характеристики области загрязненной примесью. Например, если исследуется облако от мгновенного источника, обычно измеряют координаты его центра тяжести $(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})$ и размеры облака, которые выражают как функции времени от начала действия источника через дисперсии координат S_x^2, S_y^2, S_z^2. Для струи от источника длительного действия измеряют как мгновенные размеры факела в поперечном к оси струи направлении S_y и в вертикальном направлении S_z в зависимости от расстояния до источника (см. рис. 1.1), так и характеристики всей области, занятой примесью в процессе меандрирования факела. В обоих случаях получаются величины, описываемые формулами (1.29) и (1.16). Иногда измеряют концентрацию примеси в ряде точек в пределах факела (мгновенную или интегральную за большой промежуток времени, которую в последнем случае называют дозой), или же характеристики следа, т. е. плотности осадка на подстилающей поверхности после проведения опыта.

Здесь будут рассмотрены работы, результаты которых дают возможность получить общую картину рассеяния примеси в некотором слое нижней атмосферы. По возможности результаты приведены к единой форме. В частности, для дисперсий координат примеси результаты обычно бывают выражены в виде степенной функции

$$\sigma \sim x^n \quad \text{или} \quad \sigma \sim t^m. \tag{2.4}$$

В качестве σ могут фигурировать характеристики струи примеси при длительном измерении (σ_y, σ_z — характеристики осредненной струи), или величины S_x, S_y, S_z — характеристики облака (дисперсии координат примеси относительно мгновенного центра тяжести).

2.2.1. Эксперименты в приземном слое атмосферы

В табл. 2.2 и 2.3 представлены сведения о 18 программах, посвященных исследованию поведения примеси из источника, расположенного в приземном слое атмосферы. Только в четырех из этих программ измерялось вертикальное распределение примеси, при этом первые две были выполнены в Англии в 50-х гг. Измерения, как правило, проводились только на одном разрезе на расстоянии 100 м от источника примеси. В работе [86] впервые приведен вертикальный профиль концентрации в универсальных координатах.

Во всех опытах, где удалось измерить дисперсии координат, они приводятся как функции координаты x или времени t и, как

Таблица 2.2

Измерения осредненных концентраций и дисперсий координат в приземном слое (источник длительного действия)

Источник	Число реализаций/максимальное расстояние, м	Вид примеси, методика измерений	Высота источника, температурная стратификация	Измеряемая величина, период осреднения	Полученный результат, (границы его применимости)	Расчетная формула и ее параметры
[121]	7/100	Дымовая шашка; заборники	1 м; нейтральная	Концентрация	Вертикальный профиль концентрации (приземной)	(2,6) при $s=1,15$
[4]	5/100	Дымовая шашка; заборники	1 м; нейтральная	Концентрация	Распределение концентраций по y (осевой)	$\frac{q}{q_0}=\exp(-ay^2)$ при $r=1,55$
[4]	200/100	Дымовая шашка; заборники	1 м; нейтральная	Концентрация до 3,5 мин	То же	То же при $r=1,5\ldots2,5$ (в среднем 2,0)
[187]	29/229	Дымовая шашка; заборники	1 м; нейтральная	Концентрация	Вертикальный профиль концентраций	(2.6) при $s=1,5$
[86]	20/100	Линейный источник (ряд шашек), фотография, заборники	1,5 м; все типы устойчивости	Границы струи, интегральная концентрация (доза)	Вертикальный профиль концентраций	—
[150] [96] [287]*	70/800	Сернистый газ; измерение концентрации	0,46 м; все типы устойчивости	Интегральная концентрация; 10 мин	Зависимость σ_y и σ_z от x; ($50\leqslant x\leqslant800$ м)	(2,4) при $n_y=0,45\ldots0,85$, $n_z=0,86\ldots1,89$
					Вертикальный профиль концентраций	(2.6) при $s=1,49\pm0,28$
[96]**	76/1600	Сернистый цинк, отбор на фильтры	Наземный источник; все типы устойчивости	Концентрация и доза	Зависимость σ_y от t (до $t=800$ с)	(2.4) при $m\simeq1,0$
[117]	11/100	Полиметилметакрилатный порошок; отбор на липкие планшеты	2 м; нейтральная, слабо устойчивая	Плотность осадка	Зависимость σ_y от x	(2.4)

[230]	10 40	10 % концентрации NO_x; измерение мгновенных и средних концентраций	1,5 м; слабо неустойчивая	Концентрация	Вертикальный профиль концентраций; σ_y и σ_z	—
[273]	12 —	Масляный туман; измерение концентрации	6 м; устойчивая	Концентрация	Лагранжевы характеристики турбулентности	$\sigma_{u,v,w}/u_* = 2,6$; 2,0; 1,4; $\tau_L/\tau_E \simeq 1,03$
[276]	39 —	Уравновешенные шары-пилоты	3—4 м над водой; различная	Координаты шара-пилота	То же, в функции x и z/L	—
[178]	11 (400 м у земли, 2—4 км вертолет)	Дибромодифлуорометан, SF_6; наземные заборники, забор с вертолета	1 и 5 м; нейтральная, устойчивая, слабые ветры	Концентрация; 60 мин	Отношение измеренных σ_y, σ_z и концентрации к вычисленным (x=100, 200, 400 м)	—
[59]	40 —	Дымовые струи; фотограмметрическая съемка с самолета и с земли	Наземный, слабо неустойчивая, нейтральная, устойчивая	Геометрические размеры дымовых струй; осреднение 7—42 мин	Зависимость σ_y и z от x (до 5 км)	(2.4) при n_y=0,9; $z \sim x$
[53, 105, 118, 123, 132]	161 1000	Пиротехнические генераторы, масляный туман; аспирационный забор проб, ослабление прозрачности в струе, фотограмметрическая съемка с земли	У земли; неустойчивая, нейтральная, устойчивая	Геометрические размеры струи, коэффициент ослабления, концентрация	Зависимость σ_y от t, зависимость σ_y и σ_z от x (до x = 700... 1000 x)	(2.4) m = 1; (2.4) при разных n

* Проект „Прейри Грасс".
** Проект „Грин Глоу".

Таблица 2.3

Измерения мгновенных концентраций и относительных дисперсий координат в приземном слое (мгновенный источник или струя без осреднения)

Источник	Число реализаций / максимальное расстояние, м	Вид примеси; методика измерений	Высота источника; температурная стратификация	Измеряемая величина; период осреднения	Полученный результат, границы его применения	Расчетная формула
[193]	19 / —	Дым; фотографирование	10—70 м; неустойчивая	Площадь проекций клуба; 20 с	Зависимость S_y от t	(2.4)
[288]	7 / —	Облако газа	Наземный; устойчивая	Доза	То же	То же при $m=1,5$
[310]	20 / —	Пара уравновешенных баллонов; теодолитные наблюдения	Наземный; неустойчивая	Расстояние между баллонами	То же	(2.4) при $m=1$ для $\delta y_0=10$ м; $m=1,5$ для $\delta y_0=100$ м
[246]	8 / 200 / 800	Криптон-85; счетчик Гейгера—Мюллера	1 м (мгновенный источник); различная	Концентрации (кюри/м^3)	Значения S_x, S_y, S_z (при $x=200$ и 800 м)	—
[270]	3 / 20	10 % NO	1,5 м; нейтральная	Мгновенные и средние концентрации	Зависимость S_x от t; оценки S_z и z	(2.4) при $m=1,1$
[203]	—	Дымовая струя; съемка со спутника	Над водой; различная	Ширина струи	Зависимость S_y от t (до $t=1100$ с)	(2.4) при $m=1,63$
[59]	39 / —	Дымовая струя; съемка с самолета	2—4 м; различная	Геометрические размеры струи	Зависимость S_y от x (до $x=500$ м)	(2.4) при $n=0,8\ldots1,0$
[45]	— / 2—3 км	Тетроны	1,5—10 м; различная	Координаты тетронов	Зависимость S_y, S_z и S_x от t и x	(2.4)

Примечание. δy_0 — начальное расстояние между баллонами пары.

правило, в виде степенной аппроксимации. Наиболее богатый экспериментальный материал получен по известному проекту «Прейри Грасс»; данные о показателях степени формулы (2.4) в интервале расстояний 50—800 м получены для шести классов устойчивости по Паскуиллу [96].

Опыты с дымовыми струями [60, 105, 118] проводились в степной зоне Украины (Днепропетровской и Одесской областях), в юго-восточном Казахстане и на побережье Азовского моря [53, 59, 123, 132]. Полигон 1 (Днепропетровская область) — ровная площадка размером 600×700 м, покрытая густой травой высотой от 5 до 20 см в разные периоды наблюдений, окруженная сельхозугодьями, имеются отдельные невысокие строения [53, 59].

Эксперименты в Казахстане [59, 118] выполнялись в пойме р. Или (полигон 2) на ровной площадке полупустынного типа размером 400×800 м с редкой невысокой травой и следами стариц с солончаковой почвой. Площадка с одной стороны окружена грядой холмов высотой 200—300 м, с другой стороны к ней вплотную подступают барханы высотой 15—20 м. Такой характер подстилающей поверхности позволяет охарактеризовать данный полигон как имеющий наибольшую мезошероховатость по сравнению с другими, хотя количественные оценки этого параметра сделать не удалось.

Полигон 3 располагался на Арабатской стрелке [59, 60] — узкой косе шириной до 1 км, отделяющей оз. Сиваш от Азовского моря. Площадка для измерения представляет собой ровную поверхность, покрытую травой высотой 5—10 см. Поскольку в окрестностях площадки не было ни возвышений, ни каких-либо других препятствий, мезошероховатость этой площадки можно было считать наименьшей.

В степной зоне Одесской области (полигон 4) измерения были проведены на ровной площадке размером 400×700 м, ограниченной с трех сторон земляными валами высотой 1,5—2,0 м и имеющей уклон порядка 0,03. Средние параметры микрошероховатости для полигонов 1, 2, 3 и 4 соответственно составляли 0,04—0,05; 0,01; 0,05; 0,06 м [53].

Ни одна из площадок не соответствовала идеальным условиям однородности подстилающей поверхности для расстояний, больших 700—1000 м от источника примеси. Однако, поскольку видимая длина струй, как правило, не превышала 500—600 м, можно было считать, что примесь распространялась над однородной подстилающей поверхностью в потоке, адаптированном к этой поверхности, хотя с точки зрения характеристики окружающей местности (мезошероховатости) условия экспериментов на разных полигонах значительно отличались друг от друга. (Как это сказалось на результатах — см. гл. 3.) Критериями стационарности служили данные об изменениях со временем средней температуры, скорости и направления ветра. Наличие изломов в профилях температуры и сдвиги в направлениях ветра

также учитывались. Например, согласно [59, 60], из 40 опытов, описанных в [45], только в 14 условия можно было считать стационарными.

Характеристики диффузии по геометрическим характеристикам дымовых струй на фотоснимках определялись по методике, описанной в п. 2.1 (см. [39]). Распределения концентрации аэро-

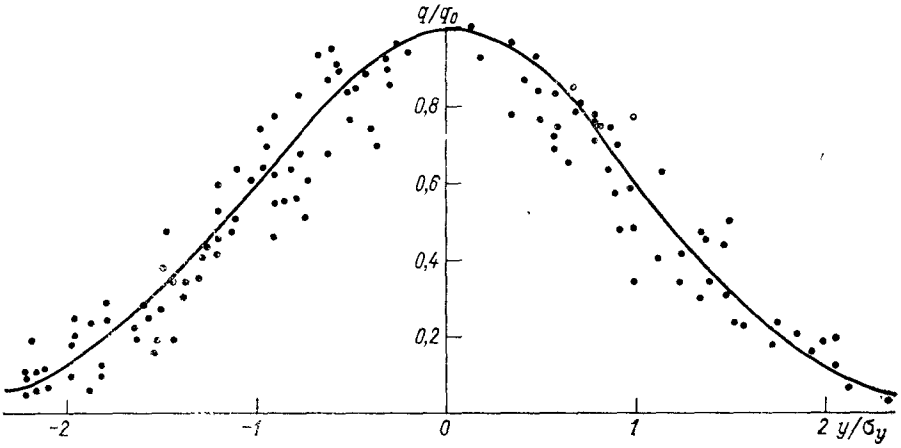


Рис 2.2. Обобщенное поперечное распределение концентрации примеси на разных расстояниях от источника и нормальный закон.

золя в поперечном ветру направлении измерялись с помощью аспирационных пробоотборников (60 приборов) на расстояниях от 50 до 300 м от источника. По этим данным рассчитывалась дисперсия координат на фиксированном расстоянии от источника. На рис. 2.2 в нормированном виде приведены результаты измерений средней концентрации на расстояниях 50—250 м для семи экспериментов, которые подтверждают обоснованность использования в данном случае нормального распределения.

Для измерения вертикального профиля концентрации использовались малобазовые измерители ослабления светового излучения [73], которые располагались на трех 15-метровых мачтах (по пять измерителей на каждой).

Для оценки эффективной высоты источника примеси использовалась съемка струи сбоку. Период дымления составлял 10—20 мин. Расчет вертикальных моментов концентрации и средней скорости центра тяжести участка струи выполнялся по формуле:

$$M_z = \frac{\sum_{i=1}^{N} z_i \eta_i}{\sum_{i=1}^{N} \eta_i}; \quad U_c = \frac{\sum_{i=1}^{N} U(z_i)\,\eta_i}{\sum_{i=1}^{N} \eta_i}, \tag{2.5}$$

где $\eta_i = q(z_i)/q(0)$ — концентрация на уровне z_i, нормированная на свое приземное значение. Время диффузии t оценивалось по соотношению $t = x/U_c$. Для уменьшения ошибок расчетов за счет неравномерности распределения дискретных значений $q(z)$ и $U(z)$ использовалась кусочно-линейная интерполяция их профилей. По этой же методике были обработаны данные проекта «Прейри—Грасс».

Согласно [257], известные решения полуэмпирического уравнения турбулентной диффузии для непрерывного наземного точечного или линейного источника примеси с различным заданием вертикального распределения средней скорости и коэффициента диффузии при выполнении условия полного отражения от подстилающей поверхности могут быть приведены к виду

$$\frac{q(z)}{q(0)} = \exp\left\{-A\left(\frac{z}{\sqrt{\bar{z}^2}}\right)^s\right\}. \qquad (2.6)$$

Уравнение (2.6) удобно использовать при сравнении экспериментальных данных (см. табл. 2.2).

2.2.2. Эксперименты в квазиоднородном слое

Для оценки параметров диффузии в квазиоднородном слое атмосферы были выбраны результаты работ, в которых рассеяние примеси от высотных источников измерялось на уровне источника или близких к нему высотах (табл. 2.4 и 2.5). Отметим, что высота источника над поверхностью земли была не ниже 20—25 м, а максимальное расстояние, до которого прослеживалась примесь, составляло 12—15 км, т. е. процесс диффузии протекал в условиях приблизительной квазиоднородности. В отличие от измерений концентрации от высотного источника у земли, описание которых приведено в целом ряде исследований (см. например, [96]), изучение рассеяния на уровне источника, на высотах 20—100 м, оказывается более сложным. Число опубликованных работ по этому вопросу существенно меньше, причем наиболее часто используются косвенные методы, требующие дополнительных гипотез.

Действительно, в табл. 2.4 из 14 рассмотренных программ в пяти используется фотографический метод измерения геометрических размеров струй дыма, который требует априорного задания вида распределения концентрации частиц в струе. В двух случаях для получения прямых оценок σ_y и σ_z использовались уравновешенные баллоны, в остальных оценки этих диффузионных параметров получены из распределений концентрации газообразной или аэрозольной примеси.

Результаты исследований характера изменения дисперсии координат частиц относительно центра тяжести облака или струи, представленные в табл. 2.5, были получены с помощью фотографического метода. Начальные размеры клубов или расстояния

Таблица 2.4

Измерения осредненных концентраций и дисперсий координат в квазиоднородном слое

Источник	Число реализаций/максимальное расстояние	Вид примеси; методика измерений	Высота реализаций; температурная стратификация	Измеряемая величина; продолжительность наблюдений	Полученный результат (границы его применимости)	Расчетная формула
[149]	8 / 12 км	Масляный туман; фотосъемка с самолета, визуальная оценка	90—120 м; сильная устойчивость	Видимая ширина струи	Зависимость σ_y от t	(2.4) при $m=0{,}5$
[285]	88 / 10 км	Радиоактивный газ; радиометрия с самолета и на земле	68 м; устойчивая, неустойчивая	Распределение концентрации по y и z; 16—60 мин	Зависимость σ_y от x (0,15—1 км)	(2.4) при $n=0{,}88$
[214]	— / 0,6 км	Масляный туман; фотографирование с самолета	80 м; устойчивая	Видимая ширина струи; 25 мин	Зависимость σ_y от x	То же при $n=0{,}9$
[215]	5 / 150 м	Флуоресцирующий пигмент; заборники на привязном аэростате	57 м; устойчивая	Вертикальный профиль интегральной по y концентрации	Зависимость σ_z от t	(2.4) при $m=0{,}5\ldots0{,}8$ для $t=50-100$ с; $m=0\ldots0{,}4$ (100 с$<t<$350 с)
[156]	12 / 4—5 км	Масляный туман; фотографирование с вертолета	45 м; устойчивая	Видимая ширина струи 9—12 мин	—	—
[217]	— / 5 км	Масляный туман; фотографирование клубов сзади на высоте источника	24 и 87 м; устойчивая, нейтральная	Видимая ширина и высота клуба	Зависимость σ_y от x	(2.4) при $n=0{,}9$ для 0,3 км$<x<$ $<$0,5 км и n=0,4 для x до 5 км
Гартрел и др. [96]	24 / 5 км	SO_2; измерение концентрации с самолета	100 м; нейтральная, устойчивая	Поперечное распределение концентрации	То же (0,8 км$<x<$16 км)	(2.4) при $n=0{,}2$

Валкер и др. [301]	— / 5 км	Масляный туман; фотографирование с самолета	50 м; устойчивая	Видимая ширина струи	То же (до $x = 4 \ldots 5$ км)	(2.4) при $n = 0{,}67$
Валей [308]	— / 12,5 км	Измерение концентрации с самолета	150 м; нейтральная, устойчивая	Профили концентрации	Значения σ_y и σ_z при трех значениях x	—
Сато [269]	5 / до 4 км	Флуоресцирующие частицы	2—60 м; слабо неустойчивая, нейтральная	Профили концентрации над городом; 30 мин	Зависимость σ_y от t	(2.4) при $m = 0{,}57$
[294]	— / 1 км	Уравновешенные шары-пилоты	100, 200 м; различная	Координаты шаров-пилотов	Зависимость σ_z и σ_y от x	(2.4) при $n_y = 0{,}6, \ldots 0{,}8$ $n_z = 0{,}56 \ldots 0{,}60$ над сушей; $n_y = 0{,}70 \ldots 0{,}82$ $n_z = 0{,}53 \ldots 0{,}75$ над водой
[147]	— / 1 км	То же	100, 48, 95 м; различная	То же	То же (для классов устойчивости B и C, $x \leqslant 10$ км)	(2.4) при $n_y = 0{,}77$ $n_z = 1{,}5$
[147]	— / 1 км	SF_6	То же	Наземная концентрация	Зависимость σ_y от x	(2.4) при $n = 0{,}8$ (класс C), $n = 0{,}47$ (класс $Д$)
[284]	26 / 10 км	Уравновешенные шары-пилоты	100—900 м	Координаты шаров-пилотов	Лагранжевы характеристики турбулентности	$\tau_L = 70$ с; $\frac{\tau_L}{\tau_E} = 1{,}7$
Муллиоланд [241]	— / 15 км	ZnS и CdS Заборники с мембранными фильтрами	25 м; различная	Доза	Сравнение вычисленной и измеренной концентрации	—

Таблица 2.5

Измерения относительной дисперсии в квазиоднородном слое в поперечном ветру направлении

Источник	Число опытов / Максимальное время, с	Вид примеси; методика измерения	Высота источника, температурная стратификация	Непосредственно измеряемая величина, период осреднения	Начальный размер*	Показатель степени в (2.4) для S_y
[184], [185] [167]	20 / —	Дым; фотографирование с самолета	1000—2000 м;	Расстояние между двумя клубами дыма; 50 с	40—770 м	1,0
[272] [198]	5 / —	Дым; фотографирование с земли	100—1000 м;	Площадь проекции клуба; 120 с	6 м	1,0 и 1,5
[101]	— / 20—30	Дым; кинотеодолитная съемка	50—250 м; различная	Площадь проекции клуба; 20—30 с	0,7 м	1,0 и 1,3
Франц [192]	7 / 200	Дым; съемка с земли	60 м; устойчивая	Видимая ширина струи; 360—420 с	0,5 м	1,5

* Клубов, струй, расстояний между клубами.

Таблица 2.6

Источник	Число опытов / Максимальное расстояние	Вид примеси; методика измерений	Высота источника, температурная стратификация	Непосредственно измеряемая величина, полный период наблюдений	Полученный результат	Показатель степени в (2.4, границы применимости
[18, 19, 39, 40]	25 / 7 км	Дымовые струи пиротехнических генераторов, масляный туман; фотограмметрическая съемка с высотной мачты	73—121 м; нейтральная, устойчивая	Геометрические размеры дымовых струй; 7—42 мин	Зависимость S_y от t Зависимость σ_y от x	1,0 до $t = 170$ с 1,5 до $t = 710$ с 1,0 до $x = 0{,}5$ км 1,5 до $x = 5$ км
[56]	16 / —	Вертикальные полосы дыма; стереофотограмметрическая съемка	от 300 м до земли; неустойчивая, нейтральная	Геометрические размеры полосы, координаты ее центральной линии; 42 мин	Зависимость S_x, S_y, σ_x и σ_y от t (до 30 с)	1,0 везде (до 30 с)
[57]	8 / 1,8 км	Горизонтальные струи дыма; стереофотограмметрическая съемка сбоку	175 м; различная	Геометрические размеры струи; 15—18 мин	Зависимость S_z от t Зависимость σ_z от t	1,0 до $t = 100$ с 1,5 до $t = 600$ с 0,7... 1,0 до $t = 200...300$ с

между двумя клубами дыма соответственно изменялись от 0,5 до 6,0 м и от 40 до 770 м.

По результатам рассмотренных работ не удается получить оценок интегральных характеристик турбулентности в переменных Лагранжа, например, τ_L. Ни в одной из них не указываются оценки универсальных постоянных формул (1.42) и (1.43).

В табл. 2.6 приведены результаты двух экспериментальных программ ИЭМ по исследованию диффузионных и турбулентных характеристик с применением дымовых струй и вертикальных дымовых полос в районе высотной метеорологической мачты, которые позволили получить одновременно эйлеровы и лагранжевы характеристики турбулентности.

В первой из этих программ измерения дымовых струй проводились в горизонтальной плоскости в поперечном ветру направлении. В этом случае при условиях, близких к нейтральным и устойчивым удалось получить диффузионные параметры до расстояний 6—7 км на высотах около 100 м. Одновременные измерения характеристик диффузии и параметров состояния атмосферы с помощью аппаратуры, установленной на мачте, позволили оценить не только их временные режимы, но и лагранжев интегральный масштаб τ_L, его зависимость от термической стратификации, а также сравнить временные интегральные масштабы турбулентности в переменных Эйлера и Лагранжа. Использование вертикальных полос дыма позволило получить вертикальные профили турбулентных характеристик — энергии турбулентности (продольной компоненты) и скорости ее диссипации, а также средней скорости и направления переноса.

2.2.3. Эксперименты в пограничном слое

Результаты опытов, при проведении которых расстояние от источника или время диффузии было настолько большим, что вертикальную мощность слоя рассеяния можно считать соизмеримой с высотой слоя перемешивания или высотой экмановского пограничного слоя, приведены в табл. 2.7 и 2.8. В табл. 2.7 в пяти из десяти программ указаны высоты слоя перемешивания и зависимость характера рассеяния примеси от параметров этого слоя. В шести программах измерялись профили концентрации примеси у земли в поперечном среднему ветру направлении. Ни в одной из этих программ не удалось получить распределения примеси по вертикали, поэтому оценки σ_z определялись по значениям интегральных концентраций или фотографиям струй дыма. В ряде экспериментов оценки σ_y и σ_z были получены в узком интервале расстояний, вследствие этого оценить зависимость данных параметров от расстояния не удалось [245, 246, 297]. Весьма информативной для этих масштабов расстояний оказалась программа измерений диффузионных характеристик с помощью тетронов. В целом результаты экспериментов позволяют получить параметры степенной аппроксимации (2.4).

2.2.4. Эксперименты с тяжелыми частичками

Опыты по распространению в атмосфере оседающих частиц приведены в табл. 2.9.

В первых сериях опытов Петровой и Мирошкиной [119] в качестве тяжелых частиц использовался песок, а затем — сферические частицы полиметилметакрилата. При анализе проб, взятых на уровне земли на липкие планшеты, обсчет проводился с учетом размеров песчинок (через 50 мкм). Если считать, что частицы ведут себя независимо, то каждый опыт дает результаты для частиц разных размеров. Площадь полигонов для сбора проб в серии опытов с песком составляла 15×15 км^2 и 50×75 км^2 — для более легких частиц пластмассы. Опыты с песком проводились в Узбекской ССР на ровной местности, покрытой невысокой травой. Опыты с частичками пластмассы проводились в средней полосе России и на юге Днепропетровской области. Первый полигон расположен на равнинной, слегка пересеченной долинами небольших рек местности с лесными массивами и полями. Территория второго полигона представляет собой сельскохозяйственный район. Во всех случаях пункты для отбора проб располагались на открытой местности. Выброс частиц в атмосферу осуществлялся с самолета с помощью специальных устройств в течение 1—2 с (для имитации мгновенного точечного источника). При этом в начальный момент облако имело некоторые начальные размеры и конфигурацию, которые, однако, были малыми по сравнению с размерами следов и при анализе не учитывались. В [119] представлены эмпирические зависимости, полученные на основании результатов опытов, а также приведены оценки коэффициентов диффузии.

Опыты с линейным самолетным источником [115] проводились летом 1960—1961 гг. в сложных метеорологических условиях: при переходе от неустойчивого состояния (день) к приземной инверсии (вечер) и при обратном переходе (утро). Местность представляла собой ровный массив целины с однородным развитым, но не густым естественным растительным покровом (средняя высота растений 20—30 см, $z_0=3{,}2$ см). В атмосфере распылялась водно-глицериновая смесь, в результате этого образовывался полидисперсный аэрозоль с размерами частиц 15—250 мкм. Пробы отбирались от уровня земли до расстояний 10 км на плоские лотки и стеклянные пластины. По пробам флюоресцентным методом определялось общее количество осевшего вещества, проводился микроскопический подсчет числа капель с распределением их по фракциям в 15—40 мкм. Таким образом, при условии, что капли различных размеров вели себя независимо, каждый опыт давал результаты для частиц различных размеров. Угол между средним направлением ветра и направлением распыления был близок к 90°, поэтому источник можно было считать линейным и расположенным перпендикулярно к направлению

Таблица 2.7

Измерения концентрации и диффузионных характеристик во всем пограничном слое атмосферы (слое перемешивания)

Источник	Число опытов/максимальное расстояние	Вид примеси; методика измерений	Высота реализаций; температурная стратификация	Измеряемая величина; период наблюдений	Полученный результат	Показатель степени в (2.4) (границы применимости)
[143]	6 программ опытов / 40 км	Тетроны; радиолокационное сопровождение	>300 м	Координаты тетронов; до 24 ч	Зависимость σ_y от t	0,87 (5—40 км, запуск до 24 ч) 0,84 (запуск до 6 ч)
[96]	— / 50 км	Масляный туман; измерения у земли, с самолета, фотографирование, радиометрия	115 м; нейтральная, устойчивая	Концентрация, видимая ширина струи	Зависимость σ_y от x при	
					нейтральной	0,8
					устойчивой	0,66
					стратификации	(0,5—50 км)
[259]	Труба предприятия	Ar^{41}; измерение с самолета	120—900 м; устойчивая	Концентрация; осреднение за 3 ч	Зависимость σ_y от t	1,0
[96]	— / 200 км	Баллоны	Приземные пуски	Координаты	Зависимость σ_y от x	0,9
[96]	— / 600 км	Баллоны	Приземные пуски	Координаты	То же	**1,0**

[250]	15 / 5 км	SF_6; измерение концентрации у земли	200 и 80 м; слабо неустойчивая, нейтральная	σ_y у земли, интегральная по y концентрация	Сравнение данных измерений с расчетами по разным моделям	
[245]	14 / 10 км	Аэрозоль; измерение концентрации с помощью коллекторов	72 и 100 м; (различная)	Поперечный профиль концентрации; 15 и 60 мин	То же	
Венкатрам [297]	— / 31 км	SF_6; измерение концентрации	122 и 213 м; различная	Концентрация у земли; 30 и 60 мин	То же	
Хейдорн [213]	2 / 56,2 км	SF_6; измерение концентрации с самолета	380 м; неустойчивая	Концентрация в факеле; 40 мин	Зависимость σ_y от x	0,68
Наппо [243]	4 / 5 км	Масляный туман; фотографирование с расстояния 3 км и с самолета	60 м; устойчивая, неустойчивая	Геометрические размеры струи; 15 мин	Зависимость σ_y и σ_z от t	1,0 для σ_y при $t \leqslant 1000$ с, σ_z при $t \leqslant 250$ с
Гаргер [42, 62, 64]	— / 15 км	Тетроны; радиолокационное сопровождение; теодолитные измерения	300—1200 м; различная	Координаты тетронов, 30—240 мин	То же	См. гл. 4

Таблица 2.8

Измерение относительной дисперсии координат в пограничном слое (слои перемешивания)

Источник	Число опытов/максимальное расстояние или время диффузии	Вид примеси; методика измерений	Высота реализации; температурная стратификация	Измеряемая величина	Показатель степени в (2.4) для S_y (граница применимости)
[225]	10 / 105 мин	Тетроны по четыре штуки	300 м; неустойчивая	Координаты тетронов	$m=0,5$ (до 70 мин)
[263]	1 / 70 ч	Облако ядерного взрыва; фотосъемка и радиометрия	300 м	Ширина облака, ширина следа	$m=0,5$ ($t<1$ ч) $m=1,2$ (1 ч$<t<$10 ч) $m=1,5$ ($t>10$ ч)
[160]	— / 120 км	Аэрозоль от промышленных источников	300 м; устойчивая	Концентрация	$n\simeq 0,5\ldots 0,6$ (3—120 км)
[4]	— / 65 км	Струя дыма; фотосъемка	720—3500 м; устойчивая	Ширина струи	$n=0,5$
[262]	1 / 130 км	Струя дыма; фотосъемка со спутника	700—800 м; устойчивая	Ширина струи	$n=0,8$ ($x<8$ км) $n=0,25$ (8—13 км)
[243]	4 / 5 км (15 мин)	Масляный туман; фотосъемка струи с самолета	60 м, устойчивая; неустойчивая	То же	$m=1$ ($t<200$ с) $m=1,5$ (200—1000 с)

Таблица 2.9

Сводная таблица опытов по диффузии тяжелых частиц (n—число опытов)

Источник	n	Характер источника, его высота	Размер частиц; вещество, w_g м/с	Способ улавливания	Метеорологическое обеспечение
[205]	6	Точечный; 15 м	100 мкм; стекло; 0,52	Липкие стекла	Метеорологическая мачта 18 м
[205]*	6	Точечный; 7,4 и 15 м	50 мкм; стекло; 0,17	То же	То же
[17, 283]	13	Точечный; 18,6; 30,5 и 92,4 м	50; 100; 200 мкм; стекло; 1,48	Липкие ленты	Метеорологические мачты 92 и 18 м
[119]	14 (44)	Самолетный „точечный"; 150—5000 м	200—500 мкм; песок; 1—2,65	Липкие планшеты	Стандартные аэрологические измерения
[119]	29	Самолетный „точечный"; 150—5000 м	10—200 мкм; пластмасса; 0,07—0,74	То же	То же
[17, 85]	174	Точечный; 25 —300 м	10—100 мкм; пластмасса; 0,005—0,3	„	Метеорологические мачты 8 и 300 м
[17, 117]	39	Точечный; 2 м	10—100 мкм; пластмасса 0,005—0,3	„	То же
[115]	12	Самолетный „линейный"; 100—600 м	15—250 мкм; водно-глицериновая смесь; 0,01—1	Стеклянные пластины	Аэростат и шары-пилоты
[113]	6	Точечный 25—50 м	16—20 мкм; споры 0,014	Липкие стекла	Метеорологические мачты 8 и 300 м

*В [205] использованы и описаны результаты Уокера.

ветра. На основе полуэмпирического уравнения диффузии был проведен анализ результатов [115].

Опыты с тяжелыми частицами, проведенные в США, описаны в [283]. Стеклянные сферы размером 50—200 мкм испускались источником, расположенным на высоте 7—92 м. Для каждого отдельного опыта распределения частичек по размерам имели небольшую дисперсию, так что примесь можно было считать моно-

Таблица 2.10

Общая сводка (число) опытов ИЭМ с тяжелыми частичками

Погодные условия	Высота источника, м				
	2	25	50—100	100—200	200—300
Неустойчивость					
сильная	4	12	27	10	13
слабая	6	19	14	9	3
Безразличная стратификация	29	6	3	7	5
Устойчивость					
слабая	—	—	10	5	2
умеренная	—	—	3	15	6
Приподнятые инверсии	—	—	—	6	1
Слабые осадки	—	3	1	—	2

дисперсной. Продолжительность разных опытов составляла 4—43 мин. Для отбора проб применялись липкие стекла и ленты, расположенные на уровне земли вдоль дуг на разных расстояниях от источника. Оборудование для метеорологических измерений было установлено на нескольких уровнях метеорологической мачты (высотой в 18 м для двух серий и 92 м для третьей). Во всех случаях, кроме скорости ветра и температурных градиентов, измерялись вертикальные и поперечные пульсации скорости ветра. Анализ результатов на основе статистической и полуэмпирической модели диффузии приведен в [283], сравнение с результатами других опытов с тяжелыми частичками — в [15, 17].

Много опытов с тяжелыми частицами было проделано с помощью высотной метеорологической мачты [17]. Методика проведения таких опытов кратко описана в п. 2.1. Распределение опытов по высотам и погодным условиям приведено в табл. 2.10.

Распылители устанавливались на одном из балконов высотной мачты ИЭМ [21], причем рабочая труба длиной до 3 м направлялась так, чтобы примесь не попадала в аэродинамический след мачты.

Пробоотборный полигон, который использовался при большой высоте источника (до 300 м), представлял собой ряд неправильных дуг вокруг его эпицентра на расстояниях до 15—20 км. Характер подстилающей поверхности был типичным для среднерусской местности: имелись как открытые пространства (поля,

луга), так и лесные массивы. Рельеф полигона достаточно однородный — средняя разность высот составляла 10—20 м, максимальная — 50 м соответствовала долинам небольших рек и ручьев. При высоте источника менее 100 м использовался ближний полигон (длиной до 2 км), который отличался большей однородностью рельефа (без участков леса). В каждом опыте на любом полигоне использовались обычно 150—200 точек. Отбор проб производился на уровне земли с помощью покрытых липкой смазкой планшет, которые собирались через определенное время после окончания выпуска примеси. В зимний период в ряде случаев производился отбор проб снега.

2.3. Метеорологическое обеспечение опытов

Метеорологическое обеспечение опытов включает постановку и проведение специальных метеорологических измерений и способы получения по данным измерений входных параметров для расчетов переноса и рассеяния примеси. Все способы расчетов основаны на представлениях о пограничном слое атмосферы, которые изложены в ряде монографий (см., например, [21, 77, 114]).

2.3.1. Характеристики приземного и пограничного слоя

Атмосферный пограничный слой представляет собой прослойку между свободной атмосферой и подстилающей поверхностью. Динамическое воздействие подстилающей поверхности на воздушный поток порождает турбулентность, а термическая стратификация усиливает или подавляет ее. Высота пограничного слоя меняется от 1000—1500 м (день, сильный ветер) до 150—200 м (ночь, слабый ветер). Изменения по вертикали всех метеорологических величин наиболее выражены до высоты порядка 100 м, выше в среднем наблюдается их постепенное приближение к значениям, характерным для свободной атмосферы.

Мгновенные значения метеорологических величин в пограничном слое (компонент скорости ветра, температуры и др.) можно считать суммой трех составляющих:

$$\zeta(\mathbf{X}, t) = \bar{\zeta}(\mathbf{X}, t) + \tilde{\zeta}(\mathbf{X}, t) + \zeta'(\mathbf{X}, t). \qquad (2.7)$$

Среднее значение метеорологической величины зависит от крупномасштабных погодных характеристик и для невозмущенных условий атмосферы измеряется с принятой в метеорологической практике дискретностью, т. е. 1—3 ч при осреднении за 5—10 мин. Мезомасштабная часть не одинакова для разных погодных и местных условий и требует индивидуального подхода. В условиях равнины она, как правило, пренебрежимо мала, за исключением условий конвекции (см. п. 4.3 — ячейковая конвек-

ция — и п. 6.5 — бризовая циркуляция). Для учета влияния рельефа местности ставятся специальные опыты. Микромасштабную турбулентную часть считают квазистационарным случайным процессом. Наиболее часто используются такие характеристики этого процесса как дисперсии (стандартные отклонения), корреляционные и структурные функции, спектры, смешанные моменты, моменты более высокого порядка и взаимные спектры. В частности, смешанные моменты, которые представляют собой вертикальные потоки температуры и импульса.

$$H_z = \overline{\vartheta' w'}, \quad \tau_z = -\rho \overline{u' w'}, \tag{2.8}$$

где ϑ — температура; w и u — вертикальная и продольная компоненты скорости ветра; ρ — плотность воздуха.

Нижняя часть пограничного слоя ($\approx 5\,\%$ его толщины) называется приземным слоем. В пределах приземного слоя вертикальные турбулентные потоки считаются постоянными. Структура приземного потока определяется динамической скоростью и масштабом температуры:

$$u_* = \sqrt{\tau_0/\rho}, \quad T_* = -\frac{H_0}{u_*}, \tag{2.9}$$

где τ_0, H_0 — приземные значения τ_z и H_z.

Масштабом длины, характеризующим стратификацию приземного слоя, является масштаб Монина—Обухова

$$L = -\frac{\overline{T} u_*^3}{g \varkappa H_0}. \tag{2.10}$$

Основные закономерности приземного слоя выражаются производными профилей скорости ветра и температуры как функциями безразмерной высоты $\zeta = z/L$:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{u_*}{\varkappa z} \varphi_u(\zeta), \quad \frac{\partial \vartheta}{\partial z} = \frac{T_*}{\varkappa z} \varphi_\vartheta(\zeta). \tag{2.11}$$

Универсальные функции φ_u и φ_ϑ чаще всего используются в виде

$$\varphi_u = \begin{cases} 1 + \beta_u \zeta, & L > 0, \\ (1 - 15\zeta)^{-1/4}, & L < 0; \end{cases}$$
$$\varphi_\vartheta = \begin{cases} 0{,}74 + \beta_\vartheta \zeta, & L > 0, \\ (1 - 9\zeta)^{-1/2}, & L < 0. \end{cases} \tag{2.12}$$

В настоящее время принято считать, что $\beta_u \simeq \beta_\vartheta \simeq 6$ (в разных публикациях можно найти от 4 до 10).

При нейтральной стратификации в приземном слое

$$U = \frac{u_*}{\varkappa} \ln z/z_0. \tag{2.13}$$

Коэффициент турбулентного обмена в приземном слое составляет

$$K_z = \frac{\varkappa u_* z}{\varphi_u (z/L)}. \tag{2.14}$$

Состояние нейтрально стратифицированного горизонтально-однородного стационарного пограничного слоя атмосферы определяется вектором скорости ветра в свободной атмосфере $\mathbf{V}_g$ (геострофический ветер), параметром Кориолиса $f = 2\omega \sin \psi$ и параметром шероховатости z_0. Для нейтрально стратифицированного баротропного пограничного слоя единственным безразмерным параметром является число Россби

$$\mathrm{Ro} = \frac{V_g}{f z_0}. \tag{2.15}$$

Масштабом толщины пограничного слоя служит

$$\Lambda = \frac{\varkappa u_*}{f}. \tag{2.16}$$

Его высота $h_B = a\Lambda$ (a зависит от Ro и температурной стратификации). Устойчивость термически стратифицированного пограничного слоя определяется соотношением между термическими и динамическими факторами и характеризуется параметром

$$S = \frac{g \Delta_B \Theta}{\overline{T} f V_g}, \tag{2.17}$$

где $\Delta_B \Theta$ — разность потенциальной температуры на высотах h_B и у земли, или параметром Монина—Казанского

$$\mu = \frac{\Lambda}{L} = \frac{g T_* \varkappa^2}{\overline{T} f u_*}. \tag{2.18}$$

Геострофический коэффициент трения

$$c_g = u_*/V_g \tag{2.19}$$

и угол полного поворота вектора ветра в пограничном слое α являются функциями Ro и параметра устойчивости.

Коэффициенты турбулентного обмена связывают касательное напряжение турбулентного происхождения с градиентом скорости, а поток тепла с градиентом потенциальной температуры

$$\tau_{zx} = -\rho K_{zm} \frac{\partial U}{\partial z}; \quad \tau_{zy} = -\rho K_{zm} \frac{\partial V}{\partial z}; \quad H_z = -K_{zH} \frac{\partial \Theta}{\partial z}. \tag{2.20}$$

Указанные масштабы и параметры турбулентности применимы в областях z/L и z/h_B, обозначенных на рис. 2.3 как *приземный слой* и *почти нейтральный верхний слой*. В этих случаях внутренняя структура пограничного слоя качественно не изменяется

при изменении характера устойчивости. Область, обозначенная как *слой перемешивания* (или *слой конвекции*) требует введения дополнительных масштабов, в частности

$$w_* = \left(\frac{gH_0 h_B}{\overline{T}} \right)^{1/3}. \qquad (2.21)$$

Высота h_B часто определяется высотой нижней границы приподнятой инверсии потенциальной температуры, лежащей над конвективным слоем, и в этом случае обозначается z_i (см. п. 4.3).

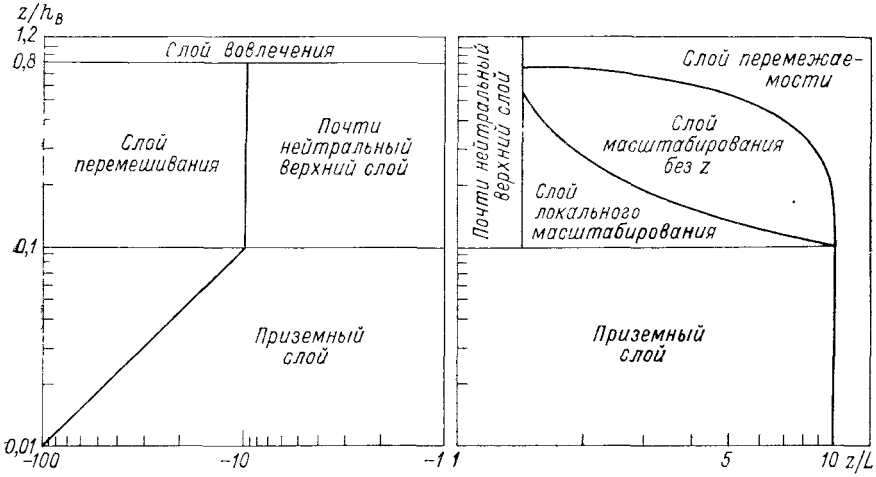


Рис. 2 3. Характеристика структуры пограничного слоя в зависимости от характера устойчивости атмосферы по [295].

При устойчивой стратификации высота турбулентного пограничного слоя определяется по формуле Зилитинкевича [77]

$$h_B = 0{,}4 \sqrt{u_* L f^{-1}}. \qquad (2.22)$$

Области *локального масштабирования и масштабирования без z* составляют турбулентный устойчивый пограничный слой. На его верхней границе при значительной устойчивости атмосферы турбулентность почти вырождается, т. е. становится перемежающейся и возникают внутренние гравитационные волны. Для расчетов диффузии в этом случае требуется особый подход.

Приведенные характеристики наиболее часто применяются при описании и расчетах турбулентной диффузии в пограничном слое. В тех случаях, когда их недостаточно, оговариваются и по мере необходимости вносятся дополнительные характеристики.

2.3.2. Практические способы определения характеристик пограничного слоя для расчетов диффузии

Для определения параметра шероховатости z_0 используются данные измерений скорости ветра в пределах приземного слоя

при нейтральной стратификации и формула (2.13). Имеется много вариантов таблиц, в которых значения этого параметра приведены для характерных типов подстилающей поверхности. (Один из вариантов приведен в табл. 2.11, другие см. [70, 77, 93, 96, 111, 114].)

Таблица 2.11

Классификация подстилающей поверхности и параметр шероховатости z_0 по [309] (δ — высота препятствий, X — расстояние между ними)

Тип поверхности	z_0 м
Открытая вода; снег, равнина без растительности, без препятствий	0,0002—0,005
Открытая равнина, трава, небольшое число отдельных препятствий	0,03
Низкие посевы, отдельные большие препятствия	0,10
Высокие посевы; разбросанные препятствия, $15 < \frac{X}{\delta} < 20$	0,25
Парковая зона, кусты, много препятствий $\frac{X}{\delta} \simeq 10$	0,5
Однородные большие препятствия, $\frac{X}{\delta} \ll 10$ (лес, пригороды)	около 1,0
Центр города с высокими и низкими зданиями	около 2,0

Для определения масштабов u_*, T_*, w_* применяются данные измерений профилей скорости ветра, температуры и влажности в пределах приземного слоя. Разные варианты связаны с числом уровней измерений, выбором расчетной схемы и конкретного вида универсальных функций. Удобно использовать уровни $z/2$ и $2z$ для температуры и z для скорости ветра (часто принимают $z=1$ м). При измерениях на мачтах используют и более высокие уровни измерения температуры, например, в пределах 50—70 м. Для этих целей можно использовать данные прямых измерений турбулентных потоков тепла и трения [77, 110, 111, 114].

За верхнюю границу пограничного слоя для расчета $\Delta_B\Theta = T_B - T_s - \gamma_a h_B$ принимают уровень поверхности 850 гПа, уровень 1000 м или верхний уровень измерений (для высотных мачт). В качестве T_s используется температура почвы $T_{s'}$ или температура на нижнем уровне измерений. Ветер на верхней границе пограничного слоя определяется по измерениям на мачте, аэрологическим данным или по барическим картам. Используя эти данные, по (2.17) можно рассчитать параметр устойчивости

пограничного слоя S. Отметим, что в [114] используется аналогичный параметр

$$\mu_B = \frac{g\,(T_s - T_B - \gamma_B h_B)}{\bar{T} f V_g}, \tag{2.23}$$

который отличается от рассчитанного по (2.17) по знаку; кроме того, вместо сухоадиабатического градиента γ_a здесь применяется градиент температуры γ_B (с обратным знаком) на верхнем уровне пограничного слоя или средний градиент температуры в свободной атмосфере. Методики ГГО для расчета профилей метеорологических величин опираются на этот параметр или на параметр μ_{2-B}, где T_s берется на уровне 2 м.

Скорость трения u_* связана со скоростью ветра на высоте z в пределах приземного слоя соотношением:

$$u_* = c_d^2\left(z_0,\ \widetilde{\mathrm{Ri}}\right) U_z, \tag{2.24}$$

где c_d — коэффициент трения на уровне z; z_0 — шероховатость; $\widetilde{\mathrm{Ri}}$ — аналог числа Ричардсона, выраженный через конечные разности, например,

$$\widetilde{\mathrm{Ri}} = \frac{gz\,(T_{2z} - T_{z/2})}{\bar{T} U_z^2}, \tag{2.25}$$

где $z = 1$ или 2 м.

При нейтральной стратификации ($\widetilde{\mathrm{Ri}} = 0$) значения c_d^2 рассчитываются на основе логарифмического профиля ветра, при $\widetilde{\mathrm{Ri}} \neq 0$ — по (2.11)—(2.12).

Для приближенного определения устойчивости используются способы, основанные на стандартных метеорологических данных: скорости ветра на уровне флюгера, характеристик солнечной и земной радиации. Различные варианты таких способов (см., например, [16]) приведены в табл. 2.12: П — способ Паскуила, Т — Тернера и Тернера с поправками, С — Смита, У — Улига, К — Клуга, К—М — Клуга—Манира. Сущность поправок к способу Тернера состоит в некотором ограничении диапазона состояний, квалифицирующихся как безразличное, и при учете снегового покрова. Соответствие классов устойчивости и параметров устойчивости получено по данным измерений в Обнинске [17]. В силу неопределенности параметра шероховатости, а также неконтролируемой термической неоднородности подстилающей поверхности и 300-метрового слоя атмосферы указанные границы переходов условны. Соответствие между классами устойчивости и L, между классами устойчивости и температурной стратификацией нижнего 300-метрового слоя, типовые профили температуры и скорости ветра для классов приведены в [21].

Таблица 2.12

Качественное соответствие между классами устойчивости, определенными разными способами по наземным метеорологическим измерениям, и параметрами устойчивости [21, 114]

Характеристика стратификации	Способ определения классов устойчивости					Параметр устойчивости				
	П	С	К К—М	У	Т	μ	L_M	S_{2-B}	μ_B	μ_{2-B}
Очень неустойчивая	A	B_2	V	VII	1	<—80	0... —10	<—200	>1300	>350
Умеренно неустойчивая	B	B_1	IV	VI	2	—25... —80	—10... —40	—80... —200	500... 1300	270... 350
Слабо неустойчивая	C	B_1	III_2	V	3	—10... —25	—40... —100	—20... —80	180... 500	75... 270
Безразличная	D	C	—	IV	4	—10... 10	>100 *	—20... 50	—130... 180	—100... 75
Слабо устойчивая	—	—	III_1	III	5	10... 50	10... 100	50... 200	—130... —300	—100... —260
Умеренно устойчивая	E	—	II	II	6	50... 100	<10	200... 500	<—330	—260
Очень устойчивая	—	D	I	I	7	>100	—	>500	—	—

* По абсолютному значению.

Иногда профиль скорости ветра удобно представлять в виде интерполяционной степенной формулы:

$$U_z = U_1\left(\frac{z}{z_1}\right)^p, \tag{2.26}$$

где U_1 — скорость ветра на высоте z_1; U_z — на высоте z.

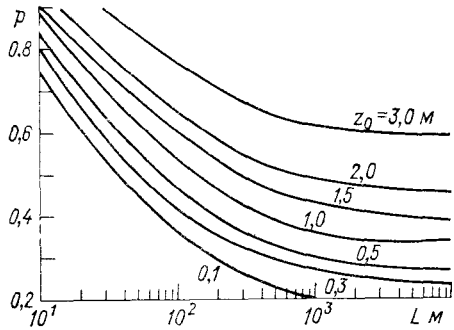


Рис 2 4. Связь между параметром степенного закона p по (2 26) и масштабом приземного слоя $L>0$ по [274].

Зависимость p от z_0 и L, рассчитанная в [274] по универсальным функциям (2.12), для $z > 5$ м, $z_1 = 10$ м приведена на рис. 2.4 ($L < 0$) и 2.5 ($L > 0$). Значения p для разных z_0 при нейтральной стратификации при $z < 100$ м, $z_1 = 10$ м, а также $z_1 = h_B$, $U_1 = V_g$ приведены в [93].

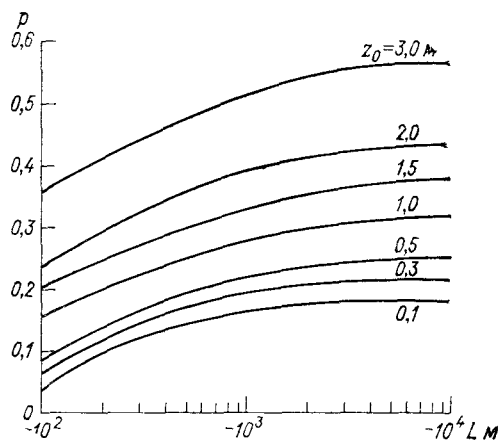


Рис. 2.5. То же, что на рис. 2.4 для $L<0$

Высота пограничного слоя при устойчивой стратификации, согласно [295], определяется из (2.22) или

$$h_B \simeq \frac{0{,}33\overline{T}U_B^2}{g\,(\Theta_B - \Theta_s)}, \tag{2.27}$$

где U_B и Θ_B — значения скорости ветра и потенциальной температуры на уровне h_B, т. е. вблизи верхней границы приземной

инверсии. Ее высота с известным приближением может служить оценкой высоты устойчивого пограничного слоя.

2.3.3. Характеристики турбулентности в переменных Эйлера

Для расчетов рассеяния примеси необходимо знать характеристики турбулентности в переменных Эйлера. Интенсивностью турбулентности называют отношение стандратного отклонения пульсаций той или иной компоненты вектора скорости к средней скорости потока. При этом обычно используют локальную скорость потока

$$I_{u,\,v,\,w} = \frac{\sigma_{u,\,v,\,w}}{U}. \tag{2.28}$$

Спектральная плотность E в частотном диапазоне инерционного равновесия подчиняется закону

$$E(n) = a_1 \varepsilon^{2/3} U^{2/3} n^{-5/3}, \tag{2.29}$$

где ε — диссипация турбулентной энергии, $a_1 = 0{,}15$ (для продольной компоненты скорости ветра), $a_1 = 0{,}20$ (для поперечной и вертикальной).

Структурная функция в инерционном интервале имеет вид

$$D = C(\varepsilon r)^{2/3} = C(\varepsilon U \tau)^{2/3}, \tag{2.30}$$

где $C = 2{,}0$ (для продольной компоненты).

В соответствии с гипотезой замороженности высокочастотной турбулентности $r = U\tau$, где τ — временно́й сдвиг.

Локальная структура поля температуры в инерционном интервале описывается законом «$^2/_3$»

$$D_\Theta(r) = a_\Theta^2 \varepsilon_\Theta \varepsilon^{-1/3} r^{2/3} = C_\Theta^2 r^{2/3}, \tag{2.31}$$

где ε_Θ — скорость выравнивания температурных неоднородностей; C_Θ^2 — структурная характеристика температурного поля; $a_\Theta = 0{,}7$.

В сторону высоких частот законы (2.29)—(2.30) применимы до масштабов

$$\lambda_0 = \sqrt[4]{\nu^3/\varepsilon}, \quad \tau_0 = \frac{\sigma_u}{U}\sqrt{\nu/\varepsilon}, \tag{2.32}$$

где $\nu \simeq 0{,}15$ см^2/с — кинематическая вязкость воздуха.

Для приземного слоя атмосферы все характеристики высокочастотной турбулентности выражаются через масштабы u_*, T_* и являются универсальными функциями z/L. При нейтральной стратификации ($|L| \to \infty$) или достаточно близкой к ней

$$\sigma_{u,\,v,\,w} = a_{u,\,v,\,w}\, u_*; \quad \sigma_\theta = a_T T_*, \tag{2.33}$$

$$I_{u,v,w} = \frac{\varkappa a_{u,v,w}}{\ln(z/z_0)}; \quad \varepsilon = \frac{u_*^3}{\varkappa z}. \tag{2.33}$$

Частоту для спектров в приземном слое обычно представляют в виде

$$f = \frac{nz}{U}. \tag{2.34}$$

Для стратификации, отличной от нейтральной, все приведенные выражения будут содержать безразмерные функции от z/L или Ri. Согласно [92, 100], $a_u = 2{,}1 \ldots 2{,}9$ (в среднем 2,4), $a_v = 1{,}5 \ldots 2{,}2$ (в среднем 1,9), $a_w = 0{,}9 \ldots 1{,}4$ (в среднем 1,2). Приведенные соотношения пригодны для горизонтально-однородного стационарного приземного слоя атмосферы; с увеличением высоты они могут нарушаться. В пограничном слое основным линейным масштабом является его высота h_b. Некоторые формулы для определения характеристик турбулентности в пограничном слое приводятся в гл. 6.

Заключение

В настоящей главе кратко описаны методы экспериментальных исследований диффузии в нижней атмосфере, а также условия экспериментов, результаты которых анализируются в последующих главах. Основной задачей этих экспериментов, однако, является исследование рассеяния примеси в сложных условиях — резко выраженная орография, городская застройка и т. д. В связи с этим программы таких экспериментов обязательно включают целый комплекс средств и оказываются достаточно дорогостоящими. Одновременно обычно планируются численные модельные расчеты. Описание результатов таких программ не входит в задачу данной книги, хотя некоторые из них будут упомянуты в гл.6.

3. Турбулентная диффузия в вертикально неоднородном приземном слое атмосферы

3.1. Способы учета вертикальной неоднородности приземного слоя

В стационарном приземном слое атмосферы над однородной подстилающей поверхностью наличие вертикального градиента скорости ветра и непроницаемой подстилающей поверхности создает специфические условия для рассеяния примеси. Облако примеси, созданное близко у земли, рассеивается интенсивнее вверх, чем вниз, за счет вовлечения в этот процесс вихрей все большего размера, а также сноса частиц ветром, который увеличивается с высотой. Это приводит к подъему центра тяжести облака частиц вверх и к перемещению максимального значения концентрации частиц от уровня источника к подстилающей поверхности. Вследствие указанных эффектов возникает положительная средняя вертикальная скорость частиц $\overline{w_L}$, в отличие от эйлеровой средней скорости в заданной точке, равной нулю [100, 173, 221].

Влияние неоднородности поля ветра по вертикали на рассеяние примеси в приземном слое атмосферы учитывается в моделях различными способами: в рамках гипотезы подобия лагранжевых характеристик турбулентности, путем обобщения статистической теории турбулентности на неоднородный поток, а также при использовании уравнения (1.76). Теория подобия дает интегральную картину влияния неоднородности потока на характеристики распределения концентрации примеси по всем координатам. Статистическая теория, исходя из кинематики движения частиц в приземном слое с привлечением дополнительных гипотез, описывает более детально первые и вторые моменты координат частиц. При использовании полуэмпирического уравнения (1.76) неоднородность приземного слоя учитывается автоматически путем задания профилей скорости ветра и коэффициентов турбулентной диффузии зависящими от вертикальной координаты z [7, 38, 162, 249, 277]. Однако, поскольку рассеяние примеси от точечного источника зависит от времени диффузии, коэффициенты турбу-

лентной диффузии также задаются как функции этого времени *. Как будет показано, решения такого типа используются при сравнении с результатами теории подобия [137].

3.1.1. Гипотеза подобия лагранжевых характеристик турбулентности в приземном слое атмосферы

Первое описание турбулентной диффузии с помощью теории подобия Монина—Обухова было выполнено А. Б. Казанским и А. С. Мониным [4, 86]. Исследуя дымовую струю от непрерывного точечного источника, расположенного у земли, эти авторы получили дифференциальное уравнение для ее верхней границы, использовав уравнение баланса турбулентной энергии. Сформулировав также гипотезу о приближенном подобии вертикальных профилей концентрации в струе дыма на различных расстояниях от источника по направлению среднего ветра, они определили основные безразмерные величины для построения теории.

Под влиянием этих работ в [154, 188] была сформулирована гипотеза подобия лагранжевых характеристик турбулентности в приземном слое атмосферы для условий безразличной температурной стратификации, а в [134, 199] гипотеза подобия была обобщена на случай температурно-стратифицированного приземного слоя. Подробное изложение данной гипотезы и следствий, вытекающих из нее, можно найти в монографии [100] и работах [134—136].

В приземном слое атмосферы над плоской и однородной поверхностью согласно гипотезе подобия лагранжевых характеристик статистический режим координат и скоростей жидких частиц, вышедших в момент t_0 из точки (0, 0, h), должен определяться теми же характеристиками, что и структура приземного слоя, т. е. турбулентным напряжением трения $\tau=\rho u_*^2$, потоком температуры (2.8), параметром плавучести $g/\overline{T}$ и шероховатостью подстилающей поверхности z_0. Кроме того, должна учитываться высота источника частиц h и время диффузии t, а для сферического облака частиц от мгновенного источника и его начальный размер δ_0. В нейтрально стратифицированном приземном слое при выполнении условий

$$t \gg z_0/u_*;\ h/u_* \tag{3.1}$$

единственным безразмерным параметром будет u_*t/z_0, так что среднее ускорение частиц в трех направлениях составит

$$\frac{u_*}{\varkappa t}\varphi_i(u_*t/z_0),$$

где i принимает значения x (вдоль потока), y (в поперечном направлении) и z (по вертикали).

* Это же справедливо для линейного источника, расположенного перпендикулярно к направлению ветра.

Поскольку z_0 не должно влиять на локальную характеристику, то для продольной компоненты $\varphi_x(\zeta)=\text{const}$, а для вертикальной (в силу ограниченности ускорения) $\varphi_z(\zeta)=0$. Учитывая также симметрию потока в поперечном направлении, для средней скорости и среднего положения частицы (координат центра тяжести облака частиц) можно получить следующие формулы [154]:

$$U_L(t)=\frac{u_*}{\varkappa}\ln\frac{cu_*t}{z_0};\quad V_L=0;\quad W_L=bu_*,$$
$$\bar{x}=\frac{u_*t}{\varkappa}\ln\frac{cu_*t}{ez_0};\quad \bar{y}=0,\quad \bar{z}=bu_*t, \tag{3.2}$$

где $\varkappa$ — постоянная Кармана; b и c — безразмерные универсальные постоянные; e — основание натуральных логарифмов.

При стратификации, отличающейся от безразличной, необходимо учитывать масштаб Монина—Обухова (2.10), а безразмерным параметром будет u_*t/L. Согласно [100], средняя скорость частицы составляет

$$U_L(t)=\frac{d\bar{x}}{dt}=\frac{u_*}{\varkappa}\left[\psi_1\left(\frac{u_*t}{L}\right)-f\left(\frac{z_0}{L}\right)\right],$$
$$W_L(t)=\frac{d\bar{z}}{dt}=u_*\psi_2\left(\frac{u_*t}{L}\right), \tag{3.3}$$

где ψ_1, ψ_2 — универсальные функции; $f\left(\frac{z_0}{L}\right)$ — универсальная функция, определяющая профиль среднего ветра.

Конкретный вид универсальных функций ψ_1 и ψ_2 удается получить только для сильной неустойчивости. Согласно [78], в этом предельном случае все статистические характеристики вертикальной скорости определяются единственным размерным параметром $\varepsilon_H=\frac{g|H_0|}{\bar{T}}$, а для горизонтальных движений эти характеристики кроме того зависят от параметра u_*. Такой режим турбулентности называется свободной конвекцией. Если время диффузии достаточно большое и основная масса частиц примеси находится в слое свободной конвекции, то из соображений размерности получаем [135]:

$$U_L(t)=U_0-\frac{c_1}{2\sqrt{\varkappa}}\varepsilon_H^{-1/2}t^{-1/2}=U_0-\frac{c_1u_*}{2\sqrt{\zeta}},$$
$$W_L(t)=\frac{3}{2}b_1\sqrt{\varkappa}\,(\varepsilon_Ht)^{1/2}=\frac{3}{2}b_1u_*\sqrt{\zeta}, \tag{3.4}$$

где $\zeta=u_*t/L$, c_1 и b_1 — новые универсальные безразмерные постоянные *; U_0 — скорость ветра в верхней части слоя свободной конвекции, не зависящая от z.

* Выбор констант здесь и далее обусловлен удобством для унификации формул.

Среднее положение частиц в слое свободной конвекции описывается формулами

$$\bar{x}(t) = U_0 t - c_1 L \sqrt{\zeta} = U_0 t - c_1 (\varkappa \varepsilon_H)^{-1/2} t^{1/2};$$

$$\bar{z}(t) = b_1 L \zeta^{3/2} = b_1 \sqrt{\varkappa}\, (\varepsilon_H t)^{1/2}. \qquad (3.5)$$

Из аналогичных соображений [100, 252] были получены выражения для дисперсии вертикальных координат частиц как относительно мгновенного центра тяжести для облака частиц $\tilde{z}(t)$, так и относительно их среднего положения $\bar{z}(t)$:

$$S_z^2(t) = \overline{[z(t) - \tilde{z}(t)]^2} = \beta_z^2 u_*^2 t^2 f_z\left(\frac{h}{u_* t}, \frac{\delta_0}{u_* t}, \frac{u_* t}{L}\right);$$

$$\sigma_z^2(t) = \overline{[z(t) - \bar{z}(t)]^2} = \alpha_z^2 u_*^2 t^2 F_z\left(\frac{h}{u_* t}, \frac{z_0}{u_* t}, \frac{u_* t}{L}\right), \qquad (3.6)$$

где f_z, F_z — универсальные функции; β_z, α_z — универсальные константы.

Первая из формул (3.6) соответствует размерам облака частиц в момент t, имеющего в начальный момент размер δ_0; вторая характеризует статистический ансамбль таких облаков и соответствует размерам области, загрязненной примесью в процессе прохождения их одного за другим.

Таким же способом могут быть определены аналогичные характеристики дисперсии координат в поперечном и продольном направлении S_y^2, S_x^2, σ_y^2, σ_x^2. От формул (3.6) они отличаются индексами безразмерных функций. В предельном случае, когда время диффузии много больше h/u_*, δ_0/u_* (тем более z_0/u_*), и при $|L| \to \infty$ из (3.6) получаются известные простые выражения

$$S_z^2 = \beta_z^2 u_*^2 t^2, \quad \sigma_z^2 = \alpha_z^2 u_*^2 t^2 \qquad (3.7)$$

и аналогично (с другими константами) для S_y^2, S_x^2, σ_y^2, σ_x^2.

В вертикальном направлении рассматривают моменты относительно уровня подстилающей поверхности

$$\overline{z^2} = \bar{z}^2 + \sigma_z^2 = a^2 u_*^2 t^2 F_a\left(\frac{h}{u_* t}, \frac{z_0}{u_* t}, \frac{u_* t}{L}\right) \qquad (3.8)$$

и относительно высоты источника

$$\sigma_{zh}^2 = \overline{(z-h)^2} = \overline{z^2}\left(1 + \frac{h^2}{\overline{z^2}} - \frac{2h\bar{z}}{\overline{z^2}}\right). \qquad (3.9)$$

При нейтральной стратификации и малых $h/u_* t$, $z_0/u_* t$ оба момента определяются такими же формулами, что и (3.7), но с другими константами.

В случае сильной неустойчивости предельные выражения для дисперсии координат при больших временах диффузии с учетом гипотезы расщепления [78] имеют следующий вид [135]:

$$\sigma_z^2 = (\alpha_z')^2 L^2\zeta^3 = (\alpha_z')^2 \varkappa\varepsilon_H t^3,$$

$$S_z^2 = (\beta_z')^2 L^2\zeta^3 = (\beta_z')^2 \varkappa\varepsilon_H t^3. \qquad (3.10)$$

Для σ_x^2, σ_y^2, S_y^2 и S_x^2 при сильной неустойчивости в [78] получена зависимость вида

$$\sigma^2 \sim u_*^4 \varepsilon_H^{-1} t \sim L^2\zeta. \qquad (3.11)$$

При сравнении с данными опытов зависимость (3.11) не подтверждается, по крайней мере для опытов, проведенных авторами настоящей работы.

В [36] для диффузии в приземном слое предложена несколько иная система определяющих параметров, при которой режим (3.10) был назван конвективно-механическим, а чисто конвективный режим определялся только параметром T_* из (2.9). Для такого режима имеют место формулы

$$\bar{z} \sim T_* \frac{g}{\bar{T}} t^2 = \frac{\varepsilon_H}{u_*} t^2; \quad \sigma_z^2 \sim \left(\frac{\varepsilon_H}{u_*}\right)^2 t^4. \qquad (3.12)$$

При сильной устойчивости слои жидкости движутся в значительной степени независимо друг от друга (частица очень быстро «забывает» о своем исходном положении и через некоторое время корреляция между скоростями частиц становится приблизительно равной нулю). Это значит, что скорость изменения σ_z^2 и $S^2{}_z$ практически постоянна и определяется соотношениями [44]

$$\frac{d\sigma_z^2}{dt} = (\alpha_z'')^2 u_* L; \quad \frac{dS_z^2}{dt} = (\beta_z'')^2 u_* L. \qquad (3.13)$$

Если скорость изменения дисперсии координат интерпретировать как коэффициент диффузии, то полученные соотношения совпадают с оценкой коэффициента турбулентного обмена в случае сильной устойчивости [36, 100].

Таким образом, из (3.13) следует

$$\sigma_z^2 = (\alpha_z'')^2 u_* L t = (\alpha_z'')^2 L^2\zeta,$$

$$S_z^2 = (\beta_z'')^2 u_* L t = (\beta_z'')^2 L^2\zeta. \qquad (3.14)$$

Следовательно, при сильной устойчивости вертикальная мощность облака растет пропорционально $\sqrt{t}$. Можно предположить, что в этих условиях и высота центра тяжести со временем растет с той же скоростью или по крайней мере не превышает ее [44]:

$$\bar{z}(t) = b_2 (u_* L t)^{1/2}. \qquad (3.15)$$

Тогда средняя скорость подъема центра тяжести облака частиц составит, очевидно,

$$W_L(t) = \frac{1}{2} b_2 (u_* L)^{1/2} t^{-1/2}, \tag{3.16}$$

и при сильно устойчивой стратификации эта скорость уменьшается по мере роста размеров облака.

Согласно [100], средняя концентрация примеси от мгновенного источника, выбросившего в момент $t=0$ в начале координат общее количество примеси Q', при достаточно большом t будет определяться как

$$q(x, y, z, t) = \frac{Q'}{u_*^3 t^3} F_q\left(\frac{x-\bar{x}}{u_* t}, \frac{y}{u_* t}, \frac{z-\bar{z}}{u_* t}, \frac{\bar{z}}{L}\right), \tag{3.17}$$

где F_q — некоторая универсальная функция четырех переменных.

Наземная осевая концентрация примеси от стационарного точечного источника на достаточно большом расстоянии от него по направлению среднего ветра равна

$$q(x, 0, 0) = Q \int_0^\infty F_q\left(\frac{x-\bar{x}}{u_* t}, 0, -b, \frac{\bar{z}}{L}\right) \frac{dt}{u_*^3 t^3}. \tag{3.18}$$

Если пренебречь продольной диффузией по сравнению с переносом примеси средним течением и предположить, что функция F_q имеет острый максимум при $x=\bar{x}$, то для случая безразличной термической стратификации при большом x можно получить простое асимптотическое соотношение [100]:

$$q(x, 0, 0) \simeq \frac{Q}{u_*^2 t^3 \ln \frac{c u_* t}{z_0}}, \tag{3.19}$$

где Q — производительность источника; t определяется через x по (3.2) при $x=\bar{x}$.

При стратификации, отличающейся от безразличной, согласно [100], с достаточной точностью можно пользоваться соотношением

$$q(x, 0, 0) \simeq \frac{Q}{\overline{z^2}\left(\frac{dx}{dt}\right)\Big| x=\bar{x}(t)}. \tag{3.20}$$

Функции $\bar{x}(t)$ и $\bar{z}(t)$ в (3.20) определяются выражениями (3.3), содержащими универсальные функции, которые известны с точностью до числовых коэффициентов. В [199] сделано предположение о том, что $\psi_1(\bar{z}/L)$ совпадает с универсальной функ-

цией для скорости ветра $f(\bar{z}/L)$, которая получается интегрированием по z первого уравнения (2.11). Таким образом, $\frac{d\bar{x}}{dt} = U(\bar{z})$, т. е. скорости ветра на уровне центра тяжести облака. В качестве $f(\bar{z}/L)$ была выбрана функция

$$f(\bar{z}/L) = \begin{cases} \ln \bar{z}/L + \frac{\beta_u \bar{z}}{L}; & \frac{z}{L} > 0, \\ \ln \bar{z}/L; & 0 > \frac{\bar{z}}{L} > -0{,}03, \\ (\bar{z}/L)^{-1/3} - 0{,}29; & \frac{\bar{z}}{L} < -0{,}03, \end{cases} \tag{3.21}$$

которую можно уточнить с помощью (2.12). Следуя Казанскому и Монину [100], Гиффорд предложил также считать

$$\psi_2\left(\frac{\bar{z}}{L}\right) = \{1 - [f'(\bar{z}/L)]^{-1}\}^{1/4} \tag{3.22}$$

и, используя (3.20) и (3.22), получил

$$q(x, 0, 0) u_* L^2 \sim \frac{\varkappa Q}{\left(\frac{\bar{z}}{L}\right)^2 \left[f\left(\frac{\bar{z}}{L}\right) - f\left(\frac{z_0}{L}\right)\right]}. \tag{3.23}$$

3.1.2. Использование статистической теории

Оценки характеристик диффузии в переменных Лагранжа (см. п. 1.1) относились к случаю однородной турбулентности, однако с известным приближением их можно использовать и для неоднородных случаев. Рассмотрим такие попытки, поскольку в последующих разделах они будут использованы при интерпретации результатов.

Рассмотрим горизонтальное рассеяние в поперечном ветру направлении от источника на высоте h, существенно большей уровня, на котором измеряется концентрация, следуя [17, 22]. Частицы примеси, которые после выхода из источника попадают на подстилающую поверхность $z=0$ на некотором расстоянии x от его проекции, двигаются по случайной траектории, причем скорость их вертикального пульсационного движения в среднем отлична от нуля и составляет $w = h/t$ (где t — время пребывания частицы в атмосфере). Поскольку за время t частица смещается по оси x под действием средней скорости ветра $U(z)$, то, пренебрегая горизонтальным продольным пульсационным движением, получим

$$x = \frac{U_h h}{w}, \tag{3.24}$$

где U_h — средняя скорость ветра в слое от 0 до h.

Частицы, попавшие на нулевой уровень на расстоянии x от эпицентра источника, двигаются вместе с теми индивидуальными турбулентными вихрями, которые имеют преимущественно нисходящую вертикальную составляющую пульсаций скорости и пересекают неоднородный слой. Средняя из всех этих случайных траекторий получается в результате равномерного движения частиц вниз со скоростью w при одновременном сносе в направлении x со скоростью $U(z)$, и после исключения координаты x описывается соотношением

$$z = h - wt'. \tag{3.25}$$

Будем считать, что корреляционная функция скоростей при движении вдоль средней траектории меняется так, как если бы турбулентные характеристики зависели только от высоты и не зависели от способа попадания частицы на данную высоту. Тогда выражение (1.25) выполняется, но τ_L и $\overline{v^2}$ зависят от z.

Применяя формулу (1.16) для всех частиц, попавших на уровень $z=0$ на расстоянии x, можно получить поперечную дисперсию факела на этом уровне

$$\sigma_y^2(t) = 2\int_0^t (t-\tau)\, B_L(\tau,\ z)\, d\tau \tag{3.26}$$

при условии (3.24), где z определяется соотношением (3.25), так что в конечном счете получается зависимость σ_y^2 от координаты x на уровне $z=0$. В приземном слое атмосферы при безразличной стратификации $\overline{v^2}$ не меняется с высотой, скорость ветра подчиняется логарифмическому профилю (2.13), а лагранжев масштаб времени имеет вид [17, 100, 221]

$$\tau_L(z) = \frac{a'z}{u_*}, \tag{3.27}$$

где a' — константа.

Подставив (3.27) в (3.26), после интегрирования получим

$$\sigma_y^2 = r_h^2\zeta^2\left[1 - \zeta - \zeta^2 e^{\zeta}\mathrm{Ei}(-\zeta)\right], \tag{3.28}$$

где

$$\zeta = x/x_h,\ x_h = \frac{a'h}{\varkappa}\left(\ln\frac{h}{z_0} - 1\right),$$

$$r_h = \sqrt{\overline{v^2}}\,\tau_L(h),\ \mathrm{Ei}(\zeta) = \int_{-\infty}^{\zeta}\frac{e^{\zeta}}{\zeta}\,d\zeta.$$

В предельном случае при малых значениях аргумента $\sigma_y^2 \to$ $\to r_h^2\zeta^2$, а при больших $\sigma_y^2 \to 2Kx/U_h$, где $K = \tau_L(h)\overline{v^2}$.

Отметим, что нормирующие множители $r_h = r_L(h)$, $\tau_h = \tau_L(h)$, а также предельные соотношения определяются значениями турбулентных характеристик на уровне источника, а осредняется только скорость ветра в слое. Это естественно, так как при малых ζ σ_y^2 определяется величиной $\overline{v^2}$, которая не зависит от z, а при $\zeta \to \infty$ до поверхности доходят частицы, имеющие пологую траекторию, так что они остаются на уровне источника вплоть до тех значений времени диффузии, когда вступает в силу соотношение (1.22). Основное влияние неоднородности заключается в том, что для однородного слоя, в котором $r_L = r_L(h)$ и $\tau_L = \tau_L(h)$, нормированные σ_y^2 немного больше и при больших ζ быстрее приближаются к предельной зависимости.

Диффузия в вертикальном направлении в неоднородном приземном слое рассматривалась в [221] Среднеквадратичное смещение частиц относительно высоты источника в момент t можно записать в виде (1.16)

$$\overline{(z-h)^2} = 2\int_0^t \int_0^{t'} \overline{w_L(t')\, w_L(t'')}\, dt'dt''. \tag{3.29}$$

Подставив сюда значение вертикальной скорости частицы в виде суммы среднего значения и пульсации, т. е. $w_L = \overline{w}_L(t) + w'(t)$, при условии $\overline{w}'_L = 0$ получим

$$\overline{(x-h)^2} = 2\left[\int_0^t \int_0^t \overline{w}_L(t')\, \overline{w}_L(t'')\, dt'dt'' + \int_0^t \int_0^t B_L(t',\ t'+\tau)\, d\tau dt'\right], \tag{3.30}$$

где $B_L(t,\ t+\tau)$ — корреляционная функция пульсационной части движения, причем в отличие от корреляционной функции полных скоростей w_L она является симметричной.

Поскольку в однородном потоке дисперсии любой компоненты скоростей частицы в координатах Лагранжа и скоростей в точке в координатах Эйлера совпадают, и учитывая, что в приземном слое σ_u^2 не зависит от z, авторы [221] предположили, что $\overline{w}_L^2$ мало меняется при смене положения облака частиц

$$\overline{w_L^2} = \tilde{\omega}_L^2 + \overline{(w'_L)^2} \simeq \sigma_w^2, \tag{3.31}$$

где σ_u^2 — средний квадрат пульсаций вертикальной компоненты скорости в центре облака Отсюда легко получить

$$\overline{(w'_L)} = \sigma_w^2 - \overline{w}_L^2. \tag{3.32}$$

Выразив обе величины, стоящие в правой части (3.32), через u_* согласно (2.33) и (3.2), получим связь между лагранжевой и эйлеровой флуктуационными скоростями, из которой следует,

что первая величина меньше второй ($\simeq$в 1,2 раза), но больше средней скорости смещения частиц $\bar{w}_L$ (в 3 раза).*

В отличие от $(\overline{w'_L})^2$, лагранжев интегральный масштаб τ_L растет со временем диффузии, так как центр тяжести облака в среднем поднимается. Считая, как и в (3.27), что τ_L линейно растет с высотой, а среднее положение частиц линейно зависит от времени диффузии, можно получить соотношение, из которого следует, что для большинства частиц автокорреляционная связь между флуктуациями скоростей частиц быстро падает со временем диффузии, поскольку это время для достижения высоты $\bar{z}$ заведомо больше, чем $\tau_L(z)$. Поэтому с учетом (3.29)—(3.32) для $h=0$ получим

$$\frac{d\overline{z^2}}{dt} = 2\left[\overline{w_L^2}t + \overline{(w'_L)^2}\tau_L(z)\right]. \tag{3.33}$$

Влияние неоднородности выразилось в появлении дополнительного члена в (3.33), а также зависимости τ_L от времени диффузии, которое входит через $\bar{z}=bu_*t$. После интегрирования и подстановки констант авторы [221] получили

$$(\overline{z^2})^{1/2} \simeq 0{,}56u_*t \simeq 0{,}43\sigma_w t, \tag{3.34}$$

а также

$$\sigma_z = [\overline{(z-\bar{z})^2}]^{1/2} = 0{,}39u_*t. \tag{3.35}$$

Приближенные оценки вида функций (3.2)—(3.16) и их констант на основе стохастических уравнений для скорости и температуры жидких частиц с добавлением ряда гипотез выполнены в [28—30].

3.2. Профили концентрации примеси в приземном слое

3.2.1. Анализ экспериментальных данных без учета осаждения примеси

Согласно п. 3.1, нормированная концентрация на оси струи (при $y=0$) зависит от $x/(u_*t)$, $z/(u_*t)$, $\bar{z}/L$ и h/u_*t.

Первая аппроксимационная формула для этой величины на основе серии эксперимента «Прейри Грасс» (см. табл. 2.2) была получена в [187], ниже она уточняется и сравнивается с данными серии опытов [53] **, называемыми ниже опытами ИЭМ. Основные характеристики этих групп опытов приведены в табл. 3.1.

---

* Необходимые для этих оценок значения констант см п. 3 5.

** Далее называются опытами ИЭМ.

Большой диапазон h в опытах ИЭМ позволил выделить влияние параметра $h/(u_*t)$ или эквивалентного ему в силу (3.2) $h/\sqrt{\overline{z^2}}$. При небольших временах диффузии в профилях концентрации отчетливо проявляется максимум, соответствующий высоте источника (рис. 3.1). Анализ результатов показал, что при $h < 0{,}67u_*t$ профиль концентрации всегда сглаживается и принимает автомодельный вид, если концентрация нормируется на свое приземное значение, а высота — на u_*t или $\sqrt{\overline{z^2}}$. Данные «Прейри Грасс», полученные при $h < 0{,}67u_*t$, во всех случаях подчиняются этой автомодельности.

Таблица 3.1

Характеристика результатов опытов ИЭМ (верхняя строка) и „Прейри Грасс" (нижняя)

Число опытов	L м	h м	x м	$h/(u_*t)$	A	s
			Нейтральная стратификация			
17	$\geqslant \lvert 120 \rvert$	0,5—9	60—185	0,15—0,67	0,49±0,06	1,73±0,22
6	$\geqslant \lvert 106 \rvert$	0,46	100	0,09—0,12	0,71±0,10	1,70±0,21
			Неустойчивая стратификация			
7	—9... —30	0,5—13	60—185	0,07—0,85	0,38±0,15	2,14±0,24
9	—21... —89	0,46	100	0,07—0,10	0,75±0,11	1,53±0,19
			Устойчивая стратификация			
9	3,4... 16	0,3—7,0	50—175	0,10—0,95	0,58±0,12	1,70±0,25
6	27... 88	0,46	100	0,10—0,17	0,68±0,01	1,72±0,18

Общий вид универсальной функции после достижения автомодельности по данным обеих серий весьма близок (рис. 3.2), однако в целом в верхней части облака (струи) понижение концентрации с увеличением z в опытах «Прейри Грасс» происходит несколько быстрее.

Универсальная функция (см. рис. 3.2), по данным «Прейри Грасс» в [187], аппроксимировалась удобным для расчета выражением (2.6) при $s = 1{,}50$. Средние значения A и s, полученные способом наименьших квадратов по данным «Прейри Грасс» и по опытам ИЭМ, приведены в табл. 3.1. Отметим хорошее совпадение s по обеим сериям опытов при нейтральной и устойчивой стратификации и менее удовлетворительное при неустойчивой. Значения A в этом случае также расходятся больше, чем при нейтральной и устойчивой стратификации.

В табл. 3.2 приведены некоторые теоретические оценки s, A и других характеристик вертикальной диффузии, полученные пу-

тем решения полуэмпирического уравнения турбулентной диффузии (1.76) при $w_g=0$, заданных профилях скорости ветра и коэффициента вертикальной диффузии ($h=0$, условие отражения [137]). Экспериментальные оценки при нейтральной стратификации по опытам ИЭМ («Прейри Грасс») составляют: $S=1{,}73$ (1,71);

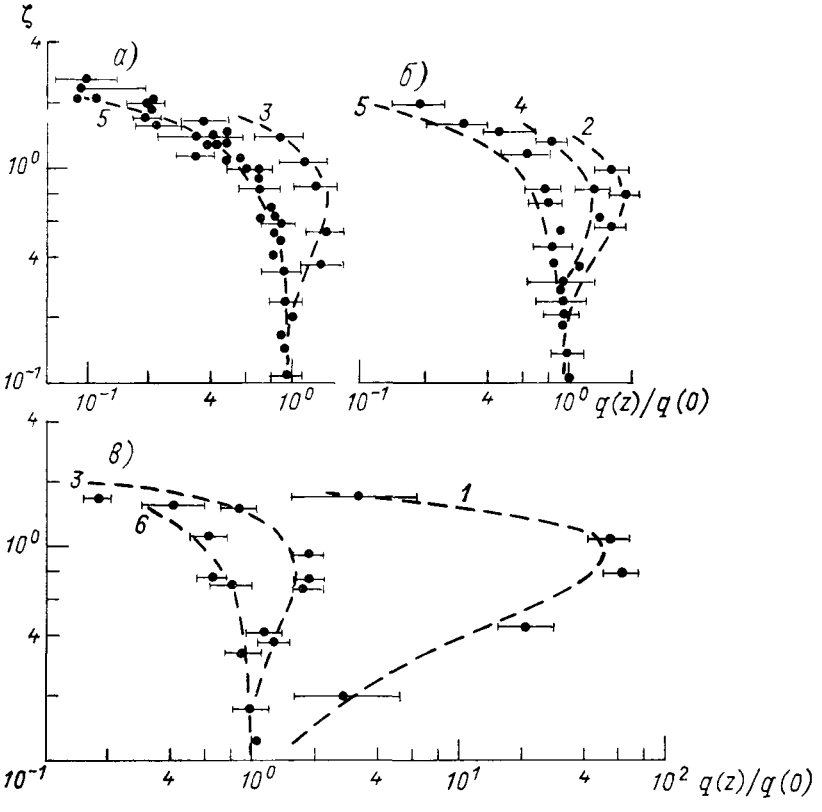


Рис. 3.1. Зависимость нормированной концентрации $q(z)/q$ (0) от нормированной высоты $\zeta = z/(\overline{z^2})^{1/2}$ по [53].

а — нейтральная, *б* — неустойчивая, *в* — устойчивая стратификация $h/(u_* t)=0{,}5$ (*1*), 0,82 (*2*), 0,8 (*3*), 0,85 (*4*), 0,95 (*5*), 0,1 (*6*)

$A=0{,}49$ (0,71); $\sqrt{\overline{z^2}}/\overline{z}=1{,}25$ (1,32); $\sigma_z=0{,}74$ (0,87). Наилучшая аппроксимация экспериментальных данных [53] получается в случае задания K в виде линейной функции только времени диффузии или в комбинации с высотой z при $m=0{,}75$. В случае, когда $K\sim z$ введение степенного профиля скорости ветра (2.26) не улучшает результата. Некоторые оценки s и A при степенной аппроксимации $U(z)$ и $K(z)$, заданной в соответствии с закономерностями приземного слоя (см. [137]), также не приводят к значениям близким к экспериментальным.

Как уже отмечалось, при $\bar{z} \sim \sqrt{\bar{z}^2}$ нормированные концентрации по опытам «Прейри Грасс» оказываются несколько заниженными по сравнению с данными ИЭМ. Это обнаруживается и при определении значений A и s отдельно по данным опытов при

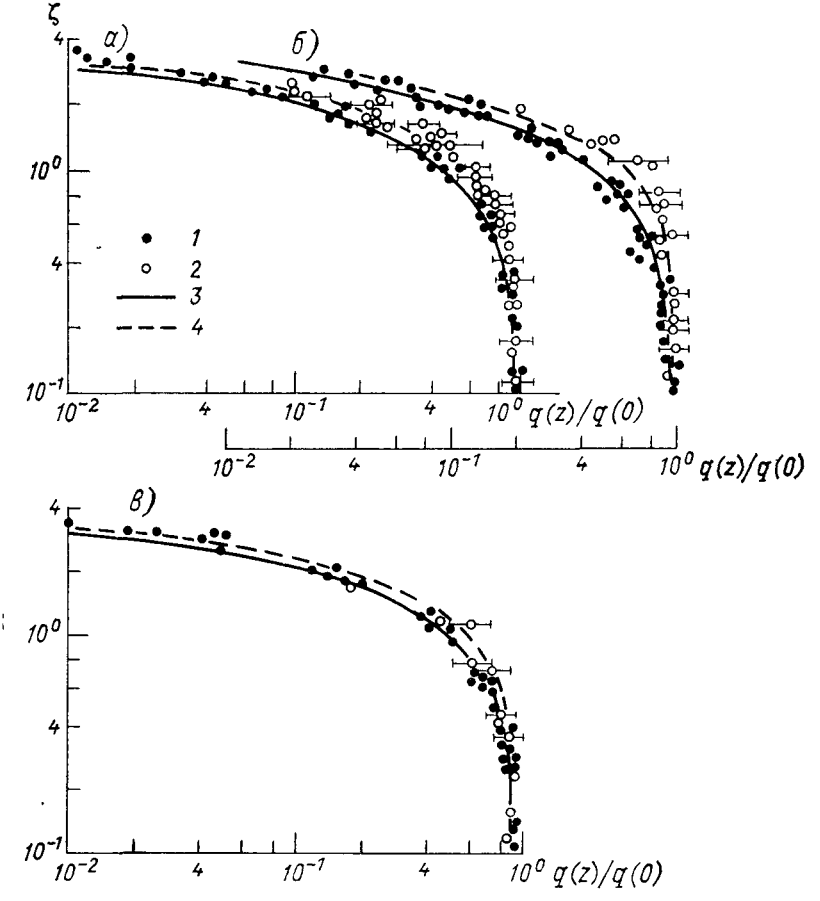


Рис. 3.2. Зависимость нормированной концентрации $q(z)/q(0)$ от нормированной высоты $\zeta = z/(\bar{z}^2)^{1/2}$ при $h/(u_* t) < 0{,}67$.
а — нейтральная, *б* — неустойчивая, *в* — устойчивая стратификация.
1 — «Прейри Грасс» ($h/(u_* t) = 0{,}08 \ldots 0{,}17$); *2* — опыты ИЭМ ($h/(u_* t) = 0{,}067 \ldots 0{,}67$); *3* — по формуле (2.6); *4* — по формуле (2.6) при $A = 0{,}5$; $s = 2{,}0 \ldots 4$.

$\bar{z} > u_* t$ и $\bar{z} < u_* t$ (в первом случае они получаются несколько меньшими, чем во втором, в особенности при нейтральной и неустойчивой стратификации). Это может быть связано с изменением режима флуктуаций концентрации в верхней части струи; согласно [32], в данном случае отсутствует полное перемешива-

Таблица 3.2

Оценки характеристик вертикального рассеяния в приземном слое

Параметры						
модели			расчетные			
$K(z)$	p	m	s	A	$\sqrt{\overline{z^2}}/\bar{z}$	$\sigma_z/\bar{z}$
$\varkappa u_* z$	0	—	1,0	1,41	1,41	1,0
$a_0^2 u_*^2 t$	0	—	2,0	0,5	1,25	0,75
$\varkappa_1 u_*^{1+m} z^{1-m} t^m$	0	0,25	1,25	1,04	1,34	0,90
То же	0	0,50	1,50	0,80	1,30	0,84
„	0	0,75	1,75	0,62	1,27	0,79
$\varkappa u_* z$	0,17	—	1,17	1,14	1,36	0,93
То же	0,20	—	1,20	1,00	1,36	0,93
„	0,35	—	1,25	1,04	1,34	0,90
„	0,30	—	1,30	0,98	1,33	0,89

ние примеси с окружающим воздухом, что и сказывается на спектрах пульсаций концентрации, которые понижаются в высокочастотной части значительно быстрее, не подчиняясь закону «$-5/3$».

3.2.2. Учет влияния осаждения примеси на подстилающую поверхность

Осаждение примеси на подстилающую поверхность оказывает влияние на профиль концентрации в его нижней части. Определить такое влияние только по экспериментальным данным не удается ввиду их недостаточной точности. В [204] это сделано с помощью модельных расчетов, в основу которых положено уравнение (1.76) при $w_g=0$ и граничное условие (1.77), где также $w_g=0$. Уравнение решалось численно при задании $K(z)$ и $U(z)$ в соответствии с закономерностями приземного слоя (2.9)—(2.14). Для имитации результатов экспериментов «Прейри Грасс» [96] было положено $v_5=0{,}05u_*$, $z_0=0{,}008$ м. Примеры полученных профилей концентрации при высоте источника 0,46 м приведены на рис. 3.3. Влияние v_s на профиль концентрации проявилось в появлении максимума на уровне 0,3—0,4 м при $x=50$ м (вблизи высоты источника) и на уровне 2 м при $x=800$ м (при $v_s=0$ его нет) в обоих случаях. Уменьшение концентрации у земли за счет v_s, едва заметное на расстоянии 50 м, достигает 50 % при $x=800$ м.

Отметим, что для расстояний, равных 200 м и более, при сравнении расчетных концентраций с экспериментальными было получено их совпадение при $v_s\neq 0$, в то время как при $x=50$ м

результаты опытов были ближе к расчетным при $v_s = 0$. По всей вероятности, здесь сказывается не учтенный в модели эффект завышения $K(z)$ на начальном этапе диффузии.

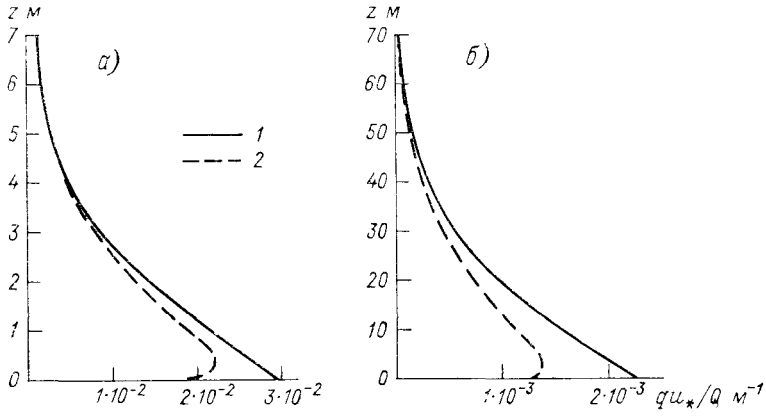


Рис. 3.3. Расчетная зависимость концентрации примеси от высоты на расстоянии 50 м (*а*) и 800 м (*б*).
$v_s = 0$ (*1*); $0{,}05u_*$ (*2*).

3.3. Статистические моменты вертикального и продольного распределений концентрации

3.3.1. Первые моменты вертикального и продольного распределений

Зависимость первых моментов распределения диффундирующих частиц от определяющих безразмерных параметров получена по результатам опытов с дымами (ИЭМ и «Прейри Грасс») и тетронами (ИЭМ).

Данные опытов с тетронами позволили подтвердить справедливость линейной зависимости $\bar{z}$ от t при нейтральной стратификации (см. (3.2)) и выделить начальный участок, где сказывается влияние начальной высоты (рис. 3.4). При $u_* t > 3h$ можно считать, что

$$\bar{z} = h + bu_* t. \tag{3.36}$$

В (3.36) h — уровень равновесия тетронов, к которому он приближается снизу, будучи выпущенным у земли, поэтому $\bar{z}(t) - h < 0$. Результаты данных опытов позволяют также оценить константу b.

Для неустойчивой стратификации эти же серии опытов (с дымами и тетронами) подтвердили справедливость формулы (3.5), а для устойчивой стратификации было показано, что (3.15) по-видимому также верна, хотя число опытов, проведенных при этих условиях, было невелико.

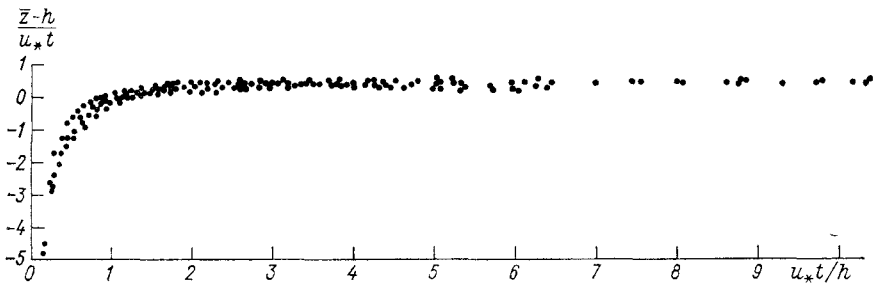


Рис. 3.4. Зависимость $(\bar{z}-h)/(u_* t)$ от $u_* t/h$ по опытам ИЭМ с тетронами.

Оценки некоторых соотношений между первыми моментами по результатам опытов с дымами ИЭМ и «Прейри Грасс» приведены в табл. 3.3, в которой $c_0 = z_u/\bar{z}$, z_u — высота, где средняя скорость ветра равна скорости движения центра тяжести облака. Согласно [100] в стационарном и однородном по горизонтали потоке при нейтральной стратификации c_0 должно быть постоянной величиной. Как видно из табл. 3.3, оценки этой величины по двум груп-

Таблица 3.3

Оценки соотношений между моментами вертикального распределения примеси

Температурная стратификация; диапазон $\bar{z}/L$	Число случаев	$\bar{z}_u/\bar{z}=c_0$	$U_{\bar{z}'}/U(\bar{z})$	$(\overline{z^2})^{1/2}/\bar{z}$	$\sigma_z/\bar{z}$
		Опыты ИЭМ			
Нейтральная; −0,4881... +0,0087	17	0,61±0,03	0,88±0,02	1,25±0,02	0,74±0,02
Неустойчивая; −0,739... −0,173	7	0,62±0,18	0,92±0,04	1,21±0,05	0,67±0,08
Устойчивая; +0,309... +1,38	9	0,77±0,07	0,89±0,05	1,20±0,09	0,65±0,17
		„Прейри Грасс“			
Нейтральная; −0,029...+0,026	6	0,43±0,01	0,86±0,01	1,32±0,05	0,87±0,08
Неустойчивая; −0,224...−0,042	9	0,41±0,07	0,86±0,02	1,33±0,02	0,88±0,02
Устойчивая; +0,0325... +0,538	7	0,56±0,05	0,87±0,01	1,35±0,03	0,90±0,05

пам независимых экспериментов получились различными. В опытах ИЭМ значение c_0 получилось в среднем в полтора раза большим. При этом в обоих случаях c_0 заметно растет с ростом устойчивости приземного слоя атмосферы. По данным тетронов для нейтральной стратификации $c_0 = 0{,}64 \pm 0{,}24$. Величина c_0 может быть использована для определения константы c, поскольку $c_0 = c/b$.

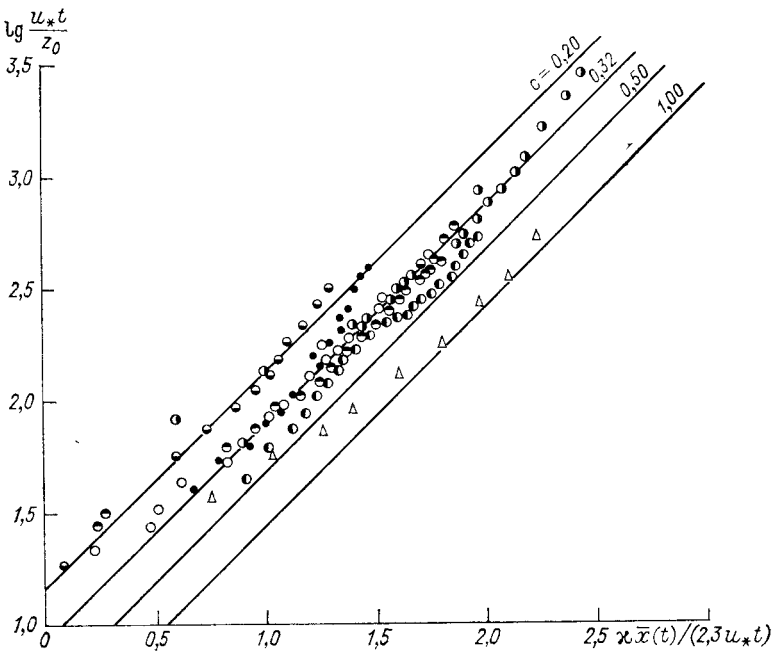


Рис. 3.5. Зависимость среднего положения тетронов по оси x от времени диффузии при нейтральной стратификации.
Здесь и далее значки соответствуют разным опытам; прямые линии соответствуют уравнению (3.2).

Отношение средней скорости центра тяжести облака $U_{\bar{z}}$ к средней скорости ветра на высоте центра тяжести $U(\bar{z})$ показывает, что значение $U_{\bar{z}}$ оказалось несколько меньшим. Оценка этого отношения для нейтральной стратификации приводит к выражению $1 + \ln c_0 \left(\ln \frac{bu_* t}{z_0}\right)^{-1}$, которое с ростом t стремится к единице снизу, так как $c_0 < 1$. В отличие от c_0, это отношение почти одинаково по разным группам опытов и практически не зависит от условий стратификации.

Анализ влияния температурной стратификации на перемещение облака в вертикальной плоскости показал, что по данным

опытов ИЭМ при устойчивой стратификации в пределах $0{,}4L < u_*t < 5L$ наблюдается падение показателя степени до 0,5, т. е. до предельного режима [44]. Данные проекта «Прейри Грасс» по значениям аргумента $u_*t/|L|$ лежат в области, слабо отличающейся от нейтральной стратификации и не позволяют выявить изменение режима.

Перейдем к рассмотрению статистических моментов распределения продольной координаты [46]. На рис. 3.5 представлено безразмерное среднее смещение тетронов в направлении среднего ветра в функции десятичного логарифма u_*t/z_0. Несмотря на разброс значений, связанный с ошибками в измерениях u_*, и очевидный выход некоторых случаев за пределы логарифмического слоя, наиболее близкой к реальной представляется оценка $c \simeq 0{,}3$.

На рис. 3.6 приведена зависимость среднего значения продольной координаты центра тяжести облака $\bar{x}$ от времени диффузии для случая свободной конвекции. Эти данные, начиная с некоторого момента времени,

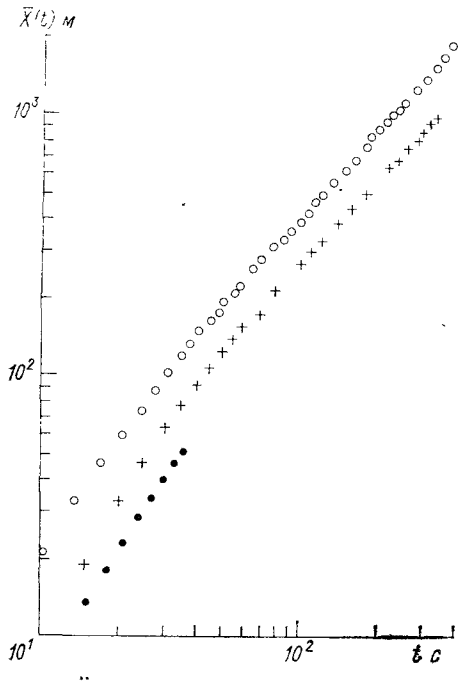


Рис. 3.6. Зависимость от времени диффузии в условиях свободной конвекции среднего положения тетронов по оси x.

легли вдоль прямых линий, тем самым подтвердив наличие близкой к линейной зависимости $\bar{x}$ от t при свободной конвекции и больших t, вытекающей из формулы (3.5). Это обстоятельство позволило вычислить значения U_0, по которым можно оценить показатель степени при t во втором слагаемом правой части формулы (3.5). Показатель изменялся от 0,5 до 0,7. Поскольку он несколько больше чем 0,5, режим свободной конвекции для среднего положения тетронов в горизонтальной плоскости, видимо, был выражен слабее, чем для $\bar{z}(t)$. Оценку константы $c_{\text{ц}} \simeq 15$ следует считать грубой, не более, чем по порядку величины, так как соответствующий член в (3.5) получается как малая разность двух близких значений.

3.3.2. Вторые моменты вертикального распределения примеси

В табл. 3.3 представлены нормированные значения начального $(\overline{z^2})^{1/2}$ и центрального $\sigma_z = [\overline{(z-\bar{z})^2}]^{1/2}$ вторых моментов распределения координат частиц примеси. В пределах указанных значений $\bar{z}/L$ влияние термической стратификации на эти отношения незначительно и практически лежит в пределах статистического разброса. Однако различия между двумя группами опытов прослеживаются и по вторым моментам, так же, как и по первым. Для нейтральной стратификации при больших t эти отношения составляют a/b и α_z/b. Данные опытов ИЭМ показали, что как $\bar{z}/(u_*t)$, так и $(\overline{z^2})^{1/2}/(u_*t)$ при значениях $\frac{u_*t}{L} > 10$ перестают изменяться с ростом t и дают следующие оценки констант: $b=0{,}28$ и $a=0{,}35$. Аналогичные оценки по данным проекта «Прейри Грасс» в интервале значений аргумента от 0,057—0,066 составили $b=0{,}44\pm0{,}05$ и $a=0{,}58\pm0{,}07$. По-видимому, это связано с влиянием аргумента $z_0/(u_*t)$, поскольку при близких u_*t эти величины в двух группах различаются на порядок. Следовательно, хотя аргумент z_0/u_*t значительно меньше, чем h/u_*t, его влияние на вторые моменты более существенно. По данным тетронов $b=0{,}44\pm0{,}04$. Согласно (3.8) константы a, b и α_z при любой стратификации должны быть связаны соотношением

$$\frac{a}{b}=\left(1+\frac{\alpha_z^2}{b^2}\right)^{1/2} \qquad (3.37)$$

что и подтверждается данными табл. 3.3.

Зависимость σ_z/u_*t от $\bar{z}/L$ (рис. 3.7) показывает удовлетворительное согласие данных, полученных разными способами, причем до значений аргумента $\bar{z}/L=-0{,}5$ она очень слабая (резкий подъем кривой наблюдается только слева от этой точки). Результаты запусков тетронов при малых $\bar{z}/L$ позволили определить константы α_z и β_z, α_x и β_x, которые оказались равными соответственно $0{,}36\pm0{,}05$; $0{,}30\pm0{,}04$; $0{,}94\pm0{,}08$ и $0{,}93\pm0{,}03$. Поскольку эти данные соответствуют опытам продолжительностью не более 2 мин, для α_x они были пересчитаны по формуле (3.41) *, и получены значения $1{,}30\pm0{,}11$.

В опытах с тетронами при неустойчивой температурной стратификации, начиная с момента времени 20—50 с σ_z аппроксимируется степенной функцией t с показателями степени 1,70—1,85. Для σ_x, начиная с момента времени 30—50 с, показатель степени несколько превышает единицу, составляя в среднем 1,2—1,3. При-

* См. п. 3.4.

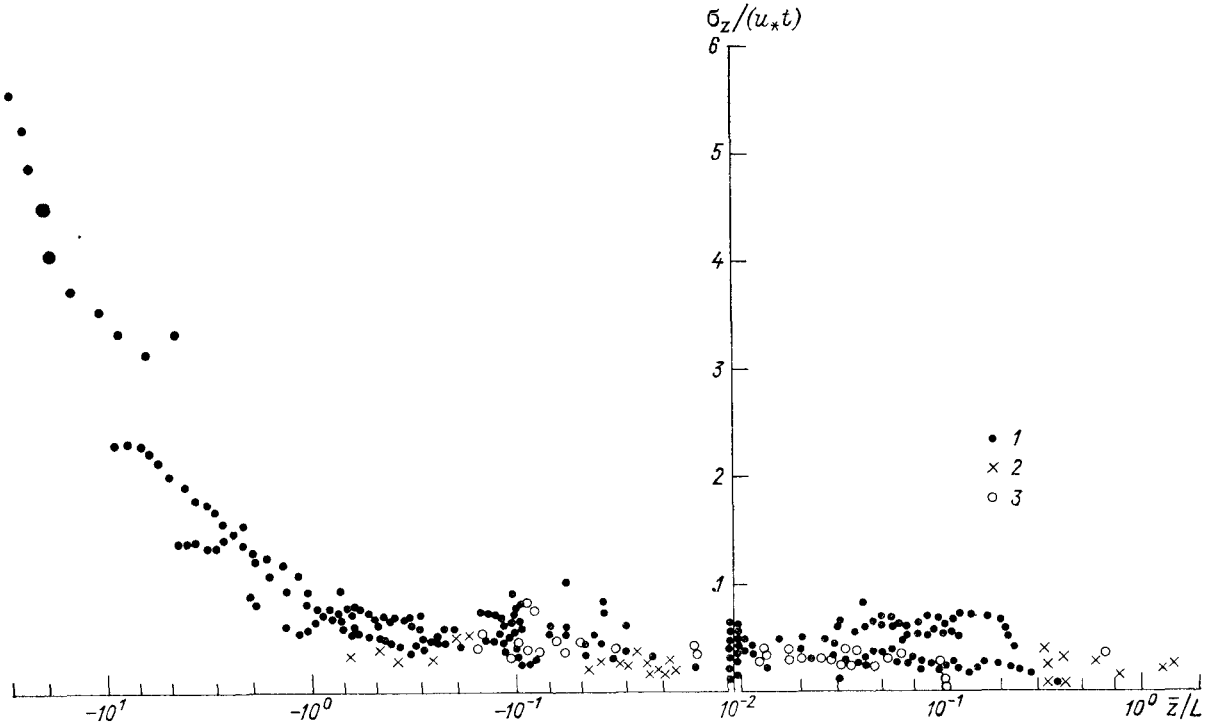


Рис. 3.7. Зависимость $\sigma_z/(u_* t)$ от $\bar{z}/L$.
1 — по тетронам (МЭМ); *2* — по дымовым струям (ИЭМ), *3* — по данным «Прейри Грасс».

ведение к универсальному виду лучше всего удалось для σ_z и S_z (рис. 3.8). В интервале значений $u_* t/L$ от 1,8 до 3 режим σ_z, S_z хорошо аппроксимируется зависимостью (3.10), что согласуется с теоретическими исследованиями [67, 115]. При бóльших значениях аргумента показатель степени растет, например, для $u_* t/|L| < 3{,}0$ он равен 1,8, что можно считать подтверждением конвективного режима (3.12), предсказанного в [36]. Таким образом, при сильно неустойчивой стратификации приземного слоя атмосферы наблюдается интенсивный рост дисперсии координат с увеличением времени диффузии. Для вертикальных дисперсий координат σ_z и S_z в первом приближении была получена оценка констант в (3.10): $\alpha'_z \simeq 1{,}1$; $\beta'_z \simeq 1{,}05$.

3.3.3. Определение констант первых и вторых моментов вертикального распределения по опытам с дымовыми струями

Наиболее аккуратно константы первых и вторых моментов вертикальных распределений концентраций примеси по результатам опытов с дымами определены в [54], поскольку в ней была учтена начальная высота источников h. Полученные аппроксимационные формулы для $\bar{z}$ и $\bar{z}^2$ согласуются с результатами опытов ИЭМ и имеют вид

$$\frac{\bar{z}}{u_* t} = \sqrt{0{,}078 + [h/(u_* t)]^2},$$

$$\frac{(\bar{z}^2)^{1/2}}{u_* t} = k\sqrt{0{,}078 + [h/(u_* t)]^2}, \qquad (3.38)$$

где $k = (\bar{z}^2)^{1/2}/\bar{z} = 1{,}25$ соответствует гауссову распределению (согласно табл. 3.3, оно практически не зависит от стратификации и почти одинаково в двух группах опытов).

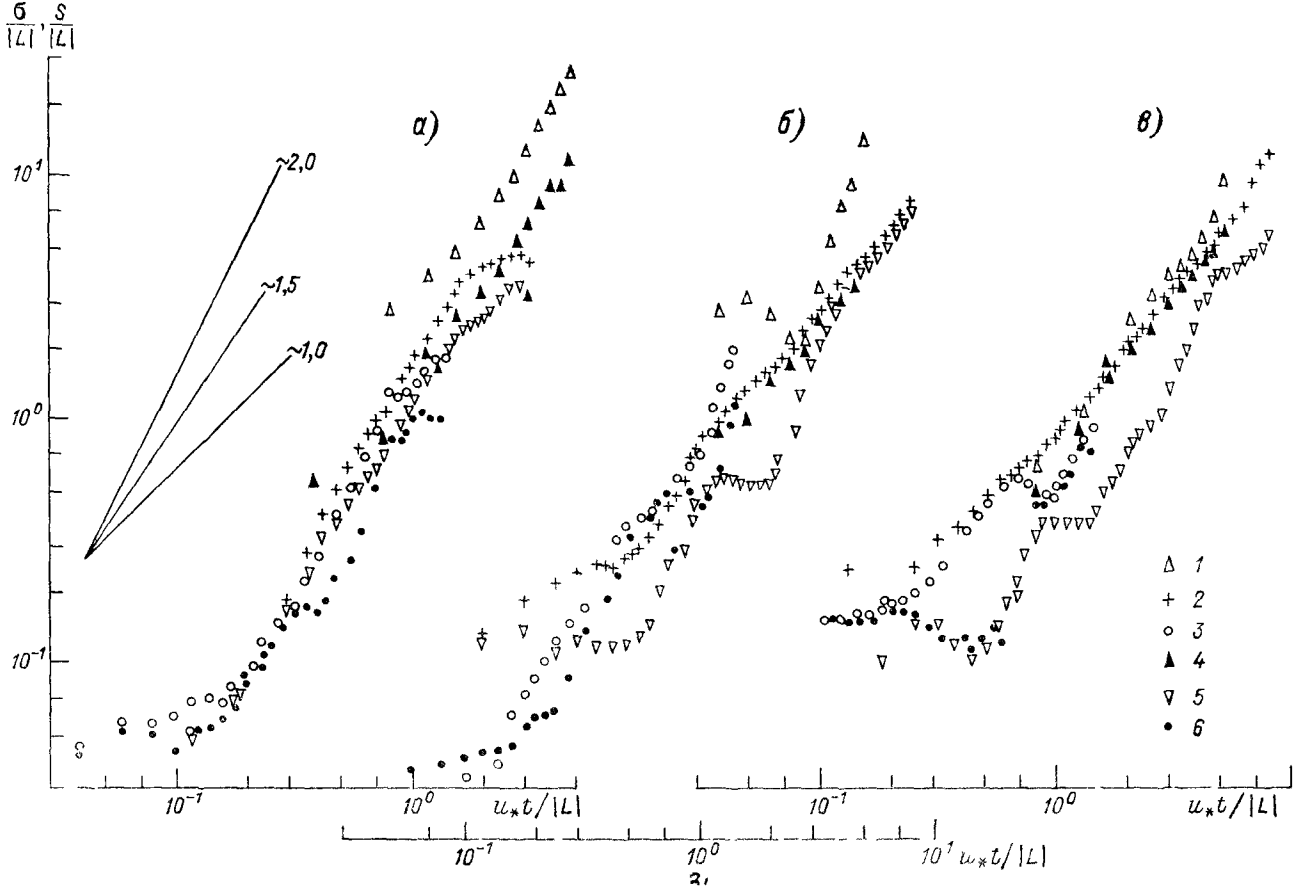
Однако по опытам «Прейри Грасс» в (3.38) первый член подкоренного выражения вместо 0,078 должен быть равен 0,194.

Значения константы $c_0 = c/b$ (см. табл. 3.3) оказались достаточно близкими в двух сериях опытов (соответственно 0,17 и 0,19).

При стратификации, отличной от нейтральной, для исключения параметра $h/u_* t$ были построены зависимости $\varphi_1 = (\bar{z}^2 - h^2)^{1/2}/|L|$ и $\varphi_2 = (\bar{z}^2 - k^2 h^2)^{1/2}/|L|$ от $u_* t/|L|$ (рис. 3.9).

В предположении о нормальности распределений концентрации примеси в [30] были получены следующие соотношения:

$$\frac{(\bar{z}^2)^{1/2}}{|L|} = \begin{cases} \dfrac{1}{\beta_u}\left[\left(1 + 2\varkappa_1\sqrt{\dfrac{2}{\pi}}\,\dfrac{\beta_u u_* t}{L}\right)^{1/2} - 1\right], & L > 0, \\ \dfrac{1}{B}\left[\left(1 + \dfrac{2}{3}\varkappa_1\sqrt{\dfrac{2}{\pi}}\,B\,\dfrac{u_* t}{|L|}\right)^{3/2} - 1\right], & L < 0, \end{cases} \qquad (3.39)$$


σ/|L|, s/|L|
а)
б)
в)
~2,0
~1,5
~1,0
10¹
10⁰
10⁻¹
1
2
3
4
5
6
u*t/|L|
10⁻¹
10⁰
10¹ u*t/|L|

где $\beta_u = 5$; $B = 16$ — константы универсальных функций (2.12) для приземного слоя.

При выбранных значениях β_u и B и при $\varkappa_1 = 0{,}45$ эти соотношения хорошо согласуются с экспериментальными данными при условии, что $(\overline{z^2} - k^2h^2)^{1/2}$ отождествляется с $(\overline{z^2})^{1/2}$, а $(\overline{z^2} - h^2)^{1/2}$ —

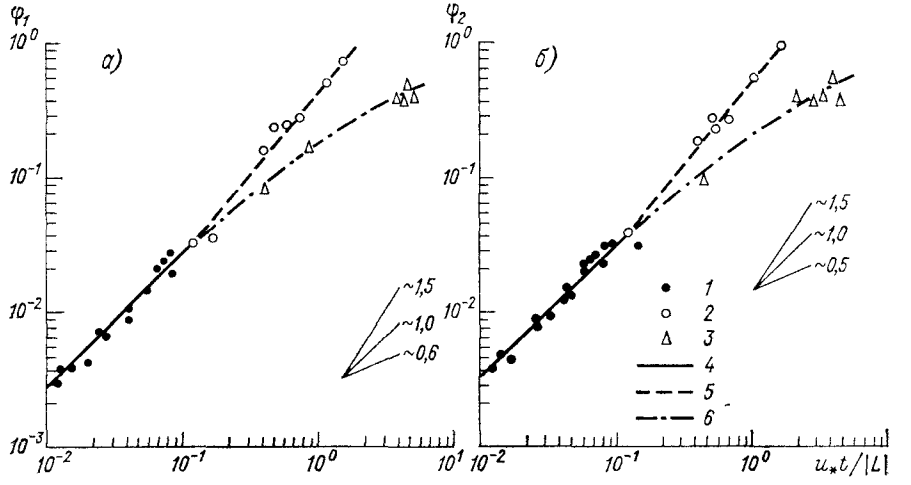


Рис 3 9. Зависимость φ_1 и φ_2.
При нейтральной (1), неустойчивой (2) и устойчивой (3) стратификации, 4, 5, 6 — расчет по (3 39)

с $(\overline{z^2})^{1/2}/k$. На основе построенной зависимости и формулы)3.39) получены константы для $\overline{z}^2$ $\overline{z^2}$ и σ_z^2 при нейтральной, устойчивой и неустойчивой стратификации (см. п. 3.5).

3.4. Рассеяние примеси в поперечном ветру направлении

3.4.1. Эмпирические зависимости и их сравнение с расчетными

Как правило, в теории предполагается, что распределение частиц в струе или облаке в поперечном ветру направлении в среднем подчиняется нормальному закону. Естественно, что за счет

Рис. 3 8 Вертикальные (*а*), поперечные (*б*) и продольные (*в*) стандартные отклонения координат при неустойчивой стратификации
1)—3) $\sigma/|L|$ в трех разных опытах; *4)—6)* $S/|L|$ в тех же опытах.

погрешностей опытов, нестационарности процессов, недостаточной статистики, а в случае измерений на поверхности земли и за счет влияний микрорельефа и местных условий экспериментальные распределения часто значительно отличаются от нормальных. В [4] на основании обзора экспериментальных данных показано, что эти отклонения, часто весьма значительные, не имеют, однако, сколько-нибудь систематического характера. К таким же выводам приводит анализ распределений, полученных во время опытов ИЭМ (см. [17] и гл. 2). Для анализа поперечного рассеяния будем использовать данные опытов ИЭМ с дымовыми струями, с тяжелыми частичками и тетронами, а также данные других авторов и результаты эксперимента «Прейри Грасс». Хотя опыты [119] проводились при источнике, расположенном на больших высотах (до 2000 м), примесь рассеивалась в неоднородном по вертикали слое, поскольку измерения выполнялись на уровне земли.

Условия, при которых источник, действующий равномерно в течение некоторого периода времени T, можно рассматривать как мгновенный (см. (1.70)), оказываются довольно жесткими. Например, на высоте 100 м этот период должен быть много меньше минуты, а с понижением высоты — еще меньше. Для «квазипостоянного» источника при $x < x_L$ и любых T выражение (1.68) легко приводится к виду (1.69) при $t = x/u$

$$\sigma_{yT}^2 = \langle \varphi^2 \rangle_T x^2, \tag{3.40}$$

где $\langle \varphi^2 \rangle_T$ — дисперсия пульсаций направления ветра (в радианах) при продолжительности реализации T. Это выражение совпадает с полученными в [7]. Однако оно не учитывает низкочастотных колебаний, вызывающих меандрирование факела, которое при $x \gg x_L$ должно привести к уменьшению показателя степени при x.

Эмпирическая зависимость σ_y от T в виде

$$\sigma_T = \sigma_{T_1} \left(\frac{T}{T_1} \right)^{0,2}, \tag{3.41}$$

(σ_{T_1} — значение σ при T_1) была получена в [116] по результатам парных опытов, в которых идентичным было все, кроме времени действия источника. Результаты 25 таких опытов при высоте источника от 2 до 100 м и диапазоне T от 1 до 50 мин позволяют считать эту зависимость достаточно надежной в диапазоне расстояний до 20—50 высот источника.

Результаты некоторых опытов и теоретические расчеты по (1.68) приведены на рис. 3.10. (Масштабы для нормировки рассчитаны по данным измерений пульсационных характеристик.) Полученная зависимость подтверждает подход, выраженный формулами (1.68) и (3.40), а также эмпирическую зависимость (3.41).

Приведенная на рис. 3.11 зависимость σ_y от x на уровне земли для безразличной стратификации в широком диапазоне высот

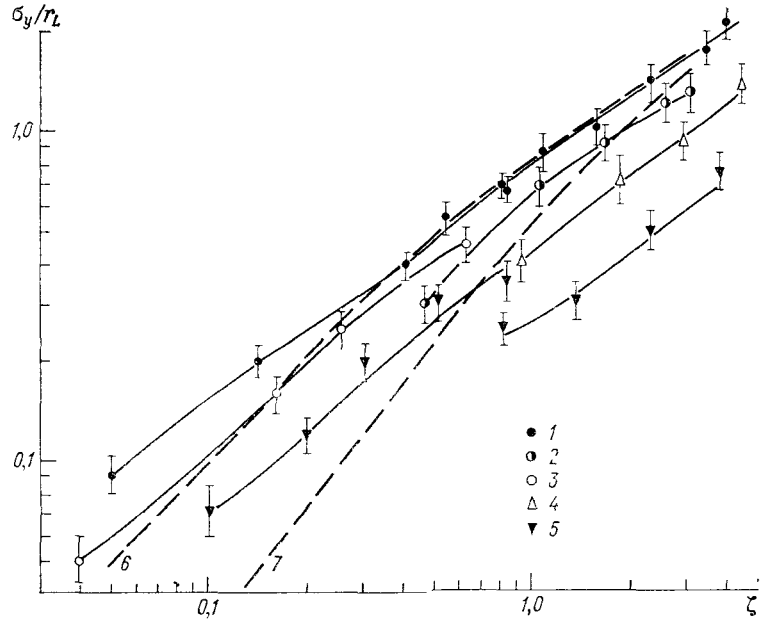


Рис. 3.10. Зависимость нормированной ширины следа σ_y/r_L от нормированного расстояния $\zeta=x/x_L$ по результатам двух серий опытов. $T/\tau_L=8$ *(1)*; 3,5 *(2)*; 2,5 *(3)*; 1,5 *(4)*; 1,0 *(5)*. При $T=\infty$ *(6)*; 0 *(7)*.

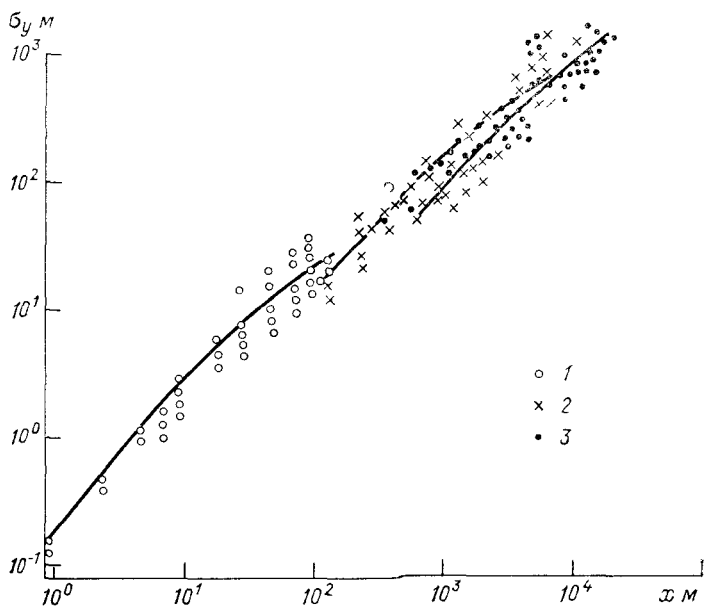


Рис. 3.11. Зависимость σ_y от x при безразличной стратификации по экспериментальным данным.

1) h=2 м; *2)* 25 м$\leqslant h\leqslant$100 м; *3)* $h\geqslant$150 м.

источника свидетельствует о том, что показатель степени при x в этом случае близок к единице, если рассматривать вместе все точки, соответствующие разным h. О том, что этот эффект связан с вертикальной неоднородностью слоя, в котором распространяется примесь, свидетельствует аналогичная зависимость, представленная на рис. 3.12, полученная расчетным путем на основе приведенной в п. 3.1.2 модели (см. (3.28)) при $z_0=2$ см,

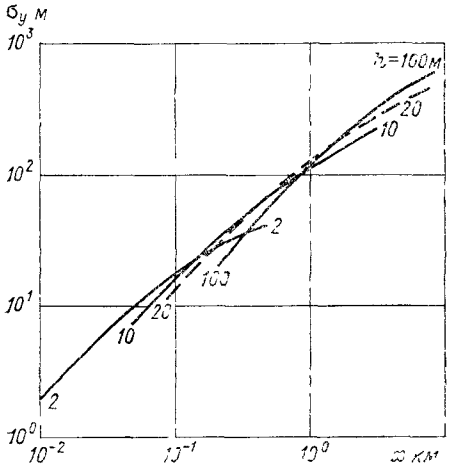


Рис. 3.12. То же, что на рис. 3.11, по (3.28) (см. п. 3.1.2).

$a_v=2{,}0$. Сравнение рис. 3.11 и 3.12 показывает, что модель правильно описывает влияние неоднородности слоя. Кривые на рис. 3.11 построены способом наименьших квадратов согласно выражению для σ_y, полученному из (1.17).

Отметим также, что зависимость σ_y от высоты источника h при фиксированном x невелика. По результатам парных опытов было получено следующее эмпирическое соотношение:

$$\frac{b_y^{(1)}}{b_y^{(2)}}=\left(\frac{h_2}{h_1}\right)^{1/3}, \qquad (3.42)$$

где $b_y=\langle\sigma_y\rangle/x$ (причем осреднение проводится по всем x); $h_1=50$ м; $h_2\leqslant 300$ м.

3.4.2. Использование теории подобия

Для сравнения экспериментальных данных с теорией подобия в качестве аргумента используется время диффузии, а не расстояние до источника примеси. В тех случаях (например, при экспериментах с аэрофотосъемкой дымовых струй), когда время диффузии непосредственно получить невозможно, используется соотношение

$$t=x/\overline{U}, \qquad (3.43)$$

где $\overline{U}$ — средняя скорость ветра в слое рассеяния примеси.

Предполагается (и это будет показано в дальнейшем), что U мало отличается от средневзвешенной скорости ветра в этом слое. При такой замене на начальном участке в интервале времени диффузии от 2 до 10 с (рис. 3.13) показатель степени, характеризующий зависимость S_y от t, несколько меньше единицы,

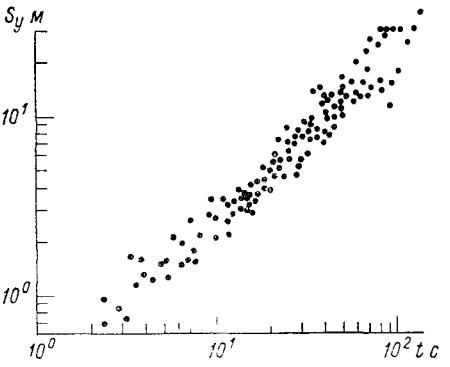


Рис 3.13 Зависимость S_y от времени диффузии при нейтральной стратификации и 0,15 м/с$\leqslant u \leqslant$0,46 м/с.

а в интервале от 10 до 100 с равен единице, что подтверждает наличие предельного режима (3.7).

В [59] на экспериментальных данных было показано, что при нейтральной стратификации влияние аргументов $h/(u_* t)$ и $\delta_0/(u_* t)$ прекращается практически при одинаковых их значениях. Поэтому ограничимся рассмотрением зависимости $S_y/(u_* t)$ от $\delta_0/(u_* t)$, представленной на рис. 3.14. После $u_* t > 10\delta_0$ на-

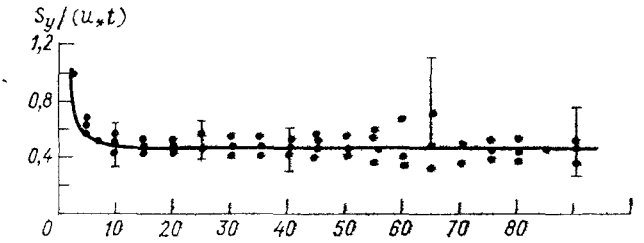


Рис 3.14. Зависимость $S_y/(u_* t)$ от $u_* t/\delta_0$ при нейтральной стратификации.

$u_* t/\delta_0$ отложено по оси абсцисс

блюдается хорошо выраженный предельный режим, что позволяет найти значение универсальной константы β_y; для стационарных условий при нейтральной стратификации приземного слоя $\beta_y = 0{,}48 \pm 0{,}02$. Для результатов, полученных при нейтральной стратификации, но нестационарных условиях по температуре, средней скорости или направлению ветра, значение $\beta_y = 0{,}42 \pm \pm 0{,}02$, т. е. несколько меньшее. Для неустойчивой стратификации

($L = -10 \ldots -100$ м) в случае стационарных и нестационарных условий значения $S_y/(u_* t)$ при больших $u_* t/\delta_0$ выходят на такой же предельный режим, но соответственно при $\beta_y = 0{,}56 \pm 0{,}03$ и $\beta_y = 0{,}51 \pm 0{,}02$. При значительной неустойчивости ($L = -6 \ldots -16$ м) среднее значение $\beta_y = 0{,}75 \pm 0{,}06$ по всему интервалу изменения аргумента.

Таким образом, влияние нестационарности приземного слоя атмосферы на $S_y(t)$ в первом приближении незначительно и для

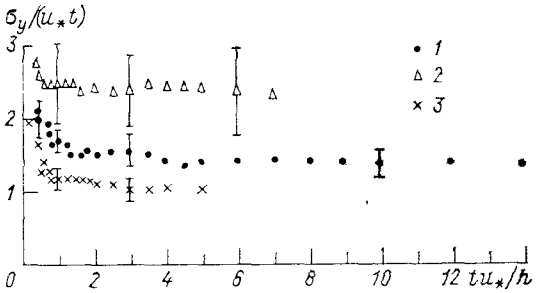


Рис. 3.15 Зависимость $\sigma_y/(u_* t)$ от $u_* t/h$ при нейтральной стратификации.
1, 2, 3 — номера полигонов.

практических расчетов им можно пренебречь, а безразмерная функция для S_y с ростом неустойчивости при изменении аргумента в пределах от 0,1 до 6,0 практически не меняется, хотя константа, стоящая перед ней, меняется. Отсюда следует, что для расчетов диффузионных параметров в интервале безразмерного времени диффузии $0{,}1 < u_* t/|L| < 6$ можно пользоваться соотношением (3.8) не только при нейтральной, но и при неустойчивой стратификации, используя при неустойчивости значение $\beta_y = 0{,}75$ для -6 м $< L < -16$ м и $\beta_y = 0{,}56$ для -10 м $< L < -100$ м.

Данные о дисперсии координат частиц осредненной струи $\sigma_y(t)$ были получены по результатам аэрофотосъемки дымовых струй, причем все значения σ_y были приведены с помощью (3.41), к единому периоду наблюдения 20 мин. Расчет времени диффузии t для σ_y выполнялся так же, как для $S_y(t)$, однако результаты (в отличие от $S_y(t)$) оказались чувствительными к условиям местности, что и привело к разбросу в значениях в 1,5—2 раза.

Из рис. 3.15 видно, что надлежащим образом нормированные σ_y с ростом аргумента остаются на одном и том же уровне, но, в отличие от $S_y(t)$, не располагаются вдоль одной прямой, резко отличаясь друг от друга для разных групп опытов. То же самое наблюдается и при неустойчивой стратификации. Таким образом, подтверждая гипотезу подобия (3.6), полученные результаты показывают, что и функция F_y и константа α_y не являются уни-

версальными. Последнее может быть связано с локальными особенностями местности, сведений только о параметре шероховатости в пределах опытной площадки недостаточно. Известно, что величина σ_y в значительной степени зависит от низкочастотных колебаний струи примеси, генерируемых мезомасштабными неоднородностями подстилающей поверхности. Учитывая, что для полигона 2 мезошероховатость подстилающей поверхности наибольшая по сравнению с полигонами 1 и 3 (см. гл. 2), различия приведенных данных можно связать именно с этим обстоятельством.

Зависимость $\sigma_y/(u_*t)$ от локальных условий местности затрудняет оценку константы α_y для второй формулы (3.6), так что при описании процесса диффузии примеси в приземном слое атмосферы над реальной подстилающей поверхностью, по-видимому, учет ее мезошероховатости также необходим. В [46] высказано предположение, что при нейтральной стратификации и при $u_*t > h$ величина σ_y^2 над реальной подстилающей поверхностью должна зависеть также и от $\tilde{z}_0/z_0$, где $\tilde{z}_0$ — параметр мезошероховатости. Очевидно, что при $\tilde{z}_0 = z_0$ (отсутствие мезомасштабных неоднородностей рельефа и растительности на достаточно большой площади) можно определить константу α_y. Поскольку измерения на полигоне 3 были проведены на плоской косе, окруженной с двух сторон водной поверхностью, можно предположить, что отношение $\tilde{z}_0/z_0$ в этой серии экспериментов мало отличается от единицы, поэтому значение константы $\alpha_y \simeq 1$, что и примем за ее оценку.

Зависимость $\sigma_y/(u_*t)$ от аргумента $u_*t/|L|$ с привлечением данных, полученных с помощью фотографирования, запуска тетронов и измерения параметров поперечного распределения концентрации примеси [59, 123], подтвердила влияние мезошероховатости, но не выявила влияния устойчивости. В каждой серии опытов при изменении $u_*t/|L|$ от -3 до $+0{,}4$ значение $\sigma_y/(u_*t)$ оставалось постоянным в пределах разброса, но было неодинаковым для разных полигонов.

3.4.3. О степенной аппроксимации зависимости σ_y от x

Степенная аппроксимация зависимости σ_y от x удобна для построения расчетных формул и постоянно применяется при анализе и обобщении экстремальных данных. Известно (см., например, [4, 17, 96] и др.), что показатель степени при x принимает значения от 0,7—0,8 (при устойчивой стратификации) до 0,9—0,95 (при неустойчивой), причем в разных экспериментах он получается неодинаковым, так как зависит также и от условий местности. Пользуясь результатами теории подобия, легко показать, что показатель степени всегда должен быть немного меньше единицы. Действительно, зависимость σ_y (или S_y, или σ_z)

от x может быть получена путем замены t на x в (3.6)—(3.14), согласно выражению (3.43). Среднюю скорость ветра $\bar{U}$ можно взять на уровне $\bar{z}$ или же проинтегрировать профиль ветра от 0

Таблица 3.4

Расчетные значения показателя степени при x в формулах типа (3.44) для σ_y или σ_z

Стратификация	p	s	n		m	
			σ_y	σ_z	σ_y	σ_z
Безразличная	0,15—0,20	1	1	1	0,83—0,87	0,83—0,87
Неустойчивая	0,05—0,1	1,5	1	1,5	0,87—0,93	1,3—1,4
Устойчивая	0,4—0,5	0,5	1	0,5	0,8—0,83	0,4—0,41

до верхней границы струи $\bar{az}$. Проще всего это сделать для степенного профиля скорости ветра (2.26). Если считать, что показатель степени при z в таком профиле равен p, а в формулах для $\bar{z}$ и σ_y при t он равен s и n, то (как нетрудно показать) получим

$$\sigma_y \simeq x^{\frac{n}{1+sp}} = x^m. \tag{3.44}$$

Таблица 3.5

Сводка данных о показателе m для σ_y

Источник; характеристика опытов	Стратификация		
	нейтральная	неустойчивая	устойчивая
[60]; всех типов	0,69—0,81	0,82—1,0	—
[96]; опыты с дымами	0,78	0,86—0,91	0,71
[17]; опыты с тяжелыми частичками	0,76—0,88	0,83—0,97	0,73—0,83

Типичные значения p, данные об s и n и результаты расчета приведены в табл. 3.4. Значения m (табл. 3.5) в целом вполне согласуются с ними. Аналогичный результат на основе анализа логарифмического профиля скорости ветра приведен в [163].

3.5. Сводка экспериментальных оценок констант в формулах подобия лагранжевых характеристик турбулентности и сравнение их с теоретическими

Универсальные константы теории подобия, полученные экспериментально, собраны в три группы данных. В табл. 3.6 для тео-

ретических оценок используется $\varkappa_1 = \varkappa/\mathrm{Pr}_T$ (Pr_T — турбулентное число Прандтля; $\varkappa$ — постоянная Кармана), если $\varkappa = 0{,}4$ и $\mathrm{Pr}_T = 1{,}0$, то $\varkappa_1 = 0{,}4$. Однако, согласно [135], анализ лабораторных измерений приводит к выводу, что $\mathrm{Pr}_T = 0{,}85\ldots 0{,}88$, тогда $\varkappa_1 = 0{,}45\ldots 0{,}47$. Поэтому использовались два значения $\varkappa_1 = 0{,}40$ и $\varkappa_1 = 0{,}47$. В [188] при оценке константы b было использовано од-

Таблица 3.6

Теоретические и экспериментальные оценки констант b, c и c_0 для формул (3.2)

Источник, входной параметр	b	c	c_0	$c_0 b = c$
		Теоретические оценки		
[188]; $b = \varkappa_1$, 0,4 и 0,47	($\varkappa_1 = 0{,}4$ и 0,47) —	($\varkappa_1 = 0{,}4$ и 0,47) —	1,0	0,4 и 0,47
[135—137], $b = 0{,}83$, $c = 0{,}52\varkappa_1$	0,33 и 0,39	0,21 и 0,24	—	—
$b = 0{,}83$, $c = 0{,}3\varkappa_1$	То же	0,12 и 0,14		
[168]; $c = 0{,}56\varkappa_1$	— —	0,22 0,26	—	—
		Экспериментальные оценки		
[165]	0,4	—	—	—
[166]	0,28	—	—	—
[218]	—	—	0,59	—
[60]; по тетронам	0,44±0,04	0,30	0,64±0,03	0,27
[45, 46, 59, 123, 132]; по струям дыма	0,28	0,17—0,19	0,61	0,18
По данным „Прейри Грасс“ [53]	0,44±0,05	—	0,43±0,01	0,19

номерное параболическое уравнение турбулентной диффузии по вертикали. Это же уравнение, дополненное адвективным слагаемым, использовалось в [168] для оценки константы c. В [136] получены оценки b и c, вытекающие из решения уравнения диффузии гиперболического типа, а также дополнительная оценка c из уравнения диффузии параболического типа, в котором учитываются недиагональные члены тензора коэффициентов турбулентной диффузии. Таким образом, основные различия теоретических оценок связаны с видом использовавшихся уравнений и выбором значения $\varkappa_1$. Диапазон изменения b в этом случае составлял 0,33—0,47, так что теоретическая оценка b определялась с точностью в 30—40 %. Точность оценки c составляла около 50 %.

Представленные экспериментальные оценки получены без использования априорных предположений о характере диффузии, однако различия в экспериментальных значениях констант b и c достаточно велики. Это может быть связано с различным характером подстилающей поверхности, использованием различного интервала безразмерного времени диффузии, для которого определялись константы b и c, а также вследствие неучтенных мето-

Таблица 3.7

Сравнение теоретических и экспериментальных оценок α_z

Способ получения, профиль $K(z)$	α_z^*	α_z/b
Теоретические оценки		
Параболическое уравнение; $K_z \sim z$	0,47	1,2
То же; $K_z \sim t$	0,23	0,59
То же; $K_z \sim t^m z^{1-m}$		
$m = 0{,}75$	0,35	0,90
$m = 0{,}50$	0,29	0,74
$m = 0{,}25$	0,26	0,67
Гиперболическое уравнение ($n = 1{,}25$); $K_z \sim z$	0,33	0,85
То же; $K_n \sim t$	0,21	0,54
Экспериментальные [45, 53]		
По траекториям тетронов	0,36±0,09	0,82
По вертикальным распределениям концентрации		
Опыты ИЭМ	0,21	0,74
„Прейри Грасс"	0,38±0,07	0,87

* При $\varkappa_1 = 0{,}47$.

дических погрешностей при определении координат центра тяжести. Тем не менее можно сделать вывод о том, что имеющиеся теоретические и экспериментальные оценки имеют один и тот же порядок. Значение константы b, полученное в работах А. М. Яглома [135, 137], позволяет утверждать, что ее истинное значение должно быть ниже теоретической оценки, предложенной Эллисоном при $\varkappa_1 = 0{,}47$. Эмпирические значения константы c в целом оказались несколько больше теоретических (особенно той из них, которая основана на учете недиагональных членов тензора коэффициентов турбулентной диффузии). Значение c_0, использованное Эллисоном, оказалось завышенным. Все экспериментальные результаты дали значение c_0 примерно вдвое меньшее.

В табл. 3.7 приведено сравнение экспериментальных значений константы α_z с теоретическими оценками, полученными в [134—136]. Видно, что теоретические оценки различаются больше, чем экспериментальные, и все они связаны с типом уравнения и формой задания профиля $K(z)$. Причины различий экспериментальных оценок, по-видимому, те же, что и для b и c. Отметим, что

значения α_z, полученные по траекториям тетронов и по данным проекта «Прейри Грасс», также как и в случае константы b, почти совпадают. Более точно по экспериментальным данным определяется отношение моментов $\sigma_z/\bar{z}$. Теоретические оценки этого отношения составляют 0,54—1,2, а при наиболее близких к экс-

Таблица 3 8

Сравнение экспериментальных и теоретических оценок констант теории подобия для нейтральной стратификации

Константа	Экспериментальные оценки			Теоретические оценки	
	Струи дыма [53]		Тетроны	Возженников [29]	Хант и Вебер [221]
	ИЭМ	„Прейри Грасс"	Гаргер		
a	0,35	0,58	0,57	0,32	0,56
α_z	0,21	0,38	0,36	—	0,39
a/b	1,25	1,32	1,30	—	1,4
α_z/b	0,74	0,87	0,82	—	0,97
α_y	1,0 * 1,3 **	—	0,97	1,1	—
α_x	—	—	1,3	1,8	—
β_z	—	—	0,30	—	—
β_y	0,48	—	0,50	—	—
β_x	—	—	0,93	—	—

* Песчаная коса.
** Степь с густой травой.

периментальным данным — около 0,90. Использование параболического уравнения при задании $K(z)$ в виде функции только от z дает наихудшие результаты. В то же время точность экспериментальных оценок константы α_z недостаточна для того, чтобы сделать более конкретные выводы о значении показателя степени m при использовании аппроксимации $K_z \sim t^m z^{1-m}$. Однако, если в табл. 3.2 наилучшим было $m=0{,}75$, то здесь оно дает результаты не хуже, чем $m=0{,}50$.

В табл. 3.8 приведено сравнение с экспериментальными оценками ряда констант, полученных с помощью стохастических уравнений скорости лагранжевой частицы для нейтральной стратификации [28], а также статистической теории [221], опирающейся на кинематическое описание поведения координат и скоростей частиц примеси в приземном слое, теорию подобия и другие дополнительные соображения. Видно, что теоретические оценки Ханта и Вебера близки к экспериментальным, полученным по тетронам и данным проекта «Прейри Грасс», оценка a Возженникова лучше согласуется с экспериментальной оценкой по дымовым струям. Экспериментальные оценки отличаются от теоретических на 20—40 %. Для выяснения причин этого требуется проведение

дальнейших исследований и накопление данных. Теоретическая оценка a удовлетворительно согласуется с измерениями в условиях песчаной косы. Для α_z теоретические оценки хуже согласуются с экспериментальными. Одной из причин такого различия могут быть недостаточные периоды наблюдений за движением воздушных частиц с помощью тетронов. Теоретических оценок констант β_x, β_y, β_z, к сожалению, пока нет. Отметим только хорошее совпадение оценок β_y, полученных на основе опытов разных типов.

Таблица 3.9

Оценки констант теории подобия при стратификации, отличной от нейтральной

Константа	Экспериментальные оценки ИЭМ	
	по дымовым струям	по тетронам
Неустойчивая стратификация		
b_1	0,38	—
c_1	—	15
a_1	0,47	—
α_z'	0,28	1,1
β_z'	—	1,05
β_y'	—	0,56—0,75 *
Устойчивая стратификация		
b_2	0,30	—
a_2	0,38	—
α_z''	0,23	—

* При сохранении закона (3.7).

Оценки констант теории подобия при стратификации, отличной от нейтральной, приведены в табл. 3.9. По опытам ИЭМ с дымовыми струями и тетронами оценки расходятся. Это может быть связано с различными методиками обработки первичных данных (фотографий дымовых струй в одном случае и координат тетронов, в другом) и принятыми при этом гипотезами. Кроме того, не во всех случаях в действительности был достигнут предельный режим неустойчивости, что могло исказить полученные константы. Теоретические оценки для приведенных констант известны только из [30]. Они совпадают с экспериментальными, полученными по дымовым струям. При этом в [30] были приняты некоторые гипотезы (о нормальности распределений; о значении универсальных констант приземного слоя). При изменении гипотез могут быть получены несколько другие результаты.

3.6. Флуктуации концентрации примеси в меандрирующей струе

3.6.1. Обзор моделей

Для ряда практических задач недостаточно знания только средней концентрации примеси, но требуются также характери-

стики ее флуктуаций. В той или иной фиксированной точке концентрация примеси может меняться прежде всего за счет меандрирования факела. В результате концентрация меняется от максимальной до нуля (см. рис. 1.1). Кроме того, в пределах облака или струи могут наблюдаться мелкомасштабные флуктуации, вызванные турбулентными пульсациями скоростей (рис. 3.16).

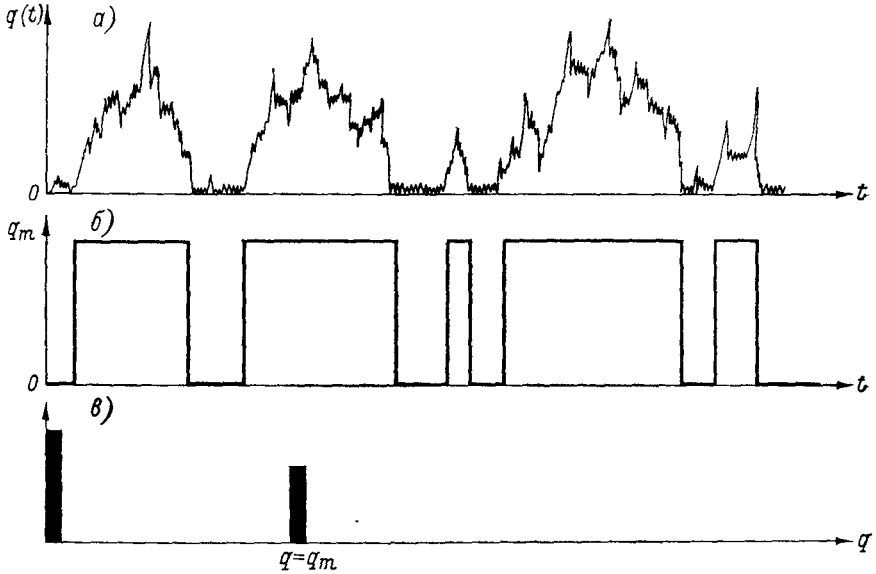


Рис. 3.16. Пульсации концентрации примеси в меандрирующей струе по [74] (*а*) и модель пульсаций при равномерном распределении концентрации в факеле (*б*). Закон распределения для модели (*в*).

Обзор теоретических подходов построения моделей флуктуаций концентрации был опубликован в [208]. Не считая чисто эмпирических моделей, а также численных, основанных на применении метода Монте-Карло, основные подходы можно разделить на две группы. Первая сводится к учету меандрирования с помощью модели струи Гиффорда, при этом флуктуации внутри факела не учитываются. Модели такого типа развивались Гиффордом, а в нашей стране О. И. Возженниковым, Г. П. Жуковым, А. В. Найденовым [26, 27, 75, 103]. Рассмотрим формулу для интенсивности пульсаций концентраций, проинтегрированной по z, полученную по модели меандрирующей по оси y струи от точечного наземного источника. Согласно [103], для достаточно больших времен диффузии она имеет вид

$$\frac{\sigma_q}{q} = I_q(x,\ y) = \frac{\sigma_y}{S_y\sqrt{1+\rho^2}}\left[\exp\left(\frac{\rho^2\eta^2}{1+\rho^2}\right) - 1\right], \qquad (3.45)$$

где

$$\eta = y/\sigma_y;\ \rho = M_y/\sigma_y.$$

Для приземного слоя, где σ_y, S_y и M_y линейно связаны со временем диффузии соотношениями (3.7), формула (3.45) преобразуется к следующему виду:

$$I_q(x,\ y) = A\left(e^{B\zeta^2} - 1\right), \tag{3.46}$$

где

$$\zeta = \frac{y}{\alpha_y u_* t};\quad A = \frac{s^2}{\sqrt{2s^2 - 1}};\quad B = \frac{s^2 - 1}{2s^2 - 1};\quad s = \alpha_y/\beta_y.$$

Таким образом, в пределах приземного слоя I_q зависит только от соотношения констант теории подобия лагранжевой турбулентности и координат точки относительно оси осредненной струи. В [103] приведено полученное аналогичным образом выражение для плотности вероятности флуктуаций.

В [75] аналогичные формулы распространены на случай приподнятого источника и двумерного факела. В [208] был использован тот же подход для однородной турбулентности. Для этого дисперсия логарифма концентрации выражается через время диффузии, координаты y и z и лагранжевы временны́е масштабы. Поскольку в дальнейшем автор [208] сравнивает свои модели с данными измерений в приземном слое, лагранжев временной масштаб τ_L принимался зависящим от вертикальной координаты z. В [208] приводится ряд формул при разных соотношениях между τ_L и временем диффузии для оценки характеристик пульсаций концентрации на различных расстояниях от источника и при разном времени осреднения.

Второй подход к данной задаче основан на анализе уравнения баланса пульсаций концентрации для стационарного случая

$$U\frac{\partial \sigma_q^2}{\partial x} = K_{yy}^{(s)}\frac{\partial \sigma_q^2}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z}K_{zz}^{(s)}\frac{\partial \sigma_q^2}{\partial z} + 2K_{yy}\left(\frac{\partial q}{\partial y}\right)^2 + 2K_{zz}\left(\frac{\partial q}{\partial z}\right)^2 + \\ + (K_{yz} + K_{zy})\frac{\partial q}{\partial y}\frac{\partial q}{\partial z} - 2\varepsilon_q, \tag{3.47}$$

где $K_{ij}^{(s)}$ — тензор коэффициентов диффузии для дисперсии флуктуаций концентрации, определяемый соотношением

$$\overline{u_i'(q')^2} = -K_{ij}^{(s)}\frac{\partial \sigma_q^2}{\partial x_j}, \tag{3.48}$$

где $i,\ j = x,\ y$ — по повторяющимся индексам подразумевается суммирование; ε_q — средняя скорость выравнивания неоднородностей поля концентрации (аналог диссипации турбулентной энергии).

Первый и второй члены в правой части (3.47) представляют собой источники флуктуаций за счет неоднородности поля σ_q^2, три следующих — за счет неоднородности поля средней концентрации, последний — сток для пульсаций концентрации примеси.

В [171] для случая однородной турбулентности применялось уравнение (3.47) в предположении, что $K_{ij}^{(s)} = K_{ij}$ и не зависит от времени диффузии, а диагональные члены $(i \neq j)$ отсутствуют. Для приземного слоя с учетом зависимости $K_{ij}^{(s)}$ и K_{ij} от времени диффузии этот подход был обобщен в [27], а позднее в [75]. Далее будем пользоваться результатами [75].

Считая, что диагональные члены отсутствуют, положим

$$K_{yy}^{(s)} = aK_{yy};\ K_{zz}^{(s)} = aK_{zz}, \tag{3.49}$$

где K_{yy} и K_{zz} — коэффициенты турбулентной диффузии, связанные с дисперсиями координат частиц примеси уравнением (1.20). Средняя скорость выравнивания неоднородностей поля концентрации записывается в виде

$$\varepsilon_q = C_q \frac{\sigma_q^2 K_{zz}}{\sigma_z^2}, \tag{3.50}$$

где C_q — эмпирическая постоянная.

Для приземного слоя средняя скорость U заменяется на средневзвешенную U_c, которая принимается постоянной, что позволяет связать время диффузии с координатой вдоль оси факела x. С учетом этих упрощений в [75] получено довольно громоздкое выражение для σ_q^2, с помощью которого путем численного интегрирования получены оценки σ_q^2 для заданных констант C_q и a.

При построении моделей часто предполагается, что флуктуации концентрации подчиняются логарифмически-нормальному закону распределения. Однако при меандрировании факела можно ожидать нарушений этого закона в связи с повышенным количеством нулевых значений концентраций, т. е. когда точка измерений находится вне факела.

3.6.2. Экспериментальные данные и их сравнение с модельными расчетами

В [208] отмечается малое число опытов, в которых измерялись флуктуации концентрации в атмосфере, поэтому сравнения частично проводились с результатами, полученными в лаборатории. Кроме того, для использования модели в [208] иногда произвольно варьировались лагранжевы масштабы, поскольку необходимые измерения проводились не всегда в достаточном объеме. Рассматривались пульсации концентрации Kr^{85} в полевых опытах в Ханфорде на расстояниях 100 и 800 м от источника на высоте 1 м; факелы йонов на расстоянии 2—15 м от источника на той же высоте; опыты с азотистыми соединениями в приземном слое. В заключение обзора отмечается, что модели могут отражать некоторые аспекты поведения флуктуаций концентрации, но

требуются дополнительные исследования, в том числе достоверные определения лагранжевых масштабов.

В [72] на основе результатов измерений флуктуаций отложений примеси от квазимгновенного линейного источника показано, что распределение флуктуаций концентрации удовлетворительно аппроксимируется логарифмически-нормальным законом. К тому же выводу на основании опытов приходит Чанади, однако для точечного источника, согласно данным Рамсделла и соавторов, этот закон не выполняется [208].

Обширная серия измерений флуктуаций концентрации в приземном слое была выполнена в ИЭМ во время диффузионных опытов (см. гл. 2). Позднее аналогичные опыты с аналогичной техникой были выполнены в Израиле [179].

Измерения в фиксированной точке в присутствии меандрирующего факела от генератора масляного тумана, просматриваемого сверху, были выполнены в [102]. Фотометрическая обработка серии аэрофотоснимков факела на расстояниях 50—400 м от источника позволила получить значения интегральной по z концентрации в зависимости от расстояния до оси как мгновенной, так и осредненной струи. Очевидно, что в первом случае меандрирование исключается, и вблизи оси такой подвижной струи оказалось пригодным логарифмически-нормальное распределение, чего нельзя сказать о других случаях (край подвижной струи и струя с учетом меандрирования). Общий уровень интенсивности флуктуаций концентрации σ_q/q в 3—4 раза меньше в случае отсчета координаты y от подвижной оси, чем от неподвижной. Сравнение интенсивности σ_q/q_y и σ_q/q_0 (q_y — средняя концентрация в точке y, а q_0 — на оси) с рассчитанной по (3.46) при ранее полученных коэффициентах α_y и β_y (см. п. 3.5) приведено на рис. 3.17. Видно, что модель меандрирующего факела достаточно хорошо отражает зависимость интенсивности флуктуаций от положения точки относительно оси. Аналогичные результаты, полученные в [208] по данным Рамсделла и Хиндса, хорошо согласуются с этим выводом. Однако функция распределения нормированных пульсаций q'/q не подчиняется данной модели, что указывает на необходимость учета мелкомасштабных флуктуаций внутри турбулентного факела.

В [75] анализировались данные о пульсациях концентрации, полученные с помощью малобазовых измерений ослабления света в факеле (см. п. 2.1). Установка приборов на мачты позволила получить вертикальные профили до высоты 15 м при расстояниях до источника 50—185 м.

На рис. 3.18 приведены профили квадрата интенсивности σ_q^2/q^2 в зависимости от нормированной высоты z/σ_z и результаты расчета по модели меандрирующей струи с учетом меандрирования как по оси y, так и по оси z. Сравнение с экспериментальными данными показывает несовершенство этой модели. При численных расчетах, выполненных по балансовой модели, постоянные $C_q=1{,}5$ и $a=1{,}3$ были выбраны на основе анализа эксперимен-

тальных данных. Из рис. 3.18 следует, что эта модель вполне удовлетворительно согласуется с опытными профилями.

Согласно [100], структурные функции пульсаций пассивной примеси в инерционном интервале турбулентного потока должны подчиняться закону «$^2/_3$», а спектральные плотности — закону «$-^5/_3$». Эти закономерности по результатам тех же опытов иссле-

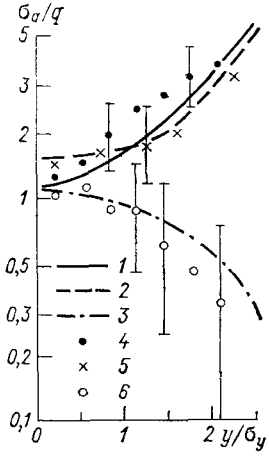


Рис. 3.17. Зависимость нормированной σ_q от поперечной координаты.

На среднюю концентрацию в точке по модели (*1, 2*) и экспериментальным данным (*4, 5*) соответственно по [103] и [208]. На осевую концентрацию по модели (*3*) и экспериментальные данные (*6*)

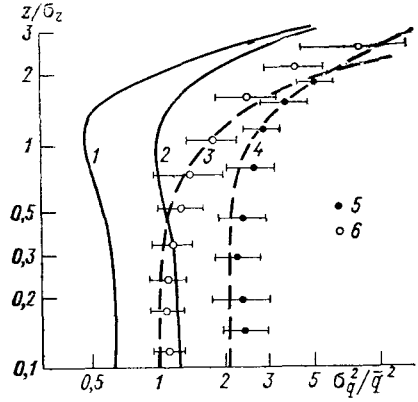


Рис. 3.18. Зависимость квадрата интенсивности флуктуации концентрации от безразмерной высоты по [75].

Расчет по модели меандрирующей струи (*1, 2*); по балансовой модели (*3, 4*); экспериментальные данные (*5, 6*) *1, 3, 6* — $y/\sigma_y=0{,}36$, $h/\sigma_z=0{,}46$; *2, 4, 5* — $y/\sigma_y=1{,}0$, $h/\sigma_z=0{,}8$

довались в [32]. Из соображений подобия для структурной функции пульсаций концентрации, учитывая начальную высоту струи от точечного источника $h_{эф}$, можно записать

$$D_q(\tau)=\left(\frac{\tau U}{u_* t_c}\right)^{2/3} F\left(\frac{z}{u_* t_c},\ \frac{h_{эф}}{u_* t_c}\right), \qquad (3.51)$$

где t_c — среднее время диффузии, близкое ко времени диффузии облака для расстояний, когда можно пренебречь временем пролета облака мимо любой точки по сравнению со временем, необходимым для ее достижения (способ определения t_c предложен в [100]).

Путем анализа экспериментальных данных авторы [32] определили функцию F и получили конкретный вид для (3.51):

$$D_q(\tau)=3{,}44\sigma_q^2\left(\frac{\tau U}{v_* t_c}\right)^{2/3}[z/(u_* t_c)]^{1/2}\left(1-\frac{0{,}8h_{эф}}{u_* t_c}\right). \qquad (3.52)$$

Сравнивая это выражение с формулой, предложенной в [100]

$$D_q(\tau)=C_q'\varepsilon_q\varepsilon^{-1/3}(U\tau)^{2/3}, \qquad (3.53)$$

где C'_q — постоянная, а ε — скорость диссипации турбулентной энергии, которая в приземном слое при нейтральной стратификации составляет $u_*^3/(\varkappa z)$, авторы [32] получили формулу для ε_q, которая позволила оценить константу C_q (в 3.50).

При построении нормированных спектров $nE_q(n)/\sigma_q^2$ в зависимости от nr/U (r — пространственный интегральный масштаб поля концентрации, который был определен по структурным функциям) авторы [32] обратили внимание на ряд случаев, когда спектральные плотности не подчинялись закону «$^5/_3$», а в высокочастотной области вырождались намного быстрее — как $n^{-8/3}$. Если выделить эти случаи, все остальные точки хорошо соответствуют ожидаемой зависимости [100]. Авторы [32] считают, что аномальные спектры соответствуют переходному режиму, когда при малых временах диффузии поле примеси еще не адаптировалось к полю скорости, в результате чего из него выпали высокие частоты. Предварительным критерием этого переходного периода является $z/u_*t_c > 0{,}5$. При $z \leqslant 0{,}5u_*t$ наступает режим, когда пульсации концентрации примеси находятся в равновесии с пульсациями скорости.

3.6.3. Законы распределения

Экспериментальные законы распределения флуктуаций концентрации в фиксированной точке пространства при наличии точечного источника по данным [74] приведены на рис. 3.19. В этом случае распределение флуктуаций преобразовано так, как это делается для логарифмически-нормального закона:

$$\zeta = \frac{\ln(q/q_l)}{\sigma_l}, \quad q_l = \frac{\bar{q}}{\sqrt{I^2+1}}, \quad I = \sigma_q/\bar{q}, \quad \sigma_l = \ln(I^2+1). \qquad (3.54)$$

В результате меандрирования оси струи от точечного источника в фиксированной точке пространства наблюдаются моменты, когда концентрация становится ниже порога чувствительности измерительной аппаратуры, т. е. $q \simeq 0$. Для учета этого обстоятельства вводят коэффициент перемежаемости γ, за который обычно принимают промежуток времени, в течение которого в данной реализации длительностью T значения концентрации превышают нулевой уровень. Очевидно, что вне струи $\gamma = 0$, около ее края γ достигает небольших значений, а к центру возрастает.

Из рис. 3.19 следует, что для всех приведенных случаев распределение ζ несимметрично и может быть аппроксимировано суммой двух нормальных законов

$$f(\zeta) = \frac{1-\gamma}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\zeta-\zeta_1)^2}{2\sigma_{l1}^2}} + \frac{\gamma}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\zeta-\zeta_2)^2}{2\sigma_{l2}^2}}. \qquad (3.55)$$

Параметры функций распределения для приведенных примеров и для случая слабой устойчивости (очень похожего на рис. 3.19 *а*) приведены в табл. 3.10. Воспользовавшись этими параметрами, можно перейти к распределению для $q'/\bar{q}$.

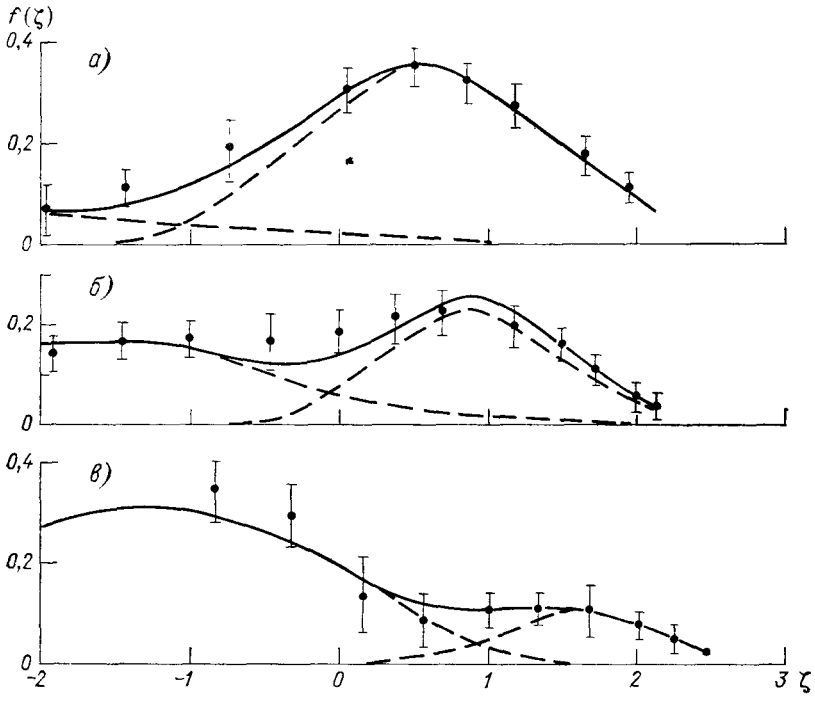


Рис. 3.19. Функции распределения f логарифмической концентрации $\zeta = \frac{\ln q/q_1}{\sigma_I}$ в фиксированных точках пространства по [74].

а) γ=0,87, I=0,75; *б*) γ=0,6, I=1,35; *в*) γ=0,25, I=2,25

Как следует из табл. 3.10, первая мода распределения ζ_1 (соответствует $q_{m1} = \frac{\bar{q}}{\sqrt{1+I^2}} e^{\sigma_{I_1}\zeta_1}$) лежит в области концентраций, значительно меньших, чем $\bar{q}$, т. е. практически вблизи нулевых значений q. Вторая мода ζ_2 (соответствует $q_{m2} = \frac{\bar{q}}{\sqrt{1+I^2}} e^{\sigma_{I_2}\zeta_2}$) находится вблизи среднего значения q. В то же время σ_{I1} (в области первой моды) систематически больше, чем σ_{I2}, так что распределение, описывающее область малых зна-

чений q, имеет значительную ширину, и замена его δ-функцией, как предлагал Чанади, недостаточно корректно.

Качественное объяснение двумодельности функции распределения пульсаций концентрации в меандрирующей струе иллюстрирует рис. 3.16*а*. Если бы струя имела четкие границы и в ее пределах концентрация была равномерной, то при ее меандрировании в фиксированной точке временно́й ход концентрации имел

Таблица 3.10

Параметры функций распределения мгновенных концентраций в фиксированной точке пространства

Стратификация	γ	I	ζ_1	ζ_2	σ_{l1}	σ_{l2}	$q_{m1}/\bar{q}$	$q_{m2}/\bar{q}$
Нейтральная	0,87	0,75	—2,5	0,6	2,0	0,85	0,026	0,87
„	0,60	1,35	—2,0	1,0	1,50	0,67	0,0075	1,04
„	0,24	2,25	—1,0	1,6	1,13	0,60	0,011	1,80
Слабо устойчивая	0,85	0,70	—2,5	0,6	1,80	0,92	0,046	0,85

бы вид 3.16*б*, а закон распределения — 3.16*в*. В реальных условиях в струе примеси всегда существуют мелкомасштабные флуктуации и по сечению струи концентрация распределена неравномерно, а края ее размыты. Все эти факторы приводят к размыванию обоих максимумов — близкого к нулю q_1 и основного q_2. В зависимости от расстояния до источника и расстояния до оси осредненной струи преобладает распределение с максимумом q_2 вблизи оси струи (см. рис. 3.19*а*) или q_1 вблизи края струи (рис. 3.19*в*).

В работе [74] получена эмпирическая связь между перемежаемостью в струе γ и интенсивностью

$$\gamma = e^{-0{,}8\,(I - I_0)}, \tag{3.56}$$

где $I_0 = 0{,}6$, что, по-видимому, связано с пороговым значением q' при его измерении.

В [179] $\gamma = 2(1+I^2)^{-1}$, что в диапазоне I от 0 до 3 дает значения γ, на 20—30 % большие, чем (3.56).

В [74] описанные закономерности наблюдались на расстояниях 50—200 м от источника. Двумодальная структура закона распределения должна сохраняться до тех пор, пока $S_y < \sigma_y$ и $S_z < \sigma_z$, т. е. при $t < \tau_L$. При $t \gg \tau_L$ меандрирование по оси z прекращается, и в пределах факела остаются только мелкомасштабные флуктуации. Однако, как известно, в приземном слое τ_L растет с повышением центра тяжести струи, а на диффузию по горизонтали влияют мезомасштабные флуктуации направления ветра, которые могут создавать меандрирование и за пределами масштаба τ_L, связанного с мелкомасштабной турбулентностью.

3.6.4. Характеристики превышения пульсациями концентраций заданного уровня

Расчеты характеристик превышения заданного уровня концентрации в струе от стационарного точечного источника были выполнены в [26] аналогично тому, как это было сделано для пульсаций скорости ветра (см. [21]) на основе формулы Райса, модифицированной для случая логарифмически-нормального распределения флуктуаций концентрации в факеле. При этом выбросы, связанные с влиянием меандрирования, не учитывались.

Расчетная формула для числа превышений заданного уровня имеет вид

$$N_q = \frac{\sqrt{-R''(0)}\, I_q}{2\pi\sigma_l \sqrt{1+I_q^2}} \exp\left(-\frac{1}{2} q_l^2\right), \tag{3.57}$$

где $R''_q(0)$ — вторая производная корреляционной функции пульсаций концентраций при нулевом сдвиге; I_q и σ_l определяются формулами (3.55); $q_l = \ln(q/q_m)/\sigma_l$; q_m — медианная концентрация.

Согласно [27], численные оценки частоты выбросов, превышающих медианное значение концентрации, при несглаженном процессе, когда учитываются мельчайшие флуктуации вплоть до масштабов молекулярной диффузии, приводят к очень большим значениям N_q — порядка нескольких сотен в секунду. Поправку на фильтрацию высокочастотных пульсаций за счет инерции измерительного прибора или какого-то другого сглаживающего процесса можно сделать путем введения фильтра низких частот (см. [21]). Поэтому для осредненных пульсаций с временно́й постоянной $\tilde{\tau}$ имеем

$$-R''_q(0) = \frac{1}{\sigma_q^2} \int_0^\infty n^2 H^2(n, \tilde{\tau})\, E_q(n)\, dn, \tag{3.58}$$

где $H^2(n, \tilde{\tau})$ — передаточная функция.

Применив структурную функцию пульсаций концентрации в виде (3.52), авторы [26, 32] оценили число пересечений среднего уровня при $\tilde{\tau} = 1$ с, которое оказалось на три порядка меньше, чем без учета осреднения.

Зависимость $N(c_l)/N(0)$ от заданного уровня в этой работе получилась разумной. Однако, при сравнении этой величины с экспериментальными данными [33] выявилось расхождение: по расчетным данным максимальное число превышений (см. (3.57)) соответствует уровню $c_l = 0$, т. е. медианному значению концентрации. На опытных данных максимум пересечений соответствовал несколько большему значению q. Причина этого расхождения, по-видимому, связана с тем, что закон распределения пуль-

саций концентрации отличается от логарифмически-нормального.

Авторы [38] попытались построить модель с учетом этого эффекта, использовав полученную ими эмпирическую функцию распределения длительностей выбросов. Из соображений размерности следует, что вид плотности распределения выбросов по длительностям τ при условии ограничения их инерционным интервалом должен иметь вид

$$p(\tau,\ c_l) = \tau^{-1}\psi(\tau/\tau_L,\ c_l), \tag{3.59}$$

где τ_L — внешний масштаб турбулентности.

Качественные соображения позволили авторам [33] построить распределение, совпадающее с экспериментально полученным, и по нему оценить среднюю продолжительность выброса $\bar{\tau}$. Рассчитанное через $\bar{\tau}$ число выбросов оказалось более близким к экспериментальному, поскольку максимум N сместился к значениям $c_l = 0{,}5$.

Заключение

Приведенные в данной главе результаты натурных экспериментов существенно продвинули обоснование применимости теории подобия лагранжевой турбулентности для расчетов диффузии примеси в приземном слое атмосферы.

Сравнение ряда расчетных и экспериментальных величин (вторых моментов, распределений концентрации) показывает, что примененные для этого теоретические подходы правомерны. Новые экспериментальные данные о флуктуациях концентрации примеси в облаке или струе могут найти применение в ряде практических задач.

Отметим вместе с тем, что к настоящему времени не все константы теории подобия определены надежно, некоторые пока неизвестны. Не для всех моментов выявлена роль начальных условий. Имеется также определенный разброс полученных значений этих констант по разным экспериментальным данным в результате применения различных методик. Для горизонтальной диффузии выявилась роль географических условий, выразившаяся в зависимости некоторых констант от характера подстилающей поверхности. Однако этот вопрос пока еще только затронут, но не исследован.

4. Экспериментальные исследования диффузии примеси в пограничном слое атмосферы

Если источник примеси расположен выше приземного слоя атмосферы, то слой, в котором рассеивается примесь, с известным приближением можно считать квазиоднородным, и к процессу диффузии в нем можно применять представления, вытекающие из анализа турбулентности в координатах Лагранжа (см. п. 1.1). Результаты опытов в слое перемешивания часто представляют в виде степенной зависимости размеров мгновенной или осредненной струи от расстояния до источника или от времени диффузии (см. *табл. 2.4—2.8*). В отличие от приземного неоднородного по вертикали слоя, в квазиоднородном слое степень при t и x должна быть одной и той же, что в целом и подтверждают результаты экспериментов. Отметим, что для σ_y степень при x всегда меньше единицы и медленно падает с ростом расстояния от сотни метров до десятка километров. Кроме того, она слабо зависит от характера устойчивости. Для σ_z эта степень сильнее зависит от условий устойчивости, а при неустойчивой стратификации она равна 1,5. Степень для размеров мгновенной струи на небольших расстояниях меняется от 1 до 1,5, а на больших расстояниях она всегда менее единицы как и для σ_y. Такой подход, являясь чисто эмпирическим, не позволяет оценить основные параметры лагранжевой турбулентности и не дает возможности сделать физически обоснованные обобщения. Поэтому в данной главе прежде всего используются результаты опытов (см. табл. 2.6), отличительной особенностью которых является полнота как метеорологических, так и диффузионных измерений.

Этот подход можно применять при хорошо развитой динамической турбулентности. Особенности турбулентности в пограничном слое атмосферы при условиях стратификации, сильно отличающихся от нейтральных, требуют особого подхода и при описании процессов диффузии. Поэтому в данной главе рассматриваются также и особенности диффузии в конвективном пограничном слое в условиях устойчивости, а также особенности рассеяния тяжелой примеси.

4.1. Результаты опытов с дымовыми струями (квазиоднородный слой)

Целью исследований была оценка параметров модели дымовой струи, рассеивающейся под воздействием турбулентности. Опыты проводились вблизи метеорологической мачты ИЭМ, что позволило одновременно измерять не только профили скорости ветра и температуры, но и пульсационные характеристики ветра с помощью аппаратуры, установленной на мачте [21].

Для интерпретации результатов опытов согласно модели, приведенной в п. 1.1, необходимо выполнение ряда условий: близкий к однородному по вертикали профиль скорости ветра в слое рассеяния струи, однородная температурная стратификация в этом слое и квазистационарность всех внешних условий. Для соблюдения этих условий принимались определенные меры, что особенно важно при анализе рассеяния по горизонтали, поскольку, как известно, спектр горизонтальных пульсаций, в отличие от вертикальных, не ограничен со стороны низких частот.

4.1.1. Оценка параметров диффузии струи в горизонтальном направлении

Дымовые струи создавались с помощью генераторов аэрозоля на высоте около 100 м. Перспективная съемка струи в горизонтальной плоскости выполнялась с 300-метрового уровня высотной мачты. Методика эксперимента подробно описана в [43], условия опытов в [40]. Все опыты выполнялись в вечерние или утренние часы в слое приземной инверсии или выше его, т. е. при устойчивой стратификации и слабых или умеренных скоростях ветра. Однако интенсивность турбулентности $I=\sigma_u/U$ на высоте источника во всех случаях была достаточно малой, что позволило использовать гипотезу замороженности. Приведенные в [40] данные позволяют считать слой, в котором проходило рассеяние дыма, квазиоднородным по вертикали.

Для выделения чисто турбулентной диффузии необходимо было отфильтровать изменчивость синоптического или мезомасштабного характера. Первичным критерием стационарности процесса рассеяния примеси служили данные об изменении направления ветра, осредненные за 10 мин, причем оказалось, что квазистационарными можно было считать только опыты продолжительностью не более 15 мин. В ряде случаев в течение всего периода съемки наблюдался хорошо выраженный плавный поворот ветра, в других, как показала обработка самих фотографий струй дыма, отмечалась та или иная нестационарность. Анализ статистики положения мгновенной оси струи в течение опыта дает возможность оценить влияние вихрей больших масштабов. В случае медленного поворота ветра (одного знака) колебания оси струи считались процессом со стационарным

приращением, которое можно было просто вычесть. Влияние на распределение ординат оси струи мезомасштабных вихрей, игравших в данных опытах роль нестационарности, приходилось отфильтровывать индивидуально. Положение мгновенной оси определяется по фотографиям без привлечения каких-либо гипотез. В дальнейшем используется гипотеза о нормальном распределении частиц примеси в мгновенной струе дыма, которое должно согласовываться с нормальным распределением примеси в осредненной струе и нормальным распределением ординат оси струи. Экспериментальное подтверждение пригодности аппроксимации распределения примеси в осредненной струе нормальным законом можно найти в ряде работ (например, [40]).

После введения соответствующих поправок распределения ординат мгновенной оси струи $\widetilde{y}$ для квазистационарных случаев, а также для случаев со стационарным приращением оказались близкими к нормальному. Для явно выраженной нестационарности распределения $\widetilde{y}$ заметно отличались от нормального, но при отбраковывании временны́х интервалов, соответствующих прохождению крупномасштабных вихрей, удовлетворительно согласовывались с ним.

При малых временах диффузии t и малых начальных расстояниях между частицами (см. п. 1.1) имеем

$$M_y^2(t) \simeq \overline{v^2} t^2. \tag{4.1}$$

При больших временах диффузии величина $M_y^2(t)$, в отличие от $\sigma_y^2(t)$ и $S_y^2(t)$, не должна безгранично расти с увеличением t (рис. 4.1). При малых временах M_y растет пропорционально t в степени, близкой к единице, после $t \approx 2000$ с начинается второй участок, где эта степень существенно меньше единицы, а далее M_y ведет себя неопределенно, как будто колеблется относительно некоторого постоянного значения. При этом для первого участка $M_y^2 \gg S_y^2$ по меньшей мере на порядок, что позволяет определять по формуле (4.1) осредненную дисперсию координат частиц σ_y^2, а значит и $\widetilde{v^2}$. Такая картина характерна для всех опытов, некоторые различия наблюдаются только при больших t.

Определение относительной дисперсии координат $S_y^2(t)$ по (2.1) предполагает нормальное поперечное распределение координат частиц примеси относительно ее мгновенной оси. Очевидно, что в силу случайных причин в отдельных клубах дыма реальное распределение может весьма существенно отличаться от нормального. Поэтому значения ширины струи для фиксированных x предварительно осреднялись по всем снимкам (20—160 реализаций) и дисперсии вычислялись по осредненным значениям полуширины струи.

Анализ данных всех опытов показал, что величина S_y^2 на начальном участке изменяется пропорционально t^2, затем с увеличением t показатель степени растет, а далее снова уменьшается; максимальные значения показателя степени составляли 2,5—3,1. Таким образом, результаты опытов подтверждают наличие квадратичного и, что особенно важно, кубического режимов. В отли-

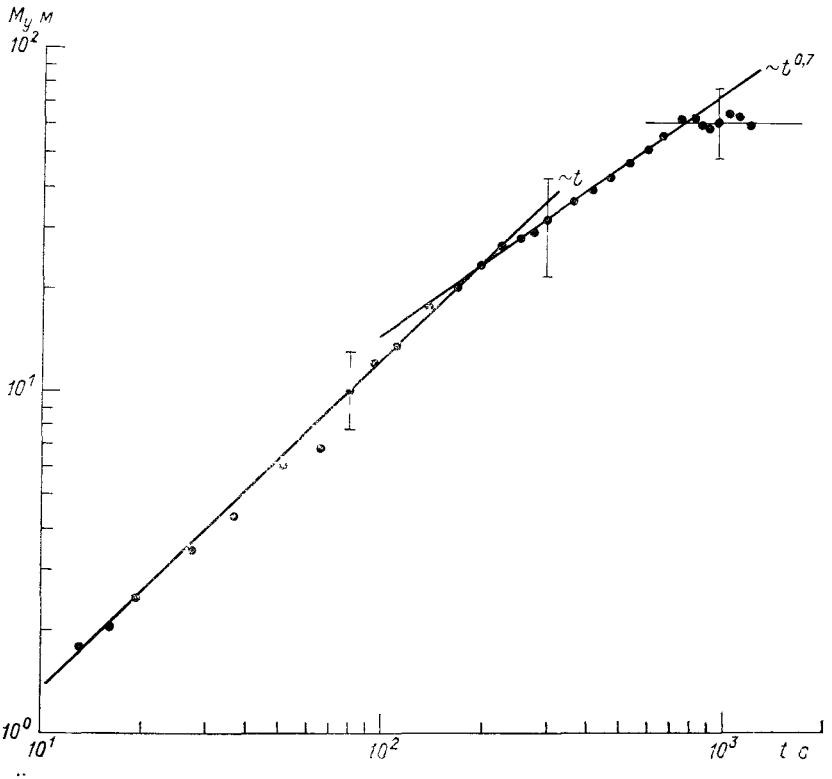


Рис. 4.1. Пример зависимости стандартного отклонения координат оси струи от времени диффузии.

чие от результатов [198] в большинстве случаев можно было произвести оценку верхней границы инерционного интервала в лагранжевых переменных, которая имеет порядок 200—1000 с.

Наличие значительного по продолжительности участка, где выполняется квадратичный режим, можно объяснить влиянием начальных условий: перегревом струи и влиянием самой мачты (см., например, [43]), т. е. в опытах эффективный начальный размер струй был существенно больше, чем геометрические размеры выходных устройств источников дыма. В ряде случаев отчетливо прослеживаются два квадратичных участка, переходящие один в другой. Эти режимы отличаются значениями диссипации турбу-

лентной энергии, которая была больше на малых расстояниях от источника, где ее происхождение имеет другую природу, которая, по-видимому, связана с генерацией турбулентности вблизи мачты и возникновением турбулизированного следа. Поскольку струю дыма фотографировали начиная с 30—50 м от источника, в большинстве опытов не удалось оценить ее начальный размер и диссипацию энергии по квадратичному режиму (см. 1.41).

Таблица 4.1

Характеристики дымовых струй в начале и конце кубического режима

Начало режима				Конец режима			Масштабы	
h м	t м	x м	$2S_y$ м	t с	x м	$2S_y$ м	τ_L с	r_L м
73	100	320	20	600	1900	236	580	140
73	210	350	16	700	1200	64	940	100
97	14	66	5,6	60	280	270	570	380
97	75	300	26	350	1400	110	440	100
97	96	250	14	300	780	42	2200	500
97	30	210	18	200	1400	90	450	160
97	62	350	20	540	3000	168	480	150
97	78	400	11	1000	5100	300	680	160
97	20	106	4	450	2400	190	1650	960
97	150	500	16	1000	3300	138	1260	180
97	—	—	—	—	—	—	960	288
97	35	150	7,5	210	910	70	320	93
97	270	1300	56	1020	5010	318	860	390
121	170	510	20	670	2000	178	830	150
121	570	2000	46	1480	5020	148	1480	193
121	500	500	28	1400	1100	100	3000	180

Процесс относительной диффузии определяется неоднородностями, меньшими и соизмеримыми с шириной струи дыма. Поэтому величина $2S_y$ характеризует некий эффективный в данный момент диффузии ($t=x/u$) размер вихрей. В табл. 4.1 приведены полученные с точностью до 20 % значения $2S_y$ (для начала и конца кубического режима). Поскольку локальная изотропия возможна только для вихрей, размеры которых сравнимы с их высотой над землей, в табл. 4.1 приведена высота источника примеси. Масштабы τ_L и r_L были получены по данным измерений пульсаций скорости ветра датчиками, укрепленными на мачте. (Данные расположены по порядку возрастания h, но никакой их явной зависимости от h не наблюдается.)

Из табл. 4.1 следует, что в начале кубического режима во всех опытах $2S_y < h$, а в конце его их значения близки, в шести случаях $2S_y$ значительно превосходит h (в 1,5—3 раза). Этот факт, возможно, служит подтверждением того, что границы инерционного интервала для одномерных спектров трех компонент скорости ветра не совпадают [100], при этом для горизонтальной компоненты эта граница лежит в более низкочастотной области,

чем для вертикальной. Оценка размеров вихрей, соответствующих нижней границе инерционного интервала, для горизонтальной компоненты на высоте 100 м, по данным [236], составляет около 110 м при устойчивой и около 170 м при безразличной стратификации. Только в четырех случаях значения $2S_y$ превышают эту оценку.

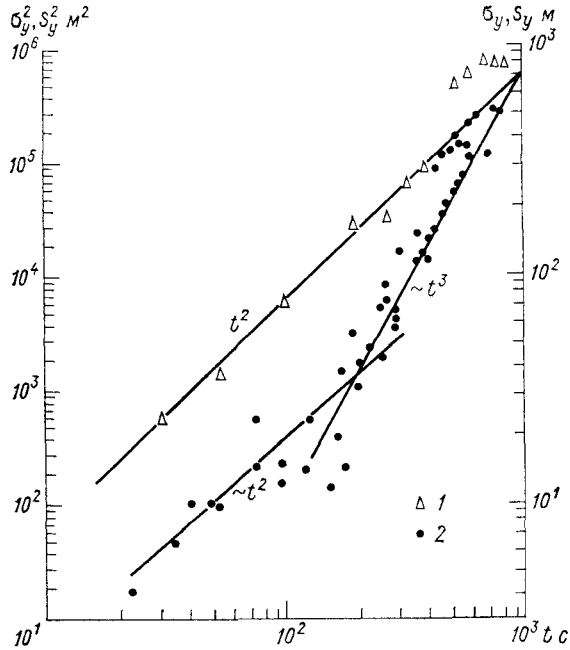


Рис. 4.2. Дисперсия струи масляного тумана в поперечном направлении как функция времени по [201].

1 — осредненная по времени струя; *2* — мгновенная струя.

Опыты с вертикальными дымовыми полосами [56] позволили получить вертикальные профили дисперсий координат частиц дыма в горизонтальной плоскости. Обработка снимков проводилась в предположении, что вертикальная полоса дыма бесконечна по z и создается мгновенным линейным источником с расходом вещества Q на единицу длины. Состояние полосы дыма через некоторое время t после ее возникновения описывается с помощью статистической модели

$$\frac{q}{Q} = (2\pi S_y S_x)^{-1} \exp\left[-\frac{(x-\bar{x})^2}{2S_x^2} - \frac{(y-\bar{y})^2}{2S_y^2} \right], \qquad (4.2)$$

где q — мгновенная концентрация на высоте z.

Фотографии дают информацию о геометрической форме мгновенной струи дыма, что непосредственно позволяет измерять ко-

ординаты ее оси $\tilde{x}$, $\tilde{y}$. Учитывая изменения координат, можно получить дисперсии их блуждания M_x^2 и M_y^2. Для определения S_x и S_y использовалась та же методика, что и для расчета S_z и S_y по горизонтальным дымовым струям. По вертикали дымовая полоса разбивалась на отрезки длиной 20 м и расчет выполнялся для ряда фиксированных моментов времени. В 75 % случаев, начиная примерно с 30 с, значения $S_x(t)$ и $S_y(t)$ возрастали со временем диффузии пропорционально t^n, где $n>1$ (обычно $n=1{,}3\ldots 2{,}0$). Таким образом, эти данные подтвердили наличие квадратичного или кубического режима и позволили получить вертикальные профили статистических характеристик турбулентности в переменных Лагранжа.

Примеры экспериментального подтверждения законов диффузии, выраженных через одноточечные и двухточечные моменты координат частиц примеси, приведены в [201]. Один из них был получен по фотографии дымовой струи до расстояния 150 км со спутника, причем ее расширение приближенно подчинялось кубическому закону (1.42). (На таких расстояниях, правда, мог сказаться сдвиг ветра.) Другой пример приведен на рис. 4.2.

4.1.2. Диффузия струи по вертикали

Серия экспериментов с дымовыми струями, выполненная совместно со специалистами ГДР [57], использовалась для проверки пригодности модели (1.50)—(1.57) для расчетов вертикальной диффузии, а также для оценки влияния нестационарности (за счет суточного хода метеорологических величин) на изменение параметров диффузии [56, 57]. Источником дыма служили пиротехнические генераторы, расположенные на высоте 175 м. Продолжительность генерирования дыма составляла 15—18 мин. С земли производилась стереофотограмметрическая съемка с базиса длиной 100 м на расстоянии 1,5—3 км. Термические и динамические условия опытов приведены в [57]. Почти во всех случаях процесс диффузии протекал в квазиоднородном слое: градиенты средней скорости ветра в слое 120—217 м были на порядок меньше ее градиентов в нижнем 50-метровом слое. Ни в одном из опытов на удалении 1000 м от источника дыма ширина струи $2S_z$ не превосходила толщину слоя квазиоднородности.

Во всех случаях (кроме одного) процесс рассеяния можно было считать приближенно стационарным, так как в этот период не происходило существенных изменений профилей средней скорости ветра и температуры. В единственном случае, когда наблюдалась явная нестационарность поля скорости ветра, опыт пришлось рассматривать как два различных, разбив его на два квазистационарных периода. Нестационарность при этом проявилась в резком уменьшении (в 1,5—2 раза) скоростей ветра во всем 300-метровом слое, что вызвало существенное изменение характера рассеяния дымовой струи. Во втором периоде ось струи

в среднем была наклонена вверх под углом 8—9° к горизонту, появилась вертикальная скорость порядка 0,6 м/с. По-видимому, это связано с прохождением мезомасштабного образования.

Ширина дымовых струй в зависимости от времени диффузии t приведена на рис. 4.3. Начальные значения S_z оказались порядка 1 м, что превышает внутренний масштаб турбулентности. Значения

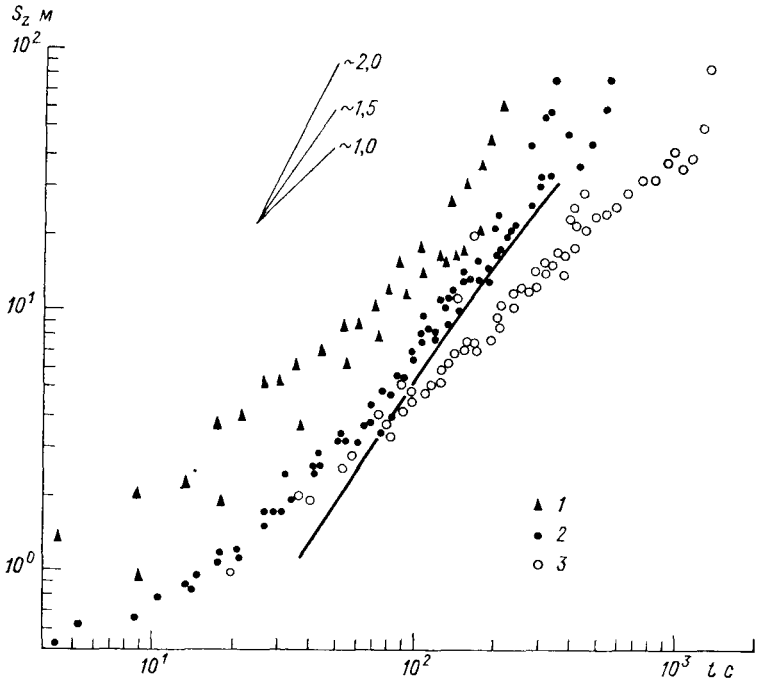


Рис 4 3. Зависимость S_z от времени диффузии t по опытам с дымовыми струями.

Неустойчивая стратификация и большое $\bar{w}$ (*1*), нейтральная стратификация (*2*), устойчивая стратификация (*3*)

S_z на расстоянии 1000 м от источника дыма составляли 40—80 м, что, согласно данным [100], меньше внешнего масштаба турбулентности на высоте 175 м при нейтральной стратификации. Таким образом, можно было пользоваться соотношениями инерционного интервала в переменных Лагранжа и ожидать, что режимы зависимости S_z от t для малых $(t \ll \tau_L)$, промежуточных $(t \simeq \tau_L)$ и больших времен диффузии $(t \gg \tau_L)$ будут соответствовать формулам (1.41), (1.42) и (1.19).

На рис. 4.3 видно, что первый из этих режимов $(S_z \sim t)$ присутствует во всех случаях, третий $(S_z \sim t^{0,5})$ не наблюдается вовсе, а второй $(S_z \sim t^{1,5})$ наблюдается, но не всегда четко. Следует отметить, что в случае большой устойчивости все конечные участки зависимости S_z от времени диффузии характеризуются

более интенсивным ростом, чем $t^{1,5}$. Этот факт оказался новым и его подтверждение пока не найдено.

Отсутствие предельного режима для S_z оказалось неожиданным. Возможно, это связано с тем, что ширина струи была небольшой по сравнению с размерами энергонесущих вихрей, соизмеримыми с высотой над землей, и в этих опытах, по-видимому, были зафиксированы начальные участки другого режима, в котором S_z^2 растет быстрее, чем t^3.

Расстояние частиц относительно центра тяжести облака по вертикали в инерционном интервале определяется только одним турбулентным параметром — скоростью диссипации турбулентной энергии ε. Однако, когда температурная стратификация устойчива, необходимо учитывать влияние сил Архимеда, что можно сделать, пользуясь масштабом Болджиано—Обухова

$$L_* = \varepsilon^{5/4}\varepsilon_\Theta^{-3/4}\left(\frac{g}{\bar{T}}\right)^{-3/2}, \tag{4.3}$$

где ε_Θ — средняя скорость выравнивания температурных неоднородностей.

Масштаб Болджиано—Обухова характеризует минимальный масштаб неоднородностей, начиная с которого влияние архимедовых сил становится существенным, т. е. при $2S_z < L_*$ можно применять соотношения для инерционного интервала; при $2S_z > L_*$ для описания процесса диффузии необходимо учитывать архимедовы силы. Считая, согласно [100], что при устойчивой температурной стратификации турбулентное перемешивание в этом интервале масштабов вплоть до внешнего масштаба турбулентности определяется величинами ε, ε_Θ, параметром плавучести $g/\bar{T}$ и временем диффузии t, из соображений размерности получим

$$S_z^2 \simeq \varepsilon t^3 \varphi\,(t/\tau_*),\ \tau_* = \varepsilon^{1/2}\varepsilon_\Theta^{-1/2}\left(\frac{g}{\bar{T}}\right)^{-1}, \tag{4.4}$$

где τ_* — временно́й масштаб, характеризующий время, начиная с которого необходимо учитывать влияние архимедовых сил (τ_* соответствует расстояние $x_* = U\tau_*$).

При сильной устойчивости ε не является определяющим параметром, и (4.4) асимптотически должно стремиться к соотношению

$$S_z^2 \sim \varepsilon_\Theta\left(\frac{g}{\bar{T}}\right)^2 t^5, \tag{4.5}$$

а спектральная плотность лагранжевой вертикальной скорости должна уменьшаться с увеличением частоты очень быстро

$$E_z(n) = \varepsilon_\Theta\left(\frac{g}{\bar{T}}\right)^2 n^{-4}. \tag{4.6}$$

Из (4.4) и (4.5) следует, что при устойчивой стратификации S_z^2 может меняться быстрее, чем t^3. При большой устойчивости оценка масштаба Болджиано—Обухова в слое 8—217 м производилась с помощью грубых соотношений, приведенных в [100]

$$L_* \sim (\Delta U)^3 z^{-1/2} \left(\frac{g}{\bar{T}}\right)^{-3/2} (\Delta\Theta)^{-3/2}.$$

Для этих опытов, как показано в [57], из сравнений L_* и $2S_z$ следует, что ширина струи на расстоянии 1000 м соизмерима или даже превосходит L_*. Таким образом, наличие участков, на ко-

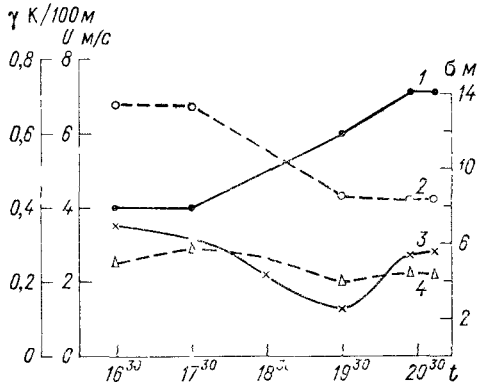


Рис 4 4 Изменение характеристик диффузии в вечернее время. $\gamma = -\frac{\partial T}{\partial z}$ (*1*); σ_z при $t=100$ с (*2*), S_z при $t=100$ с (*3*), U (*4*).

торых S_z^2 растет быстрее, чем t^3, может быть объяснено влиянием архимедовых сил.

Рассчитав дисперсию координат струи для всех опытов, можно оценить σ_z^2 по (1.30). Зависимость σ_z от t для каждого опыта аппроксимировалась степенными функциями при всех наблюдавшихся временах диффузии. Значения показателя степени в основном колебались от 0,7 до 1,0, и только в трех опытах они были близки к 0,5.

Изменение диффузионных характеристик σ_z и S_z в вечернее время для фиксированного времени диффузии ($t=100$ с) показано на рис. 4.4, на котором также приведены изменения средней скорости ветра и градиента потенциальной температуры в слое рассеяния. После 17 ч 30 мин и до 20 ч 30 мин устойчивость в слое рассеяния растет, скорость ветра падает и достигает минимум в 19 ч 30 мин. Одновременно с этим осредненная и относительная дисперсии с ростом устойчивости и уменьшением скорости ветра уменьшаются в 1,5—2 раза. Далее значения σ_z и S_z практически не меняются, несмотря на рост температурного градиента. Стабилизация их значений произошла, по-видимому, за счет усиления скорости ветра. В целом для всех рассмотренных времен диффузии устойчивость оказывает большее влияние на значения осредненной дисперсии σ_z, чем на значения диспер-

сии координат частиц относительно мгновенной оси струи S_z, хотя, исходя из теоретических предпосылок, следовало бы ожидать обратного, поскольку с ростом устойчивости скорость диссипации падает быстрее, чем турбулентная энергия вертикальной компоненты. Некоторые оценки, позволяющие понять этот факт, приводятся в п. 4.4.

4.1.3. Сравнение измеренных значений дисперсий координат с расчетными

На рис. 4.5 и 4.6 представлены нормированные значения σ_y и S_y в зависимости от τ/τ_L. Нормирующие множители τ_L и $r_L = \sigma_v\tau_L$ (см. табл. 4.1) получены по результатам измерений ха-

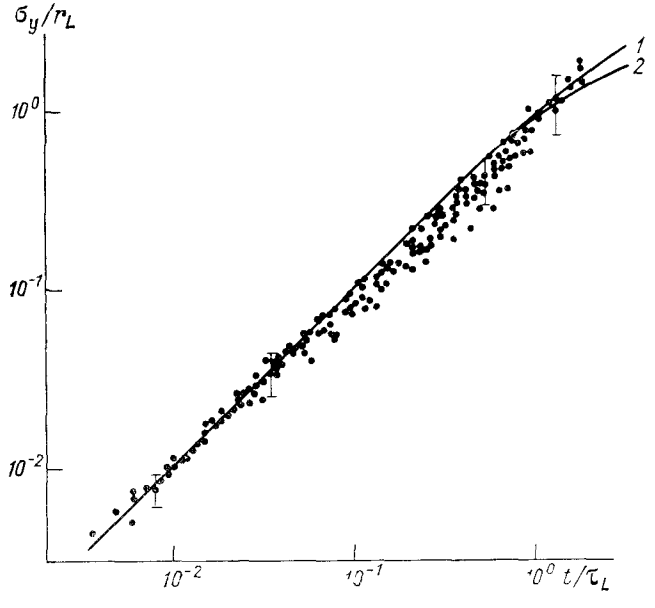


Рис 4.5. Зависимость σ_y/r_L от t/τ_L.
1 — расчетная кривая по (1.26), *2* — по (4.7)

рактеристик турбулентности на высотной мачте (синхронных с проведением опытов) и рассчитаны по формулам (1.15) и (1.55) при $c_1 = 0{,}6$. Для сравнения приведена зависимость σ_y и S_y от τ/τ_L, рассчитанная по (1.16) в двух вариантах. Первый вариант соответствует экспоненциальной корреляционной функции и формулам (1.26) и (1.50). Поскольку экспоненциальная функция завышает значения корреляционной функции скоростей при низких частотах, в качестве другого предела в [20] была использована зависимость $B_L(\tau)$ для инерционного интервала

$$B_L(\tau) = \begin{cases} \sigma_v^2(1 - t/\tau_1) & \text{при } t \leqslant \tau_1; \\ 0 & \text{при } t > \tau_1. \end{cases} \qquad (4.7)$$

Выражение (4.7) является линейным членом (1.25), а интегральный масштаб определяется формулой $\tau_L = \tau_1/2$. Линейный аналог функции (1.48) при пренебрежимо малом $\frac{l^2}{0}$ имеет вид

$$D_{ij}^{(L)}(l_0;\ t',\ t'') = 2\sigma_v^2 \begin{cases} 2t'/\tau_1;\ \zeta_1 < 1/2;\ \zeta_2 > 0; \\ 1 - t''/\tau_1 + t'/\tau_1;\ \zeta_1 \geqslant 1/2;\ \zeta_2 > 0; \\ 0;\ \zeta_1 \geqslant 1/2,\ \zeta_2 < 0, \end{cases} \tag{4.8}$$

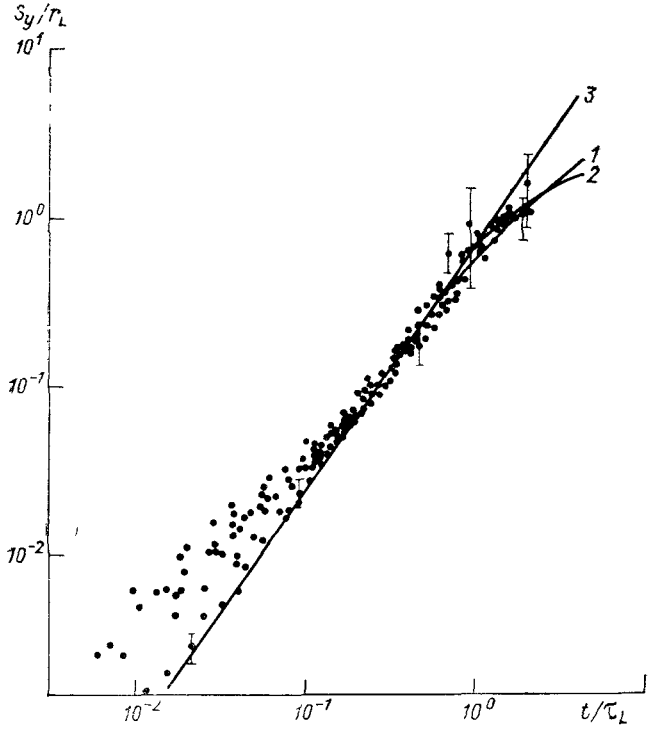


Рис 4 6 Зависимость S_y/r_L от t/τ_L.
1 — расчетная кривая по (1 50); *2* — по (4 9); *3* — по (1 42)

где

$$\zeta_1 = t'/\tau_1,\ \zeta_2 = 1 - t''/\tau_1 + t'/\tau_1.$$

Независимость этой функции от t'' при $t'' \geqslant t'$ (или от t' при $t' \geqslant t''$), связана с отсутствием в (1 48) линейного члена, зависящего от t''. После интегрирования (4 8) получаем

$$S^2(t) = \sigma_v^2 \tau_1^2 \begin{cases} \frac{2}{3}\left(\frac{t}{\tau_1}\right)^3 \text{ при } t \leqslant \tau_1/2; \\ \frac{1}{6} - \frac{t}{\tau_1} + 2\left(\frac{t}{\tau_1}\right)^2 - \frac{2}{3}\left(\frac{t}{\tau_1}\right)^3 \text{ при } \frac{\tau_1}{2} < t < \tau_1; \\ \frac{t}{\tau_1} - \frac{1}{2} \text{ при } t > \tau_1. \end{cases} \tag{4.9}$$

Сравнение этих кривых с экспериментальными данными еще раз подтверждает, что правильно определенное значение τ_1 играет более существенную роль, нежели форма корреляционных функций. Расчет удовлетворительно совпадает с экспериментом

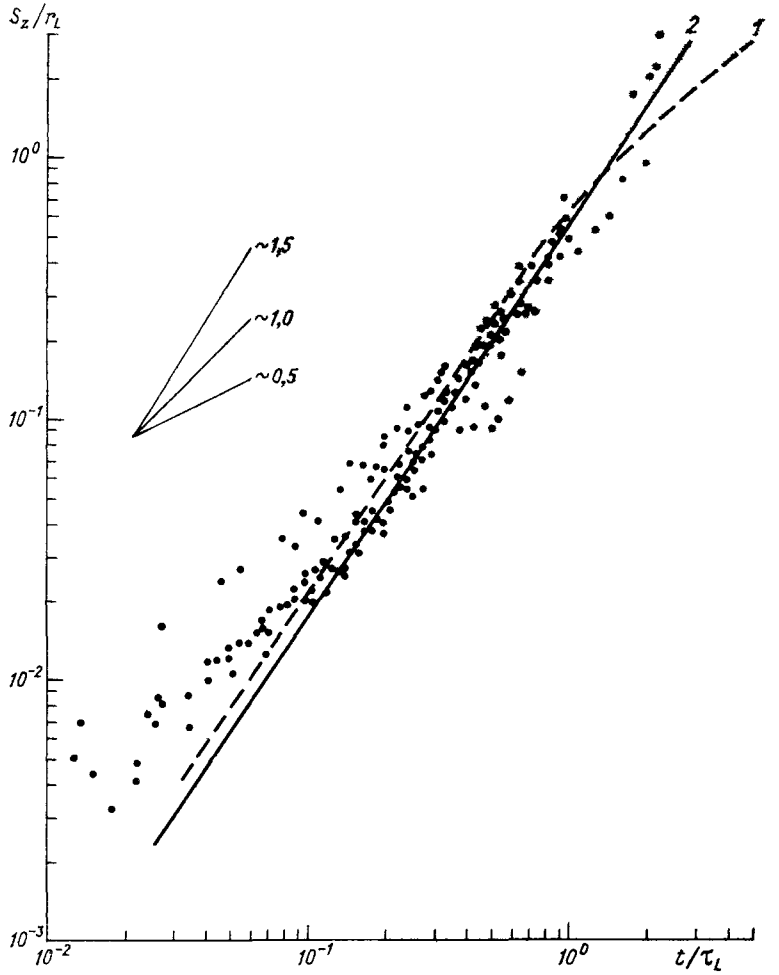


Рис 4 7. Зависимость S_z/r_L от t/τ_L
1 — расчетная кривая по (1 50), *2* — по (4 9) при c_2=0,28.

до времени диффузии порядка τ_L или в среднем до расстояний порядка 4,0—5,0 км от источника примеси.

На рис. 4.7 приведены нормированные значения S_z/r_L в зависимости от t/τ_L, где τ_L и r_L рассчитаны также по формулам (1.15) и (1.55), однако значения входящих величин получены по измерениям дымовых струй. Экспериментальные данные удовлет-

ворительно согласуются с расчетными кривыми (*1* и *2*) при $0{,}1 < t/\tau_L < 1{,}0$. При $t < 0{,}1\tau_L$ наблюдаются расхождения, так как при расчетах не учитывалось влияние начальных условий. Следует также отметить, что положение кубической кривой при использованной нормировке зависит только от численного значения константы c_2. Из рис. 4.7 видно, что экспериментальные данные

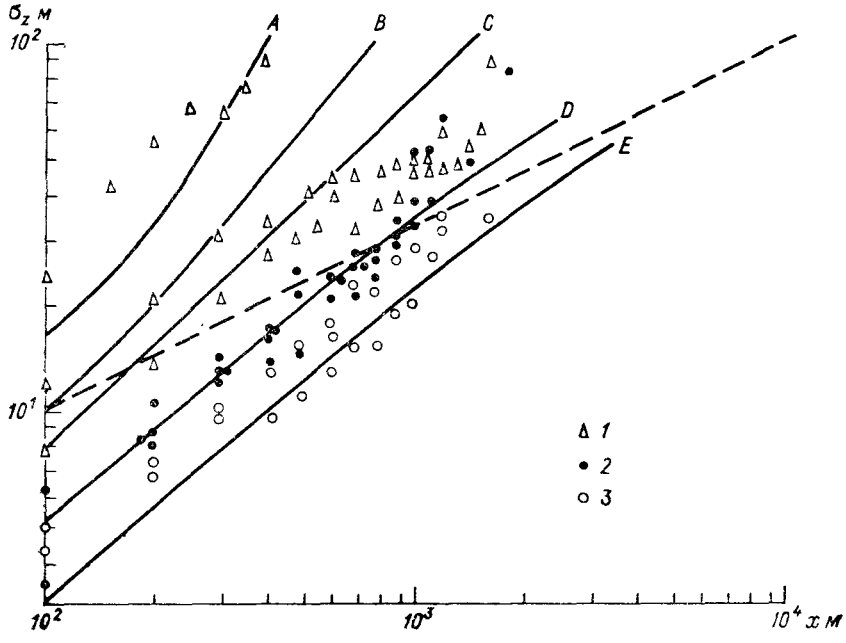


Рис. 4.8. Зависимость σ_z от расстояния до источника по опытам с дымами.

Неустойчивая стратификация, большое W и слабый ветер (*1*); нейтральная стратификация (*2*); слабая устойчивость, умеренный ветер (*3*).

хорошо согласуются с теоретическими, тем самым на независимом материале подтверждая правильность выбора численного значения константы c_2.

На рис. 4.8 приведено сравнение экспериментальных значений σ_z с расчетными кривыми, использующимися на практике — кривыми Паскуилла для σ_z, соответствующими пяти классам устойчивости (от сильной неустойчивости A до слабой устойчивости — E [128]). Пунктиром нанесена кривая, соответствующая формуле $\sigma_z^2 = 2Kt$ при $K = 2$ м²/с. Можно отметить удовлетворительное совпадение экспериментальных значений σ_z, соответствующих нейтральной стратификации, с кривой D. Данные, полученные при слабой устойчивости, в общем неплохо согласуются с кривыми D и E. Вблизи кривых B и C расположены результаты опытов, полученные как при слабой неустойчивости, так и сла-

бой устойчивости при слабом ветре в слое распространения (1,2 м/с), а вблизи кривой A — данные, полученные при нейтральной стратификации и большом W (см. рис. 4.3). Из-за слабого ветра (2,7 м/с) эти данные оказались расположенными существенно выше остальных.

Таким образом, расчет σ_z как функции расстояния до источника с помощью кривых Паскуилла может привести к существенным ошибкам в интервале рассмотренных x. Удовлетворительное согласие с экспериментом при расчете по модели [20], выраженной формулами (1.26), (1.50), (4.9), показало преимущество этого подхода. Для использования этой модели требуется знание эйлеровых характеристик турбулентности — турбулентной энергии трех компонент скорости ветра и диссипации турбулентной энергии. Данная модель дает возможность рассчитывать как σ_y, σ_z, так и S_x, S_y, S_z.

4.2. Результаты диффузионных опытов с тетронами

4.2.1. Сравнение результатов с кривыми, рекомендованными для практических расчетов

В [62] в условиях холмистой местности и побережья были проведены прямые измерения дисперсий координат тетронов, которые запускались в слое перемешивания один за другим (с полуминутным интервалом). Слежение за парой или триадой тетронов осуществлялось в течение 0,5—1 ч в зависимости от скорости ветра, после чего запускалась следующая триада (до 5—6 за один опыт). Расчет осредненной дисперсии производился в следующей системе координат: ось x направлена по среднему (за период наблюдений) ветру в слое рассеяния, ось y перпендикулярна к нему. Запуски имитировали источник с эффективной высотой 200—300 м, 600—800 м и 900—1200 м. Полученные значения σ_y и σ_z были приведены к одному периоду наблюдений (20 мин) по формуле (3.41). Фактический период наблюдений (за всеми триадами) составлял 60—280 мин. Отбирались случаи, когда процесс рассеяния был стационарным. Осреднение по ансамблю опытов проводилось для тех случаев, когда средние высоты дрейфа и характер устойчивости слоя рассеяния различались мало.

Отсутствие независимо измеренных характеристик турбулентности не позволяет анализировать эти опыты аналогично тому, как это было сделано в п. 4.1. Поэтому приходилось ограничиваться сравнениями с формулами, рекомендованными для практических расчетов.

На рис. 4.9 приведена зависимость σ_z от x, а также кривые Паскуилла и Вогта, рекомендованные для пересеченной местности [128] в случае источника примеси высотой 100 м.

Температурная стратификация приземного слоя атмосферы изменялась от умеренно неустойчивой до сильно устойчивой в зависимости от времени суток, однако все экспериментальные точки в основном легли около кривой D, соответствующей нейтральной

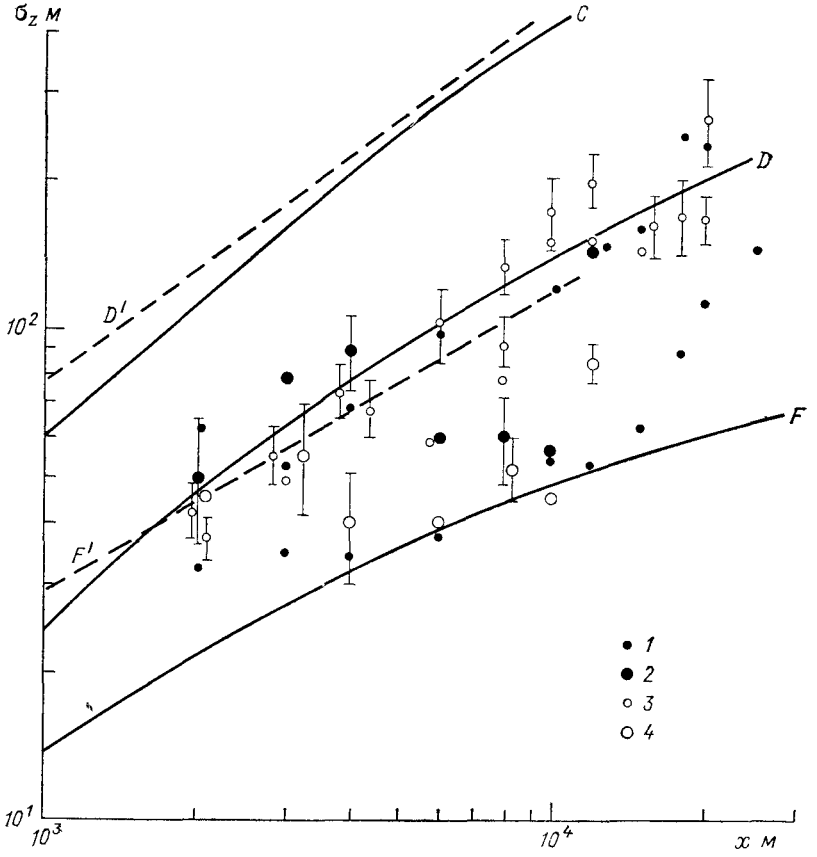


Рис 4.9. Зависимость σ_z от x по опытам с тетронами.
Данные отдельных опытов *1* (день), *3* (ночь), осредненные данные четырех опытов *2* (день), *4* (ночь) соответственно
C, *D*, *F* — кривые Паскуила, *D'*, *F'* — кривые Вогта

стратификации по Паскуиллу. Различия между дневными и ночными результатами на высотах дрейфа тетронов (300—900 м) на рис. 4.9 не обнаруживаются. Ниже кривой D легли только точки одного опыта, выполнявшегося в условиях очень сильного ветра в слое перемешивания (порядка 30 м/с). Оценки σ_z, по Паскуиллу, для слабой неустойчивости, нейтральных условий и слабой устойчивости удовлетворительно согласуются с данными опытов. Кривые Вогта для пересеченной местности дают резко завышенные оценки σ_z по сравнению с данными эксперимента.

По-видимому, эти кривые типичны для более резко выраженной орографии.

На рис. 4.10 приведены аналогичные зависимости для σ_y. Экспериментальные точки легли между кривыми Паскуилла для сильной неустойчивости (A) и умеренной устойчивости (F), хотя

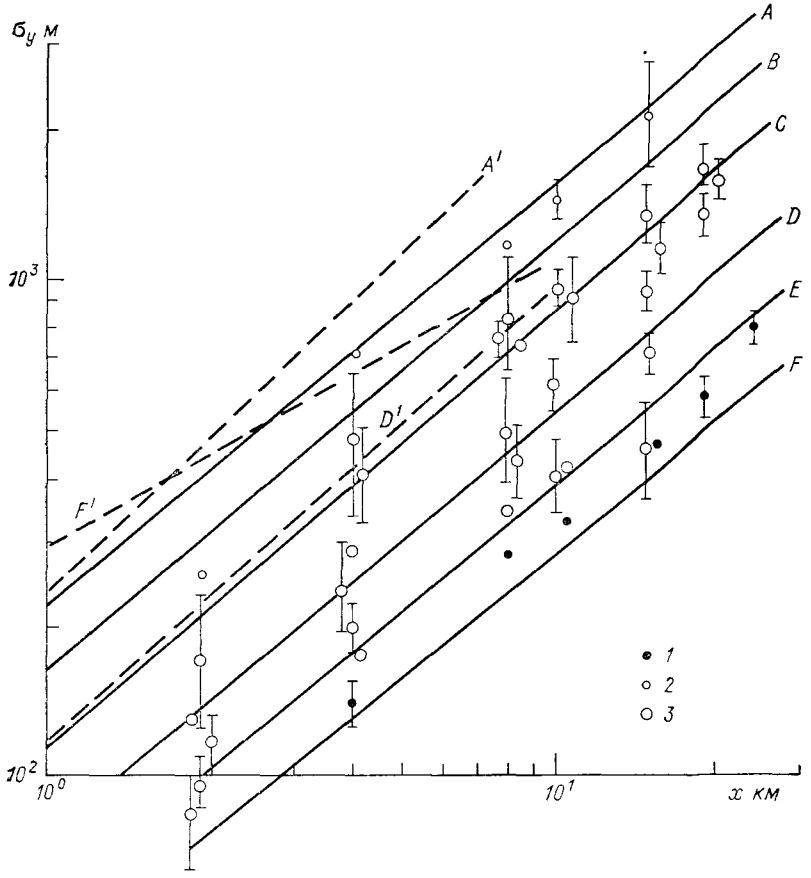


Рис. 4.10. Зависимость σ_y от x по опытам с тетронами.
1 — при сильном ветре, *2* — при слабом ветре, *3* — остальные

все данные получены при условиях нейтральной, слабо неустойчивой и слабо устойчивой стратификации и должны были располагаться между кривыми C и E. Выделяются значения σ_y, полученные в двух опытах. В первом при умеренной устойчивости рассеяние тетронов шло при очень слабом ветре днем (3 м/с), во втором, наоборот, при очень сильном ветре ночью (30 м/с). Считая, что $\sigma_y \simeq \sigma_v x/U$, где σ_v — среднеквадратическая скорость частиц примеси, U — средняя скорость в слое рассеяния, полу-

чим следующие значения для одного и того же расстояния: в первом опыте $\sigma_v = 0{,}36$ м/с, а во втором $\sigma_v = 1{,}0$ м/с. Таким образом, скорость диффузии во втором опыте в три раза больше, чем в первом, что и следовало ожидать, исходя из состояния устойчивости слоя рассеяния (умеренно устойчивый в первом случае и нейтральный во втором).

В то же время σ_y для одинаковых расстояний значительно больше в первом опыте, чем во втором, что можно объяснить только большой разницей во времени диффузии. Эти сравнения показывают, что представление σ_y как функции расстояния хотя и удобно, но может приводить к грубым ошибкам при скоростях ветра, отличающихся от тех значений, при которых получены кривые Паскуилла (5—10 м/с).

4.2.2. Выделение синоптической составляющей с помощью уравновешенных баллонов

В [260] проанализирована серия опытов с полетами тетронов [143] с целью разделения синоптической и мелкомасштабной (субсиноптической) составляющих диффузии. При этом дисперсия поперечных координат тетронов рассматривалась как сумма двух слагаемых

$$\overline{Y^2_{\text{полн}}} = \overline{Y^2_{\text{син}}} + \sigma_y^2. \qquad (4.10)$$

Полеты тетронов осуществлялись днем через каждый час в течение 4—6 ч, длительность одного полета — около 200 мин. По ряду сглаженных траекторий одного дня выделялось синоптическое слагаемое $\overline{Y}^2_{\text{син}}$, которое представляло собой в один из дней общий постепенный поворот, в другие — влияние бриза. Отклонения от осредненных траекторий, обусловленные мелкомасштабной турбулентностью, дали возможность рассчитать для четырех дней нормированные лагранжевы автокорреляционные функции. Все они уменьшались от единицы до нуля в течение первых 10—15 мин и в дальнейшем становились отрицательными. Характер изменения данных функций указывал также на наличие в воздушном потоке квазипериодической составляющей с периодом 40—60 мин.

Авторы [260] обращают внимание на то, что наличие отрицательной части в корреляционной функции затрудняет оценку лагранжева масштаба по его определению (1.18). Сравнивая синоптический мелкомасштабный вклады в (4.10), они пришли к выводу, что второй из них имеет существенное значение только на ранней стадии диффузии, до расстояний 15—30 км, после чего преобладает рассеяние, вызванное вихрями синоптического масштаба. Однако в зависимости от интенсивности синоптических процессов и турбулентности их относительный вклад в рассеяние может быть различным.

Аналогичные представления о взаимной роли меандрирования и мелкомасштабной турбулентности при очень сильной устойчивости рассматривались в [229]. Роль синоптической изменчивости направления ветра была оценена в [3]. В обоих случаях для выделения синоптической части использовались данные измерений направления ветра в одном пункте.

4.3. Диффузия в конвективном пограничном слое

4.3.1. Особенности перемешивания при конвекции

В условиях конвекции перемешивание в пограничном слое атмосферы имеет ряд специфических особенностей (см., например, [21]). Рассмотрим их влияние на диффузию, следуя достаточно полной обзорной работе [158], теоретическим исследованиям [232] и используя результаты наблюдений на высотной мачте в Обнинске [21], а также и некоторые собственные оценки авторов. В условиях, когда число Релея $\mathrm{Ra}=\dfrac{(g\,\partial\Theta/\partial z)z_i^4}{\bar{T}K_{zH}K_{zm}}$ (где K_{zH}, K_{zm} — коэффициенты турбулентной теплопроводности и вязкости соответственно; z_i — толщина пограничного слоя; остальные обозначения общепринятые) для нижнего слоя атмосферы становится больше критического, возникают мезомасштабные конвективные движения, подобные известным ячейкам Бенара. При условии $(z_i/L) < -6$ (L — масштаб Монина—Обухова) можно считать, что в значительной части слоя перемешивания (при $z > > 0{,}1z_i$) основным фактором, рассеивающим примесь, являются именно эти ячейки.

Циркуляция в таких ячейках схематически представлена на рис. 4.11 *б* в плоскости xz. Как правило, в горизонтальной плоскости они имеют форму гексагона или прямоугольника. Толщина конвективного слоя z_i составляет $\simeq 1$ км, а горизонтальные размеры ячеек от 3 до 5 км [21]. Для этого сечения на рис. 4.11 *а* представлена вертикальная компонента скорости w. Вследствие несимметричности граничных условий (нагрев внизу, устойчивая стратификация на верхней границе) w имеет асимметричное распределение амплитуд: резко выраженные восходящие движения и более плавные нисходящие. Такой характер подтверждается натурными измерениями (нижняя кривая на рис. 4.11 *в* представляет собой типичную реализацию вертикальной компоненты при неустойчивой стратификации, полученную на высоте 120 м и сглаженную с периодом около 1 мин [79]). Эта кривая не является строго периодичной, так как представляет собой сечение квазиупорядоченной системы ячеек. По характеру этой кривой (и ряду других аналогичных) можно сделать заключение, что та-

кое сечение ячеек близко к проходящему через их центры. В отличие от идеализированной схемы заметно наличие второй и более высоких мод.

Для описания конвективного пограничного слоя с ячеистой структурой Дирдорфом были предложены характерные параметры теории подобия пограничного слоя атмосферы, отличающиеся от тех, которые используются для приземного слоя.

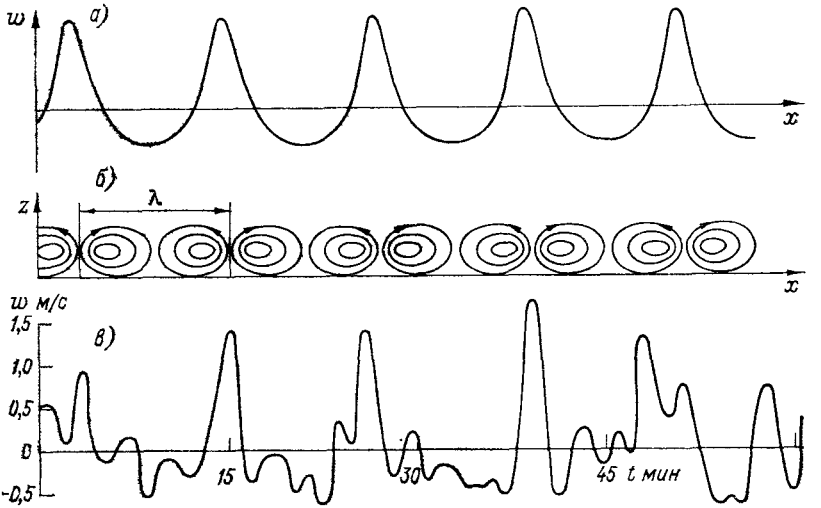


Рис. 4.11. Схема циркуляции в конвективных ячейках

Идеальное распределение вертикальной компоненты (*а*), циркуляция в вертикальном разрезе по центру ячеек (*б*), реальная сглаженная реализация вертикальной компоненты на уровне 120 м (*в*)

Исходным параметром, как и для конвективного приземного слоя, является величина $\varepsilon_H = \frac{g}{\overline{T}} H_0$, а высота конвективного пограничного слоя z_i служит масштабом длины. Эти два параметра позволяют ввести вместо u_* принципиально новый масштаб вертикальной скорости $w_* = (\varepsilon_H z_i)^{1/3}$ (см. (2.21)) и, соответственно, масштаб температуры $\Theta_* = H_0/w_*$. Характерные значения этих величин составляют: $\varepsilon_H \simeq 0{,}005$ м^2/с^3; $w_* \simeq 2$ м/с, $\Theta_* \simeq 0{,}1$ °С. Впервые такой подход к процессу диффузии с использованием теории подобия конвективного пограничного слоя был применен Дирдорфом и Виллисом [174]. Теми же авторами [311] были проведены лабораторные эксперименты, которые выявили неудовлетворительность применения для данного случая обычного подхода, описанного в п. 4.1 и 4.2. Все это делает необходимым проведение более детального анализа механизма перемешивания при конвекции.

Критерий возникновения ячейковой конвекции можно сформулировать в терминах различных величин. Например, из условия $z_i > 6|L|$, при высоте слоя перемешивания $z_i \simeq 1...$ 1,2 км этот критерий можно получить в виде $|L| \leqslant 170...$ 200 м. Используя формулы, приведенные в [21], его можно сформулировать и в терминах потока тепла или градиента температуры. В терминах теории подобия Дирдорфа критерием свободной конвекции будет неравенство $U < 6w_*$, где U — средняя скорость ветра в слое перемешивания.

Асимметричный характер вертикальных скоростей для восходящих и нисходящих значений (см. рис. 4.11) оказывает существенное влияние на эволюцию центра тяжести струи от высотного источника. Действительно, если имеется точечный источник примеси с расходом Q в единицу времени, то отношение средних потоков примеси направленного вверх Q_+ и вниз Q_-, будет равно $Q_+/Q_- = \frac{\tau_+}{\tau_-} = \alpha$, ($\tau_+$ и τ_- — среднее время существования положительных w_+ и отрицательных w_- значений вертикальной компоненты в точке, где находится источник). Тогда $\Delta Q = Q_- - Q_+ = Q\frac{1-\alpha}{1+\alpha}$ и асимметрия распределения w приводит к возникновению результирующего вертикального потока примеси ΔQ, направление которого зависит от α. Для конвекции в нашем примере $\alpha = 0{,}8$; другие исследователи получали $\alpha = 0{,}6$, т. е. этот результирующий поток направлен вниз. Таким образом, одна из особенностей диффузии при конвекции в пограничном слое атмосферы состоит в том, что центр тяжести струи от высотного источника опускается вниз к подстилающей поверхности. (Средняя скорость опускания центра тяжести струи составляет около половины w_*.)

Асимметрия в распределении w сказывается и на асимметрии в распространении примеси относительно оси струи. На начальном этапе в первом приближении она будет определяться законом распределения вертикальных скоростей $p_w(w, \bar{z})$, где $\bar{z}$ — высота центра тяжести струи. Действительно, для небольших времен можно считать, что

$$p_z(z', t', \bar{z}) = t'^{-1} p_w\left(\frac{z'}{t'}, \bar{z}\right), \tag{4.11}$$

где z' — вертикальная координата относительно центра тяжести; t' — время от начала выброса.

Если w_+ и w_- — средние значения вертикальных скоростей разного знака, то средние смещения примеси вверх $z_+ = \bar{w}_+ t$ и вниз $z_- = \bar{w}_- t$ связаны соотношением

$$\frac{z_+}{z_-} = \frac{\bar{w}_+}{\bar{w}_-} = \beta. \tag{4.12}$$

Асимметрия в распределении вертикальных скоростей, а следовательно и координат струи примеси, меняется с высотой. Типичный пример зависимости $p_u(w, z)$ от высоты при ячейковой конвекции приведен на рис. 4.12. Как следует из рис. 4.12, за-

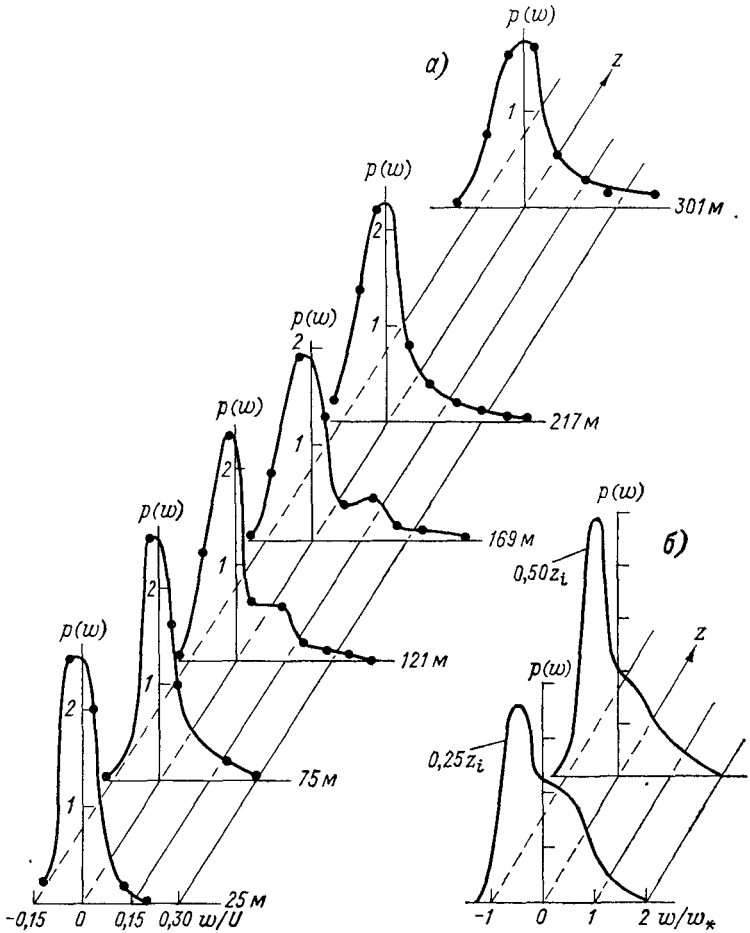


Рис. 4.12. Распределение пульсаций вертикальной компоненты в конвективном пограничном слое на разной высоте по наблюдениям на мачте (*а*), по модели Дирдорфа (*б*).

метная асимметрия начинается при $z = 121$ м, что при высоте конвективного слоя $\simeq 1$ км соответствует $z \simeq 0{,}1 z_i$. Законы распределения вертикальных скоростей, рассчитанные Дирдорфом с использованием системы уравнений гидротермодинамики, описывающих ячейковую конвекцию, качественно согласуются с измеренными. Обращает на себя внимание наличие «квазиступеньки» для положительных значений w на уровнях 121 и 169 м

и тенденция такого же характера в распределении рассчитанных значений $p(w, z)$.

Расчет по теоретическим кривым рис. 4.12 для $z=0{,}25z_i$ и $z \simeq 0{,}5z_i$ приводит к значениям $\beta=1{,}21$ и 1,42. Числовые значения β, полученные по экспериментальным данным для высот $z=$ $=75$, 121, 169, 217 и 301, соответственно составляют 1,25, 1,73, 1,83, 1,23 и 1,48.

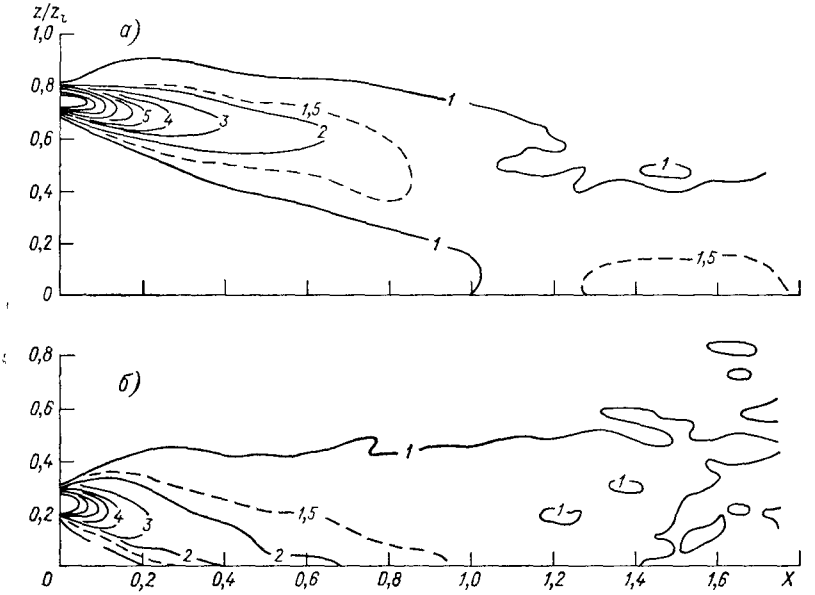


Рис. 4.13. Изолинии безразмерной концентрации от источника, расположенного на высоте $0{,}75z_i$ (*а*) и $0{,}25z_i$ (*б*) по [5]

Напомним, что как показано в [5], асимметрия закона распределения пульсаций скорости приводит к тому, что при больших градиентах концентрации примеси обычная K-теория (формула (1.73)) не может применяться. Наличие значительных скоростей вертикальных движений в восходящих участках ячейки, достигающих $(0{,}3 \ldots 0{,}4)U$, приводит к тому, что на начальном участке струи при конвекции наблюдается ее резкий рост вверх, что не описывается с помощью K-теории с обычными значениями коэффициента турбулентного обмена K. Например, при $w_+ =$ $=1$ м/с, $t=2 \cdot 10^2$ с получим $z_+=200$ м. Если считать $K=z_+^2/t$ (в начальный момент $t=0$ и $z_+=0$), то получим $K \simeq 2 \cdot 10^2$ м^2/с, что существенно превышает значения, которые обычно берутся при расчетах диффузии в пограничном слое. Отмеченные особенности диффузии при наличии конвекции были получены при численном моделировании в [231]. Изолинии безразмерной концентрации, проинтегрированной поперек ветра (рис. 4.13), иллюстри-

руют эти особенности. Для этого случая применяется следующая система координат: z нормируется на z_i, а продольная координата имеет вид $X=\frac{w_* x}{U z_i}$. Такая нормировка будет применяться и в дальнейшем. На рис. 4.13 четко просматривается опускание вниз оси струи и ее асимметрия на начальном этапе. Для источника, расположенного вблизи земной поверхности, примесь до не-

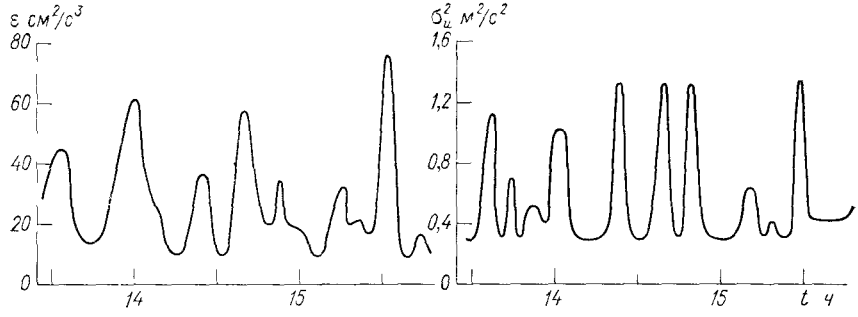


Рис 4.14. Пример изменений диссипации ε и энергии σ_u^2 в конвективном слое

которых расстояний ведет себя обычным образом — поднимается и переносится горизонтально. При попадании в зону восходящих движений она резко поднимается вверх, что сопровождается уменьшением приземной концентрации. Это связано с появлением локальной конвергенции, т. е. сходимостью воздушных масс в зоне восходящих потоков и их замещением «чистым воздухом» нисходящих движений.

Укажем на еще одну особенность диффузии при ячейковой конвекции. Наличие крупномасштабных восходящих и нисходящих движений не только интенсифицирует перенос примеси по вертикали, но оказывает влияние на диффузию через модуляцию крупномасштабными движениями мелкомасштабной турбулентности [21] На рис. 4.14 представлены осредненные по слою 150—250 м значения скорости диссипации турбулентной энергии и турбулентной энергии продольной компоненты скорости, полученные по реализациям продолжительностью в 3 мин, при характерном временно́м масштабе ячеек равном 15 мин. Эти значения испытывают значительные колебания. Механизм такого влияния ячейковой конвекции на турбулентность носит модуляционный характер и связан с тем, что в нисходящей части за счет адиабатического нагревания может появиться устойчивая стратификация, подавляющая мелкомасштабную турбулентность [213]. Качественные оценки такого влияния на характер струи можно получить с помощью соотношений для относительной диффузии в пределах инерционного интервала (для высот 100—200 м это масштабы

порядка сотен метров), когда относительное уширение пары частиц в поперечном направлении определяется скоростью диссипации турбулентной энергии ε (формула 1.43)).

Максимальные и минимальные значения ε в восходящих w_+ и нисходящих w_- зонах составляют 10 и 80 см^2/м^3 (см. рис. 4.14). С учетом того, что ячейки случайным образом наносятся воздушным потоком на источник примеси, можно предположить, что зо-

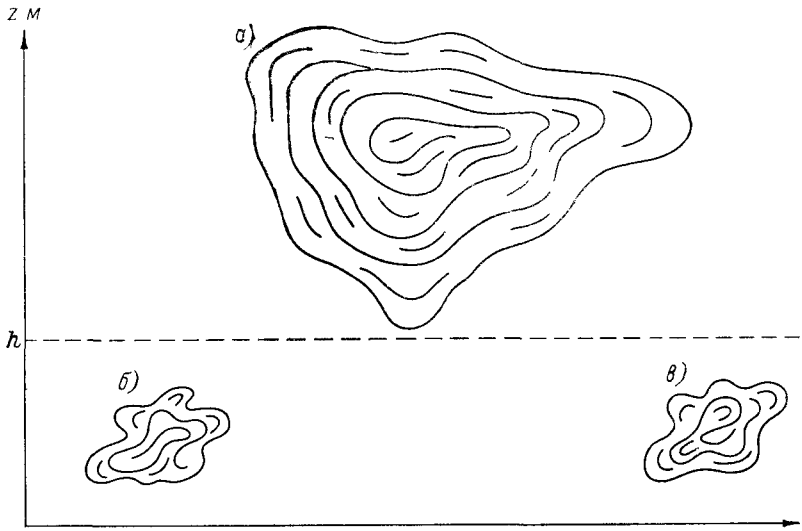


Рис. 4.15. Мгновенное сечение струи в центре ячейки (*а*) и на ее периферии (*б* и *в*).

нам восходящих и нисходящих движений соответствуют максимальные и минимальные значения ε. Мгновенное сечение струи, находящейся в восходящей части ячейки, для фиксированного момента времени схематически изображено на рис. 4.15. При $w > 0$ примесь переносится вверх, а диффузия относительно центра струи определяется бóльшими значениями ε. Вне центра имеют место нисходящие движения, с меньшими значениями ε, которым соответствует смещение струи (вправо или влево от ее центра), обусловленное наличием поперечной компоненты скорости в ячейке.

Сравнение проинтегрированных по y концентраций по данным численного и лабораторного моделирования для $z = 0{,}5z_i$ приведено на рис. 4.16 [312]. В среднем имеет место хорошее согласие этих данных. Обращает на себя внимание еще одна особенность распределения концентраций: на подстилающей поверхности наблюдается два максимума. Это можно объяснить с помощью рассмотренных особенностей конвективных движений. Как уже упоминалось, горизонтальные размеры конвективных ячеек со-

ставляют 3—5 км, причем на этом масштабе чередуются зоны восходящих и нисходящих движений и соответствующие им зоны интенсивной и подавленной турбулентности. Характерное время существования ячейки составляет $(2\ldots 3)\cdot 10^3$ с. Характерное время диффузии, т. е. время, в течение которого примесь попадает в область, где наблюдается приземный максимум концентрации, соответствует $X \simeq 1$. Считая, что $x=Ut$, $w_*=2$ м/с и $z_i=$

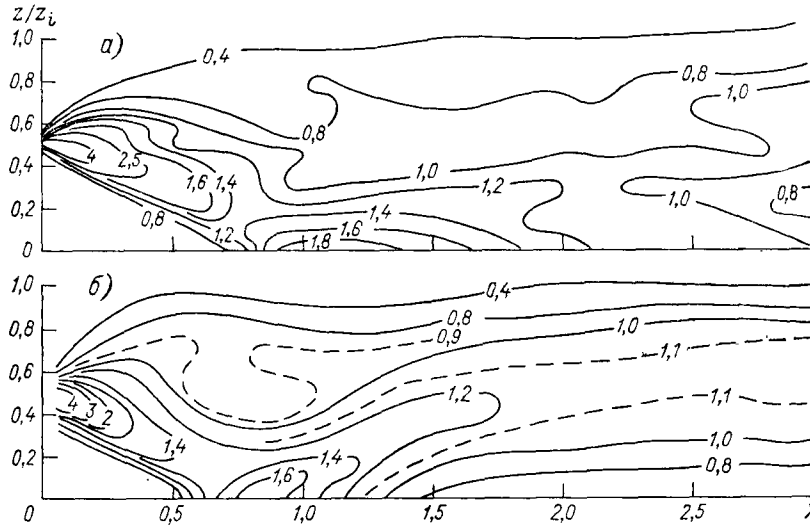


Рис. 4.16. Изолинии концентрации в вертикальной плоскости по данным численного (*а*) и лабораторного (*б*) моделирования по [311].

$=1$ км, для этого времени получим оценку $5\cdot 10^2$ с, что на порядок меньше времени существования ячейки. Следовательно, преобладающая доля диффузионного процесса от момента выброса до достижения струей подстилающей поверхности происходит, как правило, в пределах одной и той же ячейки, причем (что особенно важно) в его нисходящей или восходящей части (в последнем случае вся примесь уходит вверх). За это же время диффузия в горизонтальной плоскости не размывает примесь по всей ячейке, поскольку характерные размеры струи в поперечном направлении составляет $\sigma_y=0{,}6w_*\dfrac{x}{U}\simeq 6\cdot 10^2$ м, т. е. меньше половины размера ячейки. Таким образом, непрерывную работу одного источника при ячейковой конвекции в первом приближении можно рассматривать как сумму двух попеременно работающих источников с эффективной высотой $h+\Delta_1 h$ и $h-\Delta_2 h$. Значения $\Delta_1 h$ и $\Delta_2 h$ при определенных условиях могут быть такими, что им будут соответствовать два максимума концентрации на подстилающей поверхности, разнесенные в пространстве. Послед-

нее зависит, по-видимому, как от степени развития ячейковой конвекции, так и от высоты источника и продолжительности его работы. К сожалению, этот механизм детально не исследовался, хотя его учет может быть важным при решении некоторых прикладных задач.

4.3.2. Параметризация характеристик рассеяния струи примеси при ячейковой конвекции

В настоящем разделе рассматривается параметризация дисперсий координат частиц примеси в вертикальном (σ_z^2) и поперечном ветру направлении (σ_y^2). В первом приближении концентрация примеси в струе рассчитывается с помощью этих величин обычным способом. Высота z, σ_z и σ_y нормируются на высоту слоя перемешивания z_i, а безразмерное расстояние вдоль вектора ветра $X=\dfrac{xw_*}{Uz_i}$. Результаты, изложенные в настоящем разделе, основаны на целом ряде зарубежных работ, посвященных в первую очередь лабораторному и численному моделированию процесса диффузии при конвекции. При этом в основном будем придерживаться работы Бриггса [158].

Одна из первых формул для поперечной дисперсии была получена Дирдорфом и Виллисом [174] на основе лабораторного эксперимента при малой высоте источника $h=0{,}067z_i$:

$$\frac{\sigma_y}{z_i}=0{,}51\,\frac{X}{(1+0{,}91X)^{1/2}}. \tag{4.13}$$

Следует отметить, что высота перемешивания z_i при малых X в явном виде в (4.13) не входит, а только учитывается через w_*. Асимптотой для малых значений X является $\sigma_y \simeq 0{,}51w_*\dfrac{X}{U}$, причем это соотношение при умеренной и сильной конвекции имеет место для достаточно больших расстояний. При $X\to\infty$ имеем $\sigma_y=0{,}53\sqrt{w_*z_ixU^{-1}}$, что соответствует эффективному коэффициенту диффузии $K_z\simeq 0{,}14z_iw_*$. В атмосфере для временных масштабов $t>z_i/U$ могут иметь место крупномасштабные изменения направления ветра значительной амплитуды, которые будут увеличивать σ_y с ростом X с показателем степени, превышающем 0,5.

В [231] проведены детальные расчеты и предложены более точные способы параметризации для σ_y. Рассмотрены два разных случая: источник вблизи подстилающей поверхности ($h/z_i=0{,}026$) и приподнятый источник ($h/z_i=0{,}26$; 0,52 и 0,74). Формулы для источника вблизи поверхности имеют вид

$$\frac{\sigma_y}{z_i}=\begin{cases}0{,}6X & \text{при } X\leqslant 1/6;\\ \dfrac{1}{3}X^{2/3} & \text{при } X>1/6,\end{cases} \tag{4.14}$$

а для приподнятого источника

$$\frac{\sigma_y}{z_i} = \begin{cases} \frac{1}{3} X \text{ при } X < 1; \\ \frac{1}{3} X^{2/3} \text{ при } X > 1. \end{cases} \tag{4.15}$$

Параметризационное соотношение (4.13) проверялось в [247] по данным экспериментов «Прейри Грасс» (приземный источник,

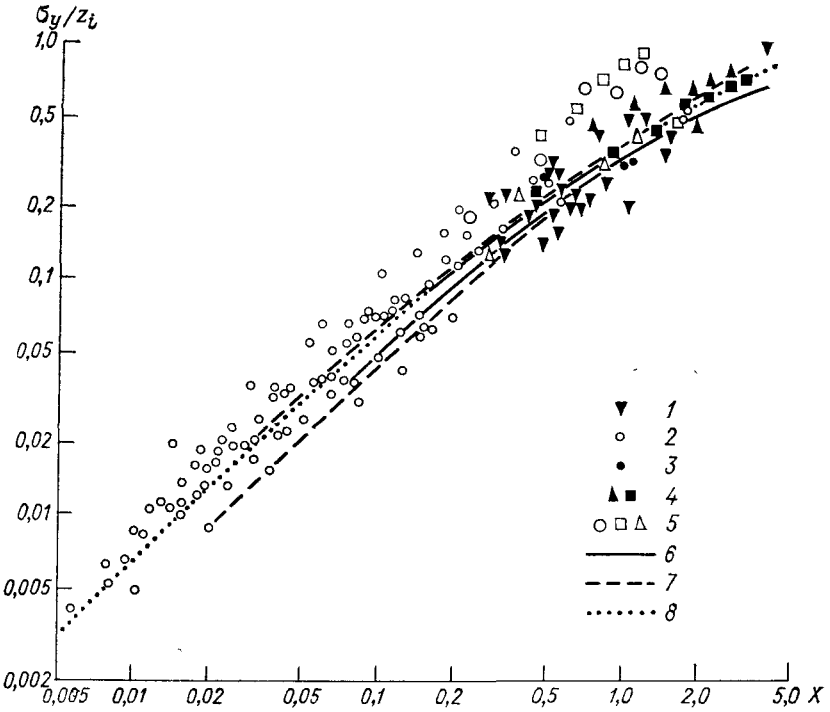


Рис. 4.17. Зависимость σ_y/z_i от безразмерного расстояния по [158].

1) данные по SO_2; *2*) данные «Прейри Грасс» (источник на поверхности); *3*) опыты в Кабоу (приподнятый источник); *4*) Боулдерская обсерватория (источник на поверхности, разные опыты); *5*) то же (приподнятый источник); *6*) лабораторный эксперимент (h/z_i=0,067 и 0,49); 7) численное моделирование (h/z_i=0,026 и 0,26—0,74); *8*) по (4 16).

$0{,}01 < X < 2$). Отмечено, что для этих данных σ_y больше, чем по (4.13), примерно в 1,4 раза. Собранные в [158] различные данные (результаты лабораторных и натурных экспериментов, численного моделирования) приведены на рис. 4.17. Общая аппроксимационная формула для всех данных предложена в виде

$$\frac{\sigma_y}{z_i} = 0{,}6 \frac{X}{(1+2X)^{1/2}}. \tag{4.16}$$

Данные натурных экспериментов отличаются от результатов численного и лабораторного моделирования, что может быть связано с неполным учетом в двух последних случаях всех факторов, определяющих конвективные движения в атмосфере. В [129] показано, что характерные параметры ячейковой конвекции в атмосфере (горизонтальные размеры ячеек, компоненты скоростей) увеличиваются, если появляется дополнительная подъемная сила, вызванная выделением скрытой теплоты конденсации. Другой причиной повышенных значений σ_y могут быть неоднородности подстилающей поверхности (растительность, небольшие орографические неоднородности), которые увеличивают локальную кривизну воздушного потока, что в свою очередь увеличивает σ_y.

Анализируя расчетные соотношения для σ_y, следует упомянуть специальную полевую программу CONDORS [189]. Производились наземные и высотные выбросы металлизированных пленок, SF_6, а также масляных аэрозолей. Контроль за параметрами диффузии осуществлялся с помощью специального лидара и радиолокатора. Эксперименты производились при конвективных условиях (в безоблачные дни) при $w_* \simeq 1{,}8$ м/с. Приведенные в [189] предварительные результаты показали, что соотношение $\sigma_y/z_i = 0{,}6 w_* x/U$ выполняется до бо́льших значений X, чем это следует из формулы (4.16). Напомним, что для приземного источника в гл. 3 были приведены данные, которые свидетельствуют о линейной зависимости σ_y от времени диффузии до достаточно *больших значений* X.

Перейдем к анализу параметризационных соотношений для σ_z. Первое соотношение для конвективных условий было предложено в [174] и имеет следующий вид:

$$\frac{\sigma_z}{z_i} = X\left[1{,}8\left(\frac{h}{z_i}\right)^{2/3} + 0{,}25X\right]^{1/2}. \qquad (4.17)$$

Первый член в правой части (4.17) получен из формулы Тейлора для малых времен диффузии (1.17), причем считается, что $\sigma_w = 1{,}34(\varepsilon_H h)^{1/3}$. Второй член удовлетворяет формуле Зилитинкевича—Яглома для свободной конвекции (3.10) с экспериментально подобранной константой [67, 116]. Сравнивая эту константу с данными, приведенными в гл. 3 (см. табл. 3.9), отмечаем, что она не противоречит результатам опытов ИЭМ, поскольку при $x = Ut$ она составляет 0,5 и находится между значениями $0{,}28\sqrt{\varkappa}$ и $1{,}1\sqrt{\varkappa}$, приведенными в табл. 3.9.

Это соотношение справедливо для $X < 0{,}5$, а *для больших* расстояний распределение примеси становится негауссовским. Для таких расстояний, пользуясь асимметричным законом распределения вертикальных пульсаций при конвекции, в [231] с помощью численной модели было получено соотношение для источника вблизи земной поверхности

$$\frac{\sigma_z}{z_i} = \begin{cases} 0{,}5X^{1/2}, & X \leqslant 1{,}2; \\ 0{,}6 \quad\;\; , & X \geqslant 1{,}2, \end{cases} \qquad (4.18)$$

и для приподнятого источника

$$\frac{\sigma_z}{z_i} = \begin{cases} 0{,}5X, & X \leqslant 2/3; \\ 1/3 \ , & X > 2/3. \end{cases} \tag{4.19}$$

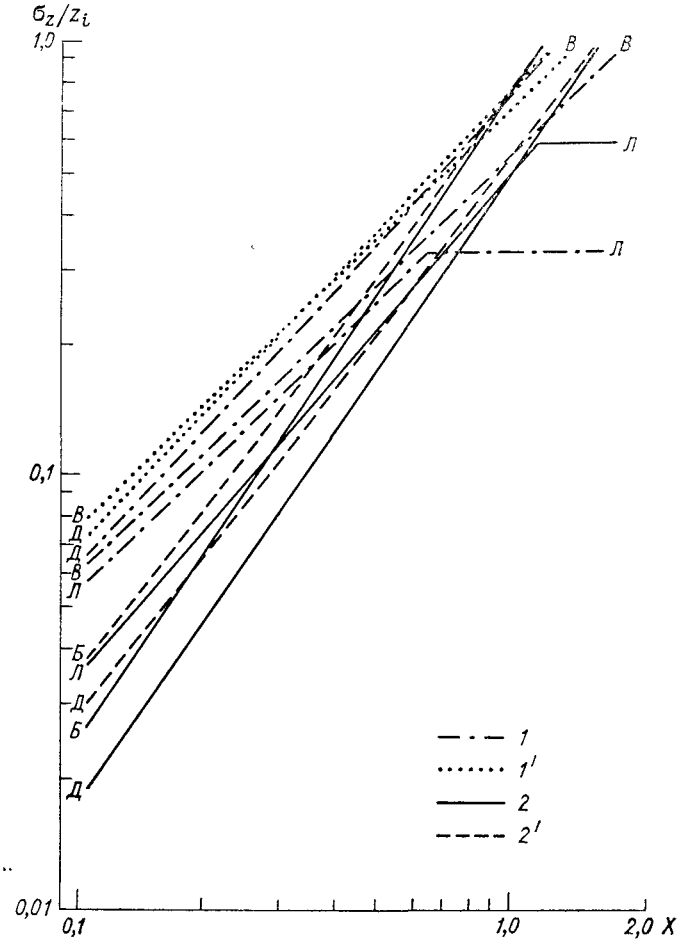


Рис. 4.18. Зависимость σ_z/z_i от безразмерного расстояния.
1) и *1′*) приподнятый источник, *2*) и *2′*) наземный при $u_*=0$ и $u_*=0{,}3w_*$.
В — по [303]; *Д* — по [174]; *Л* — по [231]; *Б* — по [158].

Высота источника в (4.19) в явном виде не учитывается, а формула (4.18) при малых X противоречит (4.17). Графики перечисленных формул приведены на рис. 4.18.

В рамках эксперимента CONDORS предварительные оценки σ_z для $h/z_i=0{,}32$ привели к соотношению

$$\frac{\sigma_z}{z_i} = \frac{0{,}6X}{(1+5X^2)^{1/2}}, \tag{4.20}$$

которое удовлетворительно согласуется с результатами наблюдений.

В заключение приведем аппроксимационные формулы, предложенные в [158] и объединяющие как конвективные, так и нейтральные условия. Эти формулы были получены как по данным полевых опытов, так и на основании известных сведений о турбулентности в приземном слое атмосферы.

Для σ_y по [303] имеем

$$\sigma_y = \frac{[(0{,}5w_*)^2 + (1{,}6u_*)^2]^{1/2} t}{(1 + x/10\ \text{км})^{1/2}}. \qquad (4.21)$$

В [250] приведена аналогичная, но более сложная формула

$$\sigma_y = \frac{[(0{,}51w_*)^3 + (1{,}7u_*)^3]^{1/3} t}{(1 + t/t_i)^{1/2}}, \qquad (4.22)$$

где

$$t_i = h_B [(0{,}91w_*)^3 + (2{,}5u_*)^3]^{-1/3}.$$

Причем $h_B = z_i$ при конвекции и $h_B = 0{,}3u_*/f$ при безразличной стратификации. Можно положить, что

$$h_B = [z_i^3 + (0{,}3u_*/f)^3]^{1/3}. \qquad (4.23)$$

Сравнивая эти формулы с формулами для приземного слоя, приведенными в гл. 3, отметим, что константа α_y из (3.7) в (4.21) предполагается равной 1,6, а в (4.22) равной 1,7, в то время как в опытах ИЭМ она составляла от 1,0 до 1,3. Увеличение этой константы при переходе к неустойчивости может быть оценено по (4.21) или (4.22) в зависимости от степени неустойчивости.

Для σ_z имеются аналогичные выражения. Формула Дирдорфа и Виллиса имеет вид

$$\frac{\sigma_z}{z_i} = X \left[1{,}8 \left(\frac{h}{z_i}\right)^{2/3} + 0{,}25X + \left(b' \frac{u_*}{w_*}\right)^2\right]^{1/2}, \qquad (4.24)$$

где

$$b' = [0{,}8 + 0{,}4\,(u_*/U)\,(x/h)] \left(1 + \frac{u_* x}{Uh}\right)^{-1}$$

предназначено для замены w_* на u_* при $w_* \to 0$.

В [158] эта формула рекомендуется для низких источников $\left(\frac{h}{z_i} < 0{,}07\right)$, но с использованием общего множителя 1,6. При $h = 0$ имеем $b' = 0{,}4$. В [158] предложена следующая формула:

$$\frac{\sigma_z}{z_i} = X\,[0{,}53X + (0{,}64u_*/w_*)^2 + \text{SO}]^{1/2}. \qquad (4.25)$$

Член SO пропорционален x^3 и учитывает уже негауссову стадию расширения факела. Для приподнятых источников $\left(\frac{h}{z_i} > 0{,}07\right)$ рекомендуется формула Вейла и Брауера [303]

$$\frac{\sigma_z}{z_i} = X\left[(0{,}56)^2 + \left(\frac{1{,}26u_*}{w_*}\right)^2\right]^{1/2}. \qquad (4.26)$$

Однако во всех случаях следует помнить о негауссовом распределении концентраций по вертикали.

4.3.3. Методы расчета приземной концентрации примеси при конвекции

Учет конвективных мезомасштабных движений при расчете концентраций может производиться с различной степенью приближения. В первом приближении, допускающем определенную ошибку в оценке, можно использовать гауссову модель и параметризационные выражения для σ_y и σ_z. Учет специфики конвективных движений при этом осуществляется за счет использования безразмерных переменных z/z_i и $X = \frac{x w_*}{U z_i}$, а также характера зависимости σ_y и σ_z от X и других параметров. Сравнение результатов расчетов для некоторых конкретных выражений σ_y по гауссовой модели с более точными будет дан ниже. Основные более точные расчетные методы рассмотрим, следуя в основном, как и ранее, обзорной работе [158].

Оценки приземной концентрации с использованием гауссовой модели можно несколько улучшить, если ввести поправки на высоту источника. В [158] на основании анализа экспериментальных данных было показано, что максимальное значение приземной концентрации, проинтегрированной в поперечном направлении к оси следа, которое по гауссовой модели составляет $(2/(\pi e))^{1/2} Q\,(Uh)^{-1}$, не зависит от вида зависимости σ_z от x и имеет место при $\sigma_z = h$, на самом деле больше в $(1+2h/z_i)$ раз. Таким образом, гауссова модель может быть путем введения эффективной высоты источника $h_{эф} = h(1+2h/z_i)^{-1}$ скорректирована для того, чтобы дать правильные значения концентрации в области ее максимума. Если более точно учесть специфику движения струи при конвекции, т. е. оседание ее оси, и считать, что такое оседание пропорционально σ_z, то можно получить поправку на высоту источника и добиться совпадения в максимуме концентрации. Однако этот метод корректировки высоты источника хотя и дает более точные результаты, но он более громоздок и менее нагляден.

При более строгих требованиях к точности расчетов концентраций, особенно для расстояний за максимумом концентрации, использование гауссовой модели даже при оптимальном выборе

параметризационных соотношений для σ_y и σ_z приводит к значительным ошибкам.

Рассмотрим такие методы расчетов концентрации, которые учитывают специфику конвективных движений и дают достаточно хорошее совпадение с результатами лабораторных экспериментов и натурных наблюдений. Сущность этих методов связана с учетом асимметрии в распределении вертикальных скоростей и соответственно распределений диффундирующих частиц. Авторы этих моделей считали лагранжев временной масштаб очень большим для того чтобы связать приземную концентрацию с распределением вертикальных скоростей, но форму этих распределений принимали различной. По-разному строились траектории частиц и учитывалось их отражение подстилающей поверхностью. Опуская промежуточные выкладки, гипотезы и обоснования, приведем окончательные формулы для приземной концентрации от линейного источника единичной мощности $q_l^{(1)}$. По [304] она имеет вид

$$X^2 q_l^{(1)}(0) = 25 Z_h e^{-5\frac{z_h}{X}} + \left(\frac{10}{3}\right)^2 Z_1 e^{-\frac{10 Z_1}{3X}} + 25 Z_2 e^{-\frac{5 Z_2}{X}}, \quad (4.27)$$

где

$$h/z_i = Z_h;\ Z_1 = 2{,}5 - Z_h;\ Z_2 = \frac{5}{3} + Z_h.$$

В [238] получена более простая формула

$$X q_l^{(1)}(0) = 2{,}07 \exp\left(-\frac{0{,}46}{X - 0{,}21}\right)^2, \quad (4.28)$$

в которой в отличие от (4.27) высота источника фиксирована ($h = 0{,}24 z_i$).

В [158] при использовании результатов численных моделей, лабораторных и натурных экспериментов как для приподнятых, так и наземных источников получено следующее чисто эмпирическое выражение:

$$q_l^{(1)}(0) = \frac{0{,}9\,(X/Z_h)^{9/2}}{\left[1 + 0{,}4\left(X/Z_h^{5/6}\right)^{9/2}\right]^{4/3}} + \left[1 + 3 Z_h^{1/2} X^{-3/2} + 50 X^{-9/2}\right]. \quad (4.29)$$

Первый член в правой части (4.29) преобладает при $X < 1{,}5$, а второй приводит к однородному перемешиванию при больших X. При $Z_h \leqslant 0{,}04$ выражение (4.29) применять нельзя

Сравнение расчетов по формуле (4 29) с результатами лабораторного моделирования приведено на рис. 4.19.

Данные приведены в координатах $hq_l(0) = \dfrac{hU\int q\,dy}{Q}$ и $Xh^{-2/3}$, для того, чтобы кривая, соответствующая гауссовой модели, не зависела от h. Эта модель не работает при $X > 1{,}5$,

когда существенным становится отражение примеси от уровня z_i. На кривых, соответствующих (4.29), также как по экспериментальным данным, отчетливо заметно увеличение максимального

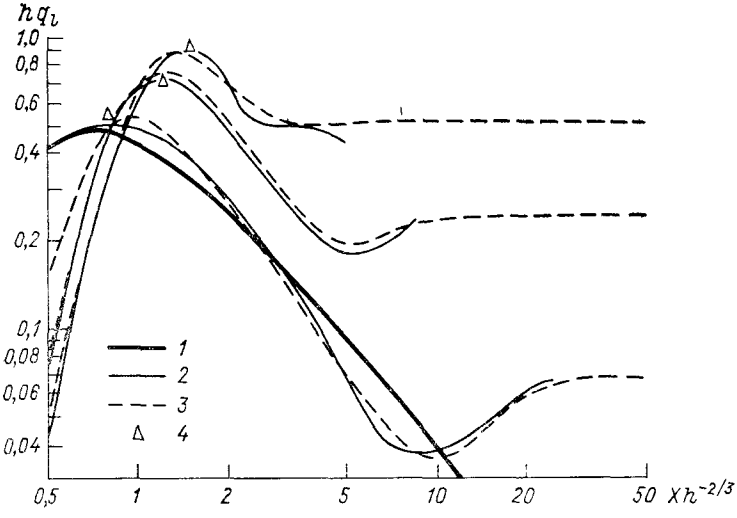


Рис. 4.19. Приземная концентрация, проинтегрированная в поперечном направлении, в безразмерных координатах.

1) по гауссовской модели; *2*) по лабораторным данным [174]; *3*) по (4.29); *4*) по гауссовской модели с поправкой Бриггса

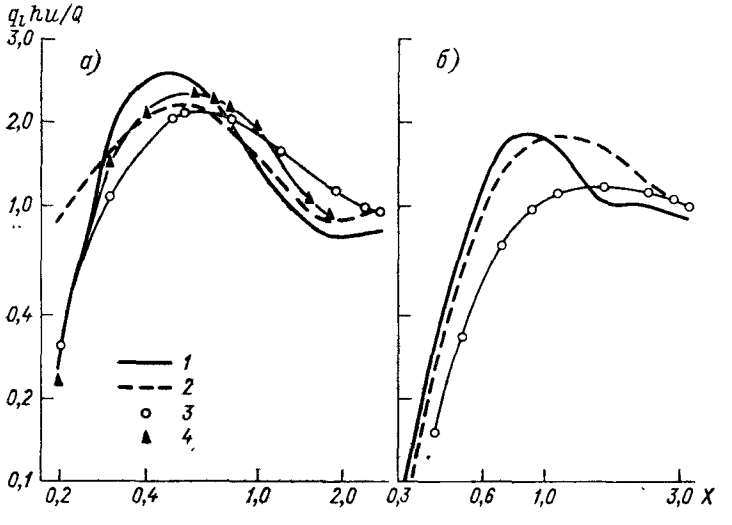


Рис. 4.20 Безразмерная концентрация, проинтегрированная в поперечном направлении, в зависимости от расстояния.

h/z_i=0,25 (*а*); 0,5 (*б*)

1) лабораторные эксперименты по [312]; *2*) численные расчеты по [231], *3*) по (4.27); *4*) по (4.28)

значения $hq(0)$ с ростом h, что, по-видимому, связано с ростом интенсивности нисходящих потоков с увеличением высоты.

Сравнение формул (4.27) и (4.28) с лабораторными результатами Виллиса и Дирдорфа и результатами численных расчетов Лемба [211] для $h/z_i = {}^1/_4$ и ${}^1/_2$ приведено на рис. 4.20. Видно, что модель (4.27) хорошо согласуется с расчетами Лемба для $h/z_i = 0{,}24$, но для $h/z_i = 0{,}52$ (рис. 4.20*б*) максимальное значение q слишком мало и несколько сдвинуто по X. В [238] удовлетворительные значения получаются для высот $h/z_i = 0{,}25$, для других — совпадение хуже. Общее слабое место этих моделей — определенный произвол в выборе законов распределения w, которые в используемых выражениях не везде реалистично описывают как малые, так и большие значения w.

Результаты, приведенные в п. 4.3, показывают, что применение предложенных Дирдорфом и Виллисом характерных параметров позволяет с единых позиций описать эксперименты по диффузии в широком диапазоне масштабов и параметров конвекции. Однако из данного обзора следует, что даже для конвективных условий при переходе к натурным экспериментам требуются некоторые поправки. Чтобы учесть влияние таких факторов, как облачность и неоднородность подстилающей поверхности, необходимы дополнительные усилия.

4.4. Особенности диффузии при устойчивой стратификации

4.4.1. Особенности турбулентности при сильной устойчивости

Кроме соотношений, характеризующих влияние сил Архимеда на турбулентность и диффузию от мгновенного источника (см. п. 4.12), приведем также некоторые другие, относящиеся к более сильной устойчивости.

Основные отличия устойчиво стратифицированного потока можно сформулировать следующим образом: интенсивность турбулентности существенно меньше, чем при безразличной стратификации; масштаб турбулентности по вертикали также очень мал по сравнению с высотой пограничного слоя; все динамические возмущения взаимодействуют с градиентом температуры, что приводит к возникновению внутренних гравитационных волн, амплитуда которых изменяется с высотой в зависимости от распределения температуры. Период гравитационных волн определяется частотой Брента—Вяйсяля $N = \left(\frac{g}{\bar{T}} \frac{\partial \Theta}{\partial z}\right)^{1/2}$. Кроме того, все даже небольшие изменения в топографии подстилающей поверхности или локальные возмущения атмосферы воздействуют на пограничный слой вдоль по потоку в течение длительного времени.

Если в устойчиво стратифицированном потоке существует динамическая турбулентность и можно считать, что основными параметрами, определяющими турбулентные движения, являются частота Брента—Вяйсяля N и диссипация турбулентной энергии ε, то выражение для вертикального коэффициента турбулентного перемешивания можно записать в виде

$$K_z = c\,\frac{\varepsilon}{N^2}. \tag{4.30}$$

Соотношение (4.30) впервые было получено Лилли и Вейнстоком [233]. Теоретические расчеты численного значения безразмерной постоянной c, выполненные в [305], показали, что $c=0{,}8$. В [305] было предложено более общее выражение для K_z, которое учитывает не только перемешивание, связанное с внутренними волнами, но и фоновую турбулентность, существующую в потоке. Если σ_e — стандартное отклонение полной турбулентной энергии потока, $\lambda_0=\frac{U}{n_0}$ — длина волны и n_0 — частота, соответствующие максимуму спектра турбулентных движений, то после некоторых преобразований общее выражение для K_z будет иметь вид

$$K_z = 0{,}8\varepsilon\left[N^2 + 0{,}6\left(\frac{2\pi}{U}n_0\right)^2\sigma_l^2\right]^{-1}. \tag{4.31}$$

Аналогичное выражение для коэффициента диффузии в приземном слое атмосферы было получено в [29]

$$K_z = \frac{1}{2}\,\frac{d\sigma_z^2}{dt} = \varepsilon\left(\tau_L^w\right)^2\left[1+\left(\tau_L^w N\right)^2\right]^{-1}. \tag{4.32}$$

При $N \gg n_0\sigma_e\pi^{-1} = \left(\tau_L^w\right)^{-1}$ выражения (4.31) и (4.32) переходят в (4.30), а в обратном случае преобразуются в соотношение (1.22). Условие $N < \left(\tau_L^w\right)^{-1}$ можно считать критерием того, что устойчивость является слабой и ее можно не учитывать при расчетах перемешивания.

При сильно устойчивой стратификации динамическая турбулентность подавлена, ε уже не является определяющим параметром и (4.30) использовать нельзя. Рассмотрим основные положения, характеризующие механизм перемешивания и диффузии в этих условиях, следуя в основном работам [5, 219].

Отметим, что устойчивость с точки зрения процессов переноса и перемешивания принципиально отличается от конвекции, рассмотренной в п. 4.3. При конвекции процесс рассеяния примеси связан с повышенным уровнем турбулентности, а также интенсивным переносом по вертикали объемов воздуха, ограниченным только уровнем верхней границы конвекции. При устойчивости, напротив, перенос по вертикали тормозится действием архимедовых сил, возникающих при перемещении воздушных объемов. В отличие от безразличной стратификации и тем более конвекции, при устойчивости вертикальное смещение элемента жидко-

сти требует непрерывного поступления энергии. Для стационарного случайного процесса с дисперсией вертикальной турбулентной составляющей скорости σ_w^2 кинетическая энергия элемента жидкости пропорциональна $\frac{1}{2}\sigma_w^2$. В первом приближении возникновение турбулентности в устойчивом потоке определяется двумя причинами: наличием сдвига скорости (как и при нейтральной стратификации) и существованием внутренних гравитационных волн, период которых определяется частотой Брента—Вяйсяля N. При этом турбулентность в потоке может появляться за счет разрушения гравитационных волн. При сильной устойчивости особенно важен второй механизм.

Естественно ожидать, что среднее смещение гравитационной волны по вертикали на одном периоде при наличии характерного масштаба скорости σ_w будет пропорционально σ_w/N. Если в потоке нет фоновой турбулентности и единственным механизмом смещения частицы по вертикали являются гравитационные волны, то чередующиеся по знаку (во времени и пространстве) волновые смещения не приведут к расширению облака. Тормозящее действие сил Архимеда при движении частиц указывает на то, что при устойчивости адекватное описание диффузии требует учета механизма движения локальных температурных неоднородностей с включенными в них частицами примеси. В известном приближении это можно сделать с использованием понятия жидкой частицы.

Назовем жидкой частицей (жидким элементом) некоторый объем жидкости, движущийся с локальной скоростью, считая, что размеры этой частицы значительно больше, чем размеры молекулы, но меньше колмогоровского микромасштаба $(\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$, который для атмосферы при устойчивости имеет порядок долей сантиметра. Если молекулярным обменом можно пренебречь, то частицы примеси будут двигаться вместе с жидкой частицей, и тогда исследование особенностей диффузии при устойчивости сводится к изучению специфики движения этих частиц. Естественно, что перемещение жидких элементов не тождественно перемещению частиц примеси: за счет молекулярной диффузии и теплового взаимодействия между жидкими элементами частицы примеси могут переходить из одного жидкого элемента в другой. По этой причине дисперсия частиц примеси в общем случае будет несколько превышать дисперсию жидких элементов. Однако понятие жидких частиц является весьма плодотворным, так как позволяет количественно оценить влияние архимедовых сил на движение частиц примеси при устойчивости.

Отсюда вытекает два важных следствия. Изучение процесса диффузии в этом случае сводится в значительной мере к изучению механизма теплообмена по вертикали. Кроме того, появляется принципиальная возможность определения параметров диффузии только по полю температуры.

Основным параметром жидкой частицы является ее индивидуальная температура $\Delta\Theta$ — отклонение от локальной средней потенциальной температуры окружающей ее среды. Эта величина определяет действующую на частицу архимедову силу $\frac{g\Delta\Theta}{\bar{T}}$, тормозящую ее движение по вертикали, т. е. влияющую на ускорение $\frac{d^2z}{dt^2}$, скорость $\frac{dz}{dt}$ и смещение z:

$$\frac{d^2z}{dt^2}+\alpha'\frac{dz}{dt}-\frac{g\Delta\Theta}{\bar{T}}=P(t), \tag{4.33}$$

где α' некоторый размерный коэффициент, пропорциональный N; $P(t)$ — флуктуации градиента давления по вертикали.

Из (4.33) следует, что основным механизмом формирования $\Delta\Theta$ является тепловое взаимодействие частиц между собой и с окружением. Механизм переноса тепла по вертикали и есть тот фактор, который оказывает определяющее влияние на интенсивность диффузии.

Можно выделить два крайних типа движения частиц. В первом случае жидкие частицы за счет адвекции переносятся турбулентным потоком без обмена теплом между ними и с окружающей их средой. Этот механизм преобладает при безразличной и слабо устойчивой стратификации. Обозначим дисперсию координат жидких частиц в вертикальном направлении для этого случая $\overline{z_a^2}$. Во втором случае — при сильной устойчивости движение частиц в основном определяется внутренними гравитационными волнами, тогда среднее смещение жидкой частицы по вертикали $\overline{z_в}\sim\sigma_w/N$, где σ_w — характерная скорость гравитационной волны. Тогда

$$\Delta\Theta\sim z_в\frac{\partial\Theta}{\partial z},\quad \overline{z_в^2}\sim\frac{\sigma_w^2}{N}.$$

Однако в процессе перемещения по вертикали частицы, обмениваясь теплом с более теплыми (при движении вверх) или холодными (при движении вниз) частицами, также изменят свою температуру. При этом архимедова сила, тормозящая их движение, уменьшается, вследствие чего смещение по вертикали увеличится на $z'_в$. Таким образом, в среднем их общее смещение составит $z_{об}=z_в+z'_в$. Но так как в среднем смещение за счет волнового движения мало меняется со временем, то можно считать

$$\frac{d\overline{z_{об}^2}}{dt}=\frac{d\overline{z_в^2}}{dt}+\frac{d\overline{(z'_в)^2}}{dt}\simeq\frac{d\overline{(z'_в)^2}}{dt}. \tag{4.34}$$

Таким образом, диффузия в поле гравитационных волн будет фактически определяться только дополнительным смещением жидкой частицы по отношению к амплитуде гравитационной волны. В действительности движение частиц во внутренних гравитационных волнах не является одномодовым; имеет место нелинейная трансформация внутренних волн, приводящая к их обрушению и появлению турбулентных зон, которые интенсифици-

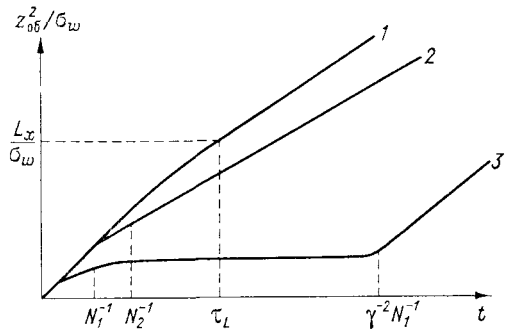


Рис. 4.21. Расширение струи по вертикали по [5].
При безразличной стратификации (*1*); при слабой устойчивости (*2*); при сильной устойчивости (*3*). N_1 и N_2 — частота Брента—Вяйсяля для условий *1*, *2*.

руют обмен теплом между жидкими частицами. Такое обрушение происходит не на каждом периоде, поэтому в среднем временно́й интервал между возникновением турбулентных зон превышает N^{-1}.

Влияние указанных факторов на изменение температуры жидкой частицы учитывается в модельном уравнении, предложенном в [170, 258]:

$$\frac{d\,\Delta\Theta}{dt} = -\gamma N\,\Delta\Theta - \frac{dz_{об}}{dt}\,\frac{\partial\bar{\Theta}}{\partial z}. \qquad (4.35)$$

Второй член в правой части (4.35) определяет изменение $\Delta\Theta$ за счет вертикальных смещений при наличии в этом направлении фонового градиента температуры, а первый — за счет рассмотренного выше механизма теплообмена между частицами. Следует обратить внимание на появление нового безразмерного параметра γ, определяющего диффузию при устойчивой стратификации. Согласно [170, 258], значение γ может изменяться от 0,1 до 0,4, что фактически в первом приближении эквивалентно изменению основного определяющего диффузию временно́го масштаба N^{-1} на $(\gamma N)^{-1}$.

Численное решение уравнений (4.34) и (4.35) представлено на рис. 4.21, заимствованном из [5], в координатах $(\bar{z}_{об}^2)^{1/2}/\sigma_w$ и текущего времени процесса t. Вблизи источника, когда $tN \ll 1$, наблюдается режим $\bar{z}_{об}^2 = t^2\sigma_w^2$, который, как известно, наблюдается практически всегда. (В зависимости от степени устойчивости меняется только продолжительность его существования.) Когда

время диффузии достигает значения N^{-1}, становится заметным отклонение от этой зависимости. Особенно это проявляется при сильно устойчивой стратификации, для которой при $t \gg N^{-1}$

$$\bar{z}^2_{\text{об}} = \left(\frac{\sigma_w}{N}\right)^2 (a^2 + 2t\tau_L N^2), \tag{4.36}$$

где a^2 имеет порядок единицы и зависит от формы лагранжева спектра флуктуаций градиента давления в (4.33), τ_L — лагранжев временной масштаб.

Для $t\tau_L N^2 \ll 1$ имеем $\bar{z}^2_{\text{об}} = (\sigma_w/N)^2$, поэтому вертикальный размер факела не зависит от времени. Это продолжается до $t \sim \sim \gamma^{-2}N^{-1}$ (см. рис. 4.21). При сильной устойчивости числовое значение γ мало; так, если $\gamma \simeq 0{,}1$, то данный режим может существовать до $100N^{-1}$. Для характерных значений $N^{-1} = 3 \ldots 5$ мин продолжительность такого режима может достигать нескольких часов и (с учетом переноса средней скоростью ветра) расстояний нескольких десятков километров. Последнее подтверждается экспериментальными наблюдениями. Заметим, что при этих условиях $\tau_L \sim \gamma^2 N^{-1}$ и коэффициент турбулентной диффузии запишется в виде

$$K_z = \sigma_w^2 \tau_L \sim \gamma^2 \sigma_w^2 N^{-1}. \tag{4.37}$$

Влияние умеренно устойчивой стратификации на характер зависимости $\bar{z}^2_{\text{об}}/\sigma_w^2$ от t, как следует из рис. 4.21, начинает проявляться при $t \geqslant \gamma N^{-1}$. Для этого режима лагранжев временной масштаб составляет $\tau_L = \gamma N^{-1}$ и, соответственно,

$$K_Z = \gamma \sigma_w^2 N^{-1}. \tag{4.38}$$

При конкретных расчетах неизбежно встает вопрос об определении числового значения γ. Если считать, что потоки тепла (температуры) в эйлеровых и лагранжевых переменных совпадают, то произведя независимым способом измерения σ_w, N, $\partial\Theta/\partial z$ и H_z в точке, можно оценить γ и в дальнейшем найти вид зависимости γ от σ_w, и $\partial\Theta/\partial z$, считая $H_z = K_z \dfrac{\partial\Theta}{\partial z}$ при K_z из (4.38).

Можно предложить и более простой приближенный метод оценки γ. Для этой цели используются только характеристики поля температуры. (Более корректные подходы к оценке γ изложены в [219].) Если смещение жидкой частицы по вертикали невелико, то среднеквадратичное значение дисперсии температуры можно считать пропорциональным σ_w/N

$$\sigma_\Theta = a_\Theta \frac{\sigma_w}{N} \frac{d\Theta}{dz}, \tag{4.39}$$

где a_Θ параметр порядка единицы (в дальнейших выкладках будем полагать его равным единице).

Подставив в (4.36) σ_w, выраженное через σ_Θ из (4.39), получим

$$H_z^{(L)} = \gamma N \sigma_\Theta^2 \left(\frac{d\Theta}{dz}\right)^{-1}. \tag{4.40}$$

С другой стороны, из уравнения баланса дисперсии флуктуаций температуры ϑ' при соблюдении некоторых условий поток температуры в координатах Эйлера составляет

$$H_z^{(E)} = \overline{\vartheta' w'} = \varepsilon_\Theta \left(\frac{\partial \Theta}{\partial z}\right)^{-1}, \tag{4.41}$$

где ε_Θ — аналог диссипации турбулентной энергии для поля температуры.

Сравнивая выражения (4.41) и (4.40), получим

$$\varepsilon_\Theta = \gamma N \sigma_\Theta^2. \tag{4.42}$$

Как известно, значение ε_Θ может быть получено через структурную функцию пульсаций температуры в инерционном интервале. Зная ε_Θ и использовав (4.42), можно оценить γ. Заметим, что соотношение (4.39) при $a_\Theta = 1$ также может быть использовано для оценки такого важного для практических расчетов параметра как σ_w/N.

Все приведенные соотношения несомненно требуют экспериментальной проверки, так как они были получены из некоторых идеализированных модельных представлений с определенными упрощениями. Однако для практических целей их использование может оказаться весьма полезным. Не вызывает сомнений, что экспериментальная проверка адекватности приведенных соотношений реальным диффузионным процессам, а также оценка границ их применимости по легко измеряемым метеорологическим параметрам является весьма актуальной задачей.

4.4.2. Диффузия примеси в устойчиво стратифицированном потоке

Рассмотрим теперь, как в устойчиво стратифицированном потоке происходит процесс диффузии примеси от точечного источника на уровне h при средней концентрации примеси $q(x, y, z, t)$ и потоке H_q. Если Q — полное количество примеси, то ее дисперсия запишется в виде

$$\sigma_z^2 = \frac{1}{Q} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (z-h)^2 q dz dy. \tag{4.43}$$

В предположении локальной однородности поток связан с концентрацией соотношениями $H_q = -K_z^{(q)} \partial q/\partial z$ и (1.20).

Если обмен между жидкими элементами незначительный ($\gamma \ll \ll 1$), то для малых временны́х масштабов играет роль только фоновая турбулентность (см. (4.31)), тогда

$$\sigma_z^2 \simeq \sigma_w^2 t^2. \tag{4.44}$$

Для последующего временно́го интервала, когда $(\gamma N)^{-1} \gg t > > N^{-1}$ и рост σ_z^2 со временем еще очень мал, изменение σ_z^2 будет определяться зависимостью (4.38):

$$\frac{d\sigma_z^2}{dt} = 2K_z^{(q)} \sim \gamma^2 \frac{\sigma_w^2}{N}. \tag{4.45}$$

Далее вступает в силу механизм перемешивания между жидкими частицами. Для масштабов, соответствующих интенсивной турбулентности, турбулентные потоки и само перемешивание будет определяться обычным механизмом, и тогда для $t \gg (\gamma N)^{-1}$

$$K_z^{(\Theta)} = K_z^{(q)} \gg \frac{1}{2} \frac{d\overline{z^2}}{dt}, \tag{4.46}$$

т. е. диффузия примеси будет превышать диффузию жидких элементов. В то же время для нейтрально стратифицированного потока

$$K_z^{\Theta} = K_z^{(q)} = \frac{1}{2} \frac{d\overline{z^2}}{dt}. \tag{4.47}$$

Таким образом, при устойчивой стратификации нельзя считать, что результаты, полученные для σ_z^2 или через оценки этой величины с использованием лагранжева временно́го масштаба, справедливы для $\frac{d\overline{z^2}}{dt}$. Однако исследователи, как отмечается в [219], предполагают, что в большинстве случаев и для устойчиво стратифицированного потока справедливо выражение (4.47). Проверить условия, при которых справедливо это соотношение, можно с помощью специальных экспериментов, в том числе и в условиях пограничного слоя атмосферы.

Приведем некоторые результаты измерений параметров диффузии в устойчиво стратифицированном пограничном слое, которые трактуются в рамках изложенного подхода. Измерения, выполненные в Боулдере и Кабоу в ночное время [220, 248], показали, что

$$a_\Theta = \frac{\sigma_\Theta}{\sigma_w} N \frac{\partial \Theta}{\partial z} \simeq 0{,}75 \pm 0{,}25; \quad \gamma \simeq K_z^{(\Theta)} \frac{N}{\sigma_w^2} \simeq 0{,}2 \pm 0{,}1.$$

Следует отметить большую изменчивость γ, что в свою очередь приводит к изменению $\overline{z^2}$. Оказалось, что когда $\gamma \simeq 0{,}1$ и

размеры струи доходят до σ_w/N, значение $\overline{z^2}$ для расстояний от источника порядка $U(\gamma N)^{-1}$ составляет $a_z^2\,\sigma_{wc}^2/N$, где $1{,}0 \leqslant a_z \leqslant 1{,}4$. На этих расстояниях (порядка 10 км) наблюдается значительная разница между $\overline{z^2}$ и σ_z^2. Однако при $\gamma \simeq 0{,}3$ ширина струи σ_z и $\overline{z^2}$ начинают увеличиваться пропорционально квадрату расстояния вплоть до расстояний от источника порядка $3\pi N$. При этом увеличение σ_z^2 становится приближенно пропорциональным коэффициенту турбулентного теплообмена $K_z^{(\Theta)}$ и

$$\frac{d\sigma_z^2}{dt} \simeq 2K_z^{(\Theta)} \simeq 2\gamma\frac{\sigma_w^2}{N}, \tag{4.48}$$

как это предполагалось авторами [300].

Измерения вблизи поверхности показывают, что $\gamma \simeq 0{,}3$ (т. е. достаточно велико), что соответствует интенсивному перемешиванию, и можно считать, что в этом случае $K_z^{(\Theta)} = K_z$.

В пограничном слое атмосферы наблюдались случаи, когда дымовые факелы на высоте порядка 100 м практически не диффундировали по вертикали на расстояниях до 20 км при $V = 8$ м/с, $\mathrm{Ri} = 1$ и $N = 3 \cdot 10^{-2}$ с$^{-1}$ [227]. Величина σ_z составляла около 7 м, а измеренная на высоте 50 м величина σ_w/N — около 0,02. Считая, что σ_w на высоте 100 м имеет то же значение, получим $\sigma_w/N \simeq 5$ м, т. е. величину того же порядка. Чрезвычайно медленный рост факела по вертикали согласуется с формулой (4.45), когда $\gamma \ll 1$ и $\tau_L \sim \gamma^2 N^{-1}$. Оценки показывают, что в этом случае $\sigma_z \simeq 5\ (1 + 6 \cdot 10^{-4} t)^{1/2}$. Расстояние около 20 км соответствует $t = 2500$ с, тогда $\sigma_z \simeq 8{,}1 \pm 1{,}5$ м, что удовлетворительно согласуется с данными наблюдений.

Другой пример в свете изложенных представлений анализируется в [5] по данным пяти опытов Хилста и Симпсона [215] с источником на высоте 56 м. Полученные результаты в нормированном виде приведены на рис. 4.22 (после объединения точек трех первых опытов). Диапазон изменений N составлял от $9 \cdot 10^{-3}$ до $3{,}4 \cdot 10^{-2}$ с$^{-1}$. Точки, соответствующие опытам 1—3, практически легли на одну кривую, в опыте 5 они перестали изменяться по ординате после $Nt = 2$. С учетом того, что первые точки подчиняются уравнению (4.36), были определены значения σ_w/U. Положив для опытов 1—3 $a_z = 1{,}3$ и $\gamma = 0{,}3$, можно получить зависимость $\sigma_z^2 = (\sigma_w/N)^2(1 + 0{,}18tN)$, которая выполняется при $tN \gg 1$. Для опыта 5, полагая $\gamma = 0{,}1$ и $a_z = 1{,}3$, получим $\sigma_z = (1 \pm 0{,}5) \times \sigma_w/N$. Обе кривые на рис. 4.22 обнаруживают хорошее совпадение с результатами экспериментов. Основным параметром, определяющим различие результатов 1—3 и 5, является именно γ, в то время как различия остальных параметров σ_w, U, N никаких изменений не вызывают.

При сильной устойчивости, когда мелкомасштабная турбулентность подавлена, резко усиливается роль вертикального сдвига ветра, влияние которого рассматривается в п. 1.3 (см. также [180]), и мезомасштабного меандрирования факела. Как считают авторы работы [229], при вырождении турбулентности образуются большие горизонтальные вихри, которые сохраняются дольше, чем мелкомасштабная турбулентность, и создают меандрирование узкой, почти не расширяющейся струи.

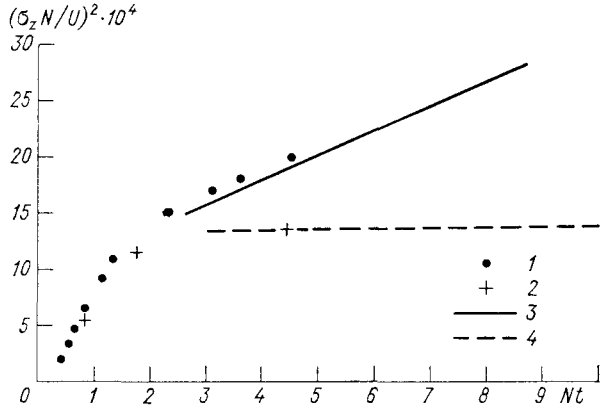


Рис. 4.22. Сравнение экспериментальной зависимости $(\sigma_z N/U)^2$ от Nt по [5].

1 — опыты № 1—3; *2* — № 5; *3* — по (4.36) при $\gamma=0{,}3$, *4* — то же при $\gamma=0{,}1$.

Авторы этой работы построили модель для учета меандрирования в таких условиях по данным климатических измерений и на примере двух пунктов показали, что при этих условиях в результате меандрирования σ_y может быть в несколько раз больше, чем S_y.

Таким образом, как показывает анализ механизмов диффузии при инверсии (п. 4.4) и конвекции (п. 4.3), процессы перемешивания при этих условиях существенно отличаются по определяющим параметрам, а также по механизму распространения частиц примеси. Если при решении диффузионных задач климатического типа некоторые особенности механизма переноса, связанные с влиянием стратификации, учитывать не обязательно, то при расчетах разовой концентрации, особенно связанной с выбросами в аварийных условиях, учет специфики распространения примеси может быть крайне важным.

4.5. Результаты опытов по рассеянию примеси, оседающей под действием силы тяжести

4.5.1. Об учете влияния силы тяжести на рассеяние примеси в атмосфере

В [4, 133] сформулированы три механизма влияния гравитационного оседания частиц на диффузию в турбулентной среде. Первый из них — смещение центра тяжести облака частиц — учитывается соответствующим членом в полуэмпирическом уравнении турбулентной диффузии (1.76). При этом степень влияния этого эффекта определяется безразмерным параметром, который имеет вид [17]

$$\nu = \frac{w_g}{\varkappa u_*} \text{ или } \frac{w_g h}{K} \tag{4.49}$$

в зависимости от задания коэффициентов уравнения (1.76).

Второй механизм заключается в том, что из-за своей инерции частицы не полностью воспринимают высокочастотные флуктуации среды (см. например, [125, 130]). При диффузии даже довольно тяжелых, но мелких частиц в турбулентной атмосфере вдали от твердых границ этот механизм можно не учитывать.

Третий механизм связан с тем, что при своем падении тяжелая частица пересекает траектории окружающих частиц воздуха, последовательно попадая в сферу влияния разных вихрей. Оценка влияния этого эффекта для постоянно действующего источника выполнена в [4, 133], некоторые обобщения приведены в [17, 169], а для облака отдельных частиц в [280]. (См. также более поздние работы [6, 307].)

Следуя идеям [125, 130], используем для расчета выражение (1.16), где корреляционная функция скоростей рассчитывается вдоль средней траектории рассеивающихся частиц. Если скорость гравитационного оседания частиц w_g мала по сравнению с пульсационной скоростью в направлении диффузии σ_w, т. е. за время корреляции частица не успевает существенно сместиться по направлению действия гравитационной силы z, то частицу можно считать практически невесомой и в (1.16) пользоваться лагранжевой временно́й корреляционной функцией $B_L(\tau)$. Если $w_g \gg \sigma_w$, то частицы настолько быстро уходят по направлению действия гравитационной силы, что причиной уменьшения корреляции в этом случае будет перемещение их в пространстве по направлению z и в (1.16) следует использовать эйлерову пространственную корреляционную функцию. В промежуточном случае корреляционную функцию скоростей с некоторым приближением можно взять вдоль среднего пути падающих частиц

$$B_g(r, \tau) = \langle w(x_0, z, t)\, w(x_0, z + r, t + \tau) \rangle, \tag{4.50}$$

где $r = w_g \tau$.

Выражение (4.50) представляет собой смешанную пространственно-временну́ю корреляционную функцию вертикальной компоненты скорости жидкой частицы. Зависимость ее от времени и координат известна только в инерционном интервале по осям координат, где она подчиняется (1.14) и закону «$^2/_3$».

Считая $B_g(r, 0)=0$ при $r > r_E$ и $B_g(0, \tau)=0$ при $\tau > \tau_L$, Юдин предложил мажоранту и миноранту функции $B_g(r, \tau)$, что дает возможность рассчитать мажоранту и миноранту зависимости условного коэффициента турбулентной диффузии для тяжелых частиц $K_g = \lim\limits_{t\to\infty} \dfrac{d\sigma^2}{dt}$ от скорости гравитационного оседания w_g. Если положить $B_L(\tau)$ в соответствии с (1.25), а $B_E(\tau)$ также аппроксимировать экспоненциальной функцией

$$B_g(r, \tau) = \sigma_w^2 \exp\left[-\sqrt{\left(\frac{\tau}{\tau_L}\right)^2 + \left(\frac{r}{r_E^*}\right)^2}\right], \qquad (4.51)$$

($r_E^* \simeq 1{,}3 r_E$), то проинтегрировав выражение (1.16) при условии (4.51) и $r = w_g\tau$, получим

$$\sigma_{zg}^2 = \frac{2\sigma_w^2\tau_L^2}{1+\nu_g^2}\left(\frac{t}{\tau_L^g} - 1 + e^{\frac{-t}{\tau_L^g}}\right), \qquad (4.52)$$

где

$$\tau_L^g = \frac{\tau_L}{\sqrt{1+\nu_g^2}};\ \nu_g = \frac{r_L w_g}{r_E^* \sigma_w}.$$

Согласно гипотезе замороженности, $r_E = U\tau_E$, тогда

$$\nu_g = \frac{\tau_L w_g}{\tau_E U} = \beta\frac{w_g}{U} = C\frac{w_g}{\sigma_w}, \qquad (4.53)$$

если принять для β соотношение (1.96).

Таким образом, σ_{zg}^2 отличается от σ_z^2 в случае $w_g = 0$ только тем, что масштаб τ_L заменяется на τ_L^g. Для K_g в этом случае имеем

$$K_g = \frac{K}{\left[1+\beta^2\left(\dfrac{w_g}{U}\right)^2\right]^{1/2}} = \frac{K}{\sqrt{1+(w_g/\sigma_w)^2}}. \qquad (4.54)$$

Зависимость (4.54) необходимо учитывать при расчете рассеяния достаточно крупных частиц.

В рамках этой модели приближенно можно учесть также неоднородность приземного слоя атмосферы, как это было сделано в гл. 3. Для этого в (3.25) заменим w на $W = w_g + w$, где w — сред-

няя скорость пульсационного движения частиц вдоль их траектории. Объединяя (3.25) и (4.50), выражение для корреляционной функции примем в виде (4.51), но величины $\tau_L(z)$ и r_E^* будем считать зависящим от z, а условие $r=w_g\tau$ определяет отклонение траектории тяжелой частицы от траектории жидкой частицы среды, вызванное гравитационным оседанием. В этом случае

$$B_g(\tau,\ z)=\sigma_w^2\exp\left[-\frac{\tau}{\tau_L(z)}\sqrt{1+w_g^2\left(\frac{\tau_L(z)}{r_E^*(z)}\right)^2}\right]. \qquad (4.55)$$

Естественно предположить, что $\tau_L(z)$ и $r_E(z)$ меняются с высотой одинаковым образом, так что ν_g по (4.53) не меняется с высотой, а учет влияния гравитационного оседания приводит к такому же уменьшению эффективного лагранжева масштаба (и масштаба x_L), что и в отсутствии неоднородности. Очевидно, что формула (3.28), а также ее предельные соотношения не изменяются. Так же, как и в однородном слое, при $\zeta\to 0$ влияние гравитационного оседания исчезает, а при достаточно большом w_g характер предельной зависимости K_g от w_g остается тем же, что и в (4.54).

Таким образом, учет этого эффекта приводит к безразмерному параметру (4.49), представляющему собой соотношение между скоростью гравитационного оседания частиц примеси и скоростью рассеяния ее турбулентными пульсациями. Очевидно, что ν по (4.49) и ν_g по (4.53) с точностью до числового множителя совпадают, а в приземном слое обе эти величины пропорциональны w_g/u_*.

4.5.2. Описание опытов

Частицы, оседающие под действием силы тяжести, рассеиваются и опускаются на подстилающую поверхность. Процесс их рассеяния происходит в основном в слое от высоты источника до уровня земли. В опытах [17, 113, 115, 117] (см. гл. 2) примесь от точечного или линейного источника, расположенного на высоте h, улавливалась на поверхности земли с помощью липких планшет, и основным результатом эксперимента был след примеси на поверхности земли. Результаты одного из таких опытов приведены на рис. 4.23. В зависимости от размера частиц и метеорологических условий след может иметь различные конфигурации. Например, при инверсии он может быть сильно вытянутым и узким, если в опыте использованы легкие частички, или представлять собой резко ограниченное по длине и ширине пятно — если частицы были более тяжелыми. При неустойчивой стратификации ширина следа может быть очень большой, а максимум плотности осадка, при прочих равных условиях, располагается значительно ближе. В среднем ось следа совпадает с направлением вектора ветра, осредненном в слое от поверхности земли до высоты

источника и по времени его действия. Она слегка извилиста, и только в исключительных случаях бывает сильно изогнутой, как это имело место в опыте, представленном на рис. 4.24. По-видимому, это связано с влиянием рельефа (неглубокой, но хорошо выраженной долины реки) в сочетании с инверсионными усло-

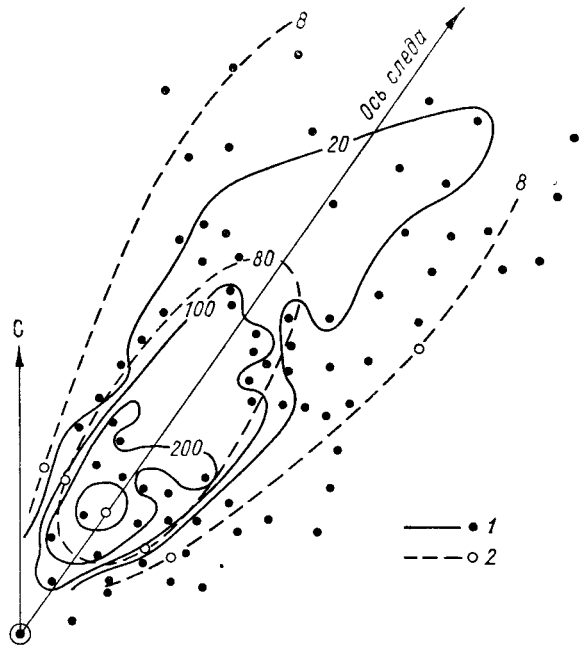


Рис. 4 23. Типичное расположение точек пробоотборного полигона и след облака примеси от высотного источника.
Экспериментальный (*1*), расчетный (*2*).
Цифры у кривых — условные плотности осадка.

виями. След, полученный в то же самое время, но при большей высоте источника, оказался менее изогнутым, т. е. на этих высотах влияние долины сказывалось меньше.

По данным экспериментов были получены зависимости осевой плотности осадка от расстояния до основания источника и распределение плотности осадка в поперечном ветру направлении. Основными параметрами следа являются положение максимума концентрации на уровне земли x_{max} (который всегда выражен значительно контрастнее, чем для невесомой примеси), значение наземной концентрации в этом максимуме p_{max}, ширина следа σ_y и его длина λ, определяемая по выбранному уровню концентрации.

Для учета стратификации атмосферы в опытах ИЭМ было рассмотрено шесть классов устойчивости (см. табл. 2.12). Класс

устойчивости нижнего слоя атмосферы определялся по профилю температуры или по метеорологическим измерениям сетевого типа. В 86 % случаев класс устойчивости, определяемый по разным критериям, совпадал [17].

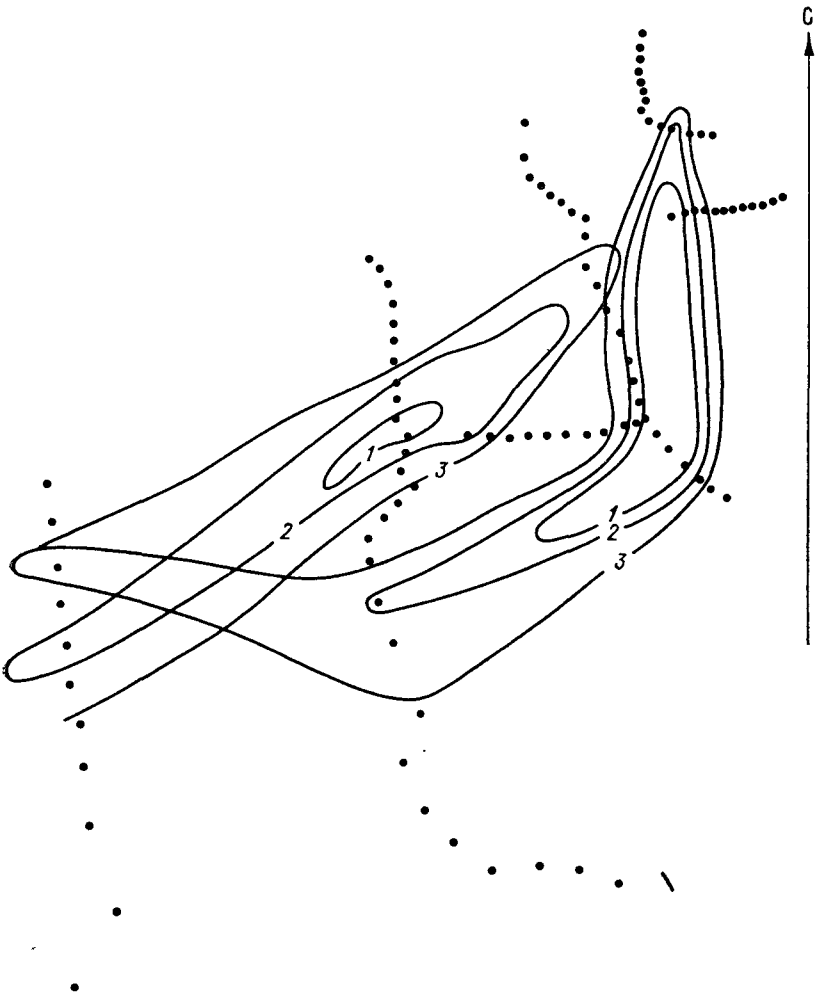


Рис. 4 24. След от высотных источников на разных высотах.
1, 2, 3 — условные концентрации примеси: 500, 100 и 10

Связь плотности осадка с приземной концентрацией определяется соотношениями (1.78) и (1.79). Из уравнения распространения тяжелой примеси (1.76) при условии (1.77) следует, что безразмерные параметры следа должны быть функциями безразмерных параметров w_g/U, K/Uh и v_s/w_g (где U и K — масштабы

скорости ветра и коэффициента турбулентной диффузии) или их комбинации Масштабами длины могут служить h или, например, K/U. На рис 4 25 и 4 26 приведена зависимость отношения

$$\frac{x_{\max} w_g}{Uh} = \frac{x_{\max}}{x_g}, \qquad (4\ 56)$$

($x_g = Uh/w_g$ — расстояние от проекции источника до зоны максимальной концентрации в случае чисто гравитационного падения

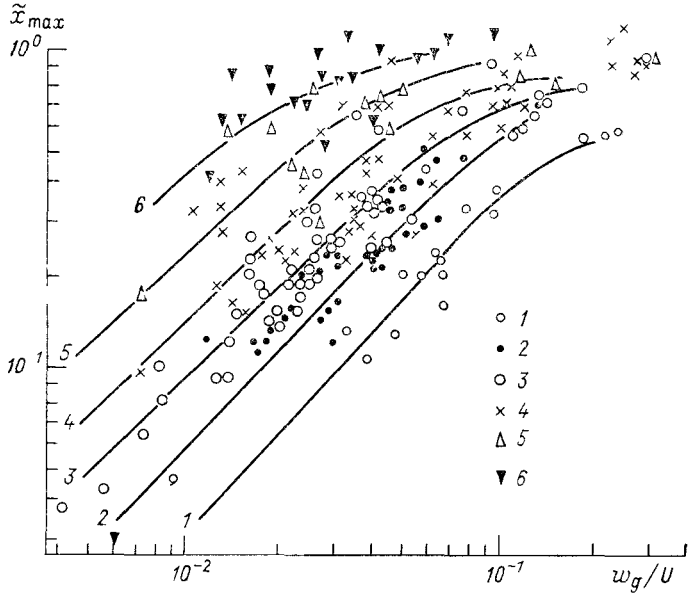


Рис 4 25 Зависимость $\tilde{x}_{\max} = \frac{x_{\max} w_g}{Uh}$ от $\frac{w_g}{U}$ по опытам ИЭМ *при разной устойчивости (1—6 — категории устойчивости).*

частиц в потоке со скоростью U) от w_g/U по опытам ИЭМ [17], Петровой [119] и Дунского [115] В области больших w_g/U $x_{\max}$ практически совпадает с x_g, однако при неустойчивости это происходит значительно позже При малых w_g/U в зависимости от характера устойчивости происходит разделение точек

Ширина следа, которая характеризуется величиной σ_y, с расстоянием от проекции источника увеличивается, причем это увеличение слабо зависит от высоты источника, а от отношения w_g/U в пределах исследованных диапазонов не зависит Поэтому данные о σ_y рассматривались в гл 3 вместе с аналогичными результатами по невесомой примеси

Значения максимальных плотностей осадка обнаруживают слабую зависимость от стратификации, однако они существенно меняются при изменении скорости гравитационного оседания,

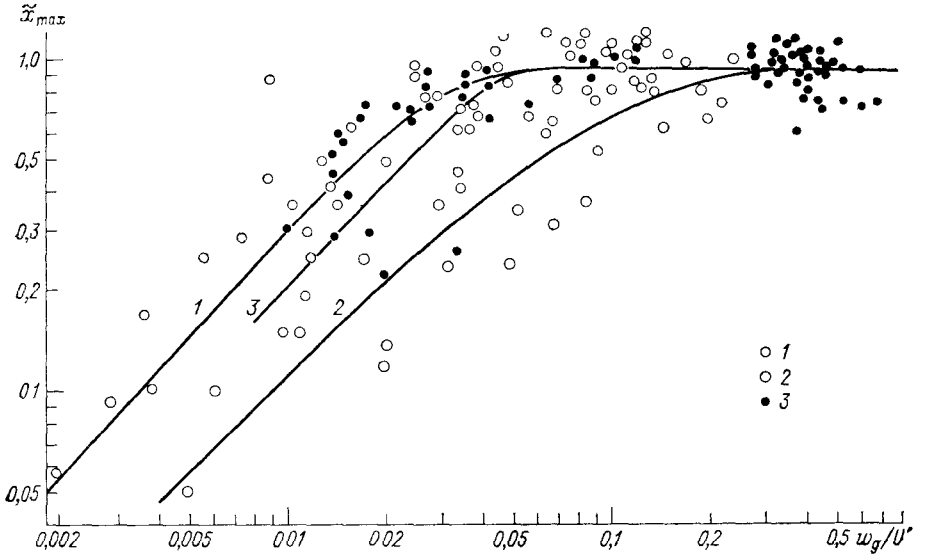


Рис 4 26 То же, что на рис 4 25, по данным Дунского [115] (*1* — слабая инверсия, *2* — слабая неустойчивость) и Петровой [119] (*3*)

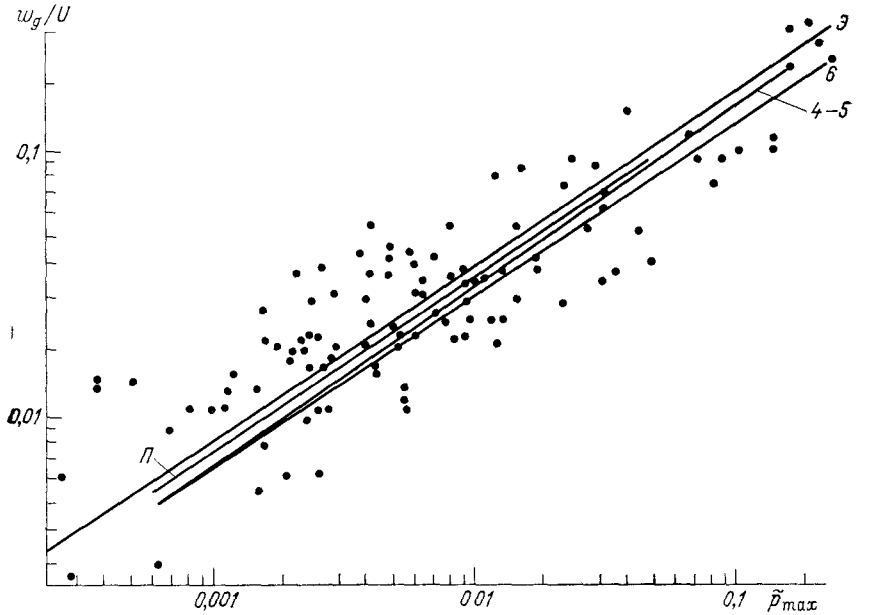


Рис 4 27 Зависимость $\tilde{p}_{max} = \dfrac{p_{max} h\, \sigma_y}{Q}$ от $\dfrac{w_g}{U}$ по опытам ИЭМ при безразличной и устойчивой стратификации

Э — экспериментальная средняя связь по (4 67) *4—6* — расчетные кривые для классов устоичивости *4—6* (безразличной и умеренно устойчивой стратификации) П — средняя зависимость по Петровой [119]

скорости ветра и высоты источника (рис. 4.27 и 4.28). Несмотря на большой разброс, точки группируются около расчетных кривых. Пределы изменений $p_{max}h^2Q^{-1}$ при изменении w_g/U от 0,01 до 0,1 близки, но при устойчивой стратификации зависимость от w_g/U выражена сильнее, чем при неустойчивой. Разброс экспери-

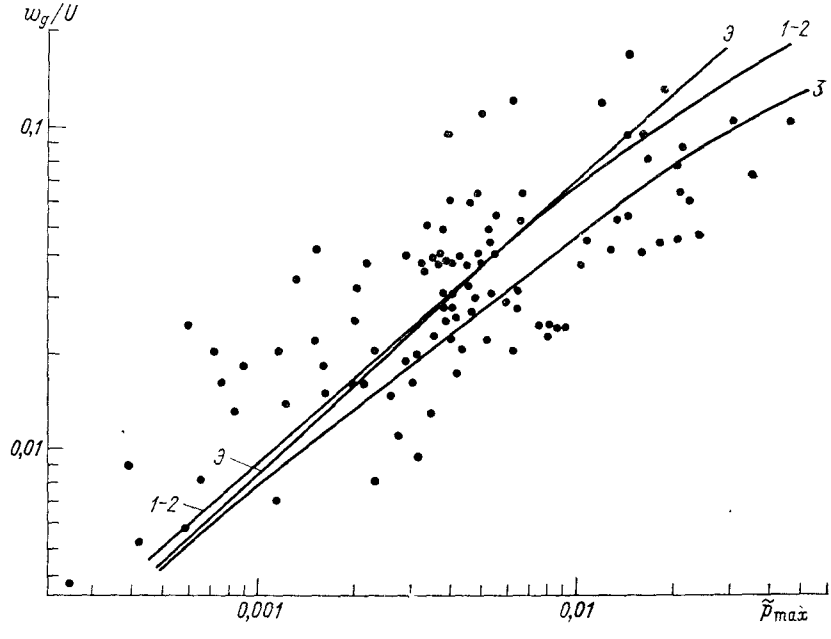


Рис. 4.28. То же, что на рис. 4.27, при неустойчивой стратификации по опытам ИЭМ и данным Стюарта [283].

Э — экспериментальная средняя связь по (4.67); *1—3* — расчетные кривые для классов устойчивости 1—3 (сильной и слабой неустойчивости).

ментальных точек на рис. 4.27 и 4.28 не связан с различиями в высоте источника, так как они объединяют результаты, полученные при 2 м $< h <$ 300 м, а с учетом данных Петровой — до 2000 м. Однако, можно отметить, что результаты Петровой лучше совпадают с данными ИЭМ, полученными при устойчивой стратификации, хотя эти опыты проводились в основном при неустойчивой и безразличной стратификации.

Поток осаждающейся на подстилающую поверхность примеси $p(x, y, t)$ определяется выражением (1.70), а плотность осадка (1.79) совпадает с потоком от постоянно действующего источника единичной интенсивности, умноженным на полное количество выпущенной примеси. Это позволяет считать, что интегральная плотность осадка определяется формулой

$$p(x, y) = \frac{p_l(x) \exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right]}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_y(x)}, \qquad (4.57)$$

где $p_l(x)$ — поток примеси на подстилающую поверхность от стационарного линейного поперечного вектору ветра источника, поэтому может определяться, например, на основании уравнения (1.76) и граничного условия (1.77).

4.5.3. Параметры вертикального рассеяния

Величина $x_{\max}$ связана с высотой источника, скоростью ветра, скоростью гравитационного оседания частиц примеси и коэффициентом диффузии в вертикальном направлении. Достаточно тяжелые частицы располагаются в основном на расстоянии $x_g = hU/w_g$, не зависящем от турбулентности потока. На рис. 4.25 и 4.26 им соответствует правая часть эмпирических кривых, приближающихся к единице. Напротив, максимум концентрации невесомых частиц ($w_g = 0$), что легко установить из вида уравнения (1.76) при граничном условии (1.77), лежит на расстоянии $x_T = Ah\dfrac{Uh}{K}$, где U и K — масштабы скорости ветра и коэффициента турбулентной диффузии; A — безразмерная функция этого же параметра и характера вертикальных профилей этих величин. В частности, при $K = \varkappa u_* z$ и $K = \text{const}$ имеем соответственно

$$x_{\max} = \frac{x_g x_T}{x_T^{(1)} + x_g}, \quad x_{\max} = \frac{x_g^2}{2x_T^{(2)}}\left\{\left[1 + \frac{4\left(x_T^{(2)}\right)^2}{x_g^2}\right]^{1/2} - 1\right\},$$

Зная $x_{\max}$ и x_g, из этих выражений легко получить

$$x_T^{(1)} = \frac{x_{\max} x_g}{x_g - x_{\max}}, \quad x_T^{(2)} = \frac{x_{\max} x_g}{x_g^2 - x_{\max}^2}, \tag{4.58}$$

В [17] эти формулы были использованы для определения по данным опытов с тяжелыми частицами параметра вертикального рассеяния

$$B = \frac{K_h}{U_h h} = \Phi\frac{h}{x_T}, \tag{4.59}$$

где K_h и U_h — средние в слое от высоты источника до подстилающей поверхности значения коэффициента турбулентной диффузии и скорости ветра. Величина B является безразмерным коэффициентом вертикальной турбулентной диффузии для источника заданной высоты, при этом $x_T = h\Phi B^{-1}$. Числовой множитель Φ зависит от принятых гипотез относительного характера профилей этих величин и граничного условия на подстилающей поверхности (при степенном задании профилей Φ меняется не более, чем в 2 раза). Такой подход позволил сравнить результаты различных опытов (проведенных разными авторами в неодинаковых условиях), в том числе с газами и другими легкими примесями (для газов принималось условие (1.84)). В тех случаях,

когда результаты опытов были представлены в виде обобщенных параметров (коэффициентов Сеттона или характеристик вертикального рассеяния σ_z), по этим параметрам определялись соответствующие им значения x_T, после чего применялось соотношение (4 59) Это позволило привести к сравнимому виду разнородные результаты опытов Результаты, использованные для расчетов B, и их краткая характеристика приведены в табл 4 2

Таблица 4 2

Результаты, использованные для расчета параметров вертикальной диффузии B по (4.59), и их краткая характеристика

Источник	w_g м/с	h м	Характер данных	Стратификация
[17]	0,05—0,3	2—300	Результаты опытов с точечным источником, x_{max}	Различная
[119]	0,01—0,5	300—2000	То же	Неустойчивая
[115]	0,02—0,6	100—600	Результаты опытов с линейным источником, x_{max}	Почти безразличная
[205, 283]	0,17—1,48	7—90	Результаты опытов с точечным источником, x_{max} для проинтегрированного по y осадка	Неустойчивая, устойчивая
[101]	0,02	20, 100	Результаты опытов с точечным источником, x_{max}	Безразличная, неустойчивая
[222]	0	46	То же	Неустойчивая
[96]	0	1—100	Сводные данные по коэффициентам Сеттона	Различная
То же	0	50—100	Обобщенные данные по $\sigma_z(x)$	Безразличная, неустойчивая
То же	0	110	Обобщенные данные, точечный источник, x_{max}	То же
„Прейри Грасс“ [96]	0	1,5	Результаты опытов с точечным источником, $\sigma_z(x)$	Различная

На рис 4 29 приведены значения B Результаты других авторов отнесены к тем или иным условиям устойчивости. В тех случаях, когда результаты в соответствующей работе даны в пределах некоторого диапазона, они обозначены вертикальными линиями или заштрихованными областями

Отметим, что при $h \leqslant 100$ м значения B при безразличной стратификации лежат вблизи кривой, соответствующей логарифмическому профилю скорости ветра, при $h > 100$ м наблюдается тенденция к более интенсивному падению с высотой При неустойчивой стратификации B не уменьшается с высотой практически до $h = 300 \ldots 400$ м, в более высоких слоях (до 2000 м), по дан-

ным [119], наблюдается заметное его уменьшение Значения B при умеренной устойчивости (класс 6) падают с высотой, начиная с $h=70$ м, а при $h > 300$ м они почти на порядок ниже, чем при безразличной стратификации

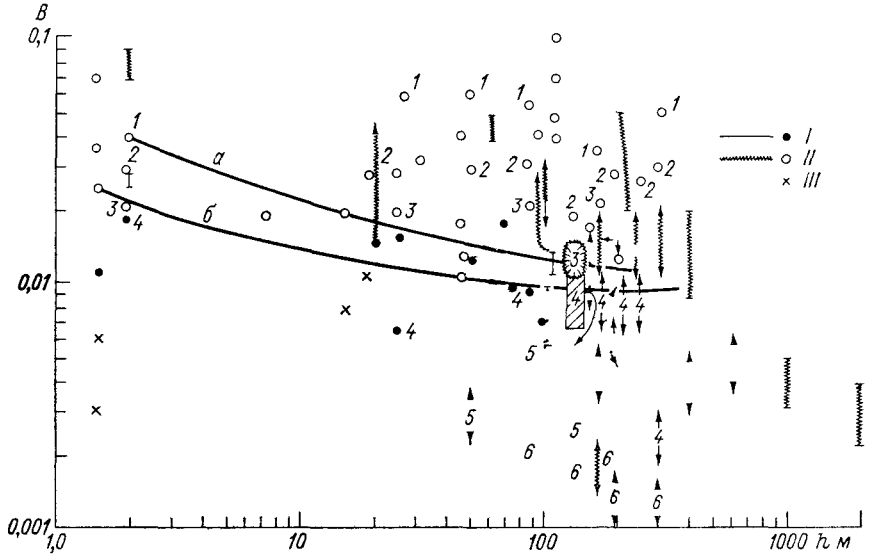


Рис 4 29 Значения $B=K/Uh$ в зависимости от h по результатам опытов, перечисленных в табл 4 2

I — неустойчивая стратификация II — безразличная III — устойчивая
Цифры у точек (1 2, 6) — классы устойчивости Расчетные кривые *а* и *б* соответствуют логарифмическому профилю ветра и линейному росту K при $z_0=10$ 2 см

Результаты разных авторов в целом согласуются между собой. В табл 4 3 приведены значения B/B_0 для уровня 2 м (B_0 — значение B при безразличной стратификации) Данные ИЭМ, полученные из диффузионных опытов, соответствуют оценкам, выполненным с помощью соотношений для приземного слоя атмосферы,

Таблица 4 3

Значения B/B_0 для уровня 2 м, по данным ИЭМ, и для уровня 0,5—1,5 м, по данным „Прейри Грасс“

Данные	Класс устойчивости					
	1	2	3	4	5	6
ИЭМ	2,2	1,6	1,1	1,0	—	—
„Прейри Грасс“	5,8	3,1	2,5	1,0	0,51	0,26

Примечание Классы устойчивости в опытах ИЭМ и „Прейри Грасс“ совпадают не полностью

приведенных в п. 2.3. Диапазон изменений устойчивости при проведении опытов «Прейри Грасс» был, по-видимому, шире.

4.5.4. Влияние гравитационного оседания на параметры рассеяния частиц

В п. 4.5.1 было показано, что гравитационное оседание частиц приводит к уменьшению эффективного временно́го масштаба диффузии и коэффициента диффузии, причем при малых временах диффузии оно практически не проявляется. В п. 4.5.3 вертикальное рассеяние тяжелой примеси рассматривалось без учета этого эффекта, поскольку он оказался в пределах погрешностей экспериментов и расчетов.

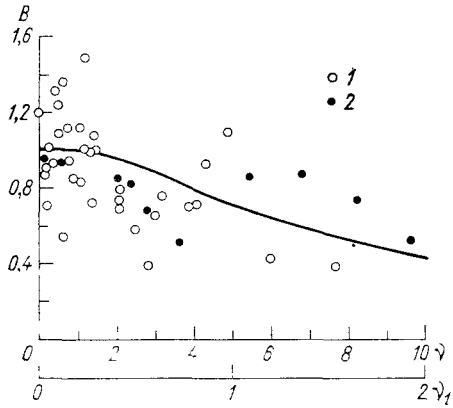


Рис 4.30 Зависимость значений $B=h/x_T$, нормированных на средние значения для данного класса устойчивости и h, от $\nu=w_g/BU$ или $\nu_1=\beta w_g/U$

1 — по опытам ИЭМ, *2* — по опытам Дунского

Вследствие большого разнообразия метеорологических условий выявить влияние гравитационного оседания с помощью экспериментов можно только при синхронном проведении опытов, когда все условия (высота источника, время его действия) совпадают и различаются только скорости гравитационного оседания. Результаты таких парных опытов, выполненных в ИЭМ [17], а также данные, полученные Дунским и Оникулом [71] по опытам [115] приведены на рис. 4.30. Параметр вертикальной диффузии B, линейно связанный с коэффициентом вертикальной диффузии, нормированный на свое среднее для данной стратификации значение, обнаруживает явную зависимость от параметра

$$\nu=\frac{w_g}{BU}=\frac{\sigma_w}{UB}\nu_g. \qquad (4.60)$$

Для сравнения с формулой (4.49) было принято $\sigma_u/UB=5$, что приближенно выполняется при безразличной и неустойчивой стратификации, которые сопутствовали опытам. Таким образом, влияние гравитационного оседания на параметр вертикальной диффузии, полученное экспериментально, близко к расчетному,

однако в пределах рассмотренных w_g оно невелико. В [17] по данным опытов показано, что на горизонтальной диффузии этот эффект в пределах тех же w_g не выявляется.

4.5.5. Характеристики осевых концентраций

Если два источника выпускают одинаковую примесь с одной и той же высоты в течение разного времени T и T' соответственно, то, согласно (4.57), отношение осевых плотностей осадка p и p' имеет вид

$$\frac{p(x, 0)}{p'(x, 0)} = \frac{\sigma_{T'}(x)\, q(x, 0, 0)}{\sigma_T(x)\, q'(x, 0, 0)}, \tag{4.61}$$

Поскольку в рамках полуэмпирической теории вертикальная диффузия не зависит от времени действия источника, при $T' < T$ это отношение меньше единицы.

Другая оценка может быть получена из (1.59). В случае изотропной турбулентности на оси струи имеет место соотношение

$$\frac{q(x, 0, h)}{q'(x, 0, h)} = \frac{\sigma^2_{T'}(x)}{\sigma^2_T(x)} < \frac{\sigma_{T'}(x)}{\sigma_T(x)}. \tag{4.62}$$

Вне оси на уровне земли

$$\frac{p(x, 0)}{p'(x, 0)} = \frac{q(x, 0, 0)}{q'(x, 0, 0)} = \frac{\sigma^2_{T'}(x)}{\sigma^2_T(x)} \exp\left[-\frac{\tilde{z}^2}{2\sigma^2_T} + \frac{(\tilde{z}')^2}{2\sigma'_T}\right], \tag{4.63}$$

где $\tilde{z}$ и $\tilde{z}'$ — ординаты оси струи, осредненной за время T и T'. Экспоненциальный множитель в (4.63) из-за меандрирования струи в вертикальном направлении при $\tau < \tau_L$ может принимать различные значения в большом диапазоне. Однако, поскольку временной масштаб диффузии в вертикальном направлении существенно меньше, чем в горизонтальном, то на тех расстояниях от источника, где наблюдается след, влияние меандрирования может быть большим только при очень сильной неустойчивости.

Результаты опытов, проведенных с разной продолжительностью времени действия источника при прочих равных условиях, показали, что положение максимума плотности осадка очень мало зависит от T и определяется в основном метеорологическими условиями, хотя при меньшем времени действия источника максимум располагается, как правило, немного дальше, т. е. при $T' < T$ эффективный коэффициент диффузиии оказывается как бы несколько заниженным.

Выражение (4.61) может служить ориентировочной оценкой отношения $p(x)/p'(x)$ с избытком, а (4.62) — с недостатком. Как показано в работе [98], при $T' < T$ соотношение

$$\left(\frac{\sigma_{T'}}{\sigma_T}\right)^2 < \frac{p(x, 0)}{p'(x, 0)} < \frac{\sigma_{T'}}{\sigma_T} < 1 \tag{4.64}$$

в среднем достаточно хорошо подтверждается результатами одновременных опытов (табл. 4.4). Приведенные в табл. 4.4 значения σ/σ' служат оценкой влияния времени действия источника на горизонтальное поперечное рассеяние частиц. Для вертикального рассеяния приведены две независимые характеристики: $x_T/x_{T'}$ и характеристика, полученная из (4.61)

$$\frac{q(x, 0, 0)}{q'(x, 0, 0)} = \frac{p(x, 0)\sigma_T(x)}{p'(x, 0)\sigma_{T'}(x)}, \tag{4.65}$$

Таблица 4.4

Средние отношения осевых концентраций p, поперечных размеров следа σ_y, их квадратов характеристик вертикального рассеяния q/q' по (4.65) и $x_T/x_{T'}$ во время парных опытов при разном времени действия источника

Характеристика	$(\sigma_{T'}/\sigma_T)^2$	p/p'	$\sigma_{T'}/\sigma_T$	$q(x)/q'(x)$	$x_T/x_{T'}$
Среднее	0,41	0,53	0,63	0,84	0,85
Стандартное отклонение	0,10	0,04	0,07	0,05	0,10

которые в среднем оказались равными, чего и следовало ожидать, поскольку они характеризуют один и тот же эффект. Если в среднем при изменении T в 10—15 раз (как и было во время проведения опытов) количественная характеристика горизонтальной диффузии меняется до 40 %, то для вертикальной диффузии она меняется не более, чем на 15 %.

Поскольку максимальная плотность осадка определенным образом связана с поперечной шириной следа, зависящей от времени действия источника, целесообразно сравнивать значения

$$\tilde{p} = \frac{p_{\max} h \sigma_y(x_{\max})}{QB} \tag{4.66}$$

в функции от безразмерного параметра ν по (4.60). Такая нормировка позволяет обобщить все результаты, независимо от класса устойчивости и других параметров. Измеренные значения максимальной плотности осадка обнаруживают большой разброс. При близких значениях ν величина $\tilde{p}$ может меняться на порядок, а отдельные значения (как правило, полученные при очень слабом ветре) даже выходят за эти пределы. На рис. 4.31 приведены сгруппированные и осредненные значения $\tilde{p}$ (каждая точка представляет собой результат 8—12 опытов). Значения для нормировки B выбирались в зависимости от высоты источника и класса устойчивости. Аналогичные результаты из работы Стюарта

[291] приведены на рис. 4.31 в виде максимальных значений проинтегрированной по оси плотности осадка. Теоретические кривые получены при линейно растущем $K(z)$, начиная с $\nu=1$ эти кривые практически совпадают. Результаты ИЭМ имеют тенденцию

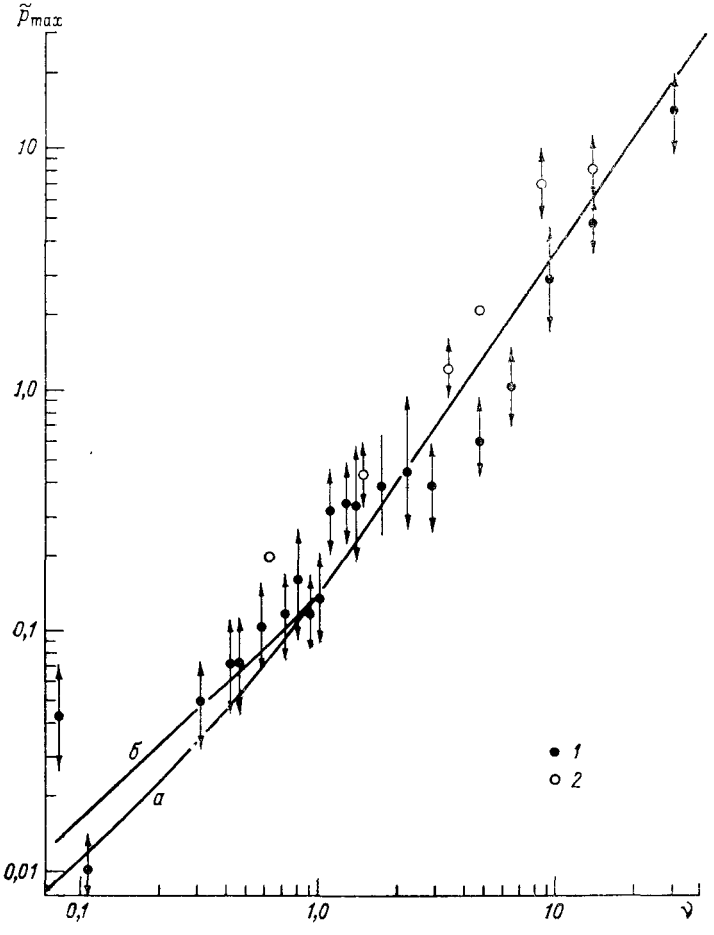


Рис. 4 31. Зависимость $\tilde{p}=\dfrac{p_{max}h\,\sigma_y\,(x_{max})}{Q}$ от $\nu=w_g/UB$ по результатам опытов ИЭМ (*1*) и Стюарта (*2*).
а и *б* — расчетные кривые соответственно для точек *1* и *2*.

при больших ν располагаться несколько ниже теоретической кривой, а данные Стюарта — несколько выше. Самая нижняя точка получена по данным работы [113], в которой для опытов была использована практически однородная примесь, состоящая из частиц размером 16—20 мм. Самая левая точка, напротив, может

содержать ошибки, связанные с неоднородностью состава частиц.

Решения уравнения (1.76) при конкретном задании профилей коэффициента диффузии и скорости ветра позволяют построить зависимость $p_{max}h\sigma_y(x_{max})/Q$ от w_g/U, если принять для каждого класса устойчивости среднее значение B, как это было сделано в [17] (см. рис. 4.27 и 4.28). Оказалось, что хотя значения ν

Таблица 4.5

Значения A и γ в формуле (4.67)

Класс устойчивости, диапазон h	A	γ
Классы 1—3 (неустойчивость); 2—300 м	$0{,}20 \pm 0{,}02$	$1{,}12 \pm 0{,}13$
Классы 4—6 (безразличное состояние и устойчивость); 2—300 м	$1{,}40 \pm 0{,}15$	$1{,}51 \pm 0{,}14$
Классы 3 и 4; 300 м	1,6	1,50
Класс 6; предельная при $\nu \to \infty$	2,3	1,50
Класс 5; то же	1,6	1,50
Класс 4; то же	1,1	1,50

при полном диапазоне изменения устойчивости различаются более чем на порядок, полученные зависимости очень близки, что позволяет для практических расчетов рекомендовать простые формулы вида

$$\tilde{p}_1 = \frac{p_{max}h\sigma_y(x_{max})}{Q} = A(w_g/U)^{\gamma}. \qquad (4.67)$$

В табл. 4.5 приведены значения A и γ, полученные по экспериментальным данным как коэффициенты линейной регрессии $\lg \tilde{p}_1$ на $\lg(w_g/U)$, а также значения этих параметров, соответствующие эмпирической зависимости Петровой и Мирошкиной [119] для $h > 300$ м. Экспериментальные значения A и γ для безразличной и устойчивой стратификации (классы 4—6) и данных [119] неплохо согласуются с расчетными при $\nu \to \infty$; для классов 1—3 (неустойчивая стратификация) такого согласия быть не может, так как в этих случаях значения ν существенно меньше.

Характеристикой понижения плотности осадка за зоной его максимального значения служат экспериментальные значения $\lambda_{0,1} = \lambda$, т. е. расстояния до точки, где осевая плотность осадка составляла $0{,}1p_{max}$. Эта величина линейно связана с x_{max} и зависит от параметра ν. На рис. 4.32 представлена зависимость экспериментальных значений λ/x_{max} от ν, а также теоретическая зависимость, полученная из решения уравнения (1.84) при линейно растущем K_z в зависимости от z [17]. В среднем характер зависимости λ от ν совпадает с теоретическим, хотя имеются отклонения и довольно существенные, которые могут быть связаны, в частности, с неоднородным составом примеси.

Общее количество примеси, осевшей на площадь полигона, рассчитывалось по картам-схемам с помощью планиметрирования. Отношение этого количества к общему количеству выпущенного аэрозоля $\eta_э$ представляет собой долю примеси, попавшую на контролируемую площадь полигона. Эта величина рассчитывалась с помощью уравнения (1.84) при $K=\varkappa u_* z$, $U=\text{const}$. Если считать, что вне площади полигона в поперечном к оси следа направ-

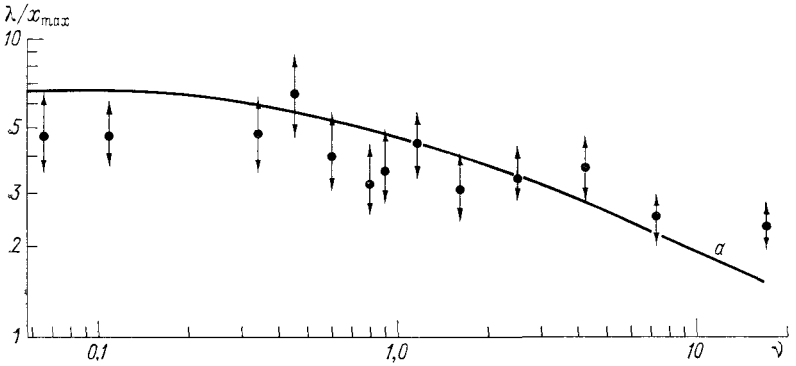


Рис 4 32 Зависимость длины следа λ/x_{max} от ν по результатам опытов ИЭМ.
а — расчетная кривая (см [16, 17])

лении не учтенной примеси практически не содержится, то коэффициент корреляции между экспериментальной $\eta_э$ и рассчитанной $\eta_т$ долей уловленной примеси составляет 0,65, причем в среднем $\eta_э=0{,}96\eta_т$.

Отметим особенности результатов опытов при слабом ветре (менее 3 м/с на уровне 300 м и менее 1 м/с в приземном слое). Поскольку точность измерения скорости ветра в этих условиях ниже, чем обычная, разброс всех расчетных величин, связанных с ее значением, заметно больше, чем при умеренных скоростях. Кроме того, слабые ветры при неустойчивой стратификации или переходном времени суток имеют тенденцию увеличивать параметры диффузии B и σ_y по сравнению с характерными для соответствующих классов устойчивости (до 30 %) и уменьшать плотность осадка по сравнению с расчетной.

Заключение

В настоящей главе по результатам экспериментов установлено, что для атмосферы могут быть использованы соотношения и закономерности однородной турбулентности в координатах Лагранжа. Показано, что в условиях, близких к безразличным, модель, основанная на этих представлениях, пригодна для практических применений. В ряде случаев, однако, требуется использовать нетрадиционный подход. Большой цикл лабораторных и

численных экспериментов (выполненных за рубежом), а также некоторые натурные эксперименты позволили построить модели диффузии для конвективных условий, при которых наблюдаются специфические особенности, связанные с асимметрией вертикальных движений. В данной главе описываются также некоторые способы учета гравитационных волн и перемежаемости турбулентности при сильно устойчивых условиях в пограничном слое атмосферы.

В заключение отметим области исследований, требующие дальнейшего изучения. Способы расчета диффузии при сильной устойчивости только намечены. Модели, предназначенные для конвективных условий, не учитывают влияния облачности. Слабо разработано влияние мезомасштабной шероховатости.

5. Связи между характеристиками турбулентности в координатах Эйлера и Лагранжа

5.1. О методике расчета лагранжевых характеристик турбулентности в атмосфере

Расчет характеристик рассеяния примеси требует знания лагранжевых характеристик турбулентности, а также характеристик переноса (см. гл. 1). В первом приближении к ним относятся вектор скорости среднего переноса жидких частиц **V** и дисперсии или стандартные отклонения трех компонент пульсаций скорости ветра $\overline{v_1^2}$, $\overline{v_2^2}$, $\overline{v_3^2}$. Основными величинами являются лагранжевы корреляционные функции компонент пульсационных скоростей, однако, ввиду того, что они входят в расчетные выражения под интегралом, достаточно знать такие их характеристики, как интегральные масштабы $\tau_L^{(1)}$, $\tau_I^{(2)}$ и $\tau_L^{(3)}$. В некотором диапазоне времен диффузии необходимо знать скорость диссипации турбулентной энергии ε.

Измерение лагранжевых характеристик в атмосфере трудоемко и не всегда возможно. Поэтому в данном случае могут помочь соотношения между лагранжевыми и эйлеровыми характеристиками, поскольку последние измерить гораздо проще. Кроме того, их связи с характеристиками устойчивости пограничного и приземного слоя сравнительно хорошо разработаны (см., например, [5, 21, 92, 100]).

В однородном и стационарном турбулентном поле такие характеристики, как средняя скорость потока (переноса), стандартные отклонения пульсаций компонент скоростей и скорость диссипации энергии для систем координат Эйлера и Лагранжа, совпадают. Реальный пограничный слой атмосферы всегда неоднороден по вертикали. Его стационарность во времени и однородность по горизонтали также ограничена, поэтому такими представлениями можно пользоваться только для ограниченных масштабов времени и расстояний. Сравнения этих величин при измерениях в конкретном пункте и на свободно движущемся объекте представляет интерес как для выявления пределов квазиод-

нородности и квазистационарности, так и для учета влияния неоднородности на характеристики турбулентности, описываемые этими методами.

Лагранжевы и эйлеровы корреляционные функции скоростей заведомо не совпадают (см. гл. 1). При этом для оценки лагранжева масштаба скоростей пользуются косвенными способами, основанными на формулах (1.15) через дисперсию пульсаций скорости и диссипацию энергии [94] или же через эйлеров масштаб τ_E и $\beta = \tau_L/\tau_E$.

5.1.1. Особенности расчета лагранжевых характеристик по ограниченным реализациям

Рассмотрим особенности определения лагранжевых характеристик турбулентности в пограничном слое атмосферы, в частности, по траекториям меченых воздушных частиц [49].

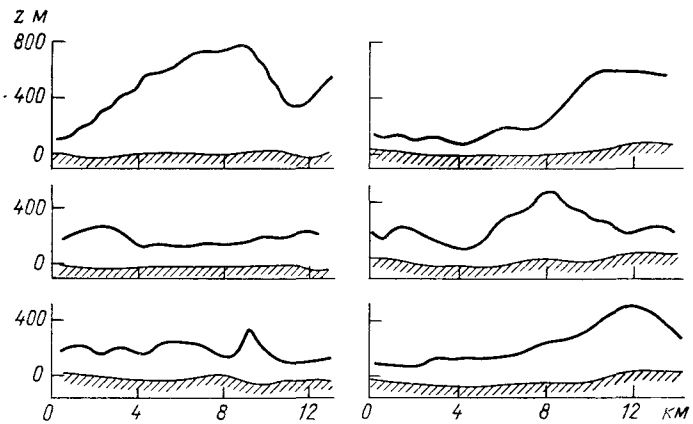


Рис 5.1. Примеры траекторий тетронов в вертикальной плоскости при более ровном (слева) и более выраженном (справа) рельефе.

Движение воздушной частицы над сушей обычно происходит над подстилающей поверхностью, которую только в редких случаях можно считать однородной, что усложняет интерпретацию полученных результатов. В качестве примера на рис. 5.1 приведены траектории тетронов в вертикальной плоскости и профиль рельефа местности (в масштабе, в 4 раза большем, чем для высоты дрейфа). В целом рельеф местности можно считать достаточно однородным, с чередующимися пятнами или полосами полей и лесных массивов. Разность между самой низкой и самой высокой точкой рельефа не превышала 60 м. (Данные получены в средней полосе Европейской территории СССР.) Опыты были проведены в середине дня при условиях неустойчивости, поэтому

сильные изменения высоты дрейфа в основном можно считать связанными с конвективными струями и восходящими участками конвективных ячеек. Однако влияние рельефа также нельзя не учитывать. Коэффициент корреляции между высотой тетрона и превышением уровня подстилающей поверхности над средним уровнем в большинстве случаев составлял —0,2... —0,4. Для траекторий, вдоль которых наблюдалось более заметное изменение рельефа (пойма небольшой реки и возвышенность после нее), этот коэффициент (при расчете с учетом сдвига между координатами траекторий рельефа в диапазоне 250—1000 м) достигал 0,9. В этих случаях появление вертикальных токов могло быть связано с орографическими особенностями местности.

Другие трудности расчетов возникают в связи с тем, что для получения репрезентативных характеристик турбулентности необходима квазистационарность полученных реализаций. Методы получения статистических характеристик для стационарных случайных процессов разработаны достаточно хорошо [138]. Реализации случайного процесса обычно оценивают на стационарность качественно или с помощью соответствующих критериев, а в случае нестационарности какого-либо типа данные измерений приводят к квазистационарному виду. Обработка траекторных измерений имеет свои особенности, достаточно подробно описанные в [122], однако некоторые вопросы требуют уточнения.

Оценки лагранжевых характеристик турбулентности проводятся по одной реализации случайного процесса $v_i(t)$ или по небольшому числу реализаций в предположении выполнения условия эргодичности. При этом их репрезентативность существенно зависит от выбора периода осреднения [138]. Дисперсия оценки корреляционной функции по реализации длиной T (в предположении, что процесс является гауссовым) определяется соотношением

$$[B_T(\tau) - B(\tau)]^2 = \delta^2 \simeq \frac{4\overline{(v_i^2)}^2}{T}\tilde{\tau}, \tag{5.1}$$

где

$$\tilde{\tau} = \frac{1}{\overline{v_i^2}} \int_0^\infty B^2(\tau)\, d\tau.$$

Для стационарной случайной функции $v_i(t)$ при осреднении по времени выполняется равенство [120]:

$$\frac{1}{T} \sum \overline{[v_i(t) - \bar{v}_i]^2} \to 0 \text{ при } T \to \infty, \tag{5.2}$$

где $\bar{v}_i$ — истинное среднее значение $v_i(t)$.

Результаты расчетов по данным ряда опытов показывают, что с увеличением периода осреднения дисперсия среднеквадратич-

ной оценки (5.2) в первые 10 мин резко уменьшается, поэтому период наблюдений порядка 15—16 мин в первом приближении можно считать достаточным для получения устойчивых средних значений v_i, а процесс квазиэргодичным.

Для проверки однородности ряда по дисперсии скоростей проводилась их оценка за небольшие периоды осреднения на разных участках реализаций, на порядок превышавших τ_L. Например, в одном из опытов, где нестационарность по амплитуде отклонений от среднего была очевидной, значения $\overline{v_3^2}$ на двух участках реализаций продолжительностью 840 с составили 91 и 64 % по отношению к значению $\overline{v_3^2}$ на третьем таком же участке; 59 и 86 % для $\overline{v_1^2}$; 64 и 66 % для $\overline{v_2^2}$. Возможно, что такая изменчивость среднеквадратических значений скоростей тетрона была связана с неоднородностью подстилающей поверхности (рельефа, характера растительности). Однако зависимость скоростей тетронов от высоты рельефа обнаружено не было. По-видимому влияние изменчивости рельефа в случае дрейфа тетрона на уровне 400—600 м над поверхностью земли заметно сказывается только на высоте его полета, в том числе и при умеренной неустойчивости.

Трудности, связанные с нестационарностью метеорологических полей, возникают и при расчете характеристик турбулентности в эйлеровой системе координат. Авторы [240] определяли корреляционные функции пульсаций вертикальной компоненты скорости ветра w на высоте 100 м с помощью измерений на метеорологической мачте. При продолжительности реализации 1 ч, частоте съема данных 0,2 с и осреднении рядов за каждую секунду авторы выделили 4 типа нормированных автокорреляционных функций: быстрое уменьшение корреляции за 7—10 с, а затем осциллирующий длинный «хвост» на среднем уровне около нуля (тип 1); медленное монотонное уменьшение корреляции, при котором последнее значение корреляционной функции (при $\tau = 300$ с) достаточно велико, около 0,4—0,5 (тип 2). Тип 3 состоит из комбинации быстрого убывания вначале с масштабом порядка 10 с и сильно замедленного далее. Тип 4 представляет собой быстрое уменьшение корреляции почти до нуля. Очевидно, что только тип 4 отражает преобладание турбулентного диапазона мелкомасштабных пульсаций, хотя анализируется вертикальная компонента, которая считается менее других подверженной нестационарности. Тип 4 встретился только в 16 случаях из 70 исследованных; наиболее частым (27 случаев) был тип 1, причем наличие периодичности авторы [240] связывают с гравитационными волнами (в устойчивом пограничном слое), или конвективной деятельностью и перемежаемостью (в неустойчивом). Типы 2 и 3, очевидно, связаны с медленной эволюцией среднего значения вертикальной компоненты на фоне слабой турбулентности (на-

пример, ночью). При делении часовых реализаций на четыре (по 15 мин каждая) в ряде случаев было получено большое разнообразие типов: каждая из этих четырех корреляционных функций могла резко отличаться от другой благодаря тому, что основное свойство, обеспечившее тот или иной ее вид при часовой реализации (квазипериодические изменения или смещение сред-

Таблица 5.1

Оценка среднего значения эйлерова масштаба τ_E^w (σ — стандартное отклонение оценок)

Стратификация	Без использования формулы (5.3)		При использовании формулы (5.3)	
	τ_E^w с	σ	τ_E^w с	σ
Умеренная неустойчивость	20	11	16	8
Слабая неустойчивость	20	15	14	9
Безразличное состояние	24	46	8	9
Слабая устойчивость	78	99	5	6
Умеренная устойчивость	213	208	8	7

него), присутствовало в одном из 15-минутых интервалов и отсутствовало в других.

Проверив различные способы определения интегрального масштаба корреляции, авторы [240] использовали рекомендованную в [257] трансформацию нормированной корреляционной функции

$$\widetilde{R}(\tau) = \frac{R(\tau) - R^{\infty}}{1 - R^{\infty}}, \qquad (5.3)$$

где R^{∞} — значение $R(\tau)$ при крайнем значении $\tau = \tau_{кр}$, допустимом в данной реализации. При этом обеспечивается $\widetilde{R}(0) = 1$, $\widetilde{R}(\tau_{кр}) = 0$. Роль такого преобразования иллюстрируется табл. 5.1.

5.1.2. Сравнение способов определения временных масштабов турбулентного поля скоростей

Расчет масштабов турбулентности по корреляционной функции реального случайного процесса на практике выполняется разными способами. Например, можно провести интегрирование в соответствии с (1.18) до достаточно большого верхнего предела интегрирования, что будет соответствовать определению площади под нормированной корреляционной функцией до ее значения, близкого к нулю. Определенный таким способом масштаб назовем $\tau_L^{(1)}$. Этот способ, так же как и определение (1.18), не при-

годен в случае, когда $R(\tau)$ имеет большие области отрицательных значений.

Иногда за оценку масштаба турбулентности принимается значение аргумента, при котором нормированная корреляционная функция первый раз достигает, например, 0,5, 0,2 или 0 ($\tau_L^{(0,5)}$; $\tau_L^{(0,2)}$; $\tau_L^{(0)}$).

В ряде случаев корреляционную функцию скоростей аппроксимируют линейной функцией $R(\tau) = 1 - \tau/\tau^{(л)}$ и ее пересечение с осью абсцисс дает оценку $\tau^{(л)}$.

Довольно часто временной масштаб оценивается по значению частоты, соответствующей максимуму энергетического спектра скорости воздушной частицы $\tau^{(n)} = 2\pi\omega_{max}^{-1} = n_{max}^{-1}$. Теоретически может быть также использована формула для спектра при нулевой частоте $E(0) = \tau\sigma^2\pi^{-1}$, которая в геофизике практически неприменима. Однако в [49] она была использована, причем вместо $E(0)$ было взято значение спектральной плотности на самой низкой частоте, возможной для реализации n_0. Очевидно, что при этом возникает неточность, связанная с заменой $E(0)$ на $E(n_0)$; кроме того, на низкочастотную часть спектра сильно влияет нестационарность процесса.

Большое число отличающихся друг от друга оценок временны́х масштабов усложняет сравнение и обобщение опубликованных результатов и использование их на практике. Связь между некоторыми из них может быть оценена при задании конкретного вида лагранжевой корреляционной функции $R_L(\tau)$. Например, при $R(\tau) = e^{-\alpha_1\tau}$ имеем $\tau^{(1)} = \alpha_1^{-1}$, причем

$$\tau^{(n)} = 2\pi\tau^{(1)};\ \tau^{(0,5)} = 0{,}69\tau^{(1)};\ \tau^{(0,1)} = 4{,}6\tau^{(1)}. \qquad (5.4)$$

При линейном задании $R(\tau) = 1 - \alpha_2\tau$:

$$\tau^{(0,5)} = \tau^{(1)} = [2\alpha_2]^{-1};\ \tau^{(0)} = 2\tau^{(1)}. \qquad (5.5)$$

Задание $R(\tau)$ в экспоненциальном виде завышает роль низкочастотной части спектра реального процесса, а в линейном — занижает, поэтому приведенные оценки можно в какой-то мере считать максимальными и минимальными. В общем все они укладываются в пределы от 0,5 до 2π от истинного значения масштаба турбулентности.

В табл. 5.2 приведено сравнение перечисленных оценок по 12 реализациям полетов тетронов, по которым были рассчитаны как корреляционные функции, так и спектры [43]. Наиболее близким к $\tau_I^{(1)}$ оказывается значение $\tau_L^{(0,5)}$, хотя почти всегда $\tau_L^{(0,5)} \leqslant \tau_L^{(1)}$. Как и следовало ожидать, значения $\tau_L^{(0)}$ и $\tau_L^{(л)}$ дали завышенные оценки τ_L приблизительно в 3,3 и 1,9 раза. Значения $\tau_L^{(n)}$ оказались в среднем почти в 10 раз большими, чем $\tau_L^{(1)}$, что несколько выше оценок для экспоненциальной корреляционной

функции. Из этих данных следует, что наиболее близкими оценками интегрального временного лагранжева масштаба являются оценки $\tau_L^{(1)}$ и $\tau_L^{(0,5)}$. При этом $\tau_L^{0,5}$ меньше других зависит от влияния нестационарности любого вида и в среднем на 23—25 % меньше $\tau_L^{(1)}$. На практике для расчета τ_L по данным траектории

Таблица 5.2

Оценки интегрального временного лагранжева масштаба τ_L по данным траекторий тетронов

Оценка	Компонента						$\left(\tau_L/\tau_L^{(1)}\right)_{ср}$
	продольная		поперечная		вертикальная		
	τ_L с	$\tau_L/\tau_L^{(1)}$	τ_L с	$\tau_L/\tau_L^{(1)}$	τ_L с	$\tau_L/\tau_L^{(1)}$	
$\tau_L^{(1)}$	51	—	78	—	73	—	—
$\tau_L^{(\simeq 0)}$	204	4,0	238	3,1	211	2,9	3,3
$\tau_L^{(0,5)}$	32	0,63	66	0,85	61	0,84	0,77
$\tau_L^{(л)}$	93	1,8	155	2,0	141	1,9	1,9
$\tau_L^{(n)}$	700	14	880	11	708	9,7	11,6

тетронов или воздушных частиц можно рекомендовать использование в первую очередь $\tau_L^{(1)}$ и $\tau_I^{(0,5)}$.

Авторы [240] для оценки масштабов турбулентности по эйлеровым корреляционным функциям сравнивали разные способы, основанные на применении экспоненциальной модели. Для оценки масштаба использовалось прямое интегрирование, оценка по $R_E(\tau_E) = e^{-1}$ без поправки (5.3) и после нее. В результате обнаружилась важность исключения тренда среднего значения с помощью (5.3), а в остальном все способы дают близкие оценки.

5.2. Статистические характеристики скоростей воздушных частиц в приземном слое атмосферы

5.2.1. Стандартные отклонения пульсаций компонент скоростей воздушной частицы

В приземном слое атмосферы стандартные отклонения пульсаций воздушных частиц вследствие вертикальной неоднородности слоя могут отличаться от аналогичных характеристик, измеренных в закрепленной точке.

По измеренным координатам тетронов $x(t)$, $y(t)$, $z(t)$ для каждой индивидуальной траектории рассчитывались дисперсии скоростей $\overline{v_x^2}$, $\overline{v_y^2}$, $\overline{v_z^2}$ и нормированные корреляционные функции $R_L^i(\tau)$, $i=u, v, w$. По нормированной корреляционной функции интегральный временной масштаб оценивался двумя спосо-

Таблица 5.3

Сравнение оценок лагранжева масштаба по 52 траекториям тетронов путем интегрирования корреляционных функций $(\tau_L^{(1)})$ и по их значениям, равным 0,5 $(\tau_L^{(0,5)})$ (средние значения — числитель; стандартные отклонения — знаменатель)

Компонент	$\tau_L^{(1)}$ с	$\tau_L^{(0,5)}$ с	$\tau_L^{(0,5)}/\tau_L^{(1)}$	$\tau_L^{(1)}/\tau_L^{u}$
Продольный	8,7 / 3,3	6,9 / 3,4	0,78 / 0,09	1,00 / —
Поперечный	9,4 / 3,1	7,4 / 2,4	0,80 / 0,05	1,08 / 0,13
Вертикальный	7,8 / 2,2	6,8 / 2,2	0,85 / 0,08	0,90 / 0,29

Примечание. В последнем столбце приведено отношение масштаба к масштабу для продольного компонента.

бами — с помощью интегрирования корреляционной функции и по времени диффузии, при котором $R_L(\tau) \approx 0{,}5$.

Из табл. 5.3 следует, что оценка интегрального временно́го масштаба вторым способом дает занижение результатов на 12—30 %, причем наибольшее расхождение наблюдается для продольной скорости, а наименьшее — для вертикальной.

Значения отношений $(\overline{v_z^2})^{1/2}/u_*$, $(\overline{v_y^2})^{1/2}/u_*$, $(\overline{v_x^2})^{1/2}/u_*$ как функции $\overline{z}/L$ (рис. 5.2) с ростом степени температурной неустойчивости увеличиваются, но в интервале аргумента $-0{,}2\ldots+0{,}2$ в пределах статистического разброса они почти не меняются. Для условий, близких к нейтральным $(\overline{z}/|L| \leqslant 0{,}1)$, имеем $(\overline{v_x^2})^{1/2}/u_* = 1{,}35 \pm 0{,}33$; $(\overline{v_y^2})^{1/2}/u_* = 0{,}82 \pm 0{,}24$; $(\overline{v_z^2})^{1/2}/u_* = 0{,}98 \pm 0{,}30$, что заметно меньше, чем соответствующие эйлеровы оценки, приведенные в [58, 66, 82, 88], где они составляют соответственно 2,3; 1,9; 1,3. В [276] приведены данные измерений $(\overline{v_u^2})^{1/2}/u_*$ и $(\overline{v_y^2})^{1/2}/u_*$ с помощью уравновешенных шаров-пилотов на высоте

50 м над водной поверхностью. Средние значения этих отношений составили 1,8 и 1,3 для безразличной стратификации (класс устойчивости *Д* по Паскуиллу); 3,7 и 2,2 для неустойчивости; 2,4 и 1,2 для устойчивости. Эти результаты хорошо согласуются с данными, приведенными на рис. 5.2. Кривая 1, соответствующая

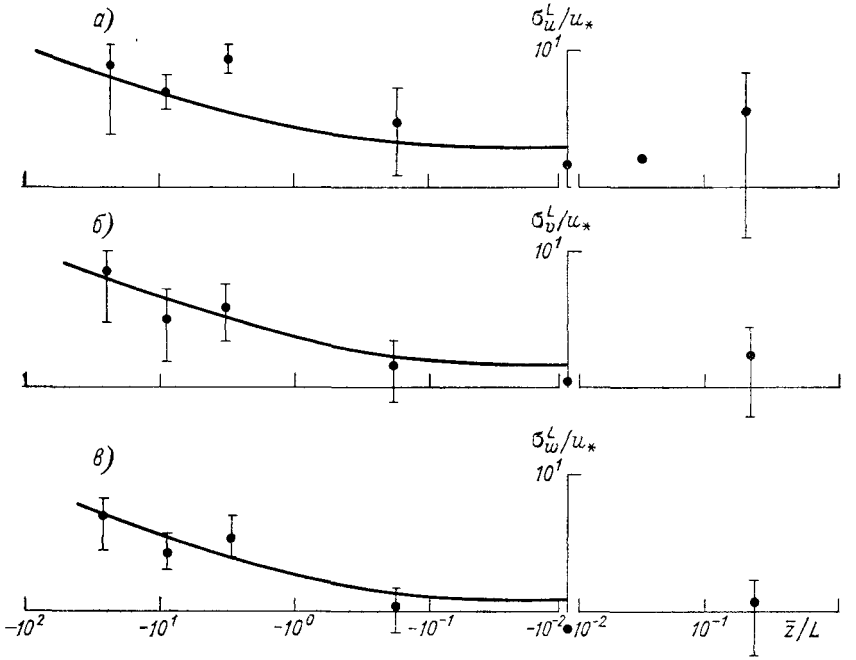


Рис. 5.2. Нормированные стандартные отклонения пульсаций скоростей в координатах Лагранжа в зависимости от $\bar{z}/L$.
Кривая — по (5.6)
а — продольный компонент; *б* — поперечный; *в* — вертикальный.

формуле, приведенной в [255],

$$\sigma_w = cu_*\left(1 - \frac{az}{L}\right)^{1/3} \tag{5.6}$$

(при $c=1{,}25$, $a=2$) удовлетворительно согласуется с экспериментом для значений $|\bar{z}/L| > 0{,}1$. То же можно сказать и о других компонентах (при $c=1{,}6$ и 2 соответственно для σ_v и σ_u, a может быть и другим).

Расчет коэффициентов анизотропии $\left(\overline{v_z^2}/\overline{v_y^2}\right)^{1/2}$; $\left(\overline{v_z^2}/\overline{v_x^2}\right)^{1/2}$; $\left(\overline{v_y^2}/\overline{v_x^2}\right)^{1/2}$ показал, что они слабо зависят от температурной стратификации, составляя соответственно $0{,}70\pm0{,}08$; $0{,}45\pm0{,}06$; $0{,}55\pm0{,}07$. Значительно меньший относительный статистический разброс этих величин по сравнению с $(\overline{v_z^2})^{1/2}$, $(\overline{v_y^2})^{1/2}$, $(\overline{v_x^2})^{1/2}$, нормирован-

ными на u_* (примерно в 3 раза), говорит о большей надежности их экспериментальной оценки, что на практике дает возможность ограничиться измерениями в одном или двух направлениях. Однако при неустойчивой стратификации в условиях долины реки были случаи, когда $\overline{v_z^2} \gg \overline{v_{ij}^2}$: по-видимому, триады тетронов увлекались мощными конвективными струями, средние восходящие вертикальные скорости которых достигали 0,60—0,80 м/с.

Таблица 5.4

Изменение стандартных отклонений скоростей тетронов и лагранжевых масштабов с ростом периода осреднения

Период осреднения, с	$\widetilde{\left(\bar{v}_z^2\right)^{1/2} + \left(\bar{v}_y^2\right)^{1/2}}$	$\widetilde{\left(v_x^2\right)^{1/2}}$	$\tilde{\tau}_L$
	Безразличная стратификация		
95	1,0	1,0	1,0
193	1,1	1,7	1,4
292	1,3	2,0	2,0
390	1,3	1,8	3,5
	Слабо неустойчивая стратификация		
87	1,0	1,0	1,0
174	1,6	1,7	3,4
261	2,2	2,6	5,7
310	1,9	4,6	4,9
348	1,4	1,7	5,1
480	1,6	2,4	5,3
	Слабо устойчивая стратификация		
95	1,0	—	1,0
193	1,7	—	3,6
292	2,0	—	3,4
354	2,0	—	3,6

Примечание. Знак ~ над символом означает, что величина нормирована на свое значение при наименьшем периоде осреднения.

Согласно теоретическим представлениям, стандартные отклонения пульсаций компонент скоростей частиц не должны зависеть от времени диффузии t. Однако, данные табл. 5.4, полученные в отдельные дни, показывают, что в диапазоне 400—500 с такая зависимость наблюдается. Это может быть связано с тем, что подстилающая поверхность, над которой дрейфовали тетроны, отличалась от идеально однородной. Кроме того, могло сказаться недостаточное число опытов, ограниченность периода наблюдений, так что частично учтенная низкочастотная компонента могла проявиться как нестационарность процесса. Для горизонтальных компонент ограниченность периода наблюдений очевидна, для вертикальной и поперечной пульсационных скоростей периоды

наблюдений в 3—5 мин оказались практически достаточными для получения более или менее устойчивых значений. Как правило, считают, что оценка σ_u^2 по эйлеровым измерениям становится устойчивой при 2—3-минутном осреднении [255] Приведенные данные измерений говорят о том, что в реальных условиях $\overline{v_z^2}$ при меняющейся шероховатости подстилающей поверхности, изменяется со временем диффузии больше, чем это можно было ожидать.

5.2.2. Лагранжевы интегральные масштабы поля скоростей

Поведение лагранжевых интегральных временны́х масштабов турбулентного поля скорости в приземном слое также экспериментально мало изучено. Масштаб τ_L в приземном слое атмо-

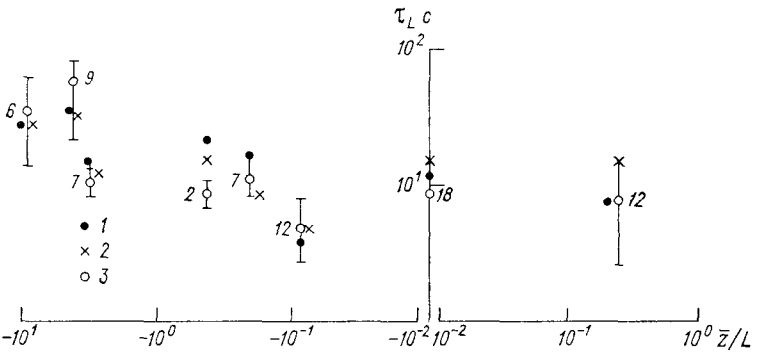


Рис. 5 3. Зависимость лагранжева временно́го масштаба τ_L от $\bar{z}/L$.
Для продольного направления (*1*); поперечного (*2*), вертикального (*3*)
Цифры около кривых — число точек, вошедших в ансамбль.

сферы имеет порядок нескольких секунд и в пределах ошибок измерений почти одинаков для всех трех компонент скоростей частиц (см. табл. 5.3). В [276] приведены значения τ_L для поперечной и вертикальной компонент скорости частиц в приземном слое атмосферы, где они составили 7,3 и 5,3 с для класса устойчивости *Д* по Паскуиллу. На рис. 5.3 представлена зависимость τ_L^u, τ_L^v, τ_L^u от $\bar{z}/L$ по [52], причем относительная ошибка τ_L по порядку величины одинакова для всех компонент. С учетом статистического разброса можно утверждать, что во всем рассмотренном интервале значений $\bar{z}/|L|$ масштабы τ_L для всех компонент мало отличаются друг от друга; заметен рост τ_L с увеличением степени неустойчивости. Из теоретических соображений следует, что отношение лагранжева временного масштаба ко времени

диффузии в приземном слое должно быть постоянным и, согласно оценке Ханта и Вебера [221], оно составляет около 0,1 По данным [52] это соотношение составило $0{,}03 \pm 0{,}02$, что в 3 раза меньше этой оценки. Таким образом, экспериментальные данные подтверждают, что в условиях неоднородной по вертикали турбулентности зависимость τ_L от времени диффузии близка к линейной.

Опыты с оседающими частицами [17] позволили по данным о ширине следа примеси на подстилающей поверхности оценить

Таблица 5.5

Значения интенсивности турбулентности и масштаба сноса, полученные по диффузионным опытам с оседающими частицами

Высота источника, м	Класс устойчивости					
	1	2	3	4	5	6
			$I = (\bar{v}_y^2)^{1/2}/U$			
300	0,17	0,16	0,16	0,08	0,09	0,07
200	—	—	—	0,09	—	0,06
100	0,22	0,17	0,14	0,09	0,07	0,07
49	—	0,18	0,18	—	—	—
25	—	0,25	0,20	0,11	—	—
2	0,28	0,21	0,18	0,12	—	—
			$x_L = \tau_L U$ (в км)			
300	2,3	2,92	3,9	8,0	4,50	4,0
200	—	—	—	4,00	—	6,3
100	0,39	0,55	2,9	8,00	2,80	1,4
49	—	0,47	1,5	—	—	—
25	—	0,47	1,1	3,00	—	—
2	0,21	0,06	0,20	0,10	—	—

масштаб $x_L = U\tau_L$ при распространении примеси от источника, расположенного на высоте h. Хотя источник в ряде опытов был расположен вне приземного слоя, примесь прежде чем попасть на подстилающую поверхность обязательно пересекала этот неоднородный слой (см. гл. 3). Наземные экспериментальные значения σ_y были разбиты на группы в зависимости от класса устойчивости и высоты источника, и для каждой из таких групп способом наименьших квадратов были определены значения $\sigma_v/U = I_y$ и x_L по (1.57), приведенные в табл. 5.5. Отмечается систематическое уменьшение I_y с увеличением устойчивости и с ростом высоты источника, а также закономерное возрастание x_L с высотой. Зависимость I_y от класса устойчивости и значения этой величины близки к значениям, рассчитанным по измеренным характеристикам пульсаций скорости ветра.

5.3. Сравнения лагранжевых характеристик турбулентности с эйлеровыми по экспериментальным данным в пограничном слое атмосферы

5.3.1. Оценка $\beta = \tau_L/\tau_E$

В настоящее время существует ряд экспериментальных работ, посвященных оценке отношения лагранжева временного масштаба к эйлерову $\beta = \tau_L/\tau_E$ (см. (1.96)). В [210, 255, 293] для этой цели были использованы результаты опытов по рассеянию примеси; в [140, 197] — проводилось слежение за траекториями уравновешенных баллонов. В [223, 224] использовалось исследование геострофических траекторий, а в [66] — пространственно-временно́е поле ветра.

В большой группе работ используются диффузионные опыты с пассивной примесью, проведенные в приземном слое атмосферы при одновременном измерении характеристик скорости ветра [210, 255, 293]. В этих работах для расчетов использовалась формула Тейлора (1.16), связывающая дисперсию координат рассеивающихся частиц с лагранжевой корреляционной функцией скоростей (и разные ее варианты, в частности, (1.100)).

В работе [4] исследовалась диффузия спор ликоподия от точечного источника на высоте 2 м. Дисперсия частиц на различных расстояниях была выражена через дисперсию пульсаций направления ветра с применением β, а сравнение экспериментальных значений дисперсии с рассчитанными позволило выбрать ее наиболее оптимальные значения (восемь опытов при нейтральной стратификации). В [4] (Хэй и Паскуилл) для оценки β использованы также данные Майкельсена по исследованию рассеяния гелия в аэродинамической трубе.

В работе [255] были использованы данные диффузионных экспериментов «Прейри Грасс». Сравнение общего хода корреляционных функций скоростей, одна из которых была получена с помощью двойного дифференцирования дисперсии поперечного распределения рассеивающейся примеси, а другая — по данным измерения пульсаций скорости и направления ветра, позволило определить среднее значение β для ночного и дневного времени.

В [210] по данным 11 опытов проекта «Прейри Грасс» произведена оценка β как отношения интегральных масштабов. Значения $R_L(\tau)$ определялись также с помощью двойного дифференцирования, но более точным методом.

В [293] использовались данные о рассеянии примеси по вертикали при устойчивой стратификации; применялось полученное Паскуиллом выражение коэффициента вертикальной диффузии через β для расчета вертикальных распределений концентрации с помощью полуэмпирического уравнения, а результаты сравнивались с экспериментальными распределениями.

Оценки β с помощью данных о траекториях уравновешенных баллонов проводились Гиффордом [197] и Анджелом [140]. Оба автора пользовались отношением частот, соответствующих максимуму спектров пульсаций скорости движущегося баллона и скорости ветра в фиксированной точке на той же высоте по (1.97).

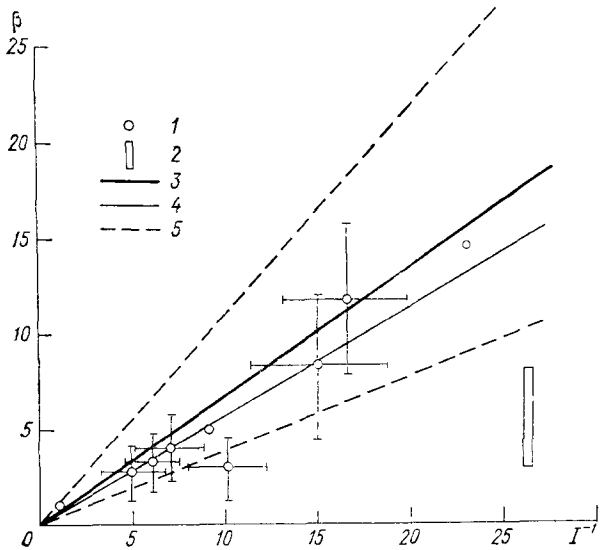


Рис. 5.4. Связь между $\beta=\tau_L/\tau_E$ и $I=\sigma_u/U$ по данным измерений.

1 — средние и пределы измерений [4, 40, 66, 185, 210, 255, 293]; *2* — по Майкельсену; *3* — средняя кривая по [207]; *4* — по [202]; *5* — теоретические пределы по (1.96).

Оценка рассеяния геострофических траекторий дает возможность получить значение β для вихрей синоптических масштабов [224]. (Точность этих оценок ниже, чем для турбулентного диапазона.) В [66] проводились одновременные измерения лагранжева и эйлерова масштабов при осадках с помощью радиолокационного метода. Локация некоторой реализации повторялась через определенное время в том месте, куда она должна была сместиться вместе со средним потоком.

В [40] для оценки β использовались одновременные измерения размеров струй дыма на уровне около 100 м и пульсаций скорости ветра в фиксированной точке. Опыты проводились преимущественно при устойчивой стратификации.

Все перечисленные результаты приведены на рис. 5.4 в виде средних значений и разброса; указаны также соотношения, соответствующие (1.96) при наименьшей и наибольшей оценках числового множителя c'. Разброс индивидуальных точек настолько велик, что можно говорить только не более как о некоторой тенденции связи величины β с интенсивностью турбулентности. При-

чина разброса заключается в том, что оценки разных авторов весьма неоднородны из-за различного определения самой величины β и различий в методике измерения и расчета лагранжевых характеристик. Поэтому один массив данных может отличаться от другого на некоторый численный множитель. Внутри каждого массива данных оказывается недостаточно для выявления зависимости, так как оценки лагранжевых характеристик, как правило, отличаются невысокой точностью. Однако, если не учитывать результаты [225] при неустойчивой стратификации (признанные заниженными самим автором и не приведенные на рис. 5.4) и результаты Майкельсена, то все остальные результаты в среднем обнаруживают достаточно четкую зависимость β от *1* вида (1.96) при $c' \simeq 0{,}6$. Аналогичный график приведен в [200], на котором разброс данных также велик. Авторы [240] на основе обзора, включающего некоторые из упомянутых работ, а также более позднюю работу Ханна [207], оценивают эту константу как 0,5. Таким образом, несмотря на привлекательность использования β в диффузионных расчетах, к этой характеристике следует относиться осторожно. Ясно, что $\beta \neq \text{const}$ и зависит от структуры турбулентности. Однако ее можно использовать для определения лагранжева масштаба, если известен эйлеров.

5.3.2. Сравнение лагранжевых характеристик с эйлеровыми по измерениям дымовых струй

В [19, 40, 56, 57] приводятся результаты сравнения разных характеристик турбулентности, полученных одновременно двумя независимыми способами — по записям пульсаций скорости ветра на высотной метеорологической мачте и по характеру расширения дымовых струй. Во всех случаях дымовые струи создавались вблизи мачты, а их характеристики измерялись на расстояниях от десятков метров до нескольких километров. Как правило, все данные соответствуют слою выше 70 м в условиях, когда турбулентность можно считать квазиоднородной по высоте (ее изменения с высотой значительно более слабые, чем в приземном слое). Дымовые струи создавались и фиксировались в трех вариантах эксперимента: горизонтальные струи от точечного источника длительного действия, расположенного на одном из балконов высотной мачты при перспективной фотосъемке с более высоких уровней мачты [40]; такие же струи при боковой базисной съемке с земли с расстояния 1—3 км [57]; вертикальные дымовые полосы, образованные при падении горящей дымовой шашки и сносимые ветром [56]. При хорошо развитой турбулентности, как, например, в условиях термической неустойчивости пограничного слоя, дымовые струи быстро рассеиваются, что затрудняет возможность их количественных сравнений. Поэтому опыты, как правило, выполнялись в переходное время суток — рано утром или же вечером, что предъявляло повышенные требо-

вания к синхронизации независимых измерений. Наилучшим с этой точки зрения оказался первый из упомянутых способов.

Расширение дымовой струи в поперечном ветру направлении, зафиксированное при фотосъемке, содержит участки квадратичной и кубической зависимости ширины струи от расстояния до источника. Оба эти режима связаны с инерционным интервалом турбулентных пульсаций (см. гл. 1), с учетом первоначального размера струи при выходе из источника и после того, как его влияние перестает сказываться. Эти данные позволили с точностью до константы определить скорость диссипации турбулентной энергии. Количественные данные о меандрировании оси струи в поперечном направлении дали возможность определить дисперсию пульсаций поперечной компоненты скорости ветра.

Скорость диссипации турбулентной энергии в 11 таких опытах менялась в широком диапазоне — от 0,02 до 20 см^2/с^3, коэффициент корреляции между ее значениями, полученными двумя независимыми способами, оказался равным 0,99. Поскольку скорость диссипации турбулентной энергии при одновременных измерениях относительной дисперсии S_y^2 и структурной функции продольной составляющей скорости ветра в эйлеровых координатах $D_u(\tau)$ должна быть одной и той же, по данным измерений можно найти отношение констант

$$\frac{c_2}{C^{3/2}} = \frac{\left[S_y^2(t_2) - S_y^2(t_1)\right]\left(r_2^{3/2} - r_1^{3/2}\right)}{\left[D_u(r_2) - D_u(r_1)\right]\left(t_2^3 - t_1^3\right)}, \tag{5.7}$$

где $r = U\tau$ (τ — временно́й сдвиг структурной функции); C — константа эйлеровой структурной функции в инерционном интервале; c_2 — константа в формуле (1.42).

Значения отношения (5.7) приведены в табл. 5.6, в среднем оно составляет 0,104. Отсюда, поскольку $c_2 = C_1/3$, где $C_1 = 2c_1$ — константа структурной функции скоростей в координатах Лагранжа (1.14), имеем

$$C^{3/2} = (3{,}2 \pm 0{,}6)\, C_1. \tag{5.8}$$

Сравнение дисперсии продольной компоненты σ_u^2 (по данным пульсаций скорости ветра) и поперечной $\overline{v_y^2}$ (по данным о расширении дымовой струи) привело к следующей оценке анизотропии:

$$\frac{\left[\overline{(v_y^L)^2}\right]^{1/2}}{\sigma_u} = 0{,}69 \pm 0{,}14, \tag{5.9}$$

причем корреляция между этими величинами оказалась также вполне удовлетворительной ($r = 0{,}88$). Ее значение меньше, чем для диссипации, что связано с более ограниченным диапазоном величины $\overline{v_y^L}$ (от 0,06 до 0,86 м/с).

Использование дымовых полос оказалось более сложным, поскольку все снимки полосы при ее движении, в отличие от предыдущего способа, представляют одну реализацию облака, растянутого по вертикали и, следовательно, позволяют получить только одно значение скорости диссипации, рассчитанной по кубическому режиму. В то же время в неподвижной точке струк-

Таблица 5.6

Характеристики кубического режима рассеяния дымовых струй в поперечном ветру направлении

Начало режима			Конец режима			$c_2/C^{3/2}$	ε см^2/с^3
t с	x м	$2S_y$ м	t с	x м	$2S_y$ м		
170	510	20	670	2000	178	0,094	1,0
210	350	16	700	1200	64	—	—
14	66	5,6	60	280	270	0,095	20,0
75	300	26	350	1400	110	0,082	4,0
96	250	14	300	780	42	0,118	0,5
30	210	18	200	1400	90	0,121	0,5
62	350	20	540	3000	168	0,091	5,8
100	320	20	600	1900	236	—	5,6
78	400	11	1000	5100	300	0,091	2,1
20	106	4	450	2400	190	0,123	4,0
150	500	16	1000	3300	138	0,089	0,43
35	150	7,5	210	910	70	0,098	1,3
570	2000	46	1480	5020	148	0,141	6,6
Среднее 168	520	22	710	2500	150	0,104	

Примечание. t — время диффузии; x — расстояние до источника, $2S_y$ — ширина струи.

турная функция получена при осреднении за некоторый период. Это значит, что измерения в этом случае относились к различным объемам воздуха. В результате аналогичные сравнения 10 случаев в диапазоне ε от 0,34 до 56 см^2/с^3 обнаружили меньшую корреляцию ($r=0{,}68$), чем в предыдущих экспериментах, причем среднее отношение двух независимых измерений определялось настолько грубо, что из него нельзя сделать выводов о соотношении констант. Соотношение между дисперсиями продольной (в фиксированной точке) и поперечной (по дымовым струям) компонент скорости ветра получилось несколько лучше ($r=0{,}78$).

Способ вертикальных дымовых полос дает возможность измерять профили скорости ветра и характеристики турбулентности по всей высоте полосы. Некоторые примеры таких сравнений из [56] приведены на рис. 5.5. Те же причины (различные воздушные массы в сочетании с неполной пространственной однородностью поля ветра, различия в периодах осреднения) привели к тому, что при сравнении профилей средней скорости ветра

также были выявлены известные расхождения. Как и следовало ожидать, наименьшими они были при большей скорости ветра ($U > 4$ м/с на всех уровнях), а при малых скоростях ($U < 4$ м/с на всех уровнях) различия достигали 1—1,5 м/с. Некоторые особенности профилей ветра, такие, как локальные максимумы типа струйного течения, повышенные локальные сдвиги ветра, отмеченные по измерениям на мачте, качественно хорошо подтверждаются при наблюдении дымовых полос (рис. 5.6).

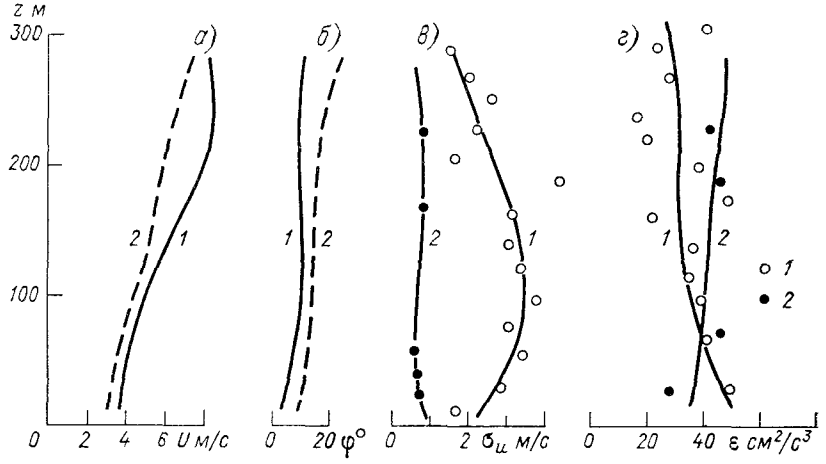


Рис. 5.5. Профили скорости ветра (*а*), направления ветра (*б*), стандартного отклонения продольного компонента (*в*) и скорости диссипации энергии (*г*).

1 — по дымовым струям; *2* — по измерениям на мачте.

Третий *способ* — фотографирование дымовых полос с земли дал возможность получить оценки скорости диссипации энергии и дисперсии вертикальной компоненты [57] на высоте 175 м. Соответствие этих величин с измеренными на мачте также оказалось удовлетворительным.

Сравнения лагранжева временно́го масштаба по горизонтали, полученного путем анализа фотографий дымовых струй, с оценками по соотношению (1.15) проводились в [19]. Лагранжев временно́й масштаб $\tau_L^{(1)}$ определялся по соотношению между расширением и меандрированием дымовой струи в поперечном ветру направлении как момент, когда меандрирование становится малым по сравнению с расширением. Граница инерционного интервала $\tau_L^{и}$ определялась как момент, когда кончается кубический режим расширения струи, связанный с инерционным интервалом. Измеренные синхронно с выпуском дымовых струй на той же высоте значения диссипации энергии ε и дисперсии пульсаций продольной компоненты скорости ветра позволили использовать оценки (1.15) для расчета $\tau_L^{(3)}$ (переход к поперечной компоненте

осуществлялся введением коэффициента анизотропии, равного 0,75). Те же характеристики, полученные по дымовым струям, использовались для расчета $\tau_L^{(2)}$.

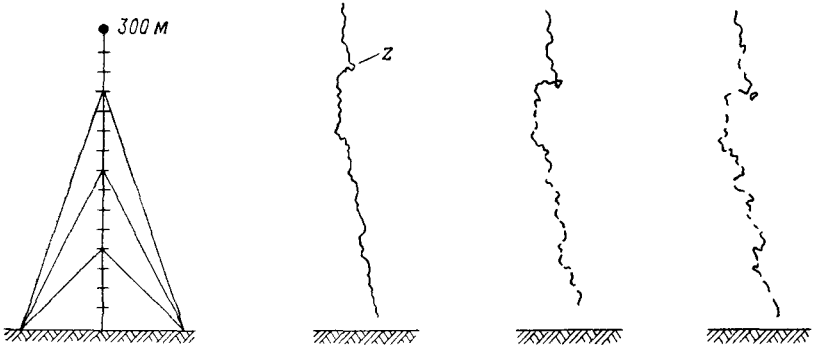


Рис. 5.6. Вертикальная полоса дыма в разные моменты времени (утро, вблизи уровня z приподнятая инверсия).

Сравниваемые величины оказались достаточно близкими. Между ними наблюдалась удовлетворительная корреляция ($r \simeq \simeq 0{,}7 \ldots 0{,}8$). В среднем соотношение между ними составило:

Таблица 5.7

Оценки лагранжева масштаба по дымовым струям $\tau_L^{(1)}$ и $\tau_L^{(2)}$, по измерениям на мачте $\tau_L^{(3)}$ (с) и по границе инерционного интервала в лагранжевых координатах $\tau_L^{и}$ (с)

$\tau_L^{(1)}$	$\tau_L^{(2)}$	$\tau_L^{(3)}$	$\tau_L^{и}$	r_L м	x_L км	U м/с
670	830	840	670	150	2,5	3,0
850	940	—	700	100	1,7	1,7
—	570	350	—	380	2,6	4,6
400	440	290	350	100	1,8	4,0
1500	2200	2150	300	500	5,8	2,6
200	450	270	200	160	3,1	7,0
550	480	430	540	150	4,7	5,6
570	580	—	600	140	1,8	3,2
970	705	1330	1000	160	3,6	5,1
640	1650	1320	450	960	8,7	5,3
1230	1260	560	1000	180	4,4	3,5
—	960	1310	—	288	6,5	6,8
230	320	680	210	93	1,4	4,3
1280	1480	1680	1470	193	5,2	3,5
2000	2500	3000	1400	180	2,5	1,0
270	810	720	1020	390	4,0	4,9

Примечание. $r_L = \dfrac{\sigma_u^2}{\varepsilon}$; x_L — масштаб сноса (1.57).

$\tau_L^{(2)} \simeq \tau_L^{(3)}$; $\tau_L^{и} \simeq 0{,}8\tau_L^{(2)}$; $\overset{(1)}{L} \simeq 0{,}9\tau_L^{(2)}$ (табл. 5.7). Все данные относятся к высоте около 100 м.

Для лагранжева масштаба в вертикальном направлении результаты получились другими. В этой серии опытов струи были значительно более короткими (особенно в дневное время), что

Таблица 5.8

Оценки лагранжева масштаба при съемке дымовых струй сбоку и снизу

$\frac{\Delta\Theta}{\Delta z}$ °C/100 м	$\left(\bar{v}_z^2\right)^{1/2}$	σ_v^*	$\varepsilon \frac{см^2}{с^3}$	$\tau_L^{(1)}$	$\tau_L^{(w)}$	$\tau_L^{(v)}$
0,0	0,67	1,22	12,2	54	220	740
0,2	0,67	0,54	6,9	—	465	300
0,3	0,24	0,66	2,0	90	270	2000
0,3	0,29	0,49	1,9	—	350	1000
0,4	0,18	0,28	1,7	—	125	300
0,4	0,22	0,30	0,68	—	740	1300
0,6	0,17	0,33	0,83	125	290	1100
0,7	0,10	0,42	0,22	—	350	6000
0,7	0,11	0,31	0,19	—	550	4500

* Для поперечной компоненты.

не позволило получить таких четких оценок, как для поперечного направления. Оценки $\tau_L^{(1)}$, полученные по дымовым струям (табл. 5.8), оказались значительно меньшими, чем $\tau_L^{(3)} = \sigma_w^2 / c_1\varepsilon$ при $c_1 = 0{,}6$. Однако, как правило, режим, близкий к кубическому, продолжался практически до конца видимой струи. Таким образом, при таком значении константы c_1 формула (1.15) дает завышенную оценку лагранжева масштаба по вертикали.

5.3.3. Сравнение лагранжевых характеристик с эйлеровыми по траекториям тетронов

Такое сравнение было выполнено Ханна [207] вблизи высотной мачты в Боулдере. Вместо дымовых струй использовались тетроны и нейтрально уравновешенные стандартные аэрологические оболочки баллонов. При слежении за тетронами (8 запусков) допплеровским радаром была получена только поперечная компонента лагранжевой скорости, в то время как баллоны с использованием двух баз позволили получить все три компоненты. Опыты проводились днем при неустойчивом состоянии. В связи с этим во многих опытах вертикальная компонента баллона в течение полета очень сильно менялась с периодом 5—10 мин, так что высота баллона менялась от нуля до нескольких сотен метров.

Один из интересных результатов этих экспериментов — подтверждение вида лагранжева спектра скоростей (1.11). На рис. 5.7 этот спектр приведен по осредненным данным пяти тет-

ронов. Видно, что в диапазоне частот $10^{-3} — 10^{-1}$ $с^{-1}$ действительно $nE_L(n) \sim n^{-1}$. Имея для некоторых опытов одновременные измерения скорости диссипации турбулентной энергии в фиксированной точке на мачте, автор в [207] получил оценку константа

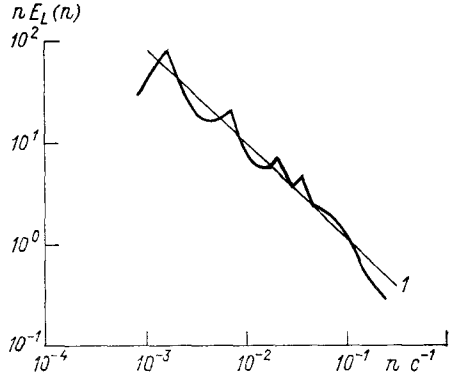


Рис. 5 7. Обобщенный энергетический спектр скорости в координатах Лагранжа по полету тетронов [207].
1 — теоретический спектр.

в (1.11) (при условии, что вместо круговой частоты $\omega = 2\pi n$ используется n), которая в среднем оказалась равной 0,2 при разбросе $\pm 0{,}1$. Константа c' в (1.96) оценена как 0,7 (с большим разбросом). Средние значения τ_L и τ_E для всех трех компонент получились близкими (табл. 5.9).

Таблица 5.9

Средние значения масштабов турбулентности τ (с)

Компонента	Оценка по R (τ)			Оценка по спектрам		
	τ_L	τ_E	β	τ_L	τ_E	β
Продольная	63	45	1,5	90	42	2,1
Поперечная	83	52	1,6	75	39	1,8
Вертикальная	82	52	1,6	80	57	1,4
Среднее	79	50	1,6	80	44	1,8

В [176] по данным о расширении клубов дыма получена зависимость скорости диссипации турбулентной энергии от числа Ri в слое температурной инверсии (приземной или выше неустойчивого слоя) на высотах от 150 до 1500 м. Она аппроксимируется зависимостью

$$\varepsilon = 1{,}8 \cdot 10^{-5} \mathrm{Ri}^{-1,2} \ м^2/с^3.$$

Сравнить значение ε, полученное по дымовым клубам, с данными измерений в закрепленной точке (привязной аэростат) авторам [176] удалось только по порядку величины из-за заметного различия в высотах.

5.4. Зависимость лагранжевых характеристик турбулентности от определяющих параметров пограничного слоя

5.4.1. Оценки влияния подстилающей поверхности на лагранжев временной масштаб поля скорости

В табл. 5.10 приведены оценки лагранжевых характеристик *по траекториям* тетронов. Опыты в пассатной зоне над океаном проводились в пределах подоблачного слоя [62]. Интегральные временны́е масштабы оценивались по пересечению функцией $R(\tau)$ ее нулевого значения. В отличие от Ферганской долины, интенсив-

Таблица 5.10

Лагранжевы характеристики турбулентности по траекториям тетронов в разных районах земного шара

Район	z м	U м/с	$\left(\overline{v_x^2}\right)^{1/2}$	$\left(\overline{v_y^2}\right)^{1/2}$	$\left(\overline{v_z^2}\right)^{1/2}$	I_x^L	I_y^L
Пассатная зона	690	4,8	1,00	0,83	0,42	0,20	0,18
Ферганская долина	1900	2,9	1,07	—	0,42	0,36	—
Обнинск	600	4,0	1,06	1,14	0,93	0,26	0,28
Юкка-Флэт	680	4,8	1,50	1,40	1,20	0,31	0,29
о. Валлопс	820	7,2	0,78	1,35	0,62	0,11	0,19
Айдахо-Фолл (США)	2700	11,0	—	—	2,00	—	—
Эттекс	620	2,3	0,97	0,66	0,51	0,40	0,28
Залив Специя							
над водой	200	3,3	0,79	1,02	0,46	0,24	0,31
над сушей	200	2,7	1,19	1,02	0,70	0,44	0,38
о. Хоккайдо	400	5,0	—	—	0,49	—	—

Район	I_z^L	τ_L^u	τ_L^v	τ_L^w	$\left(\overline{v_y^2}/\overline{v_x^2}\right)^{1/2}$	$\left(\overline{v_z^2}/\overline{v_x^2}\right)^{1/2}$
Пассатная зона	0,08	70	50	30	0,83	0,42
Ферганская долина	0,14	114	—	65	—	0,48
Обнинск	0,23	50	80	70	1,07	0,88
Юкка-Флэт	0,25	—	—	—	0,90	0,80
о. Валлопс	0,09	504	501	66	1,73	0,80
Айдахо-Фолл (США)	0,18	—	—	—	1,0	1,0
Эттекс	0,23	—	—	100	0,68	0,53
Залив Специя						
над водой	0,14	34	—	—	1,29	0,58
над сушей	0,26	23	—	—	0,86	0,59
о. Хоккайдо	0,10	—	—	57	—	—

ность турбулентности в пассатной зоне примерно на тех же высотах оказалась значительно меньшей. Примерно в 1,5 раза меньшими оказались также и значения интегральных временны́х масштабов. Следует отметить, что $\overline{v_x^2}$, $\overline{v_y^2}$, $\overline{v_z^2}$ хорошо согласуются с данными самолетных измерений этих компонентов скорости потока над ЕЧС [131]. В Ферганской долине, согласно [64], на высотах 760—2150 м над поверхностью земли при скоростях потока 1,8—4,3 м/с интенсивность турбулентности оказалась во всех случаях больше, чем в пассатной зоне.

Другие авторы проводили измерения над разной подстилающей поверхностью: пустыня в районе Юкка-Флэт (США) [141]; район национальной станции испытания реакторов в Айдахо-Фолл (США) [144]; штат Теннеси (США) в условиях неустойчивой стратификации [206]; над морем, в районе о. Валлопс, в условиях, близких к нейтральной стратификации [142]; над заливом Специя в Тирренском море [266]; над о. Хоккайдо [211]. Из табл. 5.10 следует, что среднеквадратические значения лагранжевых скоростей могут отличаться друг от друга в 1,5—2 раза в зависимости от характера местности и устойчивости пограничного слоя. Наименьшие значения интенсивностей наблюдаются над морской поверхностью, наибольшие — над пустыней; наибольшая анизотропия — над водной поверхностью. По-видимому, при умеренной и сильной неустойчивости над сушей (с пересеченной поверхностью) или в пустыне следует ожидать коэффициенты анизотропии 0,8—1,0; при нейтральной стратификации и над водой они составляют 0,5—0,7. Значения интегральных временны́х масштабов τ_L^u, τ_L^w лежат в пределах 20—500 с в зависимости от высоты и температурной стратификации. Изменчивость вертикального масштаба оказалась наименьшей, а диапазон оценок τ_L^w составил 30—100 с.

5.4.2. Зависимость дисперсий пульсаций и лагранжева масштаба от характера устойчивости

Данные опытов в Обнинске при неустойчивой стратификации приведены на рис. 5.8 ($\bar{z}$ — средняя высота дрейфа тетронов). Нормирующими множителями являлись высота слоя перемешивания z_i и масштаб конвективной скорости w_*, характеризующие временно́й масштаб слоя перемешивания $\tau_1 = z_i/w_*$ (см. гл. 4). При отборе данных для рис. 5.8 удовлетворительными считались следующие соотношения конвективного слоя перемешивания: $U < 6w_*$; $\bar{z} > -L$ ($\bar{z}$ — высота равновесия тетронов; $-\frac{z_i}{L} > > 10$). В интервале безразмерных высот от 0,1 до 0,5 наблюдался рост среднеквадратических пульсаций скоростей тетронов.

При этом значения $(\overline{v_z^2})^{1/2}/w_*$ не превышали 0,8, в то время как значения $(\overline{v_x^2})^{1/2}/w_*$, и особенно $(\overline{v_y^2})^{1/2}/w_*$ достигали единицы и более. Профили этих характеристик близки к аналогичным эйлеровым характеристикам (см. [52]).

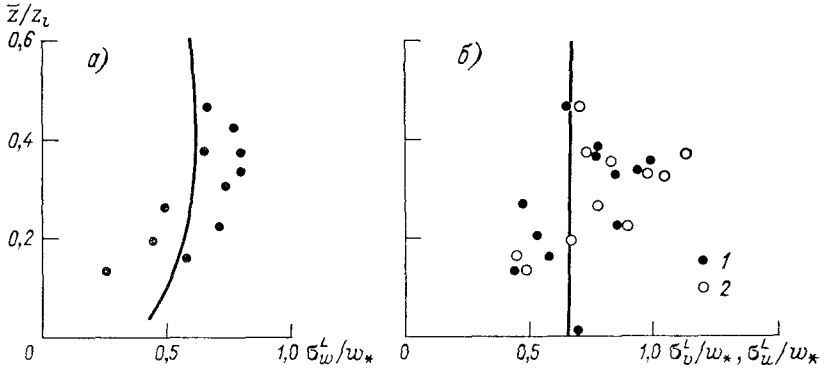


Рис 5 8 Нормированные стандартные отклонения пульсаций скоростей тетронов при неустойчивой стратификации в вертикальном направлении (*а*) и по горизонтали (*б*)

1 — вдоль направления полета, 2 — перпендикулярно к нему

Зависимость τ_L в поперечном направлении на высоте около 100 м от локального градиента температуры по [19, 52] и другим данным приведена на рис. 5.9. Данные [207] при неустойчивой стратификации не могут быть точно привязаны по градиенту температуры, но согласуются с остальными Зависимость τ_L^i от стратификации прослеживается, хотя данные имеют немалый статистический разброс. Интересной особенностью является наличие максимума при слабой устойчивости, связанного, по-видимому, с тем, что турбулентная энергия горизонтальной составляющей за счет подавления вертикальной компоненты и перераспределения энергии между компонентами с увеличением устойчивости падает медленнее, чем скорость диссипации (для τ_L^w такой особенности не наблюдается).

На рис. 5.10 приведена зависимость от характера устойчивости лагранжева временно́го масштаба в продольном направлении и масштаба сноса $x_L = U\tau_L$, рассчитанная по осредненным профилям скорости диссипации и дисперсии пульсаций продольной компоненты. Примененная классификация (см. п. 2.3) оказалась не менее эффективной, чем классификация по параметру приземного слоя. Отметим, что рисунок подтверждает максимум величин τ_L^v при слабой устойчивости на всех высотах ниже 100 м.

Оценки τ_I^v для поперечной компоненты получены в [244] на основе обобщенных результатов ряда опытных серий. Условия

стратификации при этом были учтены с помощью классов устойчивости, а при расчете τ_L^v были использованы формулы (1 27) и (1.22) для однородной турбулентности, хотя в опытах рассматривались в основном наземные источники и рассеяние происходило в вертикально неоднородном слое. Полученные оценки

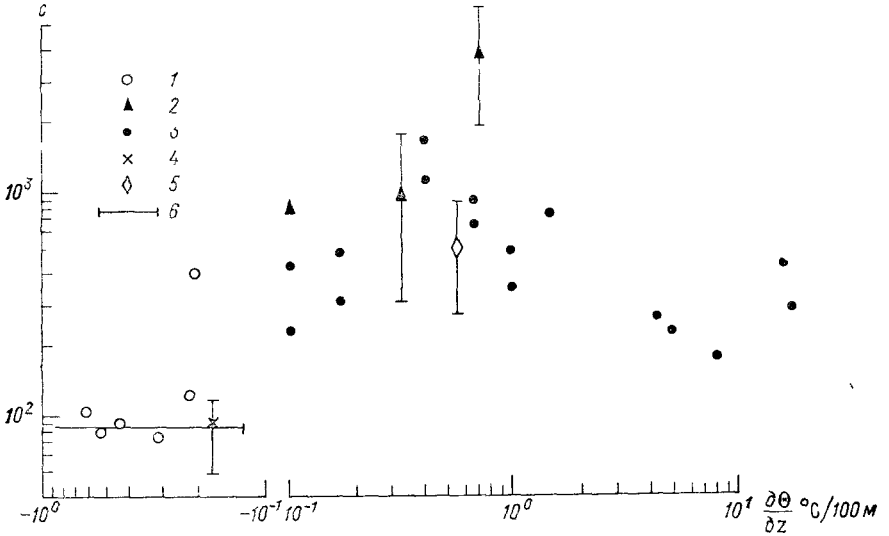


Рис 5 9 Зависимость τ_L^v (c) на высотах 100—200 м от локального градиента потенциальной температуры $\partial\Theta/\partial z$

Данные ИЭМ по дымовым струям на высоте 100 м (*1*), то же при z=175 м (*2*) по (1 15) (*3*), по траекториям тетронов (*4*), данные [142] в районе о Валлопс (*5*) данные [207] (*6*)

(табл. 5.11) можно сравнить с данными табл. 5.5 и рис. 5.10. Значения I в табл. 5.5 и 5 11 меняются от класса к классу одинаково, τ_L^v и x_L при безразличной и слабо устойчивой стратификации близки, но при неустойчивой в табл. 5 11 значения завышены по сравнению с данными ИЭМ

Оценки лагранжева временно́го масштаба в вертикальном направлении по формуле (1 15) при $c_1 = 1{,}0$ в диапазоне $\partial\Theta/\partial z$ от 0 до 0,7 (слабая устойчивость) приводят к значениям 300—800 с. (Тенденции зависимости лагранжева временно́го масштаба от градиента температуры не наблюдается) Связь σ_u^2 и ε, полученных по дымовым струям, с локальным градиентом потенциальной температуры приведена на рис. 5.11 В [55] показано, что при расчете τ_L для вертикальной компоненты по (1.15) константу c_1 следует брать примерно в 6 раз большей, чем для поперечной компоненты.

В [240] на уровне 100 м определялся τ_I^u через τ_E^u и $\beta = 0{,}5U/\sigma_w$, и получена следующая эмпирическая формула:

$$\tau_L^w = 41 + 1100\,\frac{T_{100} - T_{10}}{L}, \qquad (5.10)$$

где τ_L (с), L (м); τ_I^w — средние значения на уровне 100 м для классов устойчивости (табл. 5.12).

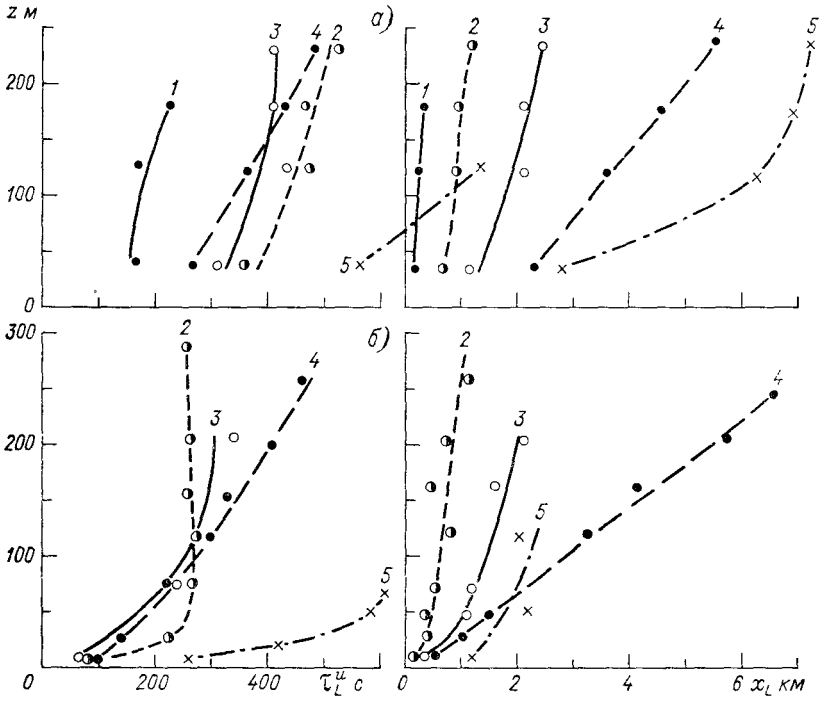


Рис. 5.10. Зависимость τ_L^u и x_L от масштаба Монина—Обухова L (*а*) и от класса устойчивости (*б*).

$L = -6$ (2), -24 (*3*), -135 (*4*); 35 (*5*).
1)—*3*) разная степень неустойчивости; *4*) нейтральная стратификация, *5*) слабая устойчивость

Таблица 5.11

Значения τ_L^v для классов устойчивости по [232, 244]

Характеристика	Класс устойчивости					
	A	*B*	*C*	*D*	*E*	*F*
σ_v^2 (м²/с²)	0,19	0,24	0,36	0,17	0,044	0,0064
U (м/с)	2	3,5	5	5	3,5	2
$I = \sigma_v/U$	0,22	0,14	0,12	0,081	0,060	0,04
τ_L^v (с)	2400	1700	700	750	1000	2250
x_L (км)	4,8	6,0	3,5	3,8	3,5	4,5

В [302] по измерениям на мачте на уровнях до 366 м проверялись формулы для τ_L, рекомендованные в [5] для практических применений. При этом считалось, что

$$\tau_E^u = \int_0^\infty R_E(\tau)\,d\tau = 0{,}16\,\lambda_m^u/U, \qquad (5.11)$$

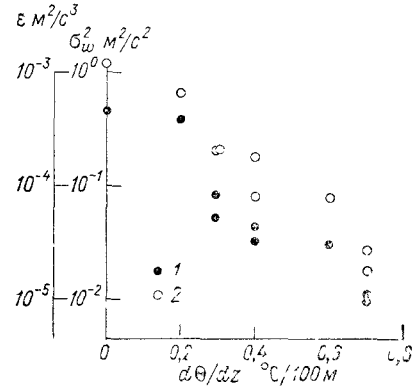


Рис. 5.11. Связь σ_w (*1*) и ε (*2*) на высоте 175 м с локальным градиентом потенциальной температуры $\partial\Theta/\partial z$ при устойчивой стратификации.

где λ_m^u — длина волны, соответствующая максимуму спектра продольной компоненты; $\tau_L^u = \beta_u \tau_E^u = a\dfrac{U}{\sigma}\tau_E^u$, где $a = 0{,}6$.

Таблица 5.12

Средние τ_L^w и β для классов устойчивости по [240] (n — число опытов)

Характеристика	Класс устойчивости				
	B	*C*	*D*	*E*	*F*
τ_L^w с	38	42	41	181	253
$\beta = \tau_L^w/\tau_E^w$	2,5	4,9	11	24	18
n	8	14	17	9	14

Для τ_L^v и τ_L^w соотношения имеют аналогичный вид с соответствующей заменой.

Расчетные формулы для τ_L опираются на знание характеристик пограничного слоя и для устойчивой стратификации имеют вид *

$$\tau_L^u = 0{,}15\,\frac{h_B}{\sigma_u}\left(\frac{z}{h_B}\right)^{0{,}5}; \quad \tau_L^w = 0{,}10\,\frac{h_B}{\sigma_w}\left(\frac{z}{h_B}\right)^{0{,}8}, \qquad (5.12)$$

* Формула для τ_L^v аналогична (5.12) с заменой коэффициента 0,15 и 0,07.

где h_B — толщина пограничного слоя.

Для безразличной стратификации

$$\tau_L^u = \frac{0{,}5z'\sigma_w}{1 + 15z'f/u_*}, \tag{5.13}$$

для неустойчивой

$$\tau_L^u = \tau_L^v = 0{,}15z_i/\sigma_u, \tag{5.14}$$

В разных частях пограничного слоя зависимость τ_L^w от z_i, w_* и L выражается разными формулами.

Сравнение расчетных и измеренных λ_m приведено в табл. 5.13. Хуже всех оказался результат для неустойчивой стратификации.

Таблица 5.13

Коэффициенты корреляции (числитель) и отношение рассчитанных масштабов к измеренным (знаменатель)

Стратификация	λ_m^u	λ_m^v	λ_m^w
Неустойчивая	$\frac{-0{,}11}{-}$	$\frac{0{,}01}{-}$	$\frac{0{,}59}{1{,}0}$
Устойчивая	$\frac{0{,}83}{0{,}62}$	$\frac{0{,}61}{0{,}4}$	$\frac{0{,}54}{1{,}0}$
Безразличная	$\frac{0{,}68}{2{,}2}$	$\frac{0{,}58}{2{,}1}$	$\frac{0{,}71}{2{,}5}$

Таблица 5.14

Показатель степени p и β_B (К/100 м) для формулы (5.16) по данным [242]

Стратификация	Пределы значений	
	p	β_B
Неустойчивая	0,075—0,10	0—1
Устойчивая	0,20—0,30	4—5
Переходный период суток	0,20	3—4

Авторы [302] объясняют это плохим определением высоты перемешивания z_i и влиянием нестационарности при определении λ_m. Для τ_L степень пригодности расчетных формул также можно определить с помощью табл. 5.13, поскольку, согласно (1.15) и определению β,

$$\tau_L = 0{,}096\lambda_m/\sigma. \tag{5.15}$$

5.5. Некоторые эксперименты в условиях сложного рельефа и поворота ветра с высотой

Для полной характеристики поведения облаков примеси в атмосфере необходимо знать скорость и направление переноса в каждый момент времени. В случае квазиоднородного слоя, расположенного выше приземного, когда градиент средней скорости ветра настолько мал, что среднюю в слое скорость ветра можно считать постоянной, а направление ветра неизменным, больших

трудностей в определении этих величин не возникает. В качестве входного параметра при этом обычно берут среднюю скорость ветра, измеренную на высоте источника или в непосредственной близости от него. Если размеры облака превосходят вертикальную мощность этого квазиоднородного слоя, возникает необходимость учета изменения скорости и направления ветра по вертикали. Более сложным является случай, когда облако распространяется над неоднородной по горизонтали подстилающей поверхностью, что часто встречается на практике при достаточно больших расстояниях. Этот случай мало разработан в теории, недостаточно накоплено достоверных данных о характере переноса примеси в этих условиях. В связи с этим далее будут проанализированы результаты экспериментальных измерений первых моментов координат и скоростей воздушных частиц в пограничном слое атмосферы и даны некоторые рекомендации их расчета. (Влияние вертикальной неоднородности приземного слоя атмосферы на перенос примеси уже рассматривалось в гл. 3.)

В пределах пограничного слоя атмосферы скорость ветра и его направление меняются с высотой. Если источник расположен выше приземного слоя, то для небольших расстояний (порядка 5—10 км) за скорость и направление переноса чаще всего принимают среднюю скорость и направление ветра на эффективной высоте выброса [128]. В этом случае, если на этой высоте измерения не проводятся, необходимо использовать те или иные способы восстановления этих профилей в пограничном слое атмосферы по ограниченной входной информации (см. [21, 114]). Эти способы могут быть основаны на модельных расчетах, эмпирических безразмерных функциях или упрощенных интерполяционных формулах. Примером использования эмпирических безразмерных функций является известный способ Орленко [114], а в [242] степенной профиль (2.26) обобщается для учета поворота ветра в виде

$$U = U_1\left(\frac{z}{z_1}\right)^p \cos\beta_B z,\quad V = U_1\left(\frac{z}{z_1}\right)^p \sin\beta_B z, \tag{5.16}$$

где U — компонента вдоль направления приземного ветра.

Зависимость p от состояния устойчивости пограничного слоя, опорного уровня z_1 и расчетного z приведена в [93, 111, 274]. Из общих соображений следует, что $\beta_B = \alpha/h_B$ (α — угол поворота ветра в пограничном слое; h_B — высота пограничного слоя).

Когда размер облака по вертикали становится достаточно большим, при расчете траектории его движения необходимо считаться с тем, что скорость переноса облака может не совпадать со средней скоростью ветра на высоте его центра тяжести. При этом разные по высоте участки облака или факела примеси будут переноситься с разными скоростями. Аналитическое описание траектории проекции облака примеси на подстилающую поверхность для экмановского пограничного слоя при $K_z = \text{const}$ было получено в [172] и дало качественную оценку влияния по-

ворота направления ветра с высотой. Аналогичные результаты при более реалистической модели пограничного слоя получены в [107]. На практике чаще используют различные упрощенные способы расчета траекторий облаков, например, по среднему вектору скорости в слое рассеяния, рассчитанному по данным измерений в двух точках [16], или по так или иначе восстановленному его профилю. В частности, в [286] для расчета средней скорости и направления переноса примеси в слое перемешивания высотой h_B, ограниченном инверсией температуры, рекомендуются следующие формулы:

$$\overline{V} = \sqrt{V_g^2 - \frac{2V_g^3 c_g \sin\alpha}{h_B f} + \frac{V_g^4 c_g^4}{h_B^2 f^2}},$$

$$\operatorname{ctg}\alpha_1 = \frac{h_B f}{|V_g| c_g \sin\alpha} - tg\,\alpha, \qquad (5.17)$$

где c_g — геострофический коэффициент трения; V_g — геострофическая скорость ветра; f — параметр Кориолиса; α — угол между геострофическим и приземным ветром; α_1 — угол между V_g и $\vec{V}$. Эти формулы основаны на уравнениях движения для стационарного горизонтально однородного планетарного пограничного слоя, причем входные параметры (V_g, h_B, α, c_g или u_*) сравнительно легко могут быть спрогнозированы.

Одним из лучших способов исследования траекторий переноса примеси в натурных условиях является запуск баллонов нейтральной плавучести — тетронов, методика работы с которыми описана в п. 2.1. На рис. 5.12 приведены проекции характерных траекторий тетронов на горизонтальную плоскость Ангренского плоскогорья (Западный Тянь-Шань) (рис. 5.12 *а*), Ферганской долины (рис. 5.12 *б*), пассатной зоны Атлантического океана (рис. 5.12 *в*) и квазиоднородного рельефа Подмосковья (рис. 5.12 *г*). Данные получены при выполнении диффузионных опытов (см. табл. 2.1).

Наиболее упорядоченные траектории наблюдались в условиях мягкого холмистого рельефа Подмосковья, который условно при сильном ветре или при неустойчивой стратификации можно считать квазиоднородным. В предгорье (Ферганская долина) движение тетронов было самым разнообразным и очень сложным. В условиях пассатной зоны движение тетронов было более упорядоченным, в то же время наблюдались большие повороты ветра с высотой. (В слое инверсии изменение направления ветра могло достигать 100—120°.) Подъем тетронов при дрейфе вдоль Ангренского плоскогорья, ограниченного вершинами Чаткальского хребта, был следующим: пока высоты тетронов не превышают высоту ограничивающих хребтов, их дрейф в целом идет над плато,

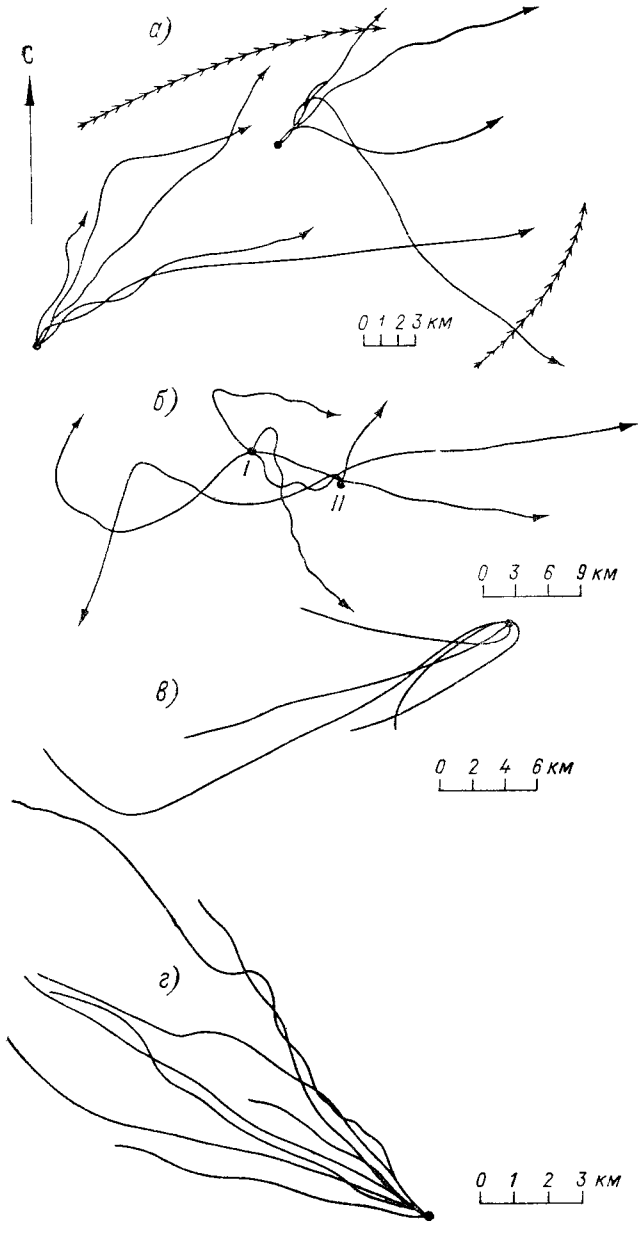


Рис 5 12. Проекции характерных траекторий тетронов при разной подстилающей поверхности по [50]

когда высота дрейфа близка к высоте ограничивающих плато хребтов, траектории резко меняют направление.

Проверка формул (5.18), проведенная в [242] в условиях сложного рельефа по данным о траекториях тетронов (15 траекторий), показала, что при умеренной неустойчивости и в переходных условиях они пригодны для использования, причем были по-

Таблица 5.15

Данные о ветре, полученные по траекториям тетронов и измерениям на мачте

Средняя высота тетрона, м	Средняя скорость и направление ветра						$\Delta_ф/U_{300}$
	$U_т$ м/с	$\varphi_т^\circ$	$U_ф$ м/с	$\varphi_ф^\circ$	U_{300}	φ_{300}°	
360 ± 130	2,6	243	3,0	240	3,0	230	1,0
380 ± 120	4,7	250	1,0	220	5,0	240	0,2
610 ± 340	4,9	252	2,0	260	5,0	230	0,4
1030 ± 520	3,7	340	2,0	230	5,0	250	0,4
460 ± 360	3,4	150	2,0	130	6,0	140	0,3
340 ± 130	2,9	128	2,0	130	3,2	135	0,6
480 ± 180	2,2	133	2,0	140	4,0	130	0,5
320 ± 100	5,0	120	2,0	110	4,0	110	0,5
220 ± 50	5,0	99	1,0	100	5,0	130	0,2
610 ± 380	4,7	112	2,0	90	5,0	110	0,4
560 ± 290	4,4	117	2,0	110	4,0	110	0,5
630 ± 500	5,3	126	3,0	100	5,0	110	0,6

Примечание. Индекс «ф» соответствует уровню флюгера.

лучены значения β' и p, соответствующие данным, приведенным в табл. 5.14. В условиях сильной устойчивости и неустойчивости расчетные оценки направления движения облака значительно отличаются от данных наблюдений.

Таблица 5.16

Результаты сравнения скорости и направления ветра по траекториям тетронов и измерениям на высотной мачте

Характеристика	$U/U_т$	$\Delta\varphi_{300\ -т}$	$U_ф/U_{300}$	$\Delta\varphi_{300\ -ф}$	$U_ф/U_т$	$\Delta\varphi_{ф\ -т}$
Среднее	1,16	—3	0,47	5	0,54	8
Стандартное отклонение	0,32	13	0,21	16	0,27	11

Средние характеристики дрейфа тетронов и результаты одновременных измерений скорости ветра на высотной мачте, по данным [50], приведены в табл. 5.15. Все опыты были выполнены в мае днем (от 10 до 15 ч) при неустойчивой стратификации и небольших скоростях ветра. Высота дрейфа тетронов была

близка к верхнему уровню измерения скорости ветра, поэтому близость скорости и направления переноса тетронов $U_т$ и $\varphi_т$ к U_{300} и φ_{300} (табл. 5.16) вполне естественна. Различия могли быть связаны с неполным совпадением периодов осреднения (0,5—2,5 ч для тетронов; 1 ч для U_{300}), а также с влиянием подстилающей поверхности по мере удаления тетрона, в то время как U_{300} формируется потоком выше по течению.

Заключение

Связи между характеристиками турбулентности в координатах Эйлера и Лагранжа используются при развитии физически обоснованных методов расчета рассеяния примеси в атмосфере. Собранные в главе результаты измерений позволяют утверждать, что соотношение между лагранжевым и эйлеровым масштабами турбулентности определено с той степенью надежности, которая может быть достигнута в реальной атмосфере. Различия между дисперсиями компонент вектора ветра и скоростью диссипации турбулентной энергии при их одновременном определении по лагранжевым и эйлеровым измерениям связаны с неполнотой стационарности и однородности во время измерений.

Следует отметить, что соотношения между константами законов, которым подчиняются характеристики турбулентности в инерционном интервале в координатах Эйлера и Лагранжа, надежно не определены. Это связано не только с неучтенными методическими погрешностями, но также и с недостаточно точным учетом трехмерности потока и анизотропии турбулентности. Недостаточно разработаны способы определения необходимых для практических расчетов параметров турбулентности по ограниченной входной информации.

6. Применение основных способов описания турбулентной диффузии для практических расчетов рассеяния примеси в атмосфере

6.1 Классификация задач и основные сведения о расчетных моделях

6.1.1. Классификация задач

Поступившая из источника примесь переносится и рассеивается в атмосфере, где может претерпевать дополнительные изменения — выпадать на подстилающую поверхность и осаждаться на вертикальные препятствия, вымываться осадками, вступать в химические реакции, распадаться. Конкретные задачи, связанные с расчетами переноса и рассеяния примеси, могут быть классифицированы на различной основе.

Первым признаком классификации будем считать характер источника. Это может быть постоянно дымящая вентиляционная труба предприятия, которую можно считать точечным источником длительного действия, кратковременный выброс из нее, или взрыв. Первый вариант источника и процессы, происходящие с примесью в атмосфере, изображены на рис. 6.1. Поскольку, как правило, выброс из источника обладает начальной скоростью в вертикальном направлении и начальной температурой, отличающейся от температуры окружающего воздуха, то на начальном участке примесь поднимается вверх, поэтому фактически высотой источника следует считать его эффективную высоту

$$h_{эф} = h_{тр} + \Delta h, \tag{6.1}$$

где Δh — рассчитывается по данным о параметрах выброса и скорости ветра. При расчете рассеяния облака следует учитывать его начальные размеры. Движущийся транспорт (автомобили, самолеты) часто считают линейными источниками, поскольку скорость их движения значительно превышает скорость ветра. В задачах расчета загрязнения воздуха от городов или обширных промышленных территорий источник распространен по некоторой площади.

Кроме переноса и рассеяния в атмосфере, примесь подвергается действию дополнительных факторов, которые, как правило, ведут к выбыванию ее из атмосферы, а химические реакции могут приводить также к возникновению новых примесей. Возможно вторичное попадание примеси с подстилающей поверхности в воздух в результате срыва и подъема частиц ветром.

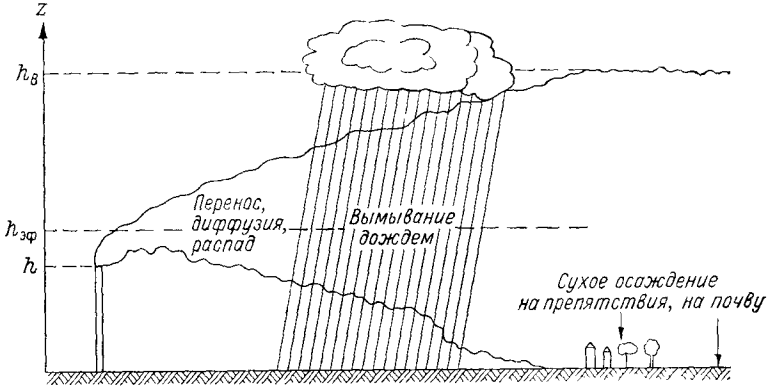


Рис. 6.1. Дымовой факел предприятия и процессы, происходящие с примесью в атмосфере

Другие признаки классификации задач могут быть связаны со временем осреднения концентрации примеси в точке ее измерения, с расстоянием от источника, до которого необходимо вести расчеты, с характером примеси.

6.1.2. Основные модели для расчета рассеяния примеси в атмосфере

На практике для описания поля концентрации примеси от перечисленных источников используют два типа моделей: основанные на решении полуэмпирического уравнения турбулентной диффузии (1.75) с различными формами задания коэффициентов диффузии и средней скорости ветра и на гауссовой модели (1.59)—(1.61) в том или ином виде. (Первую модель для краткости будем называть «К-теория» или «К-модель», а вторую — статистическая модель.) Оба типа моделей строятся в зависимости от пространственных и временных масштабов расчета поразному. Простейшими моделями для расчета факела от дымовой трубы или поведения облака, требующими минимального набора входных данных, являются гауссовы статистические модели, которые широко применяются для практических целей и описаны в ряде работ [7, 17, 76, 128, 257].

Гауссова статистическая модель факела от точечного источника непрерывного действия, расположенного на высоте h, имеет вид

$$q(x,\ y,\ z)=\frac{Qe^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}}\left[e^{-\frac{(z-h)^2}{2\sigma_z^2}}+e^{-\frac{(z+h)^2}{2\sigma_z^2}}\right]}{2\pi U\sigma_y\sigma_z}, \qquad (6.2)$$

где ось x направлена вдоль направления ветра; σ_y и σ_z — функции x, состояния устойчивости пограничного слоя атмосферы, шероховатости подстилающей поверхности и времени осреднения.

Модель гауссова облака, образовавшегося на высоте, имеет вид

$$q\ (x,\ y,\ z,\ t)=\frac{Qe^{-\frac{(x-\tilde{x})^2}{2S_x^2}-\frac{(y-\tilde{y})^2}{2S_y^2}}\left[e^{-\frac{(z-\tilde{z})^2}{2S_z^2}}+e^{-\frac{(z+\tilde{z})^2}{2S_z^2}}\right]}{(2\pi)^{3/2}S_yS_xS_z}, \qquad (6.3)$$

где $\tilde{x}=Ut$; $\tilde{y}=0$; $\tilde{z}=h$; S_x, S_y, S_z — функции тех же аргументов, что и σ_x, σ_y, σ_z, а также начального размера облака.

Расстояние до источника $\tilde{x}$ отсчитывается вдоль траектории. В некоторых пособиях и справочниках различий между величинами S_x, S_y, S_z и σ_x, σ_y, σ_z не делается. В этих двух моделях используется скорость ветра, измеренная в одной точке, и расчетная ось факела или траектория облака представляет собой прямую линию. Это обстоятельство ограничивает применение моделей до расстояния 10—15 км. Кроме того, формулы (6.2) и (6.3) не учитывают верхней границы слоя перемешивания h_B, выше которой турбулентность отсутствует, поэтому примесь за пределы этого слоя не должна выходить. Для учета этого обстоятельства на больших расстояниях предполагается, что в слое перемешивания концентрация примеси однородна по высоте и для ее расчета применяется формула

$$q(x,\ y,\ z)=\frac{Qe^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}}}{\sqrt{2\pi}\,Uh_B\sigma_y}. \qquad (6.4)$$

Переходный участок от (6.2) или (6.3) к (6.4) может быть рассчитан с помощью представлений о слое перемешивания, верхняя и нижняя границы которого не пропускают примесь. В этом случае концентрация примеси описывается с помощью ряда, учитывающего последовательно отражения от верхней и нижней границы. Например, согласно [96], приземная концентрация от постоянно действующего источника в переходной области составляет

$$q=\frac{Qe^{\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right)}}{\pi U\sigma_y\sigma_z}\sum_{m=0}^{\infty}\left\{\exp\left[-\left(\frac{2mh_B+h}{\sqrt{2}\,\sigma_z}\right)^2\right]+\right.$$
$$\left.+\exp\left[-\left(\frac{2\,(m+1)\,h_B-h}{\sqrt{2}\,\sigma_z}\right)^2\right]\right\}, \qquad (6.5)$$

Другой способ учета верхней границы пограничного слоя состоит в том, чтобы в (6.2) и (6.3) ограничить σ_z. Тем самым в неявном виде признается, что верхняя граница не является непроницаемой крышкой, и часть примеси за ее пределы выходит, хотя и медленно.

На самом деле обмен между пограничным слоем и свободной атмосферой происходит за счет вертикальных токов синоптического и орографического происхождения. В работе [182] показано, что в слое перемешивания даже на расстояниях до 600—800 км (время диффузии 14—26 ч) концентрация падает с высотой, но все же в верхней части слоя медленнее, чем в нижней. Это заставляет думать, что оба способа учета верхней границы являются не более, чем приближением.

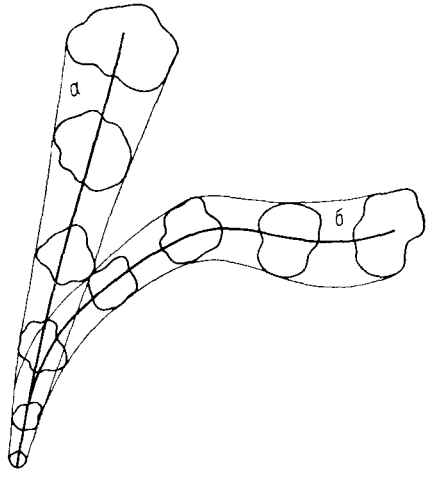


Рис 6.2. Движение облака по модели (6.3) без учета изменений вектора ветра (*а*) и с учетом (*б*).

При необходимости учета изменений скорости ветра в пространстве и во времени и при возможности получить необходимую информацию о ней в нескольких точках используют «модель лагранжева облака». Эта модель описывается тем же выражением (6.3), но траектория центра облака $(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})$ рассчитывается по полю ветра, измеренного в ряде точек. Пример различий между результатами расчета по этой модели с учетом и без учета изменений вектора ветра приведен на рис. 6.2. Модель можно использовать до больших расстояний и соответственно больших времен диффузии. При этом величины S_x, S_y, S_z можно изменять в процессе расчетов в связи с изменением характера устойчивости и подстилающей поверхности. В нашей стране такие модели развивались в [88] и использовались в [51]

Комбинированная модель (1.87), в которой рассеяние по горизонтали рассчитывается также с помощью гауссовой модели, а по вертикали — с помощью K-теории при простейшем задании

$K(z)$ и $U(z)$ применяется в СССР, в частности, при составлении нормативных документов [7, 127]. Общий вид расчетной формулы будет следующий:

$$q\ (x,\ y,\ z) = \frac{Qq_l^{(1)}\ (x, z)\, e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}}}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_y}, \tag{6.6}$$

где σ_y, как правило, определяется так же, как в гауссовой модели. При задании $K(z)$ и $U(z)$ в виде степенных профилей $q_l^{(1)}(x,\ z,\ h,\ w_g)$ выражается через функции Бесселя. Запишем формулы для приземной концентрации. При $w_g=0$, $K_z=k_1\left(\frac{z}{z_1}\right)^m$, $U=U_1\left(\frac{z}{z_1}\right)^p$, согласно [7, 17], имеем

$$q_l^{(1)}\ (x,\ 0,\ h) = \frac{e^{-R/x}}{\Gamma(1+\rho)\,U_h h}\left(\frac{R}{x}\right)^{\rho}, \tag{6.7}$$

где

$$\rho = \frac{1+p}{2+p-m};\quad R = \frac{h^2 U_1\left(\frac{h}{z_1}\right)^{m-p}}{k_1\,(2+p-m)^2};\quad U_h = \frac{U_1}{1+p}\left(\frac{h}{z_1}\right)^p;$$

$\Gamma(1+\rho)$ — гамма-функция.

При $K=\varkappa u_* z$, $w_g \neq 0$

$$q_l^{(1)} = \frac{e^{-\frac{h}{Bx}}\left(\frac{h}{Bx}\right)^{1+\nu}}{h\Gamma(1+\nu)\,U_h}, \tag{6.8}$$

где

$$\nu = w_g/(\varkappa u_*),\quad B = \frac{\varkappa u_*}{U_h}.$$

Ось струи в этих моделях прямолинейна, а для расчета рассеяния облака они не предназначены.

В наиболее сложных трехмерных моделях, основанных на K-теории, может быть использовано трехмерное поле ветра. Такие модели могут непосредственно учитывать влияние рельефа, шероховатости, осаждения примеси, изменчивость ветра, устойчивость атмосферы и химические превращения. Вертикальная структура поля ветра и характер турбулентности могут быть получены с помощью моделей пограничного слоя атмосферы, выбор которых для этих целей подробно рассматривается в [5].

Достаточно сложные численные модели пограничного слоя, в том числе трехмерные, используются для воспроизведения эф-

фектов бароклинности или горизонтальной неоднородности подстилающей поверхности (см., например, [1, 25, 124]). В случае, когда необходимо учитывать вынос примеси за пределы пограничного слоя через его верхнюю границу, модель должна воспроизводить механизм обмена со свободной атмосферой, т. е. упорядоченные вертикальные токи.

Коэффициент турбулентной диффузии в вертикальном направлении обычно отождествляется с коэффициентом турбулентного обмена количеством движения или тепла. При очень малых временах диффузии т. е. вблизи источника это может оказаться неверным и потребуются поправки. Поскольку спектр пульсаций вертикальной компоненты ограничен со стороны низких частот, этот же коэффициент диффузии пригоден для расчетов в пограничном слое атмосферы в крупномасштабных моделях. Выбор коэффициентов турбулентной диффузии в горизонтальном направлении существенно зависит от пространственных и временных масштабов задачи, диапазон которых достаточно широк. Проиллюстрируем это результатами работы [275], в которой оценки дисперсии координат частиц примеси от точечного источника были выполнены на основе модели диффузии в координатах Лагранжа в спектральной форме (1.100). Автор [275] учитывал время осреднения концентрации в точке измерений и временно́й масштаб турбулентности путем введения соответствующих факторов. В качестве исходного спектра был взят эйлеров спектр скорости ветра на высоте 50 м, полученный в [191] в диапазоне частот от 10^{-7}, что соответствует 100 сут, до 10^{-1} $с^{-1}$, включающем как турбулентный, так и синоптический вклады. Переходя к лагранжеву спектру как в (1.97) через β и положив $\beta=4$, автор интегрировал спектральное выражение для σ_x^2 при разных временах диффузии t и периодах осреднения T, считая при этом, что полученные значения σ_x^2 характеризуют также и поперечное рассеяние, т. е. σ_y^2. Воспользовавшись этими результатами и соотношением (1.20), можно оценить эффективные значения коэффициента турбулентной диффузии, соответствующие разным временны́м масштабам.

Полный диапазон рассчитанных таким способом эффективных значений K составляет шесть порядков от 0,1 $м^2/с$ (при $t=20$—40 с и $T=10$ с) до 10^5 $м^2/с$ (при $t \simeq 1{,}5\ldots 2$ ч). Увеличение K с ростом t и T связано с вовлечением в процесс более крупных вихрей мезо- и макромасштаба. Поскольку при этом расчете применялись достаточно грубые предположения, оценке можно доверять не более, чем по порядку величины, однако она дает представление о природе зависимости K от временны́х масштабов.

В дальнейшем основное внимание будет уделено диффузии примеси под влиянием мелкомасштабной турбулентности. Некоторые аспекты, связанные с мезомасштабной диффузией, будут изложены в п. 6.4.

6.1.3. Учет времени осреднения

В зависимости от характера задачи при измерении или расчете концентрации в отдельной точке или всего поля концентрации применяют разное время осреднения. Например, в некоторых нормативных документах приняты «разовые» (осредненные за 20 мин) и среднесуточные концентрации, а при проектировании объектов требуются среднегодовые концентрации.

В рамках гауссовой модели учет времени осреднения для максимальных (осевых) концентраций осуществляется в соответствии с формулой

$$\frac{q_2(x,\ 0,\ z)}{q_1(x,\ 0,\ z)} = \frac{\sigma_y^{(1)}\sigma_z^{(1)}}{\sigma_y^{(2)}\sigma_z^{(2)}}, \tag{6.9}$$

где q_1 и q_2 соответствуют временам осреднения T_1 и T_2.

На практике для приземных концентраций полагается

$$\frac{q_2(x,\ 0)}{q_1(x,\ 0)} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\alpha}. \tag{6.10}$$

При малых T, не выходящих за пределы инерционного интервала, и вблизи источника, согласно формуле (1.70)

$$\frac{\left(\sigma_T^{(1)}\right)^2}{\left(\sigma_T^{(2)}\right)^2} \simeq \frac{x + 0{,}7\tau_L U\left(T_1/\tau_E\right)^{2/3}}{x + 0{,}7\tau_L U\left(T_2/\tau_E\right)^{2/3}}, \tag{6.11}$$

откуда следует, что в (6.10) $\alpha \leqslant 2/3$, если считать, что $\sigma_y \simeq \sigma_z$.

На больших расстояниях σ_z не зависит от T, так как спектр пульсаций вертикальной компоненты ограничен со стороны низких частот, и степень α в (6.10) с ростом T должна уменьшаться. В отличие от этого, σ_y с ростом T продолжает расти и определяет отличные от нуля значения α. Как отмечалось в гл. 3, для источников высотой 2—100 м в интервале расстояний от $5h$ до $(20\ldots 30)h$ при неустойчивой и близкой к безразличной стратификации имеет место соотношение (3.41).

В гл. 4 было показано, что σ_z на этих расстояниях вблизи земли от T уже почти не зависит, так что в (6.10) следует ожидать $\alpha \simeq 0{,}2$ или немного больше. Из сводки значений α, заимствованной из обзора, приведенного в [128] (табл. 6.1), следует, что в пределах осреднения по данным разных авторов $\alpha = 0{,}2\ldots 0{,}5$ для приземных источников и $\alpha = 0{,}12\ldots 0{,}7$ для высотных.

В [3] учет влияния мезомасштабных колебаний направления ветра при времени действия источника порядка суток осуществлялся путем приближенной оценки среднесуточных значений σ_y^2 по изменчивости направления ветра, осредненного за 20-минутные отрезки времени. Считая процессы образования средней за

20 мин зоны загрязнения и колебания ее оси независимыми, получим

$$\sigma^2_{\text{сут}}(x) = \sigma^2_{20}(x) + \sigma^2_{\text{оси}}(x), \tag{6.12}$$

где σ^2_{20} определяется обычным способом.

Для колебаний оси в первом приближении можно положить

$$\sigma^2_{\text{оси}} = \overline{\Phi^2} x^2, \tag{6.13}$$

где $\overline{\Phi^2}$ — дисперсия закона распределения среднего за 20 мин направления ветра в течение суток.

Таблица 6.1

Значения показателя α в формуле (6.10) по данным разных авторов (обзор в [128])

Состояние атмосферы	3—15 мин	3 мин—1 ч	15 мин—1 ч	15 мин—4 ч	1 ч—4 ч
			Высотные источники		
Не указано	0,3	0,12	0,7	0,5	0,43
Очень устойчивое	—	0,65	—	—	—
Устойчивое	То же	0,4	0,52	—	—
Нейтральное	„	0,35	—	—	—
Неустойчивое	„	0,25	—	—	—
			Наземные источники		
Не указано	0,35	0,2	0,5	0,3	0,4

Поскольку обычно $\overline{\Phi^2} > \sigma^2_{20}/x^2$, в (6.12) основную роль играет второй член.

Величина $\sqrt{\overline{\Phi^2}}$, равная в условиях средней полосы России 0,20—0,54, зависит от характера погоды и климатических особенностей местности. Например, согласно данным, приведенным в [96], результаты опытов с последовательными выпусками тетронов в течение 8—48 ч в окрестностях Лос-Анжелеса привели к значениям $\sqrt{\overline{\Phi^2}}$ от 0,8 до 1,1 для местности, где хорошо выражен суточный ход направления ветра, и порядка 0,5, где он был выражен менее резко.

В табл. 6.2 приведены отношения $\sigma_{20}/\sigma_{\text{сут}}$, рассчитанные в [3] по данным измерений на высотной мачте для трех типов изменчивости направления ветра, связанных с барическими образованиями, и значения показателя степени α при степенной аппроксимации зависимости $\sigma_{\text{сут}}$ от T. При резких поворотах ветра в связи с прохождением фронтов и при штиле, когда направление ветра крайне неустойчиво, такая аппроксимация не пригодна.

В [128] в диапазоне T от 4 ч до суток для концентрации приведено только одно значение $\alpha = 0{,}86$.

Для расчета среднемесячных, среднесезонных и среднегодовых полей концентрации пользуются соответствующими совместными распределениями скорости, направления ветра и характера устой-

Таблица 6.2

Значения $\sigma_{20}/\sigma_{сут}$ и показателя степени α для аппроксимации σ_y как функции T по [3]

x км	Устойчивые барические центры		Слегка подвижные барические центры		Формирование, разрушение, смещение барических центров	
	$\sigma_{20}/\sigma_{сут}$	α	$\sigma_{20}/\sigma_{сут}$	α	$\sigma_{20}/\sigma_{сут}$	α
0,1	0,58	0,12	0,42	0,20	0,27	0,28
0,5	0,52	0,15	0,36	0,24	0,23	0,34
1,0	0,50	0,16	0,34	0,25	0,22	0,36
5,0	0,44	0,19	0,30	0,27	0,19	0,39
10,0	0,41	0,20	0,28	0,28	0,17	0,41

чивости, после чего все результаты суммируются с учетом повторяемостей. Например, для наземной концентрации

$$q(x,\ y,\ z) = \frac{Q}{2\pi} \sum_i \frac{\psi_i e^{-\frac{y^2}{2\sigma^2_{yi}}} \left[e^{-\frac{(z-h)^2}{2\sigma^2_{zi}}} + e^{-\frac{(z+h)^2}{2\sigma^2_{zi}}} \right]}{U_i \sigma_{yi} \sigma_{zi}}, \qquad (6.14)$$

где функция распределения ψ_i для i-го факела может быть получена по климатическим данным.

При этом в первую очередь обычно учитывают розу ветров. Кроме того, для каждого направления ветра учитывается скорость ветра и характер устойчивости. Упрощенные способы расчета (по 6.14) приведены в [7, 12].

6.1.4. Расчет эффективной высоты источника, учет выбывания примеси

На самом деле перегретая примесь, выходя из источника, только постепенно, теряя первоначальный импульс и перегрев, достигает той высоты, которую считают эффективной, поэтому переходный участок нуждается в особом расчете. Подробно этот вопрос рассматривается в [7]. После переходного участка для расчетов рассеяния можно пользоваться эффективной высотой согласно формуле (6.1).

Добавка к геометрической высоте источника в этой формуле Δh зависит от скорости выброса примеси в атмосферу w_0, скорости ветра U и так называемого потока плавучести

$$\Phi = g w_0 \frac{D_0^2 \Delta T}{4 T_a}, \tag{6.15}$$

где D_0 — внутренний диаметр трубы; ΔT — превышение температуры выходящих газов над температурой атмосферы T_a. При

Таблица 6.3

Коэффициенты для расчета Δh по (6.17)

Источник	a	b	Высота измерения скорости ветра
[7]	1,9	4,95	На уровне флюгера
[96]	1,5	400	На уровне источника

стратификации, отличной от нейтральной, учитывается еще параметр

$$s = \frac{g}{T_a} \frac{\partial \Theta}{\partial z}, \tag{6.16}$$

где $\partial\Theta/\partial z$ — градиент потенциальной температуры.

При нейтральной стратификации безразмерными аргументами являются $\Phi/(U^3 D_0)$ и w_0/U, а расчет Δh производится по формуле

$$\Delta h = a \frac{w_0}{U} D_0 + b \frac{\Phi}{U^3}, \tag{6.17}$$

где a и b — численные коэффициенты, значения которых приведены в табл. 6.3.

В [104] показано, что формула (6.17) для источника, расположенного в пределах приземного слоя (вблизи земной поверхности), непригодна и ее следует заменить формулой, полученной по результатам специальных экспериментов

$$\Delta h = 15 \frac{\Phi^{1/3} D_0^{2/3}}{u_*}, \tag{6.18}$$

где u_* — скорость трения.

Способы учета параметра s при устойчивой стратификации приведены в [76, 128].

Оценки влияния нагрева дымовой струи солнечной радиацией рассматриваются в [83] для случая, когда скорость плавучести

существенно меньше скорости горизонтального фонового ветра, поэтому ось струи располагается под небольшим углом к горизонтальному направлению. Парциальную плотность примеси μ в каждом сечении струи можно выразить через радиус этого сечения R, скорость ветра и мощность источника примеси Q

$$\mu \sim \frac{Q}{UR^2}. \tag{6.19}$$

Вниз по потоку радиус струи увеличивается, а концентрация примеси падает. Начиная с некоторого расстояния от источника, слой примеси можно считать оптически тонким и, следовательно, считать тепловыделение пропорциональным ее количеству. Для простоты ограничимся исследованием подъема струи именно на этом участке. В этом случае скорость тепловыделения можно записать в виде $\varkappa\mu$, где коэффициент пропорциональности $\varkappa$ определяется интенсивностью приходящего солнечного излучения и оптическими свойствами примеси. Если лучи пересекают струю под прямым углом, то условие ее оптической тонкости может быть записано в виде

$$c_p\rho\varkappa\mu R \ll I_0 \quad \text{или} \quad \frac{c_p\rho\varkappa Q}{UR} \ll I_0, \tag{6.20}$$

где I_0 — интенсивность приходящей солнечной энергии; c_p и ρ — соответственно теплоемкость и плотность воздуха.

Решая уравнения для температуры струи Θ и скорости ее подъема w_0 при нейтральной стратификации, получим

$$\Theta = \varkappa\mu\frac{x}{U} \sim \frac{\varkappa Q x}{U^2R^2},$$

$$w_0 = \frac{g\varkappa\mu x^2}{2\bar{T}U} \sim \frac{g\varkappa Q x^2}{2\bar{T}U^3R^3}. \tag{6.21}$$

Значение x, до которого можно считать справедливыми соотношения (6.21), ограничены минимальными значениями μ, при которых этот эффект действует. Для высоты подъема получается выражение

$$\Delta h = \int_0^x \frac{w_0}{U}\,dx \sim \frac{g\varkappa Q}{2\bar{T}U^4}\int_0^x \frac{x^2\,dx}{R^2(x)}. \tag{6.22}$$

При устойчивой стратификации, как показано в [83], характерен режим, при котором

$$w_0 \simeq \frac{\varkappa\mu}{\frac{\partial\Theta}{\partial z}} \sim \frac{\varkappa Q}{\frac{\partial\Theta}{\partial z}UR^2}. \tag{6.23}$$

В этом случае получим

$$\Delta h = \frac{\varkappa}{U\dfrac{\partial\Theta}{\partial z}} \int_0^x \mu\, dx \sim \frac{\varkappa Q}{U^2\dfrac{\partial\Theta}{\partial z}} \int_0^x \frac{dx}{R^2(x)}. \qquad (6.24)$$

Пусть $\varkappa = 5 \cdot 10$ К · м³/с · кг (это значение соответствует мелкодисперсной угольной пыли), $U = 5$ м/с, $Q = 10^{-2}$ кг/с, $x = 1000$ м, максимальное значение радиуса струи на этом участке 50 м. При этом условие оптической тонкости струи выполняется, тогда скорость всплывания на этом участке при нейтральной стратификации по расчету должна превышать 1 м/с, а высота подъема >100 м. При устойчивой стратификации $\partial\Theta/\partial z \simeq 3 \cdot 10^{-3}$ К/м высота подъема также оказывается более 100 м. Таким образом, этот эффект в ряде случаев может быть существенным.

Особый подход требуется при решении задач, когда источник расположен в пределах зоны, в которой ветровой поток искажается зданиями. Формулы инженерного расчета необходимых поправок для высоты источника в этих случаях приведены в [67, 69, 76].

Выбывание примеси из атмосферы (см. п. 6.1.1) в рамках K-моделей учитывается естественным образом, т. е. с помощью граничного условия на подстилающей поверхности (сухое осаждение) и членов, пропорциональных концентрации, в уравнении диффузии (вымывание осадками, радиоактивный распад, химические реакции). Расчет осаждения примеси на элементы растительности и зданий представляет особую задачу и в этой книге не рассматривается.

Учет выбывания примеси в гауссовой модели выполняется искусственно путем введения так называемой функции истощения облака (согласно [67, 128]), на которую следует умножать расчетную концентрацию. Для учета радиоактивного распада функция истощения имеет вид

$$F(x) = e^{-\frac{\lambda x}{U}}, \qquad (6.25)$$

где λ — постоянная распада; U — скорость ветра.

Аналогичный вид имеет функция истощения за счет вымывания осадками (λ приобретает смысл постоянной вымывания).

Для учета сухого осаждения

$$F(x) = \exp\left[-\sqrt{\frac{2}{\pi}}\,\frac{v_s}{U}\int_0^x \frac{e^{-\frac{h^2}{2\sigma_z^2}}}{\sigma_z}\,dx\right], \qquad (6.26)$$

где v_s — скорость сухого осаждения.

Типовые значения λ (для вымывания) и v_s приводятся в справочниках, в которых функция (6.26) приводится в виде таблиц.

6.2. Сравнение основных методик расчета турбулентной диффузии примеси в атмосфере

6.2.1. Практические способы расчета рассеяния примеси

Рассмотрим наиболее известные модели рассеяния примеси, доведенные до расчетных методик: модель ГГО [7, 127]; модель ИЭМ [16] и гауссову модель Паскуилла—Гиффорда, лежащую в основе методик МАГАТЭ [128, 291].

Методика ГГО [127] является нормативным документом и предназначена для расчета рассеивания в атмосфере выбросов промышленных предприятий. В этой модели автоматически учитывается тепловой и динамический подъем струй от дымовых труб предприятий; расчет концентрации предлагается делать не для любых метеорологических условий, а для «опасной скорости ветра», при которой наземная концентрация примеси оказывается максимальной. При меньших скоростях ветра струя дыма после выхода из трубы поднимается выше и примесь достигает поверхности земли на бóльших расстояниях, а при высоких концентрация сильно «разбавляется» после выхода в атмосферу. В основу положена модель расчета (1.87), в которой для решения уравнения (1.76) и определения σ_y^2 делаются определенные допущения. Методика ГГО содержит большой набор расчетных формул и рекомендаций, необходимых при проектировании дымовых труб и других устройств для выбросов предприятий, а также для расчета санитарно-защитной зоны. В [7] приводятся сравнения результатов измерений концентрации разных промышленных выбросов (SO_2, золы и др.) с расчетными данными, которые служат мажорантой. Полученные оценки подтверждают, что для источников данного типа и для расчета максимально возможных загрязнений методика ГГО составлена правильно. Для ее использования имеется ряд внедренных в практику программ (для разных ЭВМ). Недостатком этой методики является отсутствие рекомендаций для расчета рассеяния примеси при заданных конкретных метеорологических условиях и кратковременно действующего источника, а также для больших расстояний, где начинает сказываться верхняя граница пограничного слоя.

Методика ИЭМ [16] также основана на применении модели (1.87), при несколько других допущениях о входных параметрах. Она предназначена для расчета рассеяния примеси, в том числе оседающей, от точечного или линейного источника на основе формул (6.7) и (6.8) при широком диапазоне метеорологических условий и содержит рекомендации для их определения по результатам метеорологических измерений. При этом предлагается использовать категории (классы) устойчивости, которые в разных вариантах можно определять по метеорологическим измерениям сетевого типа (см. п. 2.3), по градиентным измерениям в приземном слое или в слое до высоты источника. По классу устой-

чивости определяются входные диффузионные параметры. Приводятся также некоторые рекомендации для учета особых условий (штиля и слабого ветра; приподнятых инверсий; переходного времени суток). Время действия источника в пределах 1—300 мин учитывается с помощью формулы (3.41) для σ_y при $\alpha=0{,}2$. Недостатком этой методики также является отсутствие учета верхней границы пограничного слоя. Некоторые сравнения методики [128] и [16] будут приведены в п. 6.2.2.

Разделы пособия [16], касающиеся оседающей примеси, составлены на основе результатов опытов, изложенных в гл. 4 по [17]. Неограниченный рост K_z с высотой вносит меньшую погрешность в расчеты на больших расстояниях, чем для невесомой примеси, поскольку примесь почти не уходит вверх и практически не попадает под влияние верхней границы. Промежуточным безразмерным параметром, используемым для определения степени влияния гравитационного оседания, является отношение скорости оседания w_g к характеристике турбулентности по вертикали, которая определяется характером устойчивости и скоростью ветра (4.50). Методика позволяет с помощью формул и номограмм рассчитывать расстояние от проекции источника до максимума загрязнения, значение этого максимума; ширину следа как функцию x; его длину, определяемую как расстояние по оси до точки, где концентрация составляет определенную долю от максимальной; а также долю примеси, осевшую на заданном расстоянии по оси следа. Сравнение фактического и рассчитанного следа приведено в гл. 4 (см. рис. 4.23). Для достаточно тяжелых частиц, согласно п. 4.5.1, следует учитывать уменьшение параметров диффузии с ростом w_g, однако в методике ИЭМ это не предусмотрено.

Отметим еще модель ЛГМИ [68], основанную также на (1.87), которая пока не доведена до расчетной методики. В этой модели диффузионные параметры $K(z)$ и $U(z)$ определяются на основе численного решения системы уравнений горизонтально однородного и стационарного пограничного слоя атмосферы. Входными параметрами являются величины, определяющие структуру этого слоя — геострофический ветер и параметр устойчивости (см. п. 2.3).

Методики МАГАТЭ [128, 291] основаны на гауссовой модели рассеяния примеси (6.2)—(6.5). Они содержат рекомендации для определения дисперсий по входным метеорологическим параметрам. Это рекомендации, разработанные Паскуиллом и Гиффордом на основе результатов экспериментальных работ, широко применяются для различных расчетов в зарубежных исследованиях.

Наиболее полным по информативности является Руководство по безопасности АЭС, выпущенное на русском языке в 1982 г. [128]. Оно содержит описание модели атмосферной дисперсии, критерии для оценки турбулентности, таблицы и графики для определения по ним входных параметров модели σ_y и σ_z. При

этом предусматриваются разные варианты измерений необходимых метеорологических величин: вертикальных и горизонтальных пульсаций направления ветра (самый сложный вариант), вертикальных градиентов температуры (более простой) или инсоляции, облачности и скорости ветра на высоте флюгера (см. п. 2.3). В одном из вариантов предусматривается расчет числа Ri в слое рассеяния по значениям скорости ветра и температуры на его границах. Приводятся формулы для оценки дополнительных условий: эффективной высоты трубы, поправок на распад и вымывание осадками. Для сильно пересеченной местности и городских условий предлагаются те же формулы, но с несколько большими значениями σ_y и σ_z. Время экспозиции приемника в факеле учитывается с помощью степенной формулы (6.10) при $\alpha=0{,}4\ldots 0{,}5$. Поправка на штиль вводится в предположении, что за время затишья происходит известное накопление примеси, которое после прекращения штиля за небольшой промежуток времени выбрасывается за пределы места накопления.

В [128] приведена программа метеорологических исследований на площадке будущей АЭС. Обширные приложения содержат много фактического материала, эмпирических формул и графиков. Авторы не стремились к унификации своих рекомендаций, а напротив, старались привести все известные им результаты и варианты.

Другое руководство [291] предназначено для выполнения расчетов, необходимых при принятии решений после аварий на АЭС. Оно также включает общие понятия и представления, а рекомендуемые для расчетов модели классифицируются по степени сложности. Модель (6.2)—(6.4) с прямолинейной траекторией облака рекомендуется для быстрых оценок последствий аварий на небольших расстояниях. Для ее использования достаточно применять только микрокалькулятор. Эту программу рекомендуется использовать при проектировании АЭС для разработки мероприятий на случай аварии. Модель лагранжева облака с учетом временны́х и пространственных изменений вектора ветра рекомендуется для оценки последствий аварии в реальном времени и принятия решений, а трехмерные модели на основе K-теории — для анализа этих последствий, в том числе на дальних расстояниях.

Переводной справочник [76] посвящен в основном технологическим аспектам защиты атмосферного воздуха. В частности, в нем приведены характеристики выбросов различных промышленных производств, описаны способы их подавления, отбора проб на анализ. В разделе «Рассеяние примеси в атмосфере» изложены основы K-теории и статистической (гауссовой) модели, приводятся некоторые приемы оценки K_y и K_z в пограничном слое, а также описание категорий устойчивости и данные о параметрах гауссовой модели. Временно́е осреднение до 60 мин учитывается с помощью (6.10) при $\alpha=0{,}1\ldots 0{,}2$, а для 3—24 ч — путем «наложения факелов», оси которых меняют направление в зависимости от направления ветра. Приводится формула для клима-

тического осреднения на основе распределений ветра по скорости и направлению за месяц, сезон или год. Так же как и в [128, 291], приводятся краткие рекомендации для учета эффективного подъема факела, химических взаимодействий, вымывания, осаждения, а также приподнятой инверсии выше источника и затененности зданиями. В отдельном разделе кратко описаны модели (пакеты программ). Все они основаны на гауссовой модели и различаются прикладной направленностью. Приведены результаты сопоставления расчетов по гауссовой модели с данными опытов для низких и высоких источников. В первом случае сравнивались расположение осевой линии струи, ее ширина и концентрации. Во втором — максимальные осредненные за час концентрации в течение сезона или года. Получено удовлетворительное согласие и отмечены наиболее заметные расхождения.

В отечественном справочнике [67] раздел «Рассеяние примеси в атмосфере» главным образом посвящен гауссовой модели, хотя приводятся некоторые данные и о градиентных моделях. Здесь подробно и с учетом разных факторов приводятся формулы и рекомендации для расчета рассеяния примеси на ближних расстояниях. Например, изложены способы классификации условий устойчивости и приведены соотношения между ними, приведены интерполяционные формулы и графики для расчета σ_y и σ_z при разной шероховатости и различном времени осреднения. Достаточно полно освещен вопрос о влиянии времени осреднения, о способах учета расположения источника примеси по отношению к зданиям. Приводятся некоторые упрощенные формулы для быстрых оценок, а также модель расчета поведения облака, когда скорость ветра очень мала. Этот расчет производится на основе K-теории с учетом медленного перемещения центра тяжести облака (при 0,02 м^2/с $< K <$ 2 м^2/с) в зависимости от устойчивости. Учитываются в основном все факторы, влияющие на «истощение» облака (вымывание дождем, распад, сухое осаждение). Справочник не содержит рекомендаций для расчета переноса и рассеяния в мезомасштабном диапазоне.

В [69] также кратко изложены основные способы расчета рассеяния примесей.

6.2.2. О сравнении решений уравнения турбулентной диффузии при разном задании профилей U и K

Имеется довольно много аналитических решений полуэмпирического уравнения турбулентной диффузии (1.75) или (1.76), различающихся заданием профилей $K(z)$ и $U(z)$. С появлением ЭВМ вопрос о выборе аналитического представления этих профилей стал менее актуальным, поскольку при численном решении их можно задавать произвольным образом.

С точки зрения практического применения того или иного аналитического решения представляет интерес их сравнение между собой (см., например, [15, 23]). При этом возникает вопрос об

идентификации входных параметров. Если сравниваются модели при задании указанных профилей в виде $U_1=u_1^{(1)}\varphi_1(z)$; $K_1=k_1^{(1)}\psi_1(z)$ и $U_2=u_1^{(2)}\varphi_2(z)$; $K_2=k_1^{(2)}\psi_2(z)$, то $u_1^{(1)}$ и $u_1^{(2)}$, $k_1^{(1)}$ и $k_2^{(2)}$ должны выбираться так, чтобы выполнялось какое-то условие, например совпадение, U_1 и U_2, K_1 и K_2 в каком-то слое или на какой-то фиксированной высоте. В частности, при нейтральной стратификации имеет место логарифмический профиль скорости ветра, но его можно аппроксимировать и степенной функцией (2.26). Этой же функцией можно аппроксимировать профиль скорости ветра также и при устойчивой и неустойчивой стратификации. Связь между параметрами формулы (2.26) U_1 и p и параметрами теории подобия z_0, L и u_* приведена в [93, 111, 274].

Общим итогом сравнений различных решений уравнений (1.75) можно считать утверждение о том, что с помощью выбора «подгоночных» параметров любые две модели могут давать практически совпадающие результаты в некотором диапазоне входных данных (например, расстояний до источника примеси). Однако выход за пределы этих диапазонов может привести к расхождениям на порядок и более. Поэтому все полученные на этой основе расчетные формулы следует рассматривать как интерполяционные, выполняющиеся только в тех пределах, где они проверялись на экспериментальном материале или сравнивались между собой.

Приведем два примера таких сравнений. В [15, 23, 24] сравнивались решения уравнения (1.76) для оседающей ($w_g\neq 0$) примеси от источника на уровне h при граничном условии (1.77) и двух вариантах задания $K(z)$ и $U(z)$: $K(z)=k_1$, $U(z)=u_1$, v_s — произвольное; $K=BUz$, $U=\text{const}$, $v_s=w_g$. Основным объектом сравнений было приземное поле концентраций и отложений примеси по (1.78). Показано, что хотя зависимость приземной концентрации от расстояния до эпицентра источника в этих двух моделях принципиально различная (в первом случае выбывание примеси за счет осаждения ее на подстилающую поверхность происходит существенно быстрее, так что на больших расстояниях ее остается значительно меньше, чем во втором), при соответствующем подборе параметров моделей всегда существует достаточно большая область расстояний, где значения приземной концентрации различаются в таких пределах, что сравнение с экспериментальными данными не позволяет отдать предпочтение той или иной модели. Тем не менее модель с линейным ростом K от z физически более верная, так как в ней учитывается рост турбулентных вихрей с высотой и наличие у подстилающей поверхности области с малыми K. Еще более реалистичной является модель «с изломом» (линейный рост K до высоты приземного слоя δ, после чего $K=\text{const}$). Эта модель применялась при численном решении (1.76) в [7]. Сравнения результатов [15] при надлежащем подборе параметров показали, что такое уточнение

профиля K при расчете приземной концентрации оседающей примеси также не очень существенно. Таким образом, при аккуратном подборе параметров модели и соблюдении определенных пределов ее применимости все три модели пригодны для расчета приземных концентраций и плотности отложений от источника, расположенного в пределах пограничного слоя атмосферы.

Другой пример относится к вертикальному профилю концентрации невесомой примеси от локального источника, расположенного в приземном слое [53]. Анализ экспериментальных данных (см. гл. 3) приводит к зависимости (2.6) при $s=1{,}76$. Модельные расчеты при задании $K\sim z$ и $K\sim t$ (t — время диффузии) дают соответственно $s=1{,}0$ и 2,0. Задание $K\sim z^{1-m}t^{m}$, как показано в [137], приводит к промежуточному значению s, причем наилучшего совпадения с экспериментом удается достигнуть при $m=0{,}75$. Это, очевидно, связано с тем, что модель с K, не зависящим от времени диффузии вблизи источника, при $t<\tau_L$ неверна, а лагранжев масштаб τ_L в приземном слое возрастает с ростом z и, следовательно, t. В некотором приближении для практических расчетов концентрации пользуются нормальным распределением (при условии отражения от поверхности ($s=2$) оно ближе к реальным данным, чем $s=1$). Для высотного источника (вне приземного слоя) это утверждение на экспериментальном материале не проверялось.

6.2.3. Некоторые сравнения применяемых на практике методик

Основные формулы и параметры моделей, заложенных в основу методик [16, 68, 127, 128], приведены в табл. 6.4 и 6.5. Очевидно, что из всех выражений для σ_y наиболее физически верным является интерполяционная формула ЛГМИ, основанная на теории однородной турбулентности и удовлетворяющая предельным соотношениям для малых и больших t. Формула ИЭМ хорошо реализуется для меньших расстояний, чем формула ЛГМИ (в [16] предусмотрена возможность ее уточнения с помощью степенной зависимости σ_y от x). Добавка, связанная с k_0, (методика ГГО) существенно меняет σ_y при малых расстояниях, на которых концентрация примеси от высотных источников вблизи земли пренебрежимо мала. Поэтому учет данной добавки несуществен. Второй член формулы ГГО совпадает с выражением ИЭМ.

По-разному учитывается время экспозиции T. В методике ГГО точного указания нет, сказано только, что σ_φ должно быть получено за время T. Степень при T в методике ИЭМ и МАГАТЭ различна, по-видимому, потому, что в последней учитывается возможная зависимость σ_z от T. Для методики ЛГМИ при сравнении принято $\sigma_\varphi=0{,}15$; $\tau_L U=x_L=2{,}5$ км. Видно, что различия в σ_y невелики. В частности, они связаны с эмпирическим подбором коэффициентов, которые зависят от местных условий. Наименьшие значения имеют σ_y, рекомендованные в методике МАГАТЭ.

Таблица 6.4

Основные формулы и параметры моделей, применяемые в методиках расчета рассеяния невесомой примеси от точечного источника

Методика, источник	Интегральная по y концентрация от единичного источника при $z=0$ $q_l^{(1)}(x, 0)$	σ_y^2	Скорость ветра $U(z)$	K_z или σ_z	Входные параметры модели*	Способ учета времени экспозиции T, мин
ГГО; [7, 127]	Численное табулированное решение	$2k_0x + \sigma_\varphi^2 x^2$	$U_1 \dfrac{\lg \frac{z}{z_0}}{\lg \frac{z_1}{z_0}}$	$\nu_1 + k_1 \dfrac{z}{z_1}$, $z \leqslant h$ $\nu_1 + k_1 \dfrac{h}{z_1}$, $z \geqslant h$	σ_φ^2 k_0 k_1, U_1 z_0, ν_1	σ_φ^2 зависит от T
ИЭМ**; [16, 17]	$\dfrac{R^\rho e^{-R/x}}{\Gamma(1+\rho)\, U_h h x^\rho}$	$b_y^2(T)\, x^2$	$U_1 \left(\dfrac{z}{z_1}\right)^p$	$k_1 \left(\dfrac{z}{z_1}\right)^m$	b_y, U_1, k_1 m, p	$\dfrac{b_y(T)}{b_y(20)} = \left(\dfrac{T}{20}\right)^{0,2}$
ЛГМИ, [68]	Численное решение	$\dfrac{\sigma_v^2 x^2}{U^2\left(1 + \frac{x}{U\tau_L}\right)}$	Рассчитываются с помощью модели пограничного слоя		Входные параметры модели пограничного слоя атмосферы	Не учитывается
МАГАТЭ [128]	$\dfrac{2A(\Gamma)\rho}{\sigma_z U_h} e^{-\frac{h^2}{2\sigma_z^2}}$	$\sigma_y^2 = a_y x^{\alpha_y}$ или в виде графика	Скорость ветра на уровне источника U_h	$\sigma_z^2 = a_z x^{\alpha_z}$ или в виде графика	U_h, $\sigma_y(x)$, $\sigma_z(x)$ или a_y, a_z, α_y, α_z	$A(T) = \begin{cases} \left(\frac{3}{T}\right)^{0,5}, & 15 < T < 60 \\ \left(\frac{3}{l}\right)^{0,4}, & 60 < T < 240 \end{cases}$

* Задаются как функции устойчивости (σ_φ^2 — дисперсия пульсаций направления ветра.)

** ρ и R определяются по k_1, U_1, p и m.

Таблица 6.5

Рекомендуемые в методиках формулы и значения входных величин, использованные для сравнений

Методика	Входные значения для σ_y	$q_l^1(x, 0)$	Параметры для $q_l^1(x, 0)$
ГГО	$\sigma_y = 0{,}15$, $k_0 = 0{,}5$ м	Рекомендуется применять степенную модель, совпадающую с моделью методики ИЭМ	$m = 1$, $p = 0{,}16$ (степенная модель)
ИЭМ	$b_y = 0{,}13$	$z_1 \exp\left[-\frac{U_1 z^{1+p} h^{1+p}}{(1+p)^2 k_1 x}\right]$	$m = 1$, $p = 0{,}16$ (степенная модель)
МАГАТЭ	$0{,}08\ x$ (с графика)	$\frac{\sqrt{2}\ \exp\left[-h^2/2\sigma_z^2\right]}{\sqrt{\pi}\ \sigma_z U_h}$	σ_z с графика
То же*	$1{,}4\varkappa \left(\frac{z_1}{h}\right)^p \frac{x}{\ln z_1/z_0}$	То же	$0{,}4\varkappa \left(\frac{z_1}{h}\right)^p \frac{x}{\ln z_1/z_0}$

* Приведены формулы, выражающие σ_y и σ_z через параметры приземного слоя в соответствии с данными о подобии лагранжевых характеристик турбулентности (см. гл. 3); $\varkappa = 0{,}4$.

В табл. 6.5 приведены значения σ_y и σ_z, соответствующие полученным в гл. 3 закономерностям и выраженные через параметры U_1 и k_1, как в модели ИЭМ. При $h=50$ м и $z_0=0{,}018$ м рассчитанные σ_y совпадают с данными МАГАТЭ. (Напомним, что различия в осевой концентрации, связанные с σ_y, обратно пропорциональны отношению этих величин.)

Отношение осевых концентраций для моделей ИЭМ и МАГАТЭ, если считать $\sigma_z \sim x$, согласно табл. 6.5, составляют

$$\frac{q^{\text{ИЭМ}}(x,\ 0)}{q^{\text{МАГАТЭ}}(x,\ 0)} \sim e^{-\frac{a_1}{x}+\frac{a_2}{x^2}}, \qquad (6.27)$$

где a_1 и a_2 — численные коэффициенты, зависящие от параметров моделей.

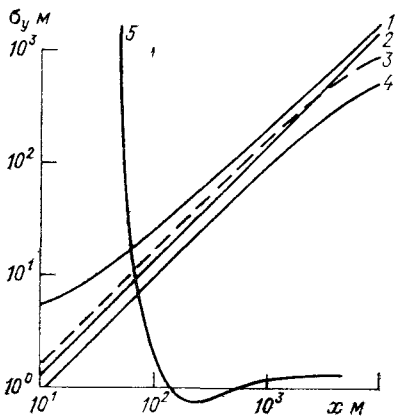


Рис. 6.3. Сравнение расчетных моделей. *1* — ГГО; *2* — ИЭМ; *3* — ЛГМИ; *4* — МАГАТЭ; *5* — отношение интегральных по y концентраций для *2* и *4*.

Очевидно, что при больших x это отношение перестает меняться с ростом x, а при малых x становится очень большим. При конкретном задании параметров моделей этот факт иллюстрирует рис. 6.3. При достаточно больших x и σ_z это отношение близко к единице.

Расчеты в точном соответствии с рекомендациями перечисленных методик были выполнены в [58]. Поскольку методика ГГО дает максимальные оценки, она не пригодна для расчета концентраций при различных метеорологических условиях, поэтому сравнения проводились только для двух методик. Полученные в результате экспериментов приземные концентрации и данные о метеорологических условиях были взяты из [186, 298, 299], в которых они приведены для широкого диапазона высот источника (80—500 м), скоростей ветра (3—14 м/с) и расстояний до источника (2—29 км) для неустойчивой и безразличной стратификации. Данные, представленные в [186], это результаты модельных опытов, выполненных на базе метеорологической мачты в Кабоу (Нидерланды). В [298] и [299] приведены результаты поле-

вых исследований вокруг тепловых электростанций и металлургического завода. В интервале расстояний от 2 до 10—15 км интегральные по оси y приземные концентрации удовлетворительно описываются обеими методиками, хотя в среднем методика ИЭМ дает несколько завышенную приземную концентрацию (в среднем в 1,5 раза при разбросе 0,2—14), а методика МАГАТЭ — заниженную (на 15—20 % при разбросе 10^{-4} — 3,5). Разброс отношений рассчитанных значений к экспериментальным примерно одинаков и достаточно велик. На больших расстояниях, более 20 км, начинает сказываться верхняя граница неустойчивого пограничного слоя (как «крышка», плохо пропускающая примесь вверх), что учитывается в методике МАГАТЭ и не учитывается в методике ИЭМ, поэтому последняя занижает приземные концентрации. В то же время для высоких источников методика МАГАТЭ на несколько порядков занижает концентрацию на близких расстояниях.

Таким образом, обе методики в целом удовлетворительны для практических расчетов, хотя в конкретных условиях могут давать различные результаты. К удовлетворительным результатам приводят и сравнения любой из этих методик с данными измерений загрязнений от промышленных источников. Примеры таких сравнений для методики ГГО, приведены в монографии [7]. В [35] методика ИЭМ с успехом используется для расчетов выбросов от трубы ГРЭС высотой 320 м. Обширные сравнения по данным измерений азотистых соединений от промышленных источников для модели [128] выполнены в [209].

6.2.4. Аппроксимации Дрекслера, Филипса и Пановского для дисперсий координат в струях примеси

Общим недостатком рассмотренных методик является слабое использование физических основ и большой вклад эмпирических зависимостей, полученных в локальных условиях проведения экспериментов. Это ограничивает возможности их применения. Понимание этих недостатков стимулировало исследователей на разработку способов расчета диффузионных параметров, в которых используются универсальные характеристики турбулентности. В первую очередь следует отметить работу [4], в которой предложено рассчитывать σ_y^2 для квазиоднородной турбулентности с помощью дисперсии поперечной компоненты скорости ветра, измеряемой в источнике примеси в течение периода его эмиссии, и отношения лагранжева масштаба турбулентности к эйлерову β (см. формулу (1.100)). Однако необходимость пульсационных измерений и специфических расчетов предъявляет дополнительные требования к измерительной аппаратуре, поэтому подход не получил широкого распространения.

Другая аппроксимация получена Дрекслером [181] на основе формул, предложенных Пановским

$$\sigma_y = \sigma_\varphi x f_y(t/\tau_L) = \sigma_v t f_y(t/\tau_L);$$

$$\sigma_z = \sigma_\psi x f_z(t/\tau_L) = \sigma_w t f_z(t/\tau_L), \qquad (6.28)$$

где σ_φ и σ_ψ — стандартные отклонения направления ветра по горизонтали и вертикали (в радианах). Функции f_y, f_z и τ_L, под-

Таблица 6.6

Формулы и входные параметры для (6.28) по Дрекслеру

Стратификация	Диффузия по горизонтали: f_y	τ_L с
	Наземные источники	
Устойчивая	$[1+0{,}90\,(t/\tau_L)^{0,5}]^{-1}$, $t<550$ с $[1+20\,t^{-0,5}]^{-1}$, $t>550$ с	300
Неустойчивая	$[1+0{,}90\,(t/\tau_L)^{0,5}]^{-1}$	300
	Высотные источники	
Устойчивая	$[1+0{,}90\,(t/\tau_L)^{0,5}]^{-1}$	1000
Неустойчивая	$[1+0{,}90\,(t/\tau_L)^{0,5}]^{-1}$	1000

Стратификация	Диффузия по вертикали: f_z	τ_L с
	Наземные источники	
Устойчивая	$[1+0{,}90\,(t/\tau_L)^{0,5}]^{-1}$	30
Неустойчивая	$\dfrac{0{,}3\,(t/\tau_L-0{,}4)^2}{0{,}16}+0{,}7$	100
	Высотные источники	
Устойчивая	$[1+0{,}945\,(t/\tau_L)^{0,806}]^{-1}$	100
Неустойчивая	$[1+0{,}90\,(t/\tau_L)^{0,5}]^{-1}$	500

бирались Дрекслером по данным диффузионных экспериментов (в том числе и для приведенных в гл. 2) для приземных и высотных источников отдельно (табл. 6.6). Высота источника в этих опытах составляла 7—150 м. Дрекслер отметил трудности описания всех случаев, встречающихся на практике с помощью формул вида (6.28) и предложил разделить наземные и высотные источники, особенно при оценках σ_z, когда полностью игнорировать

неоднородность турбулентности по вертикали в приземном слое нельзя.

Аппроксимационные формулы, приведенные в табл. 6.6, лишены физической основы. Поэтому Филипс и Пановский [260] предложили следующую формулу:

$$f(t/\tau_i) = 0{,}617\left[\frac{\tau_i}{t} - \frac{(\tau_i/t)^2}{5{,}25}\ln(1 + 5{,}25t/\tau_i)\right]^{1/2}, \qquad (6.29)$$

где $\tau_i = 5{,}25\tau_L$.

В [232] на основе работы [244] используется

$$f(t/\tau_i) = 0{,}541\left[\frac{\tau_i}{t} - \frac{(\tau_i/t)^2}{6{,}83}\left(1 - e^{-\frac{6{,}83t}{\tau_i}}\right)\right], \qquad (6.30)$$

где $\tau_i = 6{,}83\tau_L$.

Обе формулы получены в предположении, что лагранжева нормированная корреляционная функция скоростей аппроксимируется выражением $(1+\tau/\tau_L)^{-2}$ в первом случае и (1.25) во втором. Очевидно, что (6.30) и (1.26) идентичны.

Использовав те же данные что и Дрекслер, а также результаты лабораторных опытов, авторы [232] пришли к выводу, что при правильном подборе масштабов формулы (6.29) и (6.30), и кривые Дрекслера статистически не различимы. Разброс экспериментальных точек около этих кривых примерно одинаков, а корреляция рассчитанных и экспериментальных σ_y во всех трех случаях удовлетворительная.

6.3. Усовершенствованная статистическая модель, разработанная в ИЭМ

6.3.1. Основные положения

Статистическая гауссова модель обладает тем преимуществом, что позволяет с единых позиций исследовать процессы диффузии как относительно неподвижного начала координат, так и движущегося центра облака, а также описывать рассеяние примеси от непрерывно действующего и мгновенного источника. Модель для облака основана на представлении, что вещество распределено независимо друг от друга по всем трем направлениям координат по нормальному закону. В горизонтальном направлении это представление не встречает возражений. Вертикальная неоднородность приземного слоя приводит к мысли о том, что для распределения по вертикали нормальный закон не может быть справедливым. Однако как показывают экспериментальные данные (см. гл. 3) аппроксимация фактического распределения нормальным законом в приземном слое с учетом отражения от поверхности вполне допустима. Тем более она удовлетворительна за пределами приземного слоя.

Расчетные формулы модели имеют вид (6.2)—(6.3), однако для расчета мгновенной струи в (6.2) вместо σ_y и σ_z берется S_y и S_z, причем $U=\frac{d\tilde{x}}{dt}$. Формулы для линейных источников, перпендикулярных к направлению ветра, получаются из (6.2) и (6.3) при умножении их на $(2\pi)^{1/2}\sigma_y$, а экспонента с координатой y отсутствует.

Основным аргументом при расчете входных параметров для мгновенного источника является время диффузии t, которое через скорость сноса связано с координатой x. При расчете концентрации для непрерывно действующего источника применяется тот же прием — основным аргументом считается время диффузии, а не координата x, как это принято в [128, 7, 16] Это приводит к существенному упрощению расчетных формул. В зависимости от положения источника и от слоя, в котором протекает процесс диффузии, расчет σ_y и σ_z выполняется по-разному.

6.3.2. Расчет дисперсий координат в приземном слое

Расчет дисперсий координат в приземном слое основан на гипотезе подобия лагранжевой турбулентности и некоторых выводах, полученных при анализе экспериментальных результатов (см. гл. 3). Входными метеорологическими параметрами являются скорость трения u_* и масштаб Монина—Обухова L (см. (2.9) и (2.10)). Состояние термической устойчивости определяется по отношению высоты центра тяжести облака $\bar{z}$ к L: если $\bar{z}\ll|L|$ условия рассеяния близки к нейтральным; если $\bar{z}$ сравнимо или больше $|L|$, влияние сил плавучести доминирует и условия близки к устойчивым или неустойчивым. Таким образом расчет одной и той же струи или облака при разных $\bar{z}$ может производиться по разным формулам.

При нейтральной стратификации, пределы которой определяются условиями $-0{,}2\leqslant\bar{z}/L\leqslant 0{,}1$, все стандартные отклонения линейно связаны со временем диффузии, тогда для всех координат

$$\sigma^2=a_1^2u_*^2t^2,$$

$$S^2-S_0^2=a_1^2u_*^2t^2, \qquad (6.31)$$

где a_1 — константа, принимающая разные значения; S_0^2 — характеристика начального размера облака *.

---

* Следует обратить внимание на то, что система обозначения констант в гл 6 упрощена и отличается от гл 3

Аналогичные зависимости выполняются при слабой неустойчивости и слабой устойчивости, но с другими константами. Высота центра тяжести также линейно зависит от t, а для его скорости перемещения по оси x применяется логарифмический профиль ветра

$$\bar{z} - h = b_1 u_* t; \quad \bar{x} = \frac{u_* t}{\varkappa} \ln \frac{0{,}29 u_* t}{e z_0}. \tag{6.32}$$

Под влиянием земной поверхности максимум распределения примеси в облаке (6.2) и центр его тяжести не совпадают. Поэтому для вертикального распределения используются три характеристики: дисперсия мгновенного факела S_z^2; дисперсия осредненной струи относительно центра тяжести $\sigma_z^2 = \overline{(z - \bar{z})^2}$ и $\overline{z^2}$. Все они подчиняются зависимости (6.31), но с разными константами, причем $\sigma_z = \sqrt{\frac{\pi}{2}}\,\bar{z}$.

Для сильной неустойчивости общая формула (вместо (6.31)) имеет вид

$$\sigma^2 = a_2^2 u_*^3 t^3 |L|^{-1}; \quad \bar{z} - h = b_2 u_*^{3/2} t^{3/2} |L|^{-1/2}, \tag{6.33}$$

а для сильной устойчивости

$$\sigma^2 = a_3^2 u_* L t. \tag{6.34}$$

В (6.34) вместо σ^2 можно подставить также $S^2 - S_0^2$ при этом константы будут уже другими. В отличие от σ_z и S_z величины σ_y и S_y до бо́льших значений $\bar{z}/L$ подчиняются закономерностям (6.31).

Значения констант дают возможность кусочно аппроксимировать широкий диапазон состояний (табл. 6.7). Для поперечной дисперсии координат на основе работ [44—47, 59—61] и ряда дополнительных экспериментальных данных А. В. Найденовым были получены более удобные на практике интерполяционные формулы

$$\sigma^2 = \begin{cases} \tilde{a}_1 (u_* t)^2 + \tilde{a}_2 \left(\dfrac{u_* t}{|L|}\right)^3, & L < 0, \\ \tilde{a}_3 (u_* t)^2 \left[1 + \tilde{a}_4 \dfrac{u_* t}{L}\right]^{-1}, & L > 0, \end{cases} \tag{6.35}$$

где

	$\tilde{a}_1$	$\tilde{a}_2$	$\tilde{a}_3$	$\tilde{a}_4$
для $S_y^2 - S_0^2$ . . .	0,176	0,138	0,29	0,06
для σ_y^2	1,56	1,44	1,56	0,24

На рис. 6.4 приведено сравнение (6.35) с кусочными зависимостями.

Для применения приведенных формул необходимо знать характеристики приземного слоя z_0, u_* и L и задать требуемые для конкретной задачи значения x или t, причем переход от одних величин к другим должен производиться по формулам

$$x = U(\bar{z})\,t \tag{6.36}$$

и (2.11)—(2.13) для расчета $U(\bar{z})$. Далее определяются $\bar{z}$ и необходимые дисперсии. Если время действия источника или время

Таблица 6.7

Константы для расчета дисперсий координат в формулах (6.31) — (6.34)

Диапазон $\bar{z}/L$	Общая формула	Осредненная дисперсия		Относительная дисперсия		$z - h$
		по y	по z	по y	по z	
—0,2... 0,0	$a_1 u_* t$	1,28	0,36	0,48	0,30	0,40
—1,0... —0,2	То же	1,9	0,75	0,56	—	—
—3,3... —1,0	То же	—	—	0,75	—	—
0,0... 0,1	То же	0,46	0,46	—	—	—
<—3,3	$a_2 (u_* t)^{3/2} \lvert L \rvert^{-1/2}$	0,42	1,1	0,25	1,0	0,91
>0,1*	$a_3 (u_* L t)^{1/2}$	—	0,86	—	0,2	0,20
>0,25	То же	0,86	—	0,2	—	—

* Для σ_z.
** Для σ_y.

экспозиции приемника превышают 10 мин, то поправку для σ_y можно рассчитать по формуле (3.41).

В переходное время суток данная методика, как впрочем, и все другие, может быть использована только с рядом ограничений, так как результаты расчета будут верны только в течение получаса. Поэтому при необходимости расчет повторяют с новыми входными метеорологическими данными. Кроме того, следует различать характер поведения дымовых струй утром и вечером. В утренние часы наблюдается разрушающаяся снизу приподнятая инверсия и загрязняющая примесь интенсивно перемешивается только под ней. Концентрацию примеси от точечного непрерывного источника в этом случае можно оценить по приближенной формуле (6.4), где h_B — нижняя граница приподнятой инверсии, а распределение по z при достаточно больших x считается равномерным. В вечерние часы образуется приземная инверсия, выше которой может наблюдаться неустойчивая или нейтральная стратификация. Для источников примеси со значительным перегревом дымовые струи могут рассеиваться выше тонкого слоя растущей вверх инверсии. В этом случае примесь может не доходить до земной поверхности и рассеяние по вертикали сле-

дует считать, начиная с высоты слоя инверсии. Таким образом, для условий, нестационарных за счет суточного хода, необходимо знать высоту нижней и верхней границ приземной инверсии температуры.

Расчет поля концентрации по данной методике ограничен по горизонтали длиной квазиоднородной подстилающей поверхности ($\simeq$1 км). Учет резкой неоднородности подстилающей поверхности (суша—вода, ровная поверхность — холм, поле—лес и т. д.) и резкой нестационарности метеоусловий (прохождение через пункт атмосферного фронта или микрофронта, связанного с локальной циркуляцией) не предусмотрен. Погрешности вычисления поля концентрации связаны с ошибками измерений средних значений входных параметров, с нарушением условий стационарности и горизонтальной однородности турбулентного потока, неточностью интерполяционных формул, неточностью эмпирических кон-

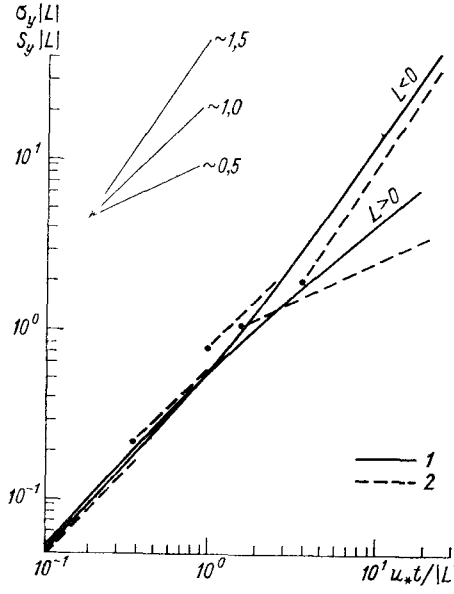


Рис. 6.4. Сравнение интерполяционных зависимостей (6.35) (*1*) с кусочно-линейными (*2*).

стант, неточностью определения мощности источников. В целом они минимальны при условиях, близких к нейтральным, и достигают 20—30 % для дисперсий координат и 55—70 % для концентрации.

6.3.3. Расчет параметра вертикальной диффузии в слое перемешивания

Если горизонтальный масштаб диффузии превышает 1—3 км, то процесс рассеяния протекает уже за пределами приземного слоя атмосферы, даже в случае, когда источник наземный. Это значит, что для $t > 0{,}5 \ldots 1$ч или $x > 1 \ldots 3$ км необходимо учитывать высоту пограничного слоя, так как она ограничивает вертикальное рассеяние примеси. Свободная атмосфера, расположенная выше пограничного слоя, характеризуется отсутствием мелкомасштабной турбулентности и является своеобразной «крышкой». В настоящей модели влияние свободной атмосферы учитывается путем ограничения σ_z.

Если считать, что параметр Кориолиса не должен влиять на σ_z (ввиду малости пространственного масштаба движения по z), то при условии нейтральной стратификации положим (см. [48])

$$\sigma_z^2 = h_B^2 \varphi_1\left(\frac{u_* t}{h_B},\ \frac{u_* t}{h},\ \frac{u_* t}{S_0}\right), \tag{6.37}$$

где φ_1 — универсальная функция безразмерных комплексов $u_* t/h$, $u_* t/h_B$ и $u_* t/S_0$; S_0 — начальный размер облака.

При $t \gg h/u_*$ или $h=0$ (наземный источник) абсолютная дисперсия координат σ_z^2 является универсальной функцией только одного аргумента $u_* t/h_B$. При этом, если источник расположен в пределах приземного слоя, то при малых t формула (6.37) должна совпадать с (6.31). После выхода за пределы приземного слоя рост σ_z^2 с увеличением t ограничивается высотой слоя перемешивания, а σ_z достигает в пределе ch_B при близком к равномерному распределению примеси в слое h_B. Из этих предельных соотношений легко получить интерполяционную формулу, которая приближенно описывает зависимость σ_z^2 от времени диффузии

$$\sigma_z^2(t) = c^2 h_B^2 \frac{a_1^2 u_*^2 t^2}{c^2 h_B^2 + a_1^2 u_*^2 t^2}. \tag{6.38}$$

Потребовав, чтобы при достаточно больших t формула (6.2) при σ_z из (6.38) для наземного источника давала то же значение приземной концентрации, что и (6.4), получим $c=0{,}8$, причем на верхней границе $z=h_B$ концентрация составит 46 % от приземной. При $c=1$ приземная концентрация составит 80 % от рассчитанной по (6.4), зато распределение по z будет более равномерным, и концентрация при $z=h_B$ составит 60 % от приземной. Таким образом, константу c целесообразно выбирать между 0,8 и 1,0.

Характерным временем диффузии можно считать время t_1, при котором σ_z^2 равна половине своего предельного значения

$$t_1 = \frac{c}{a_1}\frac{h_B}{u_*}. \tag{6.39}$$

Формула для относительной дисперсии координат с учетом начального размера облака аналогична (6.38), но с другим коэффициентом a_1.

При условиях, отличных от нейтральных, начинают действовать силы Архимеда. С ростом неустойчивости или с увеличением $\bar{z}$ влияние этих сил растет, и при малом $|L|$ или большом $\bar{z}/|L|$ для дисперсии координат, так же, как это сделано в п. 4.3, можно записать

$$\sigma_z^2 = h_B^2 f\left(\frac{w_* t}{h_B}\right), \tag{6.40}$$

где w_* — масштаб конвективной скорости (2.21). Для малых времен диффузии дисперсия совпадает с (6.33) или, с учетом выражения для w_*

$$\sigma_z^2 = a_2^2 \varkappa \zeta^3, \tag{6.41}$$

где $\zeta = \dfrac{w_* t}{h_B}$.

При достижении облаком размеров сравнимых с h_B, скорость его роста должна убывать, а $f(\zeta)$ должно быть ограничено. Таким образом, получаем интерполяционную формулу

$$\sigma_z^2(t) = c^2 h_B^2 \frac{\varkappa a_2^2 \zeta^3}{c^2 h_B^2 + \varkappa a_2^2 \zeta^3}. \tag{6.42}$$

Характерное время, по аналогии с (6.39), составляет

$$t_1^{(H)} = (c^{-2} \varkappa a_2^2)^{-1/3} \frac{h_B}{w_*}. \tag{6.43}$$

Для относительной дисперсии формула аналогична, но с другой константой и с учетом начального размера.

Сравнивая (6.40)—(6.43) с параметризационными формулами для условий конвекции, приведенными в п. 4.3, отметим, что они выражены в одних и тех же переменных. Формулы (6.40)—(6.43) не предназначены для расчетов диффузии примеси от высотных источников и поэтому их применение ограничено. Более точный учет особенностей диффузии по вертикали при конвекции приведен в п. 4.3.

В случае устойчивости приземного и пограничного слоев при малых t для низкого источника используют формулу (6.34), а при больших t, как и ранее, осуществляется тот же предел. Интерполяционная формула, учитывающая эти режимы, имеет вид

$$\sigma_z^2(t) = \frac{c^2 h_B^2 a_3^2 u_* L t}{c^2 h_B^2 + a_3^2 u_* L t} \tag{6.44}$$

с характерным временем диффузии

$$t_1^{(y)} = \frac{c^2 h_B^2}{a_3^2 u_* L}. \tag{6.45}$$

В случае очень сильной устойчивости корреляция скоростей частиц примеси может быть ослаблена настолько, что время диффузии выпадает из числа определяющих параметров. В этом случае дисперсия координат частиц будет описываться выражением

$$\sigma_z^2 = u_*^2 T_B^2 F\left(\frac{h_B}{u_* T_B}\right) = L^2 F\left(\frac{h_B}{u_* T_B}\right), \tag{6.46}$$

где $T_B^{-1} = gH_0/(\overline{T}u_*^2)$ с точностью до константы совпадает с частотой Брента—Вяйсяля N.

Из (6.46) следует, что дисперсия координат в случае сильной устойчивости перестает расти со временем, а в слое h_B никогда не может быть достигнуто равномерное распределение примеси по вертикали. (Физическое обоснование этого факта приведено в п. 4.4.)

При равновесной стратификации атмосферы и в условиях слабой неустойчивости, когда вертикальные градиенты скорости ветра малы, для источника примеси, расположенного выше приземного слоя, при условии $h < u_* t < h_B$ абсолютную и относительную дисперсии координат можно рассчитать по формулам, справедливым для однородной турбулентности (1.26), где в общем случае ε, σ_w и τ_L^w — функции высоты и устойчивости в слое рассеяния. Для практических расчетов значения этих величин следует брать на эффективной высоте источника или же осреднять в слое рассеяния. При $u_* t \simeq h_B$ должно чувствоваться влияние границ слоя перемешивания, так что можно воспользоваться интерполяционной формулой

$$\sigma_z^2(t) = c^2 h_B^2 \frac{2\sigma_w^2 (\tau_L^w)^2 (\eta - 1 + e^{-\eta})}{c^2 h_B^2 + 2\sigma_w^2 (\tau_L^w)^2 (\eta - 1 + e^{-\eta})}, \qquad (6.47)$$

где $\eta = t/\tau_L^w$; c — та же константа, что и ранее.

Для относительной дисперсии можно построить аналогичную формулу.

Приведенные интерполяционные формулы позволяют рассчитывать дисперсии координат частиц в вертикальной плоскости для значительного числа ситуаций, встречающихся на практике. При этом необходима информация о состоянии приземного слоя и высоты слоя перемешивания, а также о распределении с высотой σ_w и ε или масштаба τ_L^w.

6.3.4. Интерполяционные формулы для дисперсий координат в горизонтальной плоскости

В отличие от процесса рассеяния по вертикали, в горизонтальной плоскости рассеяние примеси обусловлено не только мелкомасштабной турбулентностью, но и влиянием крупномасштабной двумерной турбулентности, а также сдвига вектора ветра. Если ограничиваться периодами времени порядка часа, то влиянием вихрей синоптического масштаба можно пренебречь и учитывать только сдвиг вектора ветра. В [173] показано, что влияние сдвига ветра в пограничном слое атмосферы на диффузию по горизонтали сказывается только в случае, когда вертикальный размер облака становится соизмеримым с h_B. Таким образом, существуют интервалы t, для которых влиянием этого фактора можно

пренебречь, однако в некотором диапазоне t он является доминирующим. Как правило, поворот ветра с высотой в слое невелик. Поэтому, если выбрать ось вдоль среднего направления облака, сдвиг ветра по скорости и направлению можно учесть путем добавления соответствующих членов, имеющих вид (1.88)—(1.92), к выражениям для дисперсии, вытекающим из представлений об однородной турбулентности. Тогда для расчета мгновенных концентраций имеем

$$S_x^2 = S_0^2 + c(\varepsilon S_0)^{2/3}(\tau_L^u)^2(1-e^{-\eta})^2 + \\ + 2\sigma_u^2(\tau_L^u)^2\left(\eta - \frac{3}{2} - \frac{1}{2}e^{-2\eta} + 2e^{-\eta}\right) + \\ + \frac{1}{3}\left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^2 S_z^2 t^2, \tag{6.48}$$

где $\eta = t/\tau_L^u$, S_z — масштаб облака по вертикали.

Для S_y^2 формула аналогична, но добавочный член выражается через $\widetilde{\psi}^2 = \left[U\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right]^2$ — квадрат средней скорости изменения поперечной компоненты ветра с высотой (φ — направление ветра).

Общее выражение для поперечной относительно закрепленной оси дисперсии координат из соображения гипотезы подобия лагранжевых характеристик турбулентности в слое перемешивания имеет вид

$$\sigma_y^2 = u_*^2 t^2 \Phi\left(\frac{u_* t}{h_B}, \frac{u_* t}{h}, \frac{z_0}{\tilde{z}_0}, \tilde{\psi} t\right). \tag{6.49}$$

Величина $\widetilde{\psi}$ в (6.49) считается внешним параметром. Как показано в гл. 3, аргумент $z_0/\widetilde{z_0}$ — отношение параметров микро- и мезошероховатости, существенно влияет на σ_y^2 в приземном слое. Однако, при достаточно больших временах диффузии или же над однородной подстилающей поверхностью этим эффектом можно пренебречь, также как и величиной $h/u_* t$. Для $h < u_* t < \delta$ (δ — высота приземного слоя атмосферы), функция Φ должна стремиться к константе α_y из формулы (3.10). При $u_* t > h$ влияние h_B начнет проявляться раньше, чем влияние сдвига ветра. Разделить эти факторы, а тем более получить в явном виде функцию Φ не удается. Тем не менее можно предложить некоторые интерполяционные формулы, в частности, для условий, близких к нейтральной стратификации

$$\sigma_y^2 = \begin{cases} a_1^2 u_*^2 t^2, & h \ll u_* t < \delta, \\ a_v + 2\sigma_v^2(\tau_L^v)^2(\eta - 1 + e^{-\eta}) + a_y \tilde{\psi}^2 S_z^2 t^2, & u_* t > \delta, \end{cases} \tag{6.50}$$

где

$$\eta = \frac{t - \delta/u_*}{\tau_L^v}.$$

Первая формула (6.50) описывает рост σ_y^2 в условиях, когда облако находится в приземном слое, а вторая — когда оно вышло за его пределы. При этом считается, что вклад мелкомасштабной турбулентности в случае однородного слоя и сдвига вектора ветра аддитивны. Третий член во второй формуле (6.50), согласно (1.92), описывает влияние сдвига направления ветра. Слагаемое

$$a_v = \left[a_1^2 u_*^2 - a_y \tilde{\psi}^2 S_z(t_k)\right] t_k^2, \tag{6.51}$$

($t_k = \delta/u_*$) вводится для выполнения физически необходимого условия непрерывности и дифференцируемости σ_y^2. Из (6.50) следует, что для всех рассматриваемых времен диффузии, кроме самых малых, σ_y^2 никогда не будет пропорциональна t, что хорошо подтверждается экспериментальными данными о рассеянии примеси в приземном и пограничном слоях атмосферы. Таким образом, формула (6.50) позволяет приближенно учесть влияние неоднородности поля ветра по вертикали на диффузию примеси в горизонтальной плоскости. Для относительной дисперсии координат интерполяционные формулы имеют вид

$$S_y^2 - S_0^2 = \begin{cases} a_1^2 u_*^2 t^2, \quad h \ll u_* t < \delta, \\ c_v + c\,(\varepsilon\delta_k)^{2/3} (\tau_L^v)^2 (1 - e^{-\eta}) + 2\sigma_v^2 (\tau_L^v)^2 \left(\eta - \frac{3}{2} - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} e^{-2\eta} + 2e^{-\eta}\right) + a_y' \tilde{\psi}_y^2 S_z^2(t)\, t^2 \quad \text{при} \quad u_* t > \delta \ \text{и} \ \eta = t/\tau_L, \end{cases} \tag{6.52}$$

где $\delta_k = S_y/t_k$; c_v находится аналогично a_v; $a_y' = {}^1/_4 a_y$ согласно [217].

Для S_x формула аналогична. При условиях, отличных от нейтральной стратификации, формулы для σ_y^2, S_y^2 строятся аналогично приведенным выше с учетом величин σ_v^2 и ε, средних для всего слоя перемешивания.

6.3.5. Положение центра тяжести облака, возникшего в приземном слое

Вследствие вертикальной неоднородности скорости ветра в слое перемешивания центр тяжести облака частиц будет подниматься вверх так же, как и в приземном слое атмосферы, однако средняя скорость подъема при условиях, близких к нейтральной стратификации, будет меньше, чем в приземном слое. С ростом времени диффузии она уменьшается до нуля, а $\bar{z}$ не превышает

$^1/_2 h_B$. Такую зависимость можно выразить в виде интерполяционной формулы

$$\bar{z}(t) = h_B \frac{h + b_1 u_* t}{h_B + 2(h + b_1 u_* t)}, \tag{6.53}$$

откуда время достижения $\bar{z} = h_B/4$ равно $\dfrac{h_B - 2h}{2b_1 u_*}$ и имеет порядок нескольких сотен секунд. Приведенная формула справедлива для источника, расположенного в приземном слое атмосферы.

В условиях умеренной и сильной неустойчивости формула для $\bar{z}$ может быть представлена в виде

$$\bar{z}(t) = z_i \frac{h + b_2 u_*^{3/2} t^{3/2} |L|^{-1/2}}{z_i + 2\left(h + b_2 u_*^{3/2} t^{3/2} |L|^{-1/2}\right)}. \tag{6.54}$$

Для умеренной и тем более устойчивой стратификации значения вертикальной скорости столь малы, что изменением высоты центра тяжести облака со временем можно пренебречь.

Расчет средней скорости переноса облака зависит от полноты имеющейся аэрометеорологической информации (см. п. 5.3). При наличии пункта аэрологического зондирования в радиусе 100 км и промежутка времени между созданием облака и проведением радиозондирования в пределах трех часов следует использовать данные о фактическом профиле ветра и рассчитывать траектории облака в слое между его нижней и верхней границами. Если имеется информация о ветре только на уровне флюгера U_Φ и на уровне эффективной высоты облака U_h, то скорость переноса в слое рассеяния можно рассчитать по формулам:

$$U = \frac{1}{2}\left(U_\Phi^2 + U_h^2 + 2U_\Phi U_h \cos\psi\right)^{1/2},$$

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{U_\Phi \sin\psi}{U_\Phi \cos\psi + U_h}, \tag{6.55}$$

где ψ — угол между направлением ветра на высоте флюгера и на высоте источника; φ — угол направления траектории по отношению к направлению ветра на уровне флюгера. Если эффективная высота источника больше высоты приземного слоя, то эйлерова скорость на этой высоте будет удовлетворительной оценкой до расстояний порядка 10 км. Если имеются только наземные данные, то расчет можно вести по формулам (5.16).

6.3.6. Входные параметры

Для расчета параметров диффузии, а в конечном счете и концентрации примеси в слое перемешивания, необходимо опреде-

лять такие входные параметры, как u_*, H_0, h_B или z_i, $\frac{\partial u}{\partial z}$, $\widetilde{\psi}$, σ_w^2, σ_u^2, σ_t^2, ε на основе стационарных метеорологических и аэрологических измерений. Приведем некоторые рекомендации, дополняющие сказанное в п. 2.3.

С помощью аэрологических измерений получают профили температуры и вектора скорости ветра. По профилю температуры, в первую очередь, определяется высота слоя перемешивания: при наличии приподнятой инверсии, расположенной на высотах в несколько сотен метров от земной поверхности, ее нижняя граница z_i служит хорошей оценкой h_B [155]. В случае приземной инверсии (в ночные часы), высоту h_B оценивают обычно по высоте максимума скорости ветра (ось струи) или по верхней границе слоя инверсии. Следует помнить, что h_B является функцией времени суток, поэтому данные аэрологических измерений в переходный период нельзя распространять на период времени, больший одного часа. Для грубой оценки высоты слоя перемешивания, можно воспользоваться формулой $h_B = au_*/f$, где a — эмпирический коэффициент, который в зависимости от параметра устойчивости может меняться от 0,05 до 0,40. В [155] использовалось $a = 0{,}185$, проверенное на эмпирическом материале. Для $z_0 = 0{,}05$ м и $f = 10^{-4}$ с$^{-1}$ в этом случае получается простая оценка

$$h_B \simeq 125 U_{10}, \tag{6.56}$$

где U_{10} — средняя скорость ветра на высоте 10 м.

Формула (6.56) пригодна для зимних условий при нейтральной и слабо (или умеренно) устойчивой стратификации в средних широтах [114]. Для летних условий коэффициент a должен быть увеличен. При умеренной и сильной неустойчивости, согласно [155], он должен быть удвоен, что совпадает и с нашей оценкой.

Высота слоя перемешивания и профиль средней скорости ветра могут быть получены для дневных условий по методу [279]. Основные входные данные для него — местное время, месяц, балл облачности, геострофический и приземный ветер. Оценкой высоты слоя перемешивания может служить также высота слоя отражения акустических и оптических волн, полученная с помощью акустического локатора или лидара.

Зная направление ветра на высоте h_B, можно получить оценку угла поворота средней скорости ветра с высотой $\alpha = \varphi_B - \psi_\Phi$, что, в свою очередь, позволяет вычислить скорость изменения поперечной компоненты ветра с высотой $\widetilde{\psi}$. Для корректного расчета σ_z и σ_y необходимо знать также высоту приземного слоя атмосферы δ. Согласно [84], при нейтральной температурной стратификации она составляет около 30 м, при сильной устойчивости $\delta \simeq 0{,}28L$. Для расчета приземных значений турбулентных потоков тепла H_0 и импульса u_*^2 можно воспользоваться простыми

градиентными измерениями у земной поверхности в 2-метровом слое и любой расчетной методикой (см. [111]) или методикой [114], основанной на доступной аэросиноптической информации (необходимо знать геострофический ветер, а также разности средних температур на поверхности 850 гПа и у земной поверхности).

Наибольшую трудность вызывает расчет турбулентных характеристик σ_w, σ_v, σ_u, ε. В настоящее время имеются две возможности — определение этих характеристик по типовым экспериментальным данным, характерным для местности, где они получены, или использование моделей, параметризующих вертикальный ход турбулентных характеристик. Несмотря на большую изменчивость профилей турбулентных характеристик, связанную с различными факторами, их использование на практике целесообразно.

Ниже для расчета вертикального распределения эйлеровых турбулентных характеристик выбрана модель, описанная в [5, 194, 195, 239, 313—316]. Модель основана на многочисленных измерениях характеристик турбулентности с помощью самолета-лаборатории в слое перемешивания и выше и гипотезы подобия турбулентных характеристик в этом слое. Модель является интерполяционной и наибольшие отклонения от действительности дает у верхней границы слоя перемешивания. Благодаря простоте она используется на практике как первое приближение. Проведенные нами расчеты для условий, не сильно отличающихся от нейтральных, при сравнении с экспериментом дали удовлетворительные результаты. Приведем необходимые для расчета основные параметризационные формулы (с учетом подправленных коэффициентов анизотропии на основе данных об их изменении с высотой).

Для неустойчивого слоя перемешивания и стандартных отклонений скорости ветра и скорости диссипации турбулентной энергии эти формулы имеют вид

$$\sigma_w = c_w w_* (1 - z/z_i)^{1/3},$$

$$\sigma_u = \sigma_v = c_u \sigma_w z^{-1/3},$$

$$\varepsilon = c_\varepsilon \frac{w_*^3}{z_i}(1 - z/z_i) + \varepsilon(z_i);\ \ \varepsilon(z_i) \simeq 1\ \text{см}^2/\text{с}^3,$$

$$c_w = 0{,}56,\ \ c_\varepsilon = 1{,}0,\ \ c_u = 6{,}6\ \text{м}^{-1/3}. \qquad (6.57)$$

Формулы для нейтрального слоя перемешивания имеют вид

$$\sigma_w = c_w u_* (1 - z/h_B),$$

$$\sigma_u = c_u \sigma_w;\ \ \sigma_v = c_v \sigma_w,$$

$$\varepsilon = c_\varepsilon u_*^3 z^{-1} (1 - z/h_B)^3 + \varepsilon(h_B);\ \ \varepsilon(h_B) \simeq 0{,}4\ \text{см}^2/\text{с}^3,$$

$$c_u = 2{,}0;\ \ c_v = 0{,}8 c_u;\ \ c_w = 1{,}3;\ \ c_\varepsilon = 2{,}5. \qquad (6.58)$$

Для устойчивого слоя перемешивания формулы имеют вид

$$\sigma_w = c_w u_* (1 - z/h_B)^{3/2},$$

$$\sigma_u = c_u \sigma_w, \quad \sigma_v = c_v \sigma_w,$$

$$\varepsilon = c_\varepsilon \frac{u_*^3}{z} (1 - z/h_B)^{3/2} + \varepsilon(h_B), \tag{6.59}$$

$\varepsilon(h_B)$, c_u, c_v, c_w и c_ε — те же, что для (6.58). Значения ε на высоте слоя перемешивания получены из обобщенных экспериментальных данных в свободной атмосфере [126, 65, 120], а также работ, посвященных измерению ε в слое перемешивания [194, 195, 239, 306, 313, 316].

Произведя осреднение турбулентных характеристик по высоте слоя перемешивания, а также учитывая период наблюдения за облаком примеси (время диффузии) при расчете горизонтальных компонент дисперсий отклонений скорости ветра, для случая неустойчивой стратификации получим

$$\overline{\sigma_w^2} = 0{,}188 w_*^2; \quad \overline{\sigma_u^2} = \overline{\sigma_v^2} = 0{,}157 w_*^2 \left(\frac{t}{T}\right)^{0{,}35},$$

$$\bar{\varepsilon} = 0{,}5 w_*^3/z_i + \varepsilon(z_i),$$

$$\overline{\tau_L^w} = 0{,}10 z_i/w_*, \quad \overline{\tau_L^u} = \overline{\tau_L^v} = 0{,}5 z_i/w_*. \tag{6.60}$$

Для нейтрального слоя перемешивания

$$\overline{\sigma_w^2} = 0{,}56 u_*^2, \quad \overline{\sigma_u^2} = 1{,}33 u_*^2 \left(\frac{t}{T}\right)^{0{,}35},$$

$$\overline{\sigma_v^2} = 0{,}84 u_*^2 \left(\frac{t}{T}\right)^{0{,}35},$$

$$\bar{\varepsilon} = 2{,}5 \frac{u_*^3}{h_B} \left(\ln \frac{h_B}{z_0} - 1{,}8\right) + \varepsilon(h_B),$$

$$\overline{\tau_L^w} = \frac{\overline{\sigma_w^2}}{3{,}8\bar{\varepsilon}}, \quad \overline{\tau_L^u} = \frac{\overline{\sigma_u^2}}{0{,}6\bar{\varepsilon}}, \quad \overline{\tau_L^v} = \frac{\overline{\sigma_v^2}}{0{,}6\bar{\varepsilon}}. \tag{6.61}$$

Для устойчивого слоя перемешивания

$$\overline{\sigma_w^2} = 0{,}4 c_w^2 u_*^2; \quad \overline{\sigma_u^2} = 0{,}4 u_*^2 \left(\frac{t}{T}\right)^{0{,}35}, \quad \overline{\sigma_v^2} = 0{,}4 c_v^2 u_*^2 \left(\frac{t}{T}\right)^{0{,}35},$$

$$\bar{\varepsilon} = c_\varepsilon \frac{u_*^3}{h_B} \left(\ln \frac{2h_B}{z_0} - 3{,}57\right) + \varepsilon(h_B),$$

$$\overline{\tau_L^w} = \frac{\overline{\sigma_w^2}}{3{,}8\bar{\varepsilon}}, \quad \overline{\tau_L^u} = \frac{\sigma_u^2}{0{,}6\varepsilon}, \quad \overline{\tau_L^v} = \frac{\sigma_v^2}{0{,}6\bar{\varepsilon}}, \tag{6.62}$$

где t — время диффузии, T — период осреднения используемых экспериментальных данных.

Как правило, T выбирается равным 20—30 мин. В целях оценки достоверности формул (6.60)—(6.62) для временных масштабов больше 3 ч были проведены расчеты σ_y и σ_x. Сравнение расчетных данных с данными натурных измерений [81, 183, 212, 263] показало пригодность этих формул, после чего параметризация характеристик турбулентности в слое перемешивания была использована в лагранжевой модели регионального переноса и рассеяния полидисперсной примеси в нижних слоях тропосферы [51].

6.4. Об учете влияния неоднородности подстилающей поверхности и нестационарности внешних параметров

6.4.1. Общие представления

В условиях выраженной горизонтальной неоднородности подстилающей поверхности (раздел суша—вода, холмы, предгорья, долины и др.) описание процесса переноса и рассеяния примеси резко усложняется. Например, вблизи крупного водоема необходимо считаться с особенностями поля скоростей в условиях бризовой циркуляции. Однако при хорошо выраженном градиентном ветре со стороны водоема эта трудность отходит на второй план, важнее учесть изменение турбулентности в потоке под влиянием его перехода на сушу и возникновение внутреннего пограничного слоя, в котором холодный морской воздух прогревается от нагретой суши. Если источник расположен вблизи уреза воды выше внутреннего пограничного слоя, примесь рассеивается слабо до тех пор, пока не пересечет его границу. После этого происходит быстрое вертикальное рассеяние примеси и она достигает поверхности земли, происходит процесс «задымления».

Над территорией с резким изменением шероховатости подстилающей поверхности (поле—лес, поле—городская застройка) также возникает внутренний пограничный слой. Препятствие в виде одиночного холма, невысокого хребта смещает линии тока, создает зоны ускорения потока над препятствием, области с локальной циркуляцией, в которых могут создаться условия задымления. Особенно сложная картина течения и рассеяния примесей может наблюдаться в условиях горного рельефа. Разнообразие подстилающей поверхности земли создает большие трудности в описании как процесса переноса, так и рассеяния. В основном они связаны с недостаточным знанием связи пространственных масштабов локальных циркуляций с аэросиноптическими условиями [49], а также и деталей поля скорости ветра и турбулентности в пределах этих циркуляций.

Каких-либо общих рекомендаций по расчету рассеяния примеси в сложных условиях кроме качественных, приведенных

в [96, 128] дать нельзя. Рекомендации об изменении σ_y и σ_z при использовании гауссовой модели [76, 128], основанные на тех или иных частных экспериментах, могут дать только очень грубые оценки, в целом в ряде случаев вовсе не соответствующие действительности. Для получения более реальных оценок используют лабораторное моделирование и мезомасштабные натурные эксперименты. Оба способа достаточно сложны и требуют отдельного подробного рассмотрения. Не касаясь вопросов, связанных с лабораторным моделированием и достигнутых этим способом успехов, отметим некоторые натурные эксперименты. В [292] описывается диффузионный эксперимент вблизи ядерного завода на берегу озера Мичиган (США). Полигон, на котором размещены измерительные устройства, имеет протяжение 60 км вдоль побережья и до 30 км в глубину суши; имеется мачта высотой 72 м, 13 пунктов для измерения наземного ветра, 5 — для измерения профилей скорости ветра и температуры в пограничном слое и 2 — в приземном. Используются также тетроны, дистанционное зондирование, источники дыма. Из этого перечисления видно, что это достаточно сложная и дорогостоящая программа. Аналогичная программа вблизи Бильбао (север Испании) описывается в [190], причем источниками примеси служат трубы предприятий, выпускающие сернистый газ. В [148] описывается диффузионный эксперимент с трассерами в сложном рельефе, проведенный в Калифорнии в 1979—1981 гг. Размеры экспериментального поля составляли 6—10 км; использовались акустические анемометры, привязные зонды, дистанционное зондирование, 60-метровая мачта и ряд наземных станций.

Основной вывод состоит в том, что диффузионные параметры в горной местности в 2—5 раз превышают типовые для равнины значения.

В [282] рассматриваются последствия активного воздействия на облака — осевшее на землю йодистое серебро оказалось расположенным вдоль каньона, который влиял на направление ветра у земли. В нашей стране можно упомянуть опыты [2], выполненные для выяснения условий воздействия на облака в Севанской долине, а также совместный Советско-Монгольский эксперимент [95].

Наиболее простым случаем является побережье (граница вода—суша) в отсутствии гор и одиночная горная долина. Все попытки описания процесса рассеяния в условиях морского бриза или горно-долинной циркуляции можно разделить на два типа. В первом случае процесс рассеяния рассчитывается только в пределах части ячейки местной циркуляции, ограниченной по пространству. Примером является описание процесса «задымления» при морском бризе [145, 264, 265]. Во втором случае процесс рассеяния моделируется всей циркуляцией в целом [89, 108, 177, 228, 256, 261]. Для практического использования пока применяется только первый тип описания, притом в самом грубом приближении. Моделирование бриза в целом и рассеяние в нем на-

ходится в стадии исследования, и на практике в основном используются качественные выводы.

6.4.2. Учет внутреннего пограничного слоя в пределах ячейки бризовой циркуляции

Рассмотрим случай, когда продолжительное время с холодной водной поверхности на теплую сушу приблизительно перпендикулярно границе раздела дует ветер со средней скоростью не менее 6 м/с. В умеренных широтах северного полушария эта ситуация чаще всего наблюдается в апреле—июне и связана с более или менее устойчивым барическим полем. Набегающий на линию раздела поток устойчиво стратифицирован и характеризуется положительным градиентом потенциальной температуры. Над сушей образуется термический внутренний пограничный слой, средняя высота которого, согласно [145, 296] составляет

$$h_{\text{ВП}} = \frac{u_*}{U_h}\left(\frac{2\,\Delta\Theta}{\partial\Theta_B/\partial z}\right)^{1/2} x^{1/2}, \tag{6.63}$$

где x — расстояние от берега; U_h — средняя скорость в слое $h_{\text{ВП}}(x)$, $\Delta\Theta$ — разность температур поверхности суша—море; $\partial\Theta_B/\partial z$ — градиент температуры над водой. Формула (6.63) легко преобразуется в более удобную, если аппроксимировать профиль скорости ветра в слое $h_{\text{ВП}}$ степенной функцией (2.26) и использовать эмпирическую линейную связь между $\Delta\Theta$ и суточной амплитудой температуры воздуха в прибрежной полосе A_T, полученную в [11]

$$h_{\text{ВП}}(x) = \left[z_1^p \frac{u_*(1+p)}{U_1}\sqrt{\frac{4A_T x}{\partial\Theta_B/\partial z}}\right]^{\frac{1}{1+p}}, \tag{6.64}$$

где p и z_1 см. (2.26).

Если положить $p=0{,}12$, $u_*=0{,}09U_1$, $\frac{\partial\Theta_B}{\partial z}=0{,}007$ °С/м и $A_T=7$ °С, то имеем формулу

$$h_{\text{ВП}}(x) = 5{,}7x^{0{,}45} \tag{6.65}$$

($h_{\text{ВП}}$ и x в м), которая может служить для быстрой оценки высоты внутреннего пограничного слоя в случае достаточно характерных условий Черного и Каспийского морей, а также больших водоемов степной зоны СССР.

Обычно рассматриваются два характерных случая выброса примеси в атмосферу — вблизи границы вода—суша и вдали от нее. В первом случае эффективная высота выброса может быть выше или равной $h_{\text{ВП}}(x)$, во втором — эффективная высота ниже $h_{\text{ВП}}(x)$ и примесь распространяется только в пределах внутрен-

него пограничного слоя. Во втором случае можно использовать формулы из п. 6.3.6, где необходимо использовать среднюю в этом слое скорость ветра и диффузионные параметры. Если примесь выбрасывается в устойчивый воздух выше $h_{\text{ВП}}(x)$, то, следуя [237], для ее средней концентрации от непрерывного точечного источника можно записать

$$q(x,\ y,\ z) = \int_{-\infty}^{\infty} dy' \int_{0}^{x} F(x',\ y')\,P(x,\ y,\ z;\ x',\ y')\,dx', \qquad (6.66)$$

где $F(x',\ y')$ — поток примеси на границе раздела $h_{\text{ВП}}(x)$, равный

$$F(x',\ y') = \bar{q}_{\text{в}}(x',\ y',\ z)\,\overline{U}_{\text{в}}\frac{dh_{\text{ВП}}}{dx} + K_{z\text{в}}\frac{d\overline{U}_{\text{в}}}{dz},$$

$\overline{U}_{\text{в}}$ — средняя скорость ветра в слое z в воздухе над водной поверхностью; $K_{z\text{в}} = \frac{1}{2}\overline{U}_{\text{в}}\,d\sigma^2_{z\text{в}}/dx$,.

$$\bar{q}_{\text{в}} = \frac{Q\exp\left[-\dfrac{(z-h_{\text{эф}})^2}{2\sigma^2_{z\text{в}}} - \dfrac{y^2}{2\sigma^2_{y\text{в}}}\right]}{2h_{\text{эф}}\overline{U}_{\text{в}}\sigma_{z\text{в}}\sigma_{y\text{в}}}, \qquad (6.67)$$

$$P = \frac{\exp\left[-\dfrac{(y-y')^2}{2\sigma^2_{yh}}\right]}{\sqrt{2\pi}\,U_h\sigma_{yh}h_{\text{ВП}}(x)}. \qquad (6.68)$$

Координаты x', y' отсчитываются от точки касания факела с верхней границей внутреннего пограничного слоя. Диффузионные параметры σ_z, σ_y с учетом стратификации воздушного потока могут быть также рассчитаны по формулам п. 6.3.6 или другими способами. Более сложные модели, описывающие процесс «задымления» с учетом низкочастотной флуктуации $h_{\text{ВП}}$, предложенные в [31, 175], отличаются способами параметризации этого процесса.

6.4.3. Характеристики бризовой циркуляции и горно-долинного ветра

Бризовая циркуляция развивается при средних скоростях градиентного ветра, меньших 6 м/с [10]. В морском бризе трансформация воздуха происходит так же, как в случае градиентного ветра с моря. Поэтому упомянутые выше способы расчета «задымления» правомерны и в этом случае до расстояний, меньших $0{,}8L_x$ (L_x — горизонтальный пространственный масштаб бризовой циркуляции). Для $x > L_x$ начинается зона конвергенции, воздух

получает заметную вертикальную составляющую скорости, поднимается до высоты задерживающего слоя и движется в обратную сторону, где опускается на водную поверхность. Влиянием реверсивного распространения примеси для расчетов разовых концентраций в первом приближении можно пренебречь. Оценки показывают, что примесь в результате бризовой циркуляции рассеивается в очень большом объеме, и хотя наблюдается рост фоновой концентрации, она не превосходит 0,0001—0,001 доли максимальной концентрации в зоне «задымления». В [11] предложена модель бризовой циркуляции, основанная на физико-статистическом анализе результатов аэрологических и метеорологических измерений в Одессе. Применение теории подобия по отношению к этому явлению позволяет обобщить полученные выводы на другие регионы.

Оценкой динамики основных масштабов бризовой циркуляции

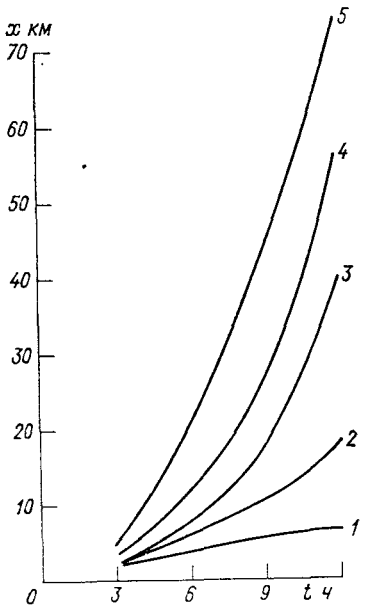


Рис. 6.5. Удаленность фронта бриза от береговой линии в зависимости от времени. U_g=3 м/с (*1*); 2 м/с (*2*); 1 м/с (*3*); 0 (*4*); —2 м/с (*5*).

могут послужить расчеты, проведенные в работе [108]. На рис. 6.5 представлены значения удаленности фронта бриза от береговой линии в зависимости от времени (от 9 ч утра местного времени, т. е. с момента возникновения морского бриза) при различных значениях нормальной к линии берега составляющей скорости геострофического ветра U_g (направлена от моря к суше). Составляющая вдоль линии берега на высоте флюгера отсутствует. Расчет проведен при амплитуде суточного хода температуры $A_T = 7\,°C$, $\partial\Theta/\partial z = 0{,}0053\,°C/м$. Зависимость высоты внутреннего пограничного слоя от расстояния до берега при $A_T = 7\,°C$, $U_g = 0$ представлена на рис. 6.6.

Расчет рассеяния примеси в условиях горно-долинной циркуляции в силу слабой изученности вопроса может быть проведен только для масштабов, значительно меньших размеров локальной циркуляции. В дневные часы благодаря прогреву воздуха над склонами наблюдается опускание поверхностей равного удельного объема — изостер, что порождает изобаро-изостерическую циркуляцию воздуха, поднимающегося по склонам и оттекающего от возвышенностей в обратном компенсационном потоке. Ночью циркуляция имеет противоположное направление. Детальную схему

горно-долинной циркуляции можно найти в любом учебнике по физике атмосферы. Расчет разовой концентрации примеси от источника на равнине, расположенного неподалеку от склонов хребта (10—20 км) или вблизи оси долины, делится на две части: оценивается возможность наличия локальной циркуляции и определения ее пространственных масштабов. После чего проводится расчет рассеяния примесей.

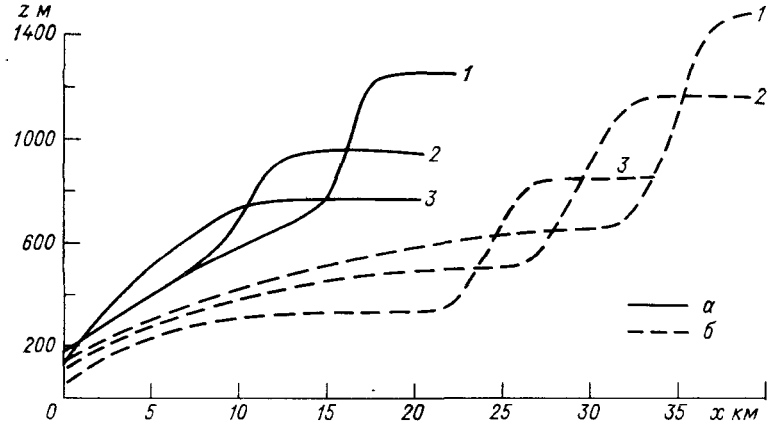


Рис. 6.6. Зависимость высоты теплового внутреннего пограничного слоя z от удаленности береговой линии через 6 ч (*а*) и 9 ч (*б*) при $A_T=7$ °С; $U_g=0$; $\frac{\partial\Theta}{\partial z}=0{,}003$ ° С/м (*1*); 0,0053 °С/м (*2*); 0,0078 °С/м (*3*).

Согласно [10], условия для развития горно-долинных ветров благоприятны, если нижняя облачность не превышает 3 баллов, скорость ветра на уровне 3000 м не превосходит 7 м/с и ожидаемое или фактическое значение суточной амплитуды температуры воздуха A_T превышает критическое значение $A_{кр}$, которое можно оценить по формулам:

для горных областей Кавказа

$$A_{кр}=0{,}78\operatorname{ctg}\alpha-2{,}1,$$

для горных областей Тянь-Шаня

$$A_{кр}=0{,}25\operatorname{ctg}\alpha+8{,}5,$$

где $\alpha=R/H^*$ — угол наклона склона; R — расстояние до гребня хребта, H^* — превышение хребта над точкой наблюдений. Смещение в часах возникновения долинного и горного ветров после восхода солнца и его захода можно оценить из рис. 6.7 в зависимости от длины долины.

Вертикальная мощность горного и долинного потоков зависит от времени года и удаленности от оси хребта, она колеблется от 300 до 1000 м для горного ветра и 200—1600 м для долинного [10]. В каждом конкретном случае требуется экспериментальное

определение этого важнейшего параметра по данным радио-ветрового зондирования, определение высоты задерживающего слоя h_B или z_i.

Средние скорости долинного ветра зависят от отношения длины долины к ее ширине. На рис. 6.8 представлена эмпирическая зависимость $U_д$ от $L_д/S_{дол}$ ($L_д$ — длина, $S_д$ — максимальная

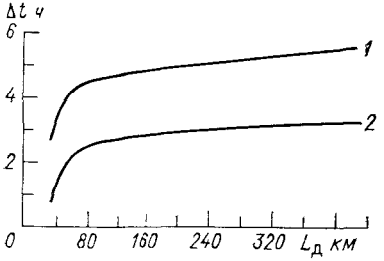


Рис. 6.7. Зависимость времени смены направления ветра относительно восхода и захода солнца Δt от длины долины L.
1 — долинный ветер, *2* — горный ветер

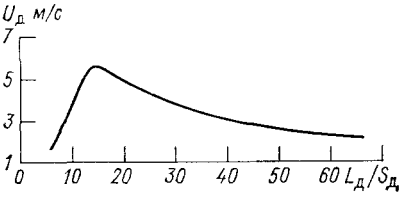


Рис. 6.8. Зависимость скорости долинного ветра от отношения длины долины к ее ширине.

ширина долины). Скорость долинного ветра вверх по долине несколько ослабевает что можно оценить по приближенной эмпирической формуле:

$$U(x,\ z_ф) = U_{ист}(z_ф(1 + 0{,}05\sqrt{X - x})), \qquad (6.69)$$

где $U_{ист}(z_ф)$ — скорость долинного ветра на высоте флюгера вблизи истока долины, X — проекция длины долины на горизонтальную плоскость, x — расстояние от устья долины по горизонтали (начало координат в устье долины). Таким образом, в настоящее время можно рассчитать только ряд внешних параметров горнодолинной циркуляции, остальные должны быть измерены экспериментально.

Расчет рассеяния примеси чаще всего ведется с использованием гауссовой модели с дисперсиями координат по эмпирической модели Паскуилла—Гиффорда, в которой вводятся поправки, имеющие чисто локальное применение.

Список литературы

1 Алоян А Е, Иорданов Д Л, Пененко В В Численная модель переноса примесей в пограничном слое атмосферы — Метеорология и гидрология, 1981, № 8, с 32—43

2 Амвросов А Ф Особенности распространения и рассеяния примеси над горным районом — Труды ИЭМ, 1990, вып 51 (142), с 45—52

3 Артемова Н Е Возможный метод оценки средней суточной концентрации примеси в приземном слое воздуха — Труды ИПГ, 1967, вып 4, с 65—72

4 Атмосферная диффузия и загрязнение воздуха — М Иностр лит, 1962 — 512 с

5 Атмосферная турбулентность и моделирование распространения примесей/Под ред Ф Т М Ньюстадта и Х Ван Допа — Л Гидрометеоиздат, 1985 — 351 с

6 Беляев А Н Турбулентная диффузия тяжелых частиц Вопр полиогеофиз и контроля природной среды — В кн *7 я конф молод ученых Института прикладной геофизики им Е К Федорова* — М 1986, с 136—140

7 Берлянд М Е Современные проблемы атмосферной диффузии и загрязнения атмосферы — Л Гидрометеоиздат, 1975 — 448 с

8 Берлянд О С, Прессман А Я Оценка влияния приземного слоя на осаждение тяжелой примеси из вышележащих слоев атмосферы при переменном по высоте ветре — Докл АН СССР, 1960, т 135, № 2, с 301—304

9 Братсерт У Х Испарение в атмосфере/Пер под ред А С Дубова — Л Гидрометеоиздат, 1985,— 351 с

10 Бурман Э А Местные ветры Л Гидрометеоиздат, 1969 — 341 с

11 Бурман Э А, *Волошина Ж В, Уланова Л В Об* учете интегральной структуры бризов в задачах рассеяния примеси в атмосфере — Труды ИЭМ, 1984, вып 29 (103), с 110—114

12 Буров М И, Елисеев В С, Новаковский Б А Стереофотограмметрический метод исследования атмосферной диффузии — Труды ГГО, 1969, вып 238, с 77—85

13 Бютнер Э К Зависимость величины дисперсии частиц, испускаемых непрерывным источником, от интервала времени наблюдения — Труды ГГО, 1964, вып 150, с

14 Бызова Н Л Диффузия от точечного источника конечного времени действия — Изв АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1969, т 5, № 7, с 730—733

15 Бызова Н Л Вертикальная диффузия оседающей примеси — Труды ИЭМ, 1970, вып 15, с 86—114

16 Бызова Н Л Методическое пособие по расчету рассеяния примесей в пограничном слое атмосферы по метеорологическим данным — М Гидрометеоиздат, 1973 — 46 с

17 Бызова Н Л Рассеяние примеси в пограничном слое атмосферы — М Гидрометеоиздат, 1974 — 191 с

18 Бызова Н Л, Гаргер Е К Экспериментальное исследование параметров диффузии с помощью дымовых струй — Изв АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1970, т 6, № 10, с 996—1006

19 Бызова Н Л, Гаргер Е К, Иванов В Н Об экспериментальной оценке лагранжева временного масштаба турбулентности — Изв АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1967, т 3, № 5, с 481—495
20 Бызова Н Л, Иванов В Н Оценка параметров поперечной диффузии в нижнем слое атмосферы по турбулентным характеристикам — Изв АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1967, т 3, № 5, с 491—495
21 Бызова Н Л, Гаргер Е К, Иванов В Н Турбулентность в пограничном слое атмосферы — Л Гидрометеоиздат, 1989 — 263 с
22 Бызова Н Л, Кротова И А, Натанзон Г А О граничном условии и задачах рассеяния примеси в атмосфере — Метеорология и гидрология, 1980, № 2, с 14—20
23 Бызова Н Л, Куценогий К П Влияние структуры приземного слоя атмосферы и граничного условия на величину дозы и плотность отложений аэрозольной примеси — Труды ИЭМ, 1977, вып 15 (60), с 5—15
24 Бызова Н Л, Нестеров А В Приземная концентрация и поток осаждающей примеси — Метеорология и гидрология, 1983, № 1, с 30—36
25 Вагер Б Г, Надежина Е Д Пограничный слой атмосферы в условиях горизонтальной неоднородности — Л Гидрометеоиздат, 1979 — 136 с
26 Возженников О И О числе превышений заданного уровня пульсациями концентрации — Труды ИЭМ, 1978, вып 21 (80), с 39—44
27 Возженников О И Флуктуации концентрации примеси в приземном слое атмосферы при диффузии от локального источника — Труды ИЭМ, 1978, вып 21 (80), с 32—80
28 Возженников О И К определению лагранжевых характеристик турбулентности в приземном слое атмосферы — Труды ИЭМ, 1984, вып 29 (103), с 40—53
29 Возженников О И Поперечное и вертикальное рассеяние примеси в устойчивом приземном слое атмосферы — Труды ИЭМ, 1986, вып 37 (120), с 39—43
30 Возженников О И Приближенная оценка параметров диффузии в термически стратифицированном приземном слое атмосферы — Труды ИЭМ, 1988, вып 46 (136), с 55—60
31 Возженников О И Модель задымления термического внутреннего пограничного слоя во время морского бриза — Труды ИЭМ, 1988, вып 46 (136), с 60—65
32 Возженников О И, Жуков Г П Статистический режим флуктуации концентрации примеси от локального источника в приземном слое атмосферы — Изв АН СССР Физика атмосферы и океана, 1981, т 17 № 6, с 580—586
33 Возженников О И Жуков Г П Характеристики превышений заданного уровня пульсациями концентрации в струе от стационарного источника — Изв АН СССР Физика атмосферы и океана, 1982, № 6, с 602—608
34 Возженников О И, Нестеров А В О переносе примеси в атмосфере при ветровом подхвате с подстилающей поверхности — Метеорология и гидрология 1988 № 11, с 63—70
35 Волков Э П К вопросу расчета концентраций вредных газообразных примесей от промышленных источников — Acta Technica Academiae Scientiarum Hungaricae, 1981, vol 93 (1—2), p 25—29
36 Волощук В М Вертикальный турбулентный перенос в приземном слое — Метеорология и гидрология, 1975, № 10 с 19—26
37 Вопросы ядерной метеорологии/Под ред И Л Каролля, С Г Малахова — Госатомиздат, 1962, 271 с
38 Гандин Л С, Соловейчик Р Э О распространении дыма из фабричных труб — Труды ГГО, 1958, вып 77 с 84—94
39 Гаргер Е К О перспективной съемке струй дыма в горизонтальной плоскости — Метеорология и гидрология, 1969 № 4, с 96—101
40 Гаргер Е К Исследование поперечной диффузии от высотного источника примеси — Труды ИЭМ, 1970, вып 15 с 66—85

41 Гаргер Е. К. К оценке динамических характеристик баллонов постоянного объема (тетронов) — Труды ИЭМ, 1974, вып. 7 (45), с. 3—14
42. Гаргер Е. К. Измерение вертикальных скоростей воздуха с помощью тетронов в Тропэкс-72.— Метеорология и гидрология, 1976, № 1, с 103—110.
43. Гаргер Е. К. О поперечной диффузии в пограничном слое атмосферы — Труды ИЭМ, 1977, вып. 15 (60), с 16—39
44 Гаргер Е. К. Модель дымовой струи Гиффорда с использованием гипотезы подобия лагранжевой турбулентности в приземном слое атмосферы — Труды ИЭМ, 1978, вып. 21 (80), с 3—15
45. Гаргер Е. К. Дисперсия координат частиц примеси в приземном слое атмосферы.— Метеорология и гидрология, 1982, № 6, с 35—44
46 Гаргер Е. К Экспериментальная оценка некоторых коэффициентов формул подобия для лагранжевых характеристик турбулентности в приземном слое атмосферы — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1982, т. 18, № 8, с. 787—796.
47. Гаргер Е К Расчет диффузионных характеристик поля концентрации невесомой примеси в приземном слое атмосферы — Труды ИЭМ, 1984, вып. 29 (103), с 54—69.
48. Гаргер Е К. Оценка дисперсий координат частиц примеси в слое перемешивания — Труды ИЭМ, 1984, вып 29 (103), с. 11—24.
49. Гаргер Е. К. Об оценке лагранжевых характеристик турбулентности в неустойчиво стратифицированном слое атмосферы — Труды ИЭМ, 1984, вып. 33 (108), с. 75—90
50. Гаргер Е. К. К оценке скорости и направления переноса примеси в пограничном слое атмосферы.— Труды ИЭМ, 1986, вып. 37 (120), с. 55—65.
51. Гаргер Е. К. и др. Лагранжева модель регионального переноса и рассеяния полидисперсной примеси в нижних слоях тропосферы/В. П Гаврилов, Е. К. Гаргер, Г. П. Жуков, Н. А. Самарская.— Труды ИЭМ, 1986, вып 14 (129), с 20—30.
52 Гаргер Е. К Интегральные лагранжевы характеристики турбулентности в пограничном и приземном слоях атмосферы.— Труды ИЭМ, 1988, вып. 46 (136), с. 3—19.
53. Гаргер Е. К., Жуков Г. П. О вертикальной диффузии примеси от локального источника в приземном слое атмосферы.— Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1986, т. 22, № 2, с. 115—123.
54. Гаргер Е. К., Жуков Г. П. О моментах вертикального распределения концентрации примеси в приземном слое атмосферы.— Метеорология и гидрология, 1989, № 10, с. 54—60.
55. Гаргер Е. К., Жуков Г. П., Раменский Л. А. О некоторых характеристиках турбулентности в зоне бризовой циркуляции.— Труды ИЭМ, 1986, вып. 37 (120), с. 55—66.
56. Гаргер Е. К., Леман А. О сравнении ветровых и турбулентных профилей по измерениям с помощью вертикальных дымовых полос и высотной метеомачты.— Труды ИЭМ, 1977, вып. 15 (60), с. 59—77.
57. Гаргер Е. К., Леман А. Измерение вертикальных диффузионных параметров по данным струй дыма.— Изв АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1978, т. 14, № 2, с. 138—148.
58. Гаргер Е. К., Найденов А. В. К сравнению различных методик расчета поля концентрации примеси от высотного источника.— Труды ИЭМ, 1986, вып. 37 (120), с. 56—86.
59. Гаргер Е. К., Найденов А. В., Уваров Д. Б. Исследование относительной поперечной диффузии по дымовым струям в приземном слое атмосферы.— Труды ИЭМ, 1978, вып. 21 (80), с. 16—24.
60 Гаргер Е. К., Найденов А. В, Уваров Д. Б О поперечной диффузии в приземном слое атмосферы.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1980, т. 16, № 4, с. 68—75.
61. Гаргер Е. К., Найденов А. В., Уваров Д. Б. Поперечная абсолютная дисперсия координат частиц примеси в приземном слое атмосферы.— Труды ИЭМ, 1983, вып 29 (103), с. 82—88

62 Гаргер Е. К, Николаев Н. П., Шаймарданов М З Оценка траекторий воздушных частиц и диффузионных характеристик в ВЗК с помощью тетронов — В кн.: Труды Межведомственной геофизической экспедиции по программе национального Атлантического тропического эксперимента.— Л.: Гидрометеоиздат, 1974, с 351—366
63 ГаргерЕ К, Письменский В Ф К оценке характеристик баллонов постоянного объема (тетронов) — Труды ИЭМ, 1972, вып. 2 (36), с. 141—151.
64 ГаргерЕ К, Софиев Е М. В оценке характеристик потока над горным районом с помощью тетронов — Труды ИЭМ, 1974, вып 7 (45), с 28—35.
65 Гарифулин К К Изменчивость ветра в свободной атмосфере — Л: Гидрометеоиздат, 1967 — 144 с
66 Горелик А Г Одновременные измерения лагранжева и эйлерова масштаба турбулентности в осадках в виде снега — Изв АН СССР Физика атмосферы и океана, 1965, т. 1, № 9, с 982—989.
67 Гусев Н Г., Беляев В А. Радиоактивные выбросы в биосфере (Справочник).— М. Энергоатомиздат, 1986 — 224 с.
68 Динамическая метеорология — Л· Гидрометеоиздат, 1976 — 607 с.
69 Допустимые выбросы радиоактивных и химических веществ в атмосферу/Теверовский Е Н, Артемова Н Е, Бондарев А А, Курдюмов Б С, Романов Г Н, Руженцова И Н, Сомова Р В, Терновский И А — М: Энергоиздат, 1985.— 216 с.
70 Дубов А С, Быкова Л П, Марунич С В Турбулентность в растительном покрове.— Л. Гидрометеоиздат, 1978 — 182 с
71 Дунский В Ф, Нездюрова Н Е, Оникул Р. И О расчете рассеивания осаждающейся примеси от линейного источника в пограничном слое атмосферы — Труды ГГО, 1986, вып. 207, с. 28—37.
72 Дунский В Ф, Евсеева С А Флуктуации отложений аэрозоля — Изв АН СССР Физика атмосферы и океана, 1965, т 1, № 5, с 561—568.
73 Жуков Г П Об измерении концентрации аэрозоля с помощью макета малобазового фотометра — Труды ИЭМ, 1977, вып 15 (60), с. 119—132
74. Жуков Г П Экспериментальная оценка функции распределения флуктуаций концентрации в струе примеси от стационарного точечного источника в приземном слое атмосферы — Труды ИЭМ, 1988, вып 46 (136), с 96—106.
75 Жуков Г П Интенсивность флуктуаций концентрации в струе примеси от локального стационарного источника в приземном слое атмосферы — Труды ИЭМ, 1988, вып 46 (136), с 87—96
76 Защита атмосферы от промышленных загрязнений Справочник, Ч 2/ Под ред С Калверта и Г М. Инглунда (русск пер) — М Металлургия, 1988, с. 428—476
77 Зилитинкевич С С Динамика пограничного слоя атмосферы — Л: Гидрометеоиздат, 1970,— 292 с.
78 Зилитинкевич С С О турбулентности и диффузии при свободной конвекции — Изв АН СССР Физика атмосферы и океана, 1981, т 7, № 12, с. 1263—1269.
79. Иванов В. Н. Использование высотной метеорологической мачты ИЭМ для изучения пограничного слоя атмосферы.— Труды ИЭМ, 1970, вып. 12.— 144 с
80 Иванов В Н, Стратонович Р Л К вопросу о лагранжевых характеристиках турбулентности — Изв АН СССР Физика атмосферы и океана, 1963, № 10, с 1581—1593.
81. Израэль Ю А, Петров В. Н, Прессман А. Я. и др Радиоактивное загрязнение природных сред при подземных ядерных взрывах и методы его прогнозирования — Л.: Гидрометеоиздат. 1970 — 68 с.
82. Изучение пограничного слоя атмосферы с 300-метровой метеорологической мачты.— М · Изд. АН СССР. 1963.— 160 с.
83. Ингель Л. Х., Иванов В. Н. Оценка подъема струи загрязненного воздуха, связанного с поглощением солнечной энергии.— Метеорология и гидрология, 1990, № 4, с. 111—112.

84. Йорданов Д. О высоте приземного воздушного слоя.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1977, т. 13, № 7, с. 781—783.
85. Исследование нижнего 300-метрового слоя атмосферы.— М.: Изд. АН СССР, 1963.— 102 с.
86. Казанский А. Б., Монин А. С. О форме дымовых струй.— Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1957, № 8, с. 1020—1033.
87. Комплекс средств измерений диффузионных и турбулентных характеристик в приземном слое атмосферы/Е. К. Гаргер, Г. Н. Гончаренок, Г. П. Жуков, Л. И. Колосов, Н. Ф. Лукоянов, Н. Ф. Мазурин, В. Г. Мешкова, А. В. Найденов, С. М. Стернзат, Д. Б. Уваров, Н. И. Чаленко.— Труды ИЭМ, 1984, вып. 6 (107), с. 3—19.
88. Костриков А. А. Облако примеси на периферии циклона.— Труды ИЭМ, 1986, вып. 37 (120), с. 91—99.
89. Костриков А. А., Новицкий М. А. Численное моделирование распространения примеси от точечного источника в условиях бризовой циркуляции.— Труды ИЭМ, 1986, вып. 37 (120), с. 25—38.
90. Кротова И. А., Натанзон Г. А. Влияние подстилающей поверхности на распространение невесомой примеси в приземном слое атмосферы.— Труды ИЭМ, 1978, вып. 21 (80), с. 45—50.
91. Куценогий К. П. Рассеяние аэрозолей в приземном слое атмосферы.— Прикладная механика и техническая физика, 1970, № 4, с. 180—185.
92. Ламли И. А., Пановский Х. Структура атмосферной турбулентности.— М.: Мир, 1966.— 264 с.
93. Ландеберг Г. Е. Климат города.— Л.: Гидрометеоиздат, 1983,— 248 с.
94. Метеорологические аспекты загрязнения атмосферы.— Сб. докл. на международном симпозиуме.— Л.: 1971, с. 162—178.
95. Метеорологические аспекты загрязнения атмосферы (Итоги сотрудничества соцстран)/Под ред. М. Е. Берлянда.— 1988, Л. Гидрометеоиздат.— 250 с.
96. Метеорология и атомная энергия/Под ред. Д. Слейда.— Л.: Гидрометеоиздат, 1971.— 647 с.
97. Монин А. С. О диффузии с конечной скоростью — Изв. АН СССР, сер. геофиз. 1955, № 3, с. 234—248.
98. Монин А. С. Полуэмпирическая теория атмосферной диффузии — Труды Геофиз. ин-та АН СССР, 1956. № 3.
99. Монин А. С. О лагранжевых характеристиках турбулентности.— Докл. АН СССР, 1960, т. 134, № 2, с. 304—307.
100. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. М · Наука, 1965.— 640 с. Ч 2.— М.: Наука, 1967.— 719 с.
101. Мушенко П. М. Экспериментальное исследование рассеяния примеси от мгновенных источников.— Труды ЛГМИ, 1963, вып. 15, с. 153—160.
102 Найденов А. В. О флуктуациях интегральной концентрации в дымовых струях в приземном слое атмосферы.— Труды ИЭМ, 1978, вып. 21 (80), с. 25—32.
103. Найденов А. В. Флуктуации интегральной концентрации в струе примеси от точечного наземного источника.— Труды ИЭМ, 1984, вып. 29 (103), с. 88—96.
104. Найденов А. В. Высота теплового подъема дымовой струи от наземного источника.— Труды ИЭМ, 1987, вып. 10 (131), с. 90—98.
105. Найденов А. В. Высота верхней границы дымовой струи от наземного источника в приземном слое атмосферы.— Труды ИЭМ, 1988, вып. 46 (136), с. 75—79.
106. Новиков А. Е. Метод случайных сил в теории турбулентности.— Журн. экспер. и теор. физики, 1963, т. 44, № 6, с. 2159—2168.
107. Новицкий М. А. Влияние стратификации на диффузионные характеристики облака примеси в пограничном слое атмосферы.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1980, № 11, с. 1144—1150.
108. Новицкий М. А. Модель бризовой циркуляции, предназначенная для использования в расчетах распространения примесей в атмосфере.— Труды ИЭМ, 1986, вып. 37 (120), с. 13—25.

109. Обухов А. М. Турбулентность и динамика атмосферы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1988.— 413 с.
110. Об исследовании лагранжевой турбулентности и поперечной диффузии//Е. К. Гаргер, В. Ф. Конарев, А. В. Найденов, Д. Б. Уваров.— В кн.: Докл. на Международном симпозиуме в Ленинграде.— М.: Гидрометеоиздат, 1981, с. 137—143.
111. Оке Т. Р. Климаты пограничного слоя.— Л.: Гидрометеоиздат, 1982,— 360 с.
112. О развитии средств измерения концентрации примеси и диффузионных характеристик в пограничном слое атмосферы/Е. К. Гаргер, Н. Ф. Лукоянов, В. В. Малинин, В. Г. Мешкова, Л. В. Петухов, Д. Б. Уваров, И. М. Шамин.— Труды ИЭМ, 1982, вып. 29 (103), с. 114—122.
113. О расчете рассеяния монодисперсной оседающей примеси от высотного источника/Ю. С. Осипов, Е. К. Гаргер, Н. С. Шаповалова, Ю. А. Стрижекозин.— Труды ИЭМ, 1970, вып. 15, с. 142—151.
114. Орленко Л. Р. Строение планетарного пограничного слоя атмосферы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1979.— 270 с.
115. Оседание грубодисперсного аэрозоля на подстилающую поверхность земли/В. Ф. Дунский, И. Ф. Евдокимов, В. М. Красильников, К. П. Микулин, Ю. С. Холькин, Ю. М. Южный.— Труды ГГО, 1965, вып. 185, с. 148—161.
116. Осипов Ю. С. Об учете конечности времени действия источника при изучении поперечной диффузии примеси в атмосфере.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1969, т. 5, № 5, с. 533—538.
117. Осипов Ю. С. Связь поперечного рассеяния примеси в приземном слое атмосферы с характеристиками турбулентности.— Метеорология и гидрология, 1972, № 6, с. 42—50.
118. Оценка возможности использования трассеров для проверки гипотезы подобия лагранжевой турбулентности в приземном слое атмосферы/Е. К. Гаргер, В. Ф. Конарев, А. В. Найденов, Д. Б. Уваров.— Труды ИЭМ, 1977, вып. 15 (60), с 78—99.
119. Петрова Г. М., Мирошкина А. Н. Закономерности рассеяния аэрозольных частиц в свободной атмосфере.— Труды ИПГ, 1967, вып. 4, с. 5—40.
120. Пинус Н. З. О вертикальной структуре мелкомасштабной турбулентности в тропосфере и нижней стратосфере.— Метеорология и гидрология, 1985, № 2, с. 19—25.
121. Сеттон О. Г. Микрометеорология.— Л.: Гидрометеоиздат. 1958.— 354 с.
122. Софиев Е. И. Комплекс алгоритмов расчета лагранжевых характеристик турбулентности по наблюдениям за уравновешенными пилотами.— Труды САРНИГМИ, 1977, вып. 4 (122), с. 87—98.
123. Сравнение рассчитанных и измеренных дисперсий координат и концентрации примеси/Е. К. Гаргер, Г. П Жуков, Н. Ф Лукоянов, А. В. Найденов, Д. Б. Уваров.— Труды ИЭМ, 1983, вып. 29 (103), с. 69—82.
124. Тарнопольский А. Г., Шнайдман В. А. Усовершенствованная модель планетарного пограничного слоя атмосферы.— Метеорология и гидрология, 1979, № 10, с. 14—21.
125. Теверовский Е. Н., Дмитриев Е. С. Перенос аэрозольных частиц турбулентными потоками.— М.: Энергоатомиздат, 1988.— 170 с.
126. Турбулентность в свободной атмосфере (2-е издание, переработанное и дополненное) Н. К. Винниченко, Н. З. Пинус, С. М. Шметер, Г. Н. Щур.— Л.. Гидрометеоиздат, 1976.— 228 с.
127. Указания по расчету рассеивания в атмосфере вредных веществ, содержащихся в выбросах предприятий.— СН 369-74. М.: Стройиздат, 1975.— 41 с.
128. Учет дисперсионных параметров атмосферы при выборе площадок для атомных электростанций. Руководство по безопасности АЭС.— Международное агентство по атомной энергии.— Вена, 1980.— 106 с.
129. Хаин А. П. О влиянии скрытой теплоты конденсации на структуру циркуляции в конвективной ячейке.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1976, т. 12, с. 213—217.

130. Хинце И. О. Турбулентность. Ее механизм и теория.— М.: Изд. физ.-мат. лит-ры, 1963,— 680 с.
131. Шметер С. М. Физика конвективных облаков.— Л.: Гидрометеоиздат, 1972.— 231 с.
132. Экспериментальное исследование поперечной турбулентной диффузии в приземном слое атмосферы/Е. К. Гаргер, Н. Ф. Мазурин, А. В. Найденов, Д. Б. Уваров.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1982, т. 18, № 4, с. 356—362.
133. Юдин М. И. Физические представления о диффузии тяжелых частиц.— Докл. АН СССР, 1945, т. 49, № 8.
134. Яглом А. М. Лагранжевы характеристики турбулентности в термически стратифицированном приземном слое и в конвективных струях.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1965, т. 1, № 2, с. 157—166.
135. Яглом А. М. О турбулентной диффузии в приземном слое атмосферы.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1972, № 6, с. 580—593.
136. Яглом А. М. Диффузия примеси от мгновенного точечного источника в турбулентном пограничном слое.— В сб.: Турбулентные течения.— М.: Наука, 1974, с. 62—74.
137. Яглом А. М. Об уравнениях с зависящими от времени коэффициентами, описывающими диффузию в стационарном приземном слое воздуха.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1975, т. 11, № 11, с. 1120—1128.
138. Яглом А. М. Корреляционная теория стационарных случайных функций.— Л.: Гидрометеоиздат, 1981.— 279 с.
139. Яглом А. М. Модели турбулентной диффузии, опирающиеся на стохастические дифференциальные уравнения Ланжевеновского типа.— В сб.: Метеорологические аспекты загрязнения атмосферы. Т. 2. М.: 1981, с. 178—183.
140. Angell J. K. Measurements of Lagrangian and Eulerian properties of turbulence at a height of 2 to 500 ft.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 1964, vol. 90, N. 383, p. 57—71.
141. Angell J. K., Pack D. H. Estimation of vertical air motion in desert terrain from tetroon flights.— Mon. Wea. Rev., 1961, p. 273—283.
142. Angell J. K., Pack D. H. Analysis of low-level constant volume balloon (tetroon) flights from Wallops island.— J. Atm. Sci., 1962, vol. 19, N. 1, p. 87—98.
143. Angell J. K., Pack D. H. Atmospheric lateral diffusion estimates from tetroons.— J. Appl. Meteorol., 1965, vol. 4, p. 418—425.
144. Angell J. K., Pack D. H., Dickson C. R. A Lagrangian study of helical circulations in the planetary boundary layer.— J. Atm. Sci., 1968, vol. 25, p. 707—717.
145. A research program on atmospheric diffusion from an oceanic site/G. S. Raynor, P. Michael, R. M. Brown, S. Sethuraman.— In: Proceedings of American Meteorological Soc. Symp. Atmos. Diffusion and Air Pollution. Santa Barbara, CA, 1974.
146. Atmospheric dispersion experiments in the near and medium field/A. Longhetto, P. Gulliot, D. Anfossi et al.— Nuovo Cimento, 1982, vol. 5, C, N. 3, p. 299—331.
147. Atmospheric — dispersion parameter evaluation in the Po valley/C. Bonito, D. Anfossi, P. Bacci et al.— Nuovo Cimento, 1980, vol. 3, C, N. 4, p. 394—404.
148. Atmospheric field experiments for evaluating pollutant transport and dispersion in complex terrain/P. H. Gudiksen, M. H. Dickerson, R. Lange, J. B. Knox.— In: Air Pollution Modelling and Applications. Vol. 4. Proceedings of the 14th Int. Techn. Meet. New York, London, 1985, p. 507—527.
149. Barad M. L. Diffusion of stack gases in very stable atmosphere.— Meteorological Monographs, 1951, vol. 1, N. 4, p. 9—19.
150. Barad M. L., Haugen D. A. A preliminary evaluation of Sutton's hypothesis for diffusion from a continuous source.— J. Meteorol., 1959, vol. 16, N. 1, p. 12—20.
151. Batchelor G. K. Diffusion in a field of homogeneous turbulence. I. Eulerian analysis.— Australian J. Sci. Res., 1949, vol. 2, p. 437—450.

152. Batchelor G. K. Application of the similarity theory of turbulence to atmospheric diffusion.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 1950, vol. 76, N. 328, p. 133—146.
153. Batchelor G. K. Diffusion in a field of homogeneous turbulence. II. The relative motion of particles.— Proc. Cambridge Phil. Soc., 1952, vol. 48, p. 345—362.
154. Batchelor G. K. Diffusion from sources in a turbulent boundary layer.— Arch. Mech. Stosowanej., 1964, vol. 16, N. 5, p. 661—670.
155. Benkley C. W., Shulman L. L. Estimating hourly mixing depths from historical meteorological data.— J. Appl. Meteorol., 1979, vol. 18, N. 6, p. 772—780.
156. Bowne H. E. Some measurements of diffusion parameters from smoke plumes.— Bull. Amer. Meteorol. Soc., 1961, vol. 42(2), p. 101—105.
157. Brier G. W. The statistical theory of turbulence and the problem of diffusion in the atmosphere.— J. Meteorol., 1950, vol. 7, N. 4, p. 283—290.
158. Briggs A. G. Analitical parametrization of diffusion: the convective boundary layer.— J. Clim. and Appl. Meteorol., 1985, vol. 24, p. 1167—1186.
159. Brown L. W. Deposition of particles on rough surface during turbulent gas-flow in a pipe.— Atm. Env., 1974, vol. 8, N. 8, p. 801—816.
160. Brown R. M., Cohen L. A., Smith M. E. Diffusion measurements in the 10—100 km range.— Appl. Meteorol., 1972, vol. 11, N. 2, p. 323—334.
161. Brutsaert W. The roughness length for water vapour, sensible heat and other scalars.— J. Atm. Sci., 1975, vol. 32, N. 10, p. 2028—2031.
162. Calder K. L. Atmospheric diffusion of particulate material, considered as a boundary value problem.— J. Meteorol., 1961, vol. 18, N. 3, p. 413—442.
163. Cermak J. E. Lagrangian similarity hypothesis applied to diffusion in turbulent shear flow.— J. Fluid. Mech., 1963, vol. 15, p. 49—64.
164. Chamberlain A. C. Transport of lycopodium spores and other particles to rough surfaces.— Proc. Roy. Soc. Ser. A. 1967, vol. 226, N. 1444, p. 63—70.
165. Chandhry F. H., Meroney R. N. A laboratory study of diffusion in stably stratified flow.— Atm. Env., 1973, vol. 7, p. 441—454.
166. Chandhry F. H., Meroney R. N. Similarity theory of diffusion and the observed vertical spread in the diabatic surface layer.— Boundary—Layer Met., 1973, vol. 3, p. 405—415.
167. Charnock H. Note on eddy diffusion in the atmosphere between one and two kilometers.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 1951, vol. 77, N 334, p. 654—658.
168. Chatwin P. C. The dispersion of a puff of passive contaminant in the constant stress region.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 1968, vol. 94, N. 401, p. 350—360.
169. Csanady G. T. Turbulent diffusion of heavy particles in the atmosphere.— J. Atm. Sci., 1963, vol. 20, p. 201—208.
170. Csanady G. T. Turbulent diffusion in a stratified fluid.— J. Atm. Sci., 1964, vol. 21, p. 439—447.
171. Csanady G. T. Variance of local concentration fluctuations.— Physic of Fluids, 1967, vol. 10, N. 9, p. 76—78.
172. Csanady G. T. Diffusion in an Ekman layer.— J. Atm. Sci., 1969, vol. 26, N. 5, p. 414—426.
173. Csanady G. T. Turbulent diffusion in the environment.— Boston, Reidel. 1973. X.— 248 p.
174. Deardorff J. W., Willis G. E. A parameterization of diffusion into the mixed layer.— J. Appl. Meteorol., 1975, vol. 14, N. 8, p. 1451—1458.
175. Deardorff J. W., Willis G. E. Ground-level concentration due to fumigation into entraining mixed layer.— Atm. Env., 1982, vol. 16, p. 1159—1170.
176. Determination du taux de dissipation turbulente et'du coefficient de diffusion verticale dans les couches atmospheriques stables a l'un flocon instantane/ D. Guedalia, J. Vignier, A. Druilhet, J. Fontan.— J. Recherches Atm., 1983, vol. 17, N. 1, p. 1—11.

177 Dierterle D A., Tingle A C A numerical study of mesoscale transport of air pollutants in sea breese circulations — In Proceeding of the 3 rd Sympo sium Atmospheric Turbulence Diffusion and Air Quality Raleigh Boston, Mass, 1976, p 436—441

178 Diffusion under low conditions near Oak ridge, Tennessee/R B Wilson, G E Start, C R Dickson, N R. Ricks — In Proceeding of the 3 rd Symp Atmospheric Turbulence Diffusion and Air Quality Raleigh N C, 1976, Boston Mass, 1976, p 269—276

179 Dinar N., Kaplan H, Kleiman M Characterization of concentration fluctuations of a surface plume in a neutral boundary layer — Boundary Layer Met, 1988, vol. 45, p 157—175

180 Doran J C, Horst T W, Nickola P W Experimental observation of the dependence of lateral and vertical dispersion characteristics on source height — Atm Env, 1978, vol. 12, p 2259

181 Draxler R R. Determination of atmospheric diffusion parameters — Atm Env, 1976, vol 10, p 99—105

182 Draxler R R, Stunder B J B Modeling the CAPTEX vertical tracer concentration profiles — J Appl Meteorol, 1988, vol 27, N 5, p 617—625

183 Draxler R R, Taylor A D. Horizontal dispersion parameters for long range transport modelling — J Appl Meteorol, 1982, vol 21, N 3, p 367—372

184 Durst C S The fine structure of wind in the free air — Quart J Roy Meteorol Soc, 1948 vol 74, N 321—322, p 349—360

185 Durst C S, Grossley A. F, Davis N E Horizontal diffusion in the atmosphere in the light of air trajectories — Paper the Meteorological Research Commitee (London) MRP 1058 1957

186 Dvore D S, Vaglio Laurin R Atmospheric diffusion of small instan taneous point releases near the ground — Atmospheric Environment, 1982, vol. 16, N 12, p 2791—2798.

187 Elliott W P The vertical diffusion of gas from a continuous source — Int J Air and Water Poll, 1961, vol 4, N 1/2 p 33—46

188 Ellison T H. Turbulent diffusion — Science Progress, 1959, vol 47 N 187, p 495—506

189 Everhard W L, Moninger W R, Briggs G A Plume dispersion in the convective boundary layer Part I CONDORS Field Experiment and Example measurements — J Appl Meteorol, 1988 vol. 27, N 5 p 599—616

190 Experimental characterization of atmosphere diffusion in complex terrain with land—sea interactions/M M Millan E Otamendi, L A Alonso, J Ureta — J Air Pollut Assoc 1987, vol 37, p. 807—817

191 Fiedler F The variance spectrum of the horizontal wind velocity at 50 m above the ground — Beitr Phys Atm 1971, vol 44 p 187—200

192 Franz H Zur Horizontal und Verticalansbreitung von Rauchfahnen durch Turbulente Diffusion — Rep. Inst Meteorol Techn Darmstadt, 1964

193 Frenkiel E H, Katz I Studies of small scale turbulent diffusion in the atmosphere — J Meteorol, 1956, vol 13(4), p 388—394

194 Gamo M, Yokoyama O, Yamamoto S Structure of the atmospheric boundary layer derived from airborne measurements of the energy dissipation rate — J Meteorol Soc Japan, 1976, vol 54, N 4 p 241—258

195 Gamo M., Yokoyama O Growth of the mixing depth and diurnal variation of vertical profiles of temperature and turbulence characteristics in the mixing layer — J. Meteorol Soc Japan 1979, vol 57, N 2, p 159—172

196 Gifford F A Smoke plumes as quantitative air pollution indices — J Air Pollut, 1952, vol 2, N 1, p 42—50

197 Gifford F A A simultaneous Lagrangian—Eulerian turbulence experiment — Mon Wea Rev, 1955 vol 83, N 12, p 293—301

198 Gifford F A Relative atmospheric diffusion of smoke puffs.— J Meteorol, 1957, vol 14, N 5, p 410—414

199 Gifford F A Diffusion in the diabatic surface layer — J Geophys Res, 1962, vol 67, N 8, p. 3207—3212
200 Gifford F A Variation of the Lagrangian—Eulerian time scale relationship with stability — USAEC Met Information Meeting September 11—14, 1967
201 Gifford F A. Smoke as a quantitative atmospheric diffusion tracer — Atm Env, 1980, vol 14, N 10, p. 1119—1121
202 Gifford F A The time scale of atmospheric diffusion considered in relation to the universal diffusion function — Atm Env, 1987, vol 21 N 6, p 1315—1320.
203 Groll A, George R, Ritter B Auswertung von Luftbildaufnahmen kunstlicher Nebelfahnen — Meteorol Rdsch, 1981, vol 14, N 6, p 162—166
204 Gryning S E, Van Ulden A F, Larsen S E Dispersion from a continuous ground level source investigated by a K model — Quart J Roy Meteorol Soc, 1983, vol 109 p 355—364
205 Hage E. R A particulate diffusion experiment — J Appl Meteorol, 1965, vol 4, N 5
206 Hanna S R Relative diffusion of tetroon pairs during convective conditions — J Appl Meteorol 1976 vol 15, p 588—593
207 Hanna S R Lagrangian and Eulerian time scale relations in the day time boundary layer.— J Appl Meteorol, 1979 vol 20 p 242—249
208 Hanna S R Concentration fluctuations in a smoke plume — Atm Env, 1984 vol 18, N 6, p 1091—1106
209 Harrison R M McCartney H A A comparison of the predictions of a simple Gaussian plume dispersion model with measurements of pollutant concentration at ground level and aloft — Atm Env, 1980 vol 14 p 589—596
210 Haugen D A Some Lagrangian properties of turbulence deduced from atmospheric diffusion experiments.— J Appl Meteorol, 1966 vol 5 N 5, p 646—652
211 Hayashi M Torikai H Tetroon measurements in the lower atmosphere.— Korañ, Pollut Contr 1978 vol 13, N 5 p 312—320
212 Heffter J L The variation of horizontal diffusion parameters with time for travel periods of one hour or longer — J Appl Meteorol 1965 vol 4, N 1, p 153—156
213 Heidorn K C A note on plume geometry from a tall stack — Boundary — Layer Meteorol 1981 vol 20 N 1 p 27—34
214 Hilst G R The dispersion of stack gases in stable atmospheres — J Air Pollut Control Assoc, 1957, vol 7 p 205—210
215 Hilst G R Simpson C J Observations of vertical diffusion rates in stable atmosphere — J. Meteorol, 1958, vol 15, p 125—126
216 Hirsch J H, Booker D R Response of superpressure balloons to vertical air motions — J Appl Meteorol 1966 vol 5 N 2 p 601—604
217 Hogstrom V An experimental study on atmospheric diffusion — Tellus 1964, vol 16(2), p 205—251
218 Horst T W Lagrangian similarity modelling of vertical diffusion from ground level source — J Appl Meteorol 1979 vol 18 N 6 p 733—740
219 Hunt J C R Diffusion in the stably stratified atmospheric boundary layer — J Clim Appl Meteorol 1985 vol 24 p 1187—1195
220 Hunt J C Kaimal J C Gaynor J Some observations of turbulence structure in stable layers — Quart J Roy Meteorol Soc 1985, vol 111, N 469 p 793—815
221 Hunt J C R, Weber A H A Lagrangian statistical analysis of diffusion from a ground level source in a turbulent boundary layer — Quart J Roy Meteorol Soc 1979, vol 105 p 423—443
222 Islitzer N F Short range atmospheric dispersion measurement from an elevated source — J Meteorol, 1961 vol 18 N 4 p 443—450
223 Kao S K Some aspects of the large scale turbulence and diffusion in the atmosphere — Quart J Roy Meteorol Soc, 1965, vol 91 p 10—14
224 Kao S K Lagrangian and Eulerian correlations and energy spectra of geostrophic velocities — Quart J Roy Meteorol Soc 1965 vol 90, p 166

225 Kao S K, Wendell L. L Some characteristics of relative particle dispersion in the atmospheric boundary layer — Atm Env 1968, vol 2, p 398—407
226 Kneen T Strauss W Deposition of dust from turbulent gas streams — Atm Env 1969, vol 3, N 1, p 55—67
227 Kofoed Hansen O On the interpretation of smoke diffusion and wind analysis data at Riso — J Geophys Res, 1962 vol 67, p 3217
228 Kondo N, Gamo K The effect of mixing layer on the sea breese circulation and the diffusion of pollutants associated with land—sea breeses — J Meteorol Soc Japan, 1979, vol 57, N 6, p 560—575
229 Kristensen L, Jensen N O, Petersen E L Lateral dispersion of pollutants in a very stable atmosphere — the effect of meandering — Atm Env 1981, vol. 15, N 5, p 837—844
230 Kimura F, Yoshikawa T Sato J Frequency distribution of the concentration on the center of mean plume axis in the surface layer — Papers in Meteorology and Geophysics, 1981, vol 32, N 3, p 149—154
231 Lamb R G A numerical simulation of dispersion from an elevated point source in the convective planetary boundary layer — Atm Env, 1978 vol 12, p 1297—1304
232 Li W W, Meroney R N Estimation of Lagrangian time scales from laboratory measurements of lateral dispersion — Atm Env, 1984, vol 18, N 8, p 1601—1611.
233 Lilly D K, Waco D E, Adelfang S I Statospheric mixing estimated from high altitude turbulence measurements — J Appl Meteorol 1974 vol 13, p 488—493
234 Lohmeyer A, Meroney R N Plate E J Model investigations of the spreading of heavy gases released from an instantaneous volume source at the ground — In Air Pollution Modelling and Applications Proceeding of the 11th Internacional Technical Meeting, New York London 1981, p 433—443
235 Lowry P H, Mazzarella D A, Smith M E Ground level measurements of oil fog emitted from a hundred meter chimney — Meteorological Monographs, 1951, vol 1, N 4, p 9—19.
236 MacCready P B The inertial subrange of atmospheric turbulence — J Geophys Res, 1962, vol 67, N 3 p 1051—1059
237 Misra P K Dispersion from tall stacks into a shoreline environment — Boundary—Layer Meteorol 1980 vol 14, p 397—400
238 Misra P K Dispersion of non buoyant particles inside a convective boundary layer — Atm Env, 1982, vol 16, p 239—243
239 Mizuno Tateki On the similarity of the characteristics of turbulence in an unstable boundary layer — Boundary—Layer Meteorol, 1982, vol 23, N 1 p 69—83
240 Moore G E, Mei-Kao Liu, Lu-Huai Shi Estimates of integral time scales from a 100 m meteorological tower at a Plains Site — Boundary—Layer Meteorol, 1985, vol 31, p 349—368
241 Mulholland M Simulation of tracer experiments using a numerical model for point sources in a sheared atmosphere — Atm Env, 1980 vol 14, N 12, p 1347—1360
242 Nappo C I The simulation of atmospheric transport using observed and estimated winds — In Proceedings of the 3rd Symposium of Atmospheric Turbulence, Diffusion and Air Quality Boston, Mass 1976 p 101—106
243 Nappo C. I Atmospheric turbulence and diffusion estimates derived from observations of a smoke plume — Atm Env, 1981, vol 15 N 4, p 541—547
244 Neumann J Some observations on the simple exponential function as a Lagrangian velocity correlation function in turbulent diffusion — Atm Env, 1978, vol 12, p 1965—1968
245 Nguyen V C, Saab A A three dimensional numerical model of atmospheric diffusion analytical and experimental validation.— In Proceedings of the 3 rd Symposium of Atmospheric Turbulence Diffusion and Air Quality Boston, Mass, 1976, p. 200—205

246. Nicola P W Measurements of the movement, concentration and dimensions of clouds resulting from instantaneous point sources — J Appl Meteorol, 1971, vol 10 p 962—973

247 Nieuwstadt F T. M Application of mixed-layer similarity to the observed dispersion from a ground level source — J Appl Meteorol, 1980, vol 19 N 2, p 157—162

248 Nieuwstadt F T M The turbulent structure of the stable nocturnal boundary layer — J Atm Sci, 1984, vol. 129, p 219—249

249 Nieuwstadt F T M., Van Ulden A P A numerical study on the vertical dispersion of passive contaminants from a continuous source in the atmospheric surface layer.— Atm Env, 1978, vol 12, p 2119—2124

250 Nieuwstadt F T M, Duuren H V Dispersion experiments from the 213 meteorological mast at Cabauw in the Netherlands — Atm Pollut 1980, Proc 14-th Int Colloq Paris, 1980, Amsterdam e a 1980, p 77—90

251 Noll K E, Fang K Y. P Development of a dry deposition model for atmospheric coarse particles — Atm Env, 1989 vol 23, N 3 p 585—594

252 O'Brien E E Diffusion of clouds of contaminant in a turbulent boundary layer — J. Atm Sci., 1966, vol 23, p 387—389

253 Ogura G The influence of finite observation intervals on the measurements of turbulent diffusion parameters — J Meteorol, 1957, vol 14, N 3, p 176—181

254 Ooms G, Duijm N J Dispersion of a plume heavier than air — In Proceedings of the Atmospheric Dispersion Heavy Gases and Small Particles Symposium Berlin e a. 1984, p 1—23.

255 Panofsky H A Scale analysis of atmospheric turbulence at 2 m — In Quart J Roy Meteorol Soc 1962 vol 88 N 375, p 57—69

256 Patrikos A. A N, Kiatler A L A numerical study of the Chicago lake breeses — Boundary—Layer Met, 1977, vol 12, N 1, p 93—123

257 Pasquill F Atmospheric diffusion 2 nd Edition — N J John Wiley and Sons, 1975 — 298 p

258 Pearson H J, Puttock J. S Hunt J. C R A statistical model of fluid element motion and vertical diffusion in a homogeneous turbulent flow — J Fluid Mech, 1983, vol 129 p 219—249

259 Peterson K R Diffusion measurements at medium range a continuous point source — USAEC Meteorological Information Meeting, September 11—14, 1967 Chalk River Nuclear Laboratories Atomic Energy of Canada Limited Chalk River, Ontario. Canada

260. Philips P, Panofsky H A A re examination of lateral diffusion from continuous source — Atm Env, 1982, vol 16, N 8, p 1851—1859

261 Pielke R A three dimensional model of the sea breese over South Florida — Mon Wea Rev, 1974, vol 102, N 2, p. 115—139

262 Randerson D, Garcia J C, Whitehead V S Photogrammetric and photometric investigation of a smoke plume viewed from space — J Appl Meteorol, 1971, vol 10, p 1122—1131

263 Randerson D Temporal changes in horizontal diffusion parameters of a scale nuclear debris cloud.— J Appl Meteorol, 1972, vol 11, p 670—674.

264 Raynor G S, Sethuraman S, Brown R M Formation and characteristics of coastal internal boundary layers during onshore flows — Boundary Layer Meteorol, 1979, vol 16, p 487—514.

265 Raynor G S, Michel P, Sethuraman S Meteorological measurements methods and diffusion models for use at coastal nuclear reactor sites — Nuclear Safety, 1980, vol 21, N 6, p 749—765

266 Richiardone R, Anfossi D, Mantovani E. Vertical structure and turbulent properties of wind field observed at a coastal complex site — Nuovo Cimento, 1981, vol C 4, N 5, p 535—550

267 Roberts O F T The theoretical scattering of smoke in a turbulent atmosphere.— Pr R S A., 1923, N 104, p. 640—645

268. Rounds W. Solution of the two-dimensional diffusion equations.— Trans. Amer. Geophys. Union., 1955, vol. 36, p. 395—405.
269. Sato J. The urban dispersion parameters of gaussian plume model in neutral stability condition.— Papers Meteorol. Geophys., 1977, vol. 28, N 3, p. 97—105.
270. Sato J., Kimura F., Yoshikawa T. The longitudinal spread of puff in the short range diffusion experiment.— Papers Meteorol. Geophys., 1981, vol. 32, N 3, p. 155—162.
271. Schmidt W. Der Massenaustausch bei der ungeordneten Strömung in freien Luft und seine Folgen.— Sitzungber. Akad. Wiss. Wien, Math—nat. Kl. (2a), 1917, Bd. 26, N 6.
272. Seneka J. Measures de diffusivité turbulente sur des flocons de fumée.— J. Sci. Météorol., 1955, vol. 7, N 26, p. 221—225.
273. Sethuraman S., Meyers R. E., Brown R. M. Ratio of Lagrangian to Eulerian energy dissipation scales over water during stable conditions.— in Proceedings of the 3rd Symposium Atmospheric Turbulence Diffusion and Air Quality. Boston, Mass, 1976. p. 264—268.
274. Sharma V., Myrup L. O. Diffusion from a line source in an urban atmosphere.— Atm. Env., 1975, vol. 9, N 10, p. 907—921.
275. Sheih C. M. On the lateral dispersion coefficients as functions of averaging time.— J. of Appl. Meteorol., 1980, vol. 19, p. 557—561.
276. Sheih C. M., Frensen P., Hart R. L. Measurements of Lagrangian atmospheric dispersion statistics over open water.— J. Appl. Meteorol., 1980, vol. 19, N 5, p. 497—504.
277. Shreffler J. H. Numerical experimentation with particles having non-zero terminal velocity in the atmospheric surface layer.— Bound.— Layer Met., 1975, vol. 9, p. 191—204.
278. Simulations of a tracer experiment in the Qresund region./Enger L., Gryning S. E., Lyck E., Widemo U.— Air Pollut. Model. and Appl. 4. proc. 14-th Int. Techn. Meet., Copenhagen, 27—30 Sept., 1983, New York; London, 1985, p. 295—309.
279. Smith F. B., Carson D. J. Some thoughts on the specification of the boundary layer relevant to numerical modelling.— Bound. Layer Met., 1977, vol. 12, N 3, p. 307—330.
280. Smith F. B., Hay J. S. The expention of clusters in the atmosphere.— Quart. J. Roy Met. Soc., 1961, vol. 87, N 371, p. 82—101.
281. Soo S. L., Chen F. F. The boundary conditions of the diffusion equation.— Powder Technol.— 1982, vol. 31, N 7, p. 117—119.
282. Start G. E., Dickson C. R., Wendell L. L. Diffusion in a canyon within rough mountanious terrain.— Appl. Meteorol., 1975, vol. 14, p. 333—346.
283. Steward R. W. Atmospheric diffusion of particulate matter released from an elevated continuous source.— J. Appl. Meteorol., 1968, vol. 7, N 3, p. 425—432.
284. Steven H. Lagrangian and Eulerian time-scale relations in the day-time boundary layer.— J. Appl. Meteorol., 1981, vol. 20, N 3, p. 242—249.
285. Stewart N. G., Gale H. I. and Crooks R. H. The atmospheric diffusion of gases discharged from the chimney of the Harwell Reactor BERO.— Intern. J. Air Pollution., 1954, vol. 1(1—2), p. 87—102.
286. Syrakov D. E., Djolov G. D., Jordanov D. L. Pollution of planetary boundary-layer in presence of inversion.— Докл. Болг. АН; 1982, т. 35, N 1, p. 25—27.
287. Takeuchi K. On the structure of the turbulent field in the surface boundary layer.— Analysis of the data obtained at O'Neill, Nebraska.— J. Meteorol. Soc. Japan, Ser. 2, 1961, vol. 39, N 6, p. 346—368.
288. Tank W. G. The use of large parameters in small scale diffusion studies.— Bull. Amer. Met. Soc., 1957, vol. 38, N 1, p. 6—12.
289. Taylor G. I. Eddy motion in the atmosphere.— Phil. Trans. Roy. Soc., 1915, vol. A.215, p. 1—26.

290. Taylor G. I. Diffusion by continuous movement.— Proc. London. Math. Soc., Ser. 2, 1921, vol. 20, p. 196—202.
291. Techniques and decision making in the assessment of off-site consequences of an accident in a nuclear facility.— Safety series N 86, International Atomic Energy Agency, Vienne, 1987.
292. The shoreline environment atmospheric dispersion experiment (SEADEX)/ W. B. Johnson et al.— In: Air Poll. Model. and Appl. 4. Proc. 14th Int. Techn. Meet. New York, London, 1985, p. 311—326.
293. Thompson N. Short-range vertical diffusion in stable conditions.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 1965, vol. 91, N 388, p. 175—183.
294. Un nuovo metodo per la determinazione sperimentale dei parametri diffusione in atmosfera reale/L. Santomauro, et. al.— Institute Lombardo (Rend. Sc.) 1977, A. 111, p. 173—187.
295. Van Ulden A. P., Holtslag A. A. M. Estimation of atmospheric boundary layer parameters for diffusion application.— J. Clim. Appl. Meteorol., 1985, vol. 24, N 1, p. 1196—1207.
296. Venkatram A. A model of internal boundary layer development.— Boundary—Layer Meteorol., 1977, vol. 11, p. 419—437.
297. Venkatram A. Dispersion from an elevated source in a convective boundary layer.— Atm. Env., 1980, vol. 14, p. 1—10.
298. Venkatram A. On dispersion in the convective boundary layer.— Atm. Env., 1983, vol. 17, N 3, p. 529—533.
299. Venkatram A., Vet R. Modelling of dispersion from tall stacks.— Atm. Env., 1981, vol. 15, N 9, p. 1531—1538.
300. Vencatram A., Strimaitis D., Disristofaro A. A semiempirical model to estimate vertical dispersion of elevated releases in the stable boundary layer.— Atm. Env., 1984, vol. 18, p. 9—23.
301. Walker G. J., Howson E. W., Gill G. C. A better way to evaluate nuclear-site meteorology.— Nucleonics, 1965, vol. 23.
302. Weber A. H. et al. Spectral scales in the atmospheric boundary layer.— J. Appl. Meteorol., 1982, vol. 21, p. 1622—1632.
303. Weil J. C., Brower R. P. Maryland Power Plant Siting Program dispersion model for tall stacks.— Ref. N PPSP-MP-36, 1982. Maryland Power Plant Siting Program; Martin Marietta Corp. Baltimore.
304. Weil J. C., Furth W. F. A simplified numerical model of dispersion from elevated sources in the convective boundary layer.— Extended abstract, Fifth Symp. on Turbul. Diffus. and Air Pollut., Atlanta, Amer. Meteorol. Soc., 1981, p. 76—77.
305. Weinstock J. Vertical turbulent diffusivity for weak or strong stable stratification.— J. Geophys. Res., 1981, vol. 86, N 10, p. 9925—9928.
306. Weinstock J. Energy dissipation rates of turbulence in the stable free atmosphere.— J. Atm. Sci., 1981, vol. 38, N 4, p. 241—258.
307. Wells M. R., Stock D. E. The effect of crossing trajectories on the dispersion of particles in a turbulent flow.— J. Fluid Mech., 1988, vol. 136, p. 31—62.
308. Whaley H. The derivation of plume dispersion parameters from measured three-dimensional data.— Atm. Env., 1974, vol. 8, p. 281—290.
309. Wieringa J. Representativeness of wind observations of airports.— Bull. Amer. Meteorol. Soc., 1980, vol. 61, p. 962—971.
310. Wilkins E. M. Observations on the separations of pairs of neutral balloons and applications to atmospheric diffusion theory.— J. Meteorol., 1958, vol. 15(3), p. 324—327.
311. Willis G. E., and Deardorff J. W. A laboratory model of diffusion into the convective planetary boundary layer.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 1976, vol. 102, p. 427—445.
312. Willis G. E., Deardorff J. W. A laboratory study of dispersion an elevated source with a modeled convective planetary boundary layer.— Atm. Env., 1978, vol. 12, p. 1305—1311.

313. Yamamoto S., Gamo M., Yokoyama O. Airborne measurements of turbulent flux.— J. Meteorol. Soc. Japan, 1977, vol. 55, N 5, p. 533—545.
314. Yokoyama O., Gamo M., Yamamoto S. On the turbulence quantities in the neutral atmospheric boundary layer.— J. Meteorol. Soc. Japan, 1977, vol. 55, N 3, p. 312—318.
315. Yokoyama O., Gamo M., Yamamoto S. On the turbulence quantities in the atmospheric mixed layer.— J. Meteorol. Soc. Japan, 1977, vol. 55, N 2, p. 182—192.
316. Yokoyama O., Gamo M., Yamamoto S. The vertical profiles of the turbulence quantities in the atmospheric boundary layer.— J. Meteorol. Soc. Japan, 1979, vol. 57, N 3, p. 264—272.

Предметный указатель

А

Аппроксимационные формулы для
концентрации примеси 53, 151, 178, 231
скорости ветра 72, 209
характеристик диффузии 47, 95, 98, 100, 103, 128, 145—150, 236—237, 244—247
характеристик турбулентности 249—250
Асимметрия 139—141

Б

Баллоны постоянного давления (см. *Тетроны*)

В

Верхняя граница пограничного слоя (см. *Высота пограничного слоя*)
Ветер
геострофический 67, 210
логарифмический профиль 66, 232
поворот с высотой 67, 209—210, 248
Внутренние гравитационные волны 153—155
Внутренний пограничный слой 251, 253—256
Время диффузии 238, 250
Вымывание примеси из факела 215, 225
Высота пограничного слоя 67—68, 72, 216, 235, 248

Г

Гауссова модель облака, факела примеси 21—22, 216
Геострофический коэффициент трения 67

Д

Динамическая скорость 28, 66, 70, 238
Диссипация (см. *Скорость диссипации турбулентной энергии*)
Диффузия
влияние бриза, рельефа 182, 183, 210, 251—257
сдвига ветра 34—35, 245—246
молекулярная 8, 10, 26
Дымовая струя (см. *Дымовой факел*)
Дымовой факел 11—12, 17, 40, 47, 120, 124, 195—199

Ж

Жидкие элементы 8, 155

И

Инерционный интервал 13, 18, 24, 37, 73, 122

К

Классы (категории) устойчивости 71, 206—207, 226
Конвективный пограничный слой
  высота 68, 138
  масштаб скорости 68, 138
  особенности диффузии 137—144
  расчетные формулы 145—151, 243, 249
Константы законов подобия для диффузии 77—79, 88—91, 93, 95, 104—108, 238—240
  инерционного интервала 196
Концентрация примеси
  максимальная у поверхности земли 143, 169—170, 176—177
  флуктуации 108—118
Коэффициент
  вымывания 225
  турбулентного обмена 67, 131, 219
  турбулентной диффузии 15, 19, 26—27, 33, 215, 229—230
Критерии устойчивости 66—67, 72

М

Масштаб
  Болджиано—Обухова 127
  диффузии 21
    вдоль направления сноса 21, 192, 204
  корреляции временной 14—15, 35, 58, 185, 202
  Монина—Обухова 66, 137, 238
  отношение Лагранжева к Эйлерову 36—37, 182, 193—194, 205
  турбулентности интегральный 15
    пространственный 35
Меандрирование струи 22, 109, 112—114
Мезомасштабная диффузия 219, 220—221
Мезошероховатость
  влияние на диффузию 51
Методы и средства измерения 39—46, 181—187, 193, 252
Микромасштаб (внутренний масштаб) 20, 155

Н

Нейтрально-стратифицированный пограничный слой
  масштаб высоты 67
  расчет диффузии 242, 244—246

О

Облако, клуб примеси 11—12, 16, 22, 217
  центр тяжести 17, 19
Осаждение примеси на подстилающую поверхность 28—30, 59, 88—89, 215, 225
Оседание примеси гравитационное 27, 45, 59, 163, 174, 227
  влияние на коэффициент диффузии 164—165, 174
  особенности рассеяния 163—179
Осреднение 10, 12, 17, 26, 231, 250
  концентрации по времени 215, 216, 220—222, 231

П

Параметр
  Кориолиса 67, 242
  шероховатости 51, 67, 69, 72
Переменные Лагранжа и Эйлера 9—10

Перенос 209—212
Плотность осадка 28, 166—170
Подстилающая поверхность 28, 169, 215
граничное условие на 28, 30—32
Подъем струи факела
в приземном слое 75, 223
начальный (см. *Эффективная высота источника*)
Поток примеси 26, 28, 32
температуры турбулентный 66
Приземный слой
диффузия 47, 75, 238—240
коэффициенты турбулентного обмена 67
универсальные функции 66, 81
Пульсации направления ветра 38, 221, 232

Р

Распад примеси, учет 27, 215, 225

С

Синоптическая составляющая диффузии 136
Скорость
выравнивания неоднородностей концентрации 158
диссипации турбулентной энергии 14, 143, 181, 196, 198, 201, 249—250
оседания примеси 28, 30, 230
переноса 181, 209—212, 247
сухого осаждения примеси 28, 30, 230
Слой перемешивания 119, 216, 241, 247, 250
Спектральная плотность 13—14, 36, 73, 127, 201
Степенная аппроксимация
характеристик диффузии 47, 103, 232, 233
профиля скорости ветра 72, 209, 232
Струя примеси (см. *Факел*)

Т

Теория подобия 75, 100, 138, 242
Тетроны 42—43, 133, 188, 200—203

У

Уравнение турбулентной диффузии 25—27, 33, 34, 215, 229
Устойчиво стратифицированный пограничный слой
высота 68, 72
коэффициент турбулентного обмена 152, 158
особенности диффузии 127—128, 159—162
расчетные формулы 239, 243, 250

Ф

Факел примеси (см. также *Дымовой факел*)
ось 22
Функция
корреляционная 13—14, 20, 183—187,
истощения 225
структурная 13, 15, 17—20, 73

Х

Химические превращения примеси, учет 27, 215, 225

Ч

Частота Брента—Вяйсяля 152, 244
Число
    Ричардсона 70
    Рэлея 137

Э

Эффективная высота источника 52, 144, 215, 222—224

Я

Ячейковая конвекция 137, 142—145

Содержание

Предисловие 3

Символы и обозначения 6

1. Основные методы описания турбулентной диффузии 8
   1.1. Основы статистической теории турбулентной диффузии 10
   1.2. Полуэмпирическое уравнение турбулентной диффузии 25
   1.3. О связи между эйлеровыми и лагранжевыми статистическими характеристиками турбулентности 35

2. Методы и условия экспериментальных исследований 39
   2.1. Экспериментальные методы . . . . . —
   2.2. Условия проведения экспериментов и характеристика первичных результатов 46
   2.3. Метеорологическое обеспечение опытов 65

3. Турбулентная диффузия в вертикально неоднородном приземном слое атмосферы 75
   3.1. Способы учета вертикальной неоднородности приземного слоя . . —
   3.2. Профили концентрации примеси в приземном слое 84
   3.3. Статистические моменты вертикального и продольного распределений концентрации 89
   3.4. Рассеяние примеси в поперечном ветру направлении 97
   3.5. Сводка экспериментальных оценок констант в формулах подобия лагранжевых характеристик турбулентности и сравнение их с теоретическими 104
   3.6. Флуктуации концентрации примеси в меандрирующей струе . . 108

4. Экспериментальные исследования диффузии примеси в пограничном слое атмосферы 119
   4.1. Результаты опытов с дымовыми струями (квазиоднородный слой) 120
   4.2. Результаты диффузионных опытов с тетронами 133
   4.3. Диффузия в конвективном пограничном слое 137
   4.4. Особенности диффузии при устойчивой стратификации 153
   4.5. Результаты опытов по рассеянию примеси, оседающей под действием силы тяжести 163

5. Связь между характеристиками турбулентности в координатах Эйлера и Лагранжа 181
   5.1. О методике расчета лагранжевых характеристик турбулентности в атмосфере . . . . . —
   5.2. Статистические характеристики скоростей воздушных частиц в приземном слое атмосферы 187
   5.3. Сравнения лагранжевых характеристик турбулентности с эйлеровыми по экспериментальным данным в пограничном слое атмосферы 193
   5.4. Зависимость лагранжевых характеристик турбулентности от определяющих параметров пограничного слоя 202

5.5. Некоторые эксперименты в условиях сложного рельефа и поворота ветра с высотой 208

6. Применение основных способов описания турбулентной диффузии для практических расчетов рассеяния примеси в атмосфере 214
6.1. Классификация задач и основные сведения о расчетных моделях —
6.2. Сравнение основных методик расчета турбулентной диффузии примеси в атмосфере 226
6.3. Усовершенствованная статистическая модель, разработанная в ИЭМ 237
6.4. Об учете влияния неоднородности подстилающей поверхности и нестационарности внешних параметров 251

Список литературы 258

Предметный указатель 273

Монография

Бызова Наталья Леонтьевна
Гаргер Евгений Константинович
Иванов Владислав Николаевич

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АТМОСФЕРНОЙ ДИФФУЗИИ И РАСЧЕТЫ РАССЕЯНИЯ ПРИМЕСИ

Редактор С. С. Судакова. Художник С. В. Богородский. Художественный редактор Е. Н. Чукаева. Технический редактор Н. Ф. Грачева. Корректор Л. И. Хромова.

ИБ № 1870

Сдано в набор 07.09.90. Подписано в печать 06.02.91. Формат 60×90¹/₁₆. Бумага книжная. Литературная гарнитура. Печать высокая. Печ. л. 17,5. Кд.-отт. 17,5. Уч.-изд. л. 19,24. Тираж 1400 экз. Индекс МОЛ-81. Заказ № 211. Цена 3 р. 30 к.
Гидрометеоиздат. 199226. Ленинград, ул. Беринга, д. 38.

Ленинградская типография № 8 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Государственного комитета СССР по печати. 190000, Ленинград, Прачечный переулок, 6.