

ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

ТРУДЫ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ГЛАВНОЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
им. А. И. ВОЕЙКОВА

Выпуск

398

ФИЗИКА
ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ
АТМОСФЕРЫ

Под редакцией
канд. физ.-мат. наук
А. С. ДУБОВА

Ленинградский
Гидрометеоцентральный ин-т
БИБЛИОТЕКА
Л-д 195196 Малосолнечный пр., 98



ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ ЛЕНИНГРАД 1977

Содержатся статьи, посвященные взаимодействию океан — атмосфера, влиянию турбулентных потоков тепла от океана на суточные изменения полей атмосферного давления, расчетам турбулентного режима в пограничном слое над подстилающей поверхностью сложной структуры, в частности над растительностью. Сопоставляются профили скорости ветра и температуры в пограничных слоях над большим городом и открытой равниной по данным специальных наблюдений, проводится физический анализ таких различий.

Рассчитан на метеорологов, специалистов по атмосферной турбулентности, аспирантов и студентов старших курсов соответствующих специальностей.

The publication contains papers dealing with the ocean-atmosphere interaction, the effect of turbulent heat fluxes from ocean on the daily changes of atmospheric pressure fields, the calculations of turbulent regime in the boundary layer over the underlying surface of the complicated structure, in particular over vegetation. The profiles of wind speed and temperature are compared in boundary layers over a large city and open plain using the data of special observations, physical analysis of such differences is made.

The publication is meant for meteorologists, specialists on atmospheric turbulence, post-graduates and senior students of appropriate specialities.

А. С. Дубов, Б. М. Ильин,
Г. А. Кобышев

ОБ УЧЕТЕ ТЕПЛОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОКЕАН — АТМОСФЕРА В КРАТКОСРОЧНОМ ПРОГНОЗЕ ПОГОДЫ

1. В настоящее время принято считать, что притоки тепла к атмосфере над сушей за счет турбулентного обмена практически не сказываются на изменениях полей давления в средних широтах на 1—2 суток. Действительно, примем согласно [1] в качестве характерного значения турбулентного потока тепла у поверхности земли в этой широтной зоне $H_T = 3$ ккал/(см²·мес) = 0,07 ккал/(см²·мин) и будем считать, что на верхней границе планетарного пограничного слоя (уровень поверхности 850 мбар) этот поток равен нулю. В соответствии с уравнением притока тепла, изменение относительной топографии h_{1000}^{850} в дам/ч за счет турбулентного теплообмена атмосферы с подстилающей поверхностью может быть записано в виде [2]

$$\frac{\partial h_{1000}^{850}}{\partial t} = 0,75 H_T,$$

где H_T в кал/(см²·мин).

Подставляя величину H_T , получим, что суточное изменение относительной топографии за счет этого процесса равно 1,3 дам — величине, находящейся в пределах точности прогнозов. Учет теплового взаимодействия атмосферы с материковой поверхностью в задачах краткосрочного прогноза затруднен еще сложностью определения температуры подстилающей поверхности. В отличие от океана, температуру поверхности которого можно считать постоянной в течение суток, температура суши обладает большой изменчивостью, в частности очень сильно зависит от облачности. При численном моделировании общей циркуляции атмосферы обычно задают климатологические значения облачности. Поскольку краткосрочный прогноз изменения облачности недостаточно надежен, включение в прогностические модели теплового взаимодействия

атмосферы с поверхностью суши с достаточной точностью пока еще невозможно.

Наиболее активное тепловое взаимодействие атмосферы с подстилающей поверхностью имеет место зимой в районах натекания холодного воздуха с материков на области теплых течений в океане. Хорошо известны районы циклогенеза и возникновения высотных антициклонов (ситуация блокирования) в Северной Атланти-

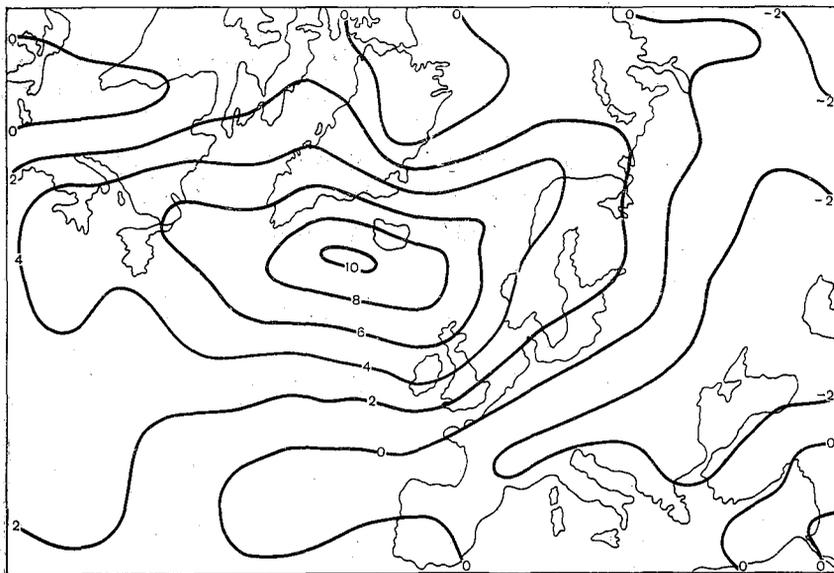


Рис. 1. Распределение средних ошибок 48-часовых прогнозов приземного давления (мбар).

ке и вблизи Камчатки. Согласно [1], турбулентные потоки тепла от океана к атмосфере в районе Гольфстрима могут достичь $10 \text{ ккал}/(\text{см}^2 \cdot \text{мес})$, что приведет к суточным изменениям относительной топографии около 4 дам. Значения теплообмена океан — атмосфера в отдельных экстремальных случаях могут в 3 раза превышать климатологические значения, тогда изменения относительной топографии могут достигать 12 дам в сутки и более. Пренебрежение в этих условиях теплообменом океан — атмосфера может привести к значительным ошибкам прогноза. В качестве иллюстрации этого положения на рис. 1 приведено распределение систематических ошибок двухсуточных прогнозов по схеме ГГО [4]. Это шестиуровневая геострофическая, адиабатическая схема, характеристики оправдываемости которой для первого района, изображенного на рис. 2, даны в сравнении с оперативными прогноза-

ми Гидрометцентра в табл. 1. Как видно из этой таблицы, оправдываемость прогнозов по схеме ГГО не только не уступает, но по некоторым характеристикам (относительная ошибка прогнозов наземного давления) даже превосходит оправдываемость суточных прогнозов Гидрометцентра. Тем не менее эта схема нуждается в дальнейшей доработке, в частности в устранении зоны очень больших систематических ошибок на акватории Северной Атлантики между Гренландией и Скандинавией, показанной на рис. 1. Естественно, наличие этого максимума объяснить влиянием региональных процессов, характерных для данного района и не учтен-

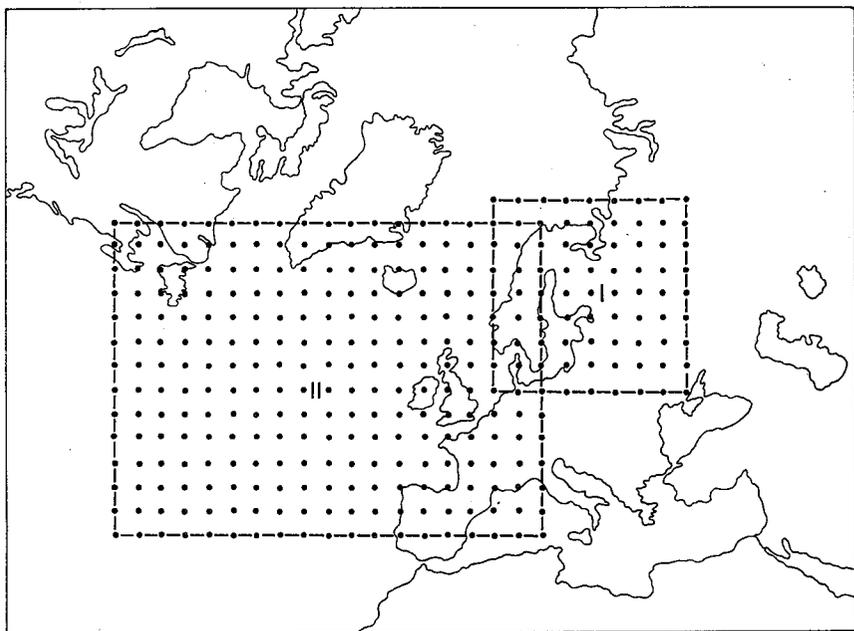


Рис. 2. Районы оценок прогнозов с учетом теплообмена океан — атмосфера.

ных в прогностической модели. К такого рода процессам в первую очередь следует отнести теплообмен океана с атмосферой и обтекание горных рельефов.

В настоящей статье мы будем исследовать только влияние турбулентного теплообмена между океаном и атмосферой на изменение полей геопотенциала, не касаясь особенностей динамики обтекания гор воздушным потоком.

2. Для определения турбулентного потока тепла у поверхности океана воспользуемся теорией подобия Монина — Зилитинкевича [3], позволяющей рассчитывать этот поток по данным о внешних параметрах: по перепадам скорости и потенциальной темпера-

Оправдываемость суточных прогнозов приземного давления и геопотенциала на уровне 500 мбар по схемам ГГО и Гидрометцентра по первому району с центром в Ленинграде

Уровень, мбар	Схема прогноза	Число случаев	Характеристика оправдываемости						
			δ	δ_{Φ}	ϵ	δ_{Π}	η	r	ρ
Земля	ГГО	53	2,8	4,5	0,62	3,4	0,77	0,75	0,75
	ГМЦ	53	3,2	4,5	0,72	4,9	1,10	0,76	0,71
500	ГГО	38	3,1	4,0	0,77	2,2	0,55	0,64	0,64
	ГМЦ	38	3,2	4,0	0,80	2,9	0,72	0,62	0,57

Примечание: δ — средняя абсолютная ошибка прогноза, δ_{Φ} — средняя абсолютная фактическая изменчивость, ϵ — относительная ошибка, δ_{Π} — средняя абсолютная прогностическая изменчивость, η — среднее отношение абсолютной прогностической изменчивости к абсолютной фактической изменчивости,

r — коэффициент корреляции, $\rho = \frac{n^+ - n^-}{n^+ + n^-}$, n^+ — число узлов сетки, в которых предсказанный знак изменений геопотенциала оправдался, n^- — число узлов, где знак изменений не оправдался.

туры на границах планетарного пограничного слоя, по параметрам шероховатости подстилающей поверхности и широте места. Для расчетов турбулентных потоков у поверхности океана были использованы законы сопротивления Монина — Казанского, обобщенные Зилитинкевичем на случай термически стратифицированной среды:

$$\ln \frac{u_*}{fz_0} = B(\mu) + \sqrt{\left(\frac{\kappa v_g}{u_*}\right)^2 - A^2(\mu)}, \quad (1)$$

$$\vartheta_h - \vartheta_0 = -\frac{Q}{\kappa u_*} \left[\ln \frac{u}{fz_0} - C(\mu) \right], \quad (2)$$

$$\mu = -\frac{\kappa^2 g Q}{f T u_*^2} \quad (\text{параметр стратификаций}).$$

Здесь u_* — динамическая скорость, f — параметр Кориолиса, z_0 — шероховатость подстилающей поверхности, $\kappa = 0,40$ — постоянная Кармана, v_g — скорость геострофического ветра, $Q = H/c_{p\rho} \vartheta_h - \vartheta_0$ — разность потенциальных температур на границах пограничного слоя. Параметр шероховатости z_0 определялся по известному соотношению

$$z_0 = 0,035 u_*^2 / g.$$

Аналитические зависимости A , B и C от μ , полученные в результате обработки материалов наблюдений, взяты из работы Зилитинкевича [6]:

а) устойчивая стратификация ($\mu > 0$)

$$\begin{aligned} A &= 5,7 + 4\sqrt{\mu}, \\ B &= \ln(7,4 + \mu) - 4\sqrt{\mu}, \\ C &= \ln \mu - 6\sqrt{\mu}; \end{aligned} \quad (3)$$

б) неустойчивая стратификация ($\mu < 0$)

$$\begin{aligned} A &= \frac{10}{\sqrt{3,1 + |\mu|}}, \\ B &= \ln\left(20,2 + \frac{\mu}{x}\right) - 1, \\ C &= \ln \frac{\mu}{x} - 0,1. \end{aligned} \quad (4)$$

Эти формулы были несколько модифицированы по сравнению с [6]. В них добавлены аддитивные константы таким образом, чтобы при $\mu=0$ функции A и B были одинаковыми вне зависимости от того, с какой стороны к нейтральной стратификации стремиться: от инверсии или от сверхadiaбатических условий. Значения названных постоянных были выбраны в соответствии с имеющимися литературными данными об этих экспериментально определяемых величинах $A(0) = 5,7$ и $B(0) = 2,0$. Функция $C(\mu)$ обращается в бесконечность при $\mu \rightarrow 0$. Но это, как видно из выражения (2), не препятствует обращению в нуль разности потенциальных температур на границах пограничного слоя при отсутствии турбулентных потоков тепла, поскольку $\lim_{Q \rightarrow 0} Q \ln \frac{u_*}{Q} = 0$. После подстановки (3) или (4) в (1) и (2) получены следующие трансцендентные уравнения для нахождения динамической скорости и турбулентного потока тепла по внешним параметрам:

а) устойчивая стратификация ($\mu > 0$)

$$\begin{aligned} v_g &= \frac{u_*}{0,4} \sqrt{\left(10,8 + \ln \frac{u_*}{|Q| + 0,161u_*^2} + 27,0 \frac{\sqrt{|Q|}}{u_*}\right)^2 +} \\ &\quad + \left(5,7 + 27,0 \frac{\sqrt{|Q|}}{u_*}\right)^2}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\vartheta_h - \vartheta_0 = \frac{|Q|}{0,4u_*} \left(10,8 + \ln \frac{u_*}{|Q|} + 41,1 \frac{\sqrt{|Q|}}{u_*}\right); \quad (6)$$

б) неустойчивая стратификация ($\mu < 0$)

$$v_g = \frac{u_*}{0,4} \sqrt{\left(10,8 + \ln \frac{u_*}{Q + 0,76u_*^2}\right)^2 + 2,18 \frac{u_*^2}{Q + 0,067u_*^2}}, \quad (7)$$

$$\vartheta_h - \vartheta_0 = - \frac{Q}{0,4u_*} \left(9,94 + \ln \frac{u_*}{Q} \right). \quad (8)$$

Здесь Q в м/(с·град), u_* и v_g в м/с.

Для нахождения u_* и Q по данным о v_g и $\vartheta_h - \vartheta_0$ в работе [2] были построены специальные номограммы. Для использования в численных прогнозах такого рода расчеты удобнее, естественно, делать на ЭВМ методом итераций.

Применительно к условиям неустойчивой стратификации этот метод сводится к следующему. Первое приближение для u_* найдем из соотношения (7), пренебрегая всеми членами под радикалом, содержащими u_* :

$$u_*^{(1)} = \frac{0,4}{10,84} v_g.$$

Подставляя это выражение в (8) и пренебрегая членом с логарифмом, получим первое приближение для турбулентного потока тепла:

$$Q^{(1)} = - \frac{(\vartheta_h - \vartheta_0) \cdot 0,16 v_g}{9,94 \cdot 10,84}.$$

Подставляя теперь в отброшенные ранее члены равенства (7) выражение для $u_*^{(1)}$ и $Q^{(1)}$ найдем второе приближение $u_*^{(2)}$, а затем и $Q^{(2)}$. Аналогичным образом находятся и следующие приближения. Если расчеты прекратить после того, как расхождения между двумя последующими итерациями не будут превышать 2%, то, как показали вычисления по программе, составленной Л. П. Быковой, достаточно выполнить 2—3 итерации. Таким же методом решаются уравнения и для инверсионных условий.

На рис. 3 приведен пример расчета турбулентных потоков тепла от океана к атмосфере для узлов регулярной сетки точек, используемой при прогнозе по модели ГГО [4]. Это один из специально отобранных случаев холодных вторжений с северо-востока на теплый океан (21 января 1975 г.). Естественно, при такой ситуации значения потоков тепла оказались весьма значительными (0,45—0,47 кал/(см²·мин)). Одна из зон максимальных значений теплообмена между океаном и атмосферой находилась вблизи Американского континента в районе Гольфстрима. В районе Японского моря при натекании холодного воздуха с Азиатского континента эти потоки достигают 1 кал/(см²·мин), так что приведенные на рис. 3 величины не являются чрезмерно большими. Средние значения теплообмена по всей акватории, охваченной расчетами, оказались несколько меньше соответствующих климатологических значений для января по этому району, взятых из [1]. Это также свидетельствует о том, что выбранный случай не является экстремальным.

Вторая область интенсивного теплообмена между океаном и атмосферой располагается вблизи Ирландии и обусловлена сильными ветрами над этим районом (20 м/с на уровне поверхности 850 мбар).

3. Рассчитанные таким образом турбулентные потоки тепла вводились в прогностическую схему, описание которой дается в [4]. Как известно, притоки тепла в прогностические уравнения входят в виде добавочного члена к адвекции температуры A_T . Таким образом, влияние термических факторов описывается следующим выражением:

$$A_T + \frac{\epsilon_T}{c_p \rho} = -u \frac{\partial T}{\partial x} - v \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{g}{c_p \rho_0} \frac{\partial H}{\partial \zeta}.$$

Поскольку турбулентный поток тепла на верхней границе пограничного слоя (уровень поверхности 850 мбар) и выше принимался равным нулю, то член $\epsilon_T/c_p \rho$ должен добавляться к адвекции температуры только на уровнях, расположенных внутри пограничного слоя. В конкретных расчетах производная $\partial H/\partial \zeta$ заменялась отношением конечных разностей и относилась к уровню $\zeta = 0,92$.

$$\frac{\partial H}{\partial \zeta} \approx \frac{H_0}{\Delta \zeta} = \frac{H_0}{0,15}.$$

Оценки, проведенные Ф. Н. Шехтер [5], показали, что при значениях турбулентного потока тепла порядка $0,4$ кал/(см²·мин) радиационные притоки оказываются пренебрежительно малыми по сравнению с турбулентными и их можно не учитывать. К аналогичным выводам пришел также С. П. Малевский-Малевич. Для опытных прогнозов были выбраны случаи холодных вторжений с северо-востока на Северную Атлантику в зимних условиях, когда океан много теплее воздуха. Поскольку результаты прогноза по неадиабатической схеме необходимо было сопоставить с прогнозами по схеме без учета притока тепла, то были отобраны только те дни, для которых давались оперативные прогнозы и имелся объективный анализ полей давления для последующего дня. Для выбранных семи случаев О. Б. Шкляревич были вручную проанализированы карты температуры и ветра на поверхности 850 мбар и карты температуры поверхности океана. После этого в соответствии с вышеприведенными формулами рассчитывались потоки тепла над Атлантикой в начальный момент времени. Эти потоки после умножения на эмпирически подобранный коэффициент суммировались с адвекцией на уровне 1000 мбар и дальнейшие расчеты велись согласно методике, изложенной в [4].

Для расчетов турбулентных потоков по шагам необходимо на каждом шаге знать значения внешних параметров, определяющих эти потоки. Температуру поверхности океана можно было считать неизменной, геострофический ветер на уровне поверхности 850 мбар каждый раз рассчитывался по прогнозируемому полю геопотенциала. Задача несколько облегчалась тем, что для расчетов турбулентных потоков тепла от океана к атмосфере необходимо знать только модуль скорости геострофического ветра, так что дополнительные ошибки, связанные с направлением ветра, на результаты расчетов не влияли. Главные трудности возникали с определением

температуры на уровне поверхности 850 мбар на каждом временном шаге. Построение специальной прогностической схемы для поля температуры с учетом вертикальных скоростей и других факторов представляло довольно сложную задачу, поэтому был использован статистический подход. С этой целью была найдена корреляционная связь между температурой на уровне поверхности 850 мбар (t_{850}) и средней температурой слоя

$$\bar{t} = \frac{h_{700} - h_{1000}}{1,05} - 273,$$

где h_i в декаметрах, \bar{t} в °С.

В результате обработки материалов зондирования прибрежных станций и кораблей погоды в Северной Атлантике (120 случаев) было получено следующее соотношение:

$$t_{850} = 1,2 + 0,97\bar{t}.$$

С использованием этого соотношения находился перепад потенциальной температуры

$$\vartheta_h - \vartheta_0 = 1,2 + 0,97\bar{t} - t_0 - 11,3.$$

Здесь 11,3°С — перепад температур в слое 850—1000 мбар, соответствующий адиабатическому градиенту температуры.

Располагая этими данными и значением скорости геострофического ветра, рассчитывались турбулентные потоки на каждом шаге согласно изложенной выше процедуре и вводились в прогностическую схему.

Оценки оправдываемости велись по двум районам (см. рис. 2). Первый из них (9×9 узлов сетки) весьма близок к территории, обслуживаемой СЗ УГМС, и является территорией с достаточно хорошей освещенностью данными. Второй район (14×19) с очень плохой освещенностью данными относится к условиям Атлантики.

Отобранные случаи характеризовались невысокой оправдываемостью адиабатической схемы. Средние значения оценок оправдываемости наземного давления по семи дням для первого района составили $\epsilon=0,71$, $r=0,77$, $\rho=0,72$. Это объясняется тем что процессы были очень активными, сопровождались большими скоростями ветра и интенсивным циклогенезом.

В табл. 2 приведены средние характеристики улучшения оправдываемости 24-часовых прогнозов после введения в схему теплообмена океан—атмосфера по обоим районам (по данным 7 случаев).

Наиболее сильно влияние притоков тепла сказывается на поверхностях 850 и 700 мбар. Это влияние распространяется по вертикали на всю тропосферу и прослеживается даже на поверхности 200 мбар, а по горизонтали — на материковую часть, расположенную к западу от Северной Атлантики. О последнем факте свидетельствуют улучшения оправдываемости прогнозов по первому району. Следует отметить, что, вообще, к результатам, полученным

применительно к этому району, следует относиться с большим доверием в силу большей надежности исходных и конечных данных о реальных полях геопотенциала. Вследствие плохой освещенности данными акватории Атлантики часть ошибок прогноза может быть отнесена за счет погрешностей объективного анализа. Тем не менее заметное улучшение оправдываемости после введения значений притоков тепла от океана обнаруживается и для второго, океанического, района оценки прогноза.

Таблица 2

Улучшение оправдываемости прогнозов при учете притока тепла от океана для первого и второго районов

Уровень, мбар	ε		γ		ρ	
	I	II	I	II	I	II
Земля	$\frac{0,10}{14}$	$\frac{0,14}{13}$	$\frac{0,04}{5}$	$\frac{-0,01}{-2}$	$\frac{0,10}{14}$	$\frac{0,04}{8}$
850	$\frac{0,18}{20}$	$\frac{0,11}{10}$	$\frac{0,08}{12}$	$\frac{-0,06}{-11}$	$\frac{0,17}{31}$	$\frac{0,05}{10}$
700	$\frac{0,19}{19}$	$\frac{0,15}{17}$	$\frac{0,04}{6}$	$\frac{-0,08}{12}$	$\frac{0,23}{50}$	$\frac{0,14}{28}$
500	$\frac{0,14}{13}$	$\frac{0,01}{1}$	$\frac{0,02}{3}$	$\frac{-0,07}{-11}$	$\frac{0,15}{44}$	$\frac{0,09}{18}$
300	$\frac{0,07}{7}$	$\frac{0,01}{1}$	$\frac{-0,01}{-1}$	$\frac{-0,04}{-6}$	$\frac{0,07}{21}$	$\frac{0,08}{15}$
200	$\frac{0,09}{8}$	$\frac{0,01}{1}$	$\frac{-0,01}{-1}$	$\frac{-0,03}{-4}$	$\frac{0,07}{23}$	$\frac{0,10}{18}$

Примечание. В числителе дано изменение соответствующей характеристики оправдываемости, в знаменателе — отношение (в процентах) указанного изменения к оправдываемости адиабатического прогноза.

Следует отметить, что учет теплообмена океан—атмосфера сказывается более заметно на относительной ошибке и оправдываемости по знаку, коэффициент корреляции увеличивается слабее, а в некоторых случаях имеет место его уменьшение. Это, вероятно, явилось следствием того, что в рассматриваемых ситуациях поправка к изменению геопотенциала за счет теплообмена океан—атмосфера была одного знака, меняясь, естественно, по значению в разных узлах сетки.

Максимальные улучшения и ухудшения суточных прогнозов за отдельные дни для первого района приведены в табл. 3.

Была сделана попытка оценить, как изменится качество прогноза, если потоки рассчитывать не на каждом шаге, а только по начальным данным и в дальнейшем считать не на каждом шаге, а только по начальным данным и в дальнейшем считать их неизме-

ненными. Другими словами, это означало выяснение вопроса: рассчитывать ли потоки по более надежным исходным данным, но в дальнейшем пренебрегать их изменчивостью, или пытаться, учитывая эту изменчивость, рассчитывать потоки по менее точным данным (с учетом ошибок прогноза). Материалы сравнения суточных прогнозов на материале трех дней, выполненных обоими способами, показали, что различия между ними очень незначительны. Можно предполагать, что в условиях резких изменений характера вторжений воздушных масс, например смены знака адвекций температуры (что не наблюдалось в дни, для которых давались прогнозы), эти результаты будут другими, с преимуществом расчета турбулентных притоков тепла на каждом шаге.

Таблица 3

Максимальные улучшения и ухудшения суточных прогнозов за отдельные дни для первого района (в процентах от ошибки адиабатического прогноза)

Характеристика	Земля			850 мбар			700 мбар			500 мбар		
	ε	г	ρ	ε	г	ρ	ε	г	ρ	ε	г	ρ
Улучшение	28	18	29	50	81	89	34	53	104	23	7	93
Ухудшение	14	9	9	12	15	—	13	65	—	9	12	3

Прогнозы на 48 часов с учетом притоков тепла для первого района дали заметное улучшение коэффициента корреляции для нижних слоев (другие характеристики оправдываемости остались без изменения). Прогнозы для верхних уровней несколько ухудшились. Таким образом, прогноз на двое суток нуждается в доработке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Атлас теплового баланса земного шара. Под ред. М. И. Будько. М., 1963. 69 с.
2. Дубов А. С. Об учете притоков тепла от океана к атмосфере в краткосрочном гидродинамическом прогнозе полей геопотенциала.—«Труды ГГО», 1976, вып. 382, с. 12—23.
3. Зилитинкевич С. С. Динамика пограничного слоя атмосферы. Л., Гидрометеиздат, 1970, 291 с.
4. Описание схемы численного анализа и прогноза, оперативно применяемой в СЗ УГМС.—«Труды ГГО», 1975, вып. 353, с. 40—61. Авт.: Т. А. Бушкова, Б. М. Ильин, Г. А. Кобышев, А. А. Кобыкова, А. Е. Пригодич, Л. В. Руховец.
5. Шехтер Ф. Н. Приближенная формула диффузионного типа для потока длинноволновой радиации.—«Труды ГГО», 1970, вып. 257, с. 90—100.
6. Zilitinkevich S. S. Resistance laws and prediction equations for the depth of planetary boundary layer.—"Journ. Atm. Sci.", 1972, vol. 32, N 4, p. 741—752.

Э. К. Бютнер, О. К. Захарова

ОЦЕНКИ ХАРАКТЕРИСТИК СОПРОТИВЛЕНИЯ И ТЕПЛОВЛАГООБМЕНА ПРИВОДНОГО СЛОЯ ВОЗДУХА НАД ОКЕАНОМ ДЛЯ СЛУЧАЯ ВОЛН ЗЫБИ

Изложенный в работах [1, 2] метод математического моделирования процессов приповерхностного слоя воздуха над взволнованной поверхностью океана при нейтральных условиях стратификации дал возможность получить значения коэффициентов сопротивления C_u и теплообмена $C_{\theta, E}$ как в условиях установившегося волнения, так и на разных стадиях его развития. Однако над океаном часто реализуются ситуации, когда волнение не связано со скоростью ветра в данный момент. В настоящей работе приводятся результаты расчета C_u , силы сопротивления формы $\bar{R} = R/\rho v_*^2$ и соотношения коэффициентов теплообмена и сопротивления $C_{\theta, E}/C_u$, полученные по методу [1, 2] для волн зыби, т. е. для волн со сравнительно маленькими значениями коэффициента аэродинамического сопротивления γ и большой скоростью распространения c .

Для описания течения воздуха вблизи поверхности, представляющей собой упрощенную схему взволнованной поверхности моря в [1, 2], служит система уравнений движения и баланса турбулентной энергии:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} \left(K_u \frac{du}{dz} \right) &= \frac{\gamma}{\lambda} (u - c) |u - c|, \\ K_u \left(\frac{du}{dz} \right)^2 + \frac{\gamma}{\lambda} |u - c|^3 + \alpha_b \frac{d}{dz} \left(K_u \frac{db}{dz} \right) - c_1 \frac{b^2}{K_u} &= 0 \quad (1) \\ (\gamma = 0 \quad \text{при } z > h). \end{aligned}$$

Эта система описывает турбулентное движение воздуха у поверхности, покрытой двумерными препятствиями одинаковой высоты h , движущимися с одной скоростью c и имеющими одинаковую форму с коэффициентом аэродинамического сопротивления γ . Все

препятствия находятся на равном расстоянии λ друг от друга, u — скорость ветра, b — энергия турбулентных пульсаций, z — координата, отсчитываемая от подошв волн.

Верхние граничные условия для этой системы ставятся при достаточно больших значениях параметра z/h , где непосредственное влияние препятствий на профили пренебрежимо мало. Другими словами, поток импульса и турбулентная энергия вихрей делаются независимыми от высоты, что обычно наблюдается в так называемой логарифмической области турбулентных течений. При малых значениях γ величина z/h , равная 2 или 3, является уже достаточно большой:

$$\left. \frac{du}{dz} \right|_{z=h=3} = \frac{v_*}{\lambda z}, \quad b|_{z=h=3} = C_1^{-1/2} v_*^2. \quad (2)$$

Нижнее граничное условие должно быть написано для границы, которая отделяет турбулентное ядро течения от вязкобуферного слоя, непосредственно примыкающего к подстилающей поверхности, где значительную роль начинают играть вязкие силы. Здесь в углублениях между препятствиями вводится вторая динамическая скорость v_*^s , которая отличается от полной динамической скорости $v_* = \sqrt{\tau/\rho}$ на величину полной силы сопротивления формы R препятствий, приходящихся на единицу площади подстилающей поверхности. Последнее положение иллюстрируется равенством, полученным из закона сохранения импульса:

$$\rho v_*^2 = \rho v_*^{s2} + \frac{\gamma}{\lambda} \int_{z_s}^h (u - c)^2 dz. \quad (3)$$

Здесь z_s — высота вязкобуферного слоя, равная $30 \nu/v_*$. В безразмерном виде $z_s = z_s/h = 30/FS$, где $F = hv_*/\nu$, $S = v_*^2/\nu$. Второй член справа в равенстве (3) есть вышеуказанная сила сопротивления формы R .

Течение в углублениях между препятствиями предполагается аналогичным течению над гладкой подстилающей поверхностью, но динамическая скорость потока здесь v_*^s , а не v_* . Поэтому нижние граничные условия имеют вид:

$$u|_{z=z_s} = Bv_*^s, \quad b|_{z=z_s} = C_1^{-1/2} v_*^{s2}. \quad (4)$$

Константа B , равная 14, известна из неоднократных измерений профиля скорости турбулентного потока над гладкой поверхностью. Константа C_1 также известна из измерений интенсивности турбулентных пульсаций в так называемой логарифмической области турбулентных течений: $C_1 = 0,046$. Коэффициент $ab = 0,73$.

Система уравнений (1) была численно решена на ЭВМ для следующего выражения коэффициента турбулентного обмена импульсом: $K_u = C_1^{1/4} l \sqrt{b}$; ($l = \kappa z$). В результате были получены профили $K_u(z)$, $b(z)$, $u(z)$ для различных значений безразмерных параметров задачи $\gamma h/\lambda$, c/v_* , $\frac{h v_*}{v}$.

Далее рассчитывались значения коэффициентов сопротивления и теплообмена по следующим формулам [2]:

$$\frac{1}{\sqrt{C_u}} = \frac{u(h)}{v_*} + \int_1^{\tilde{z}_1} \frac{d\tilde{z}}{K_u(\tilde{z})}; \quad \tilde{z} = \frac{z}{h}; \quad (5)$$

$$C_{\theta, E} = \sqrt{G_u} \left(\int_0^{\tilde{z}_s} \frac{d\tilde{z}}{K_u \text{ вб. с}(\tilde{z})} + \int_{\tilde{z}_s}^{\tilde{z}_1} \frac{d\tilde{z}}{\text{Pr}_T K_u(\tilde{z})} \right), \quad (6)$$

где Pr_T — турбулентное число Прандтля (Шмидта), равное 0,85,

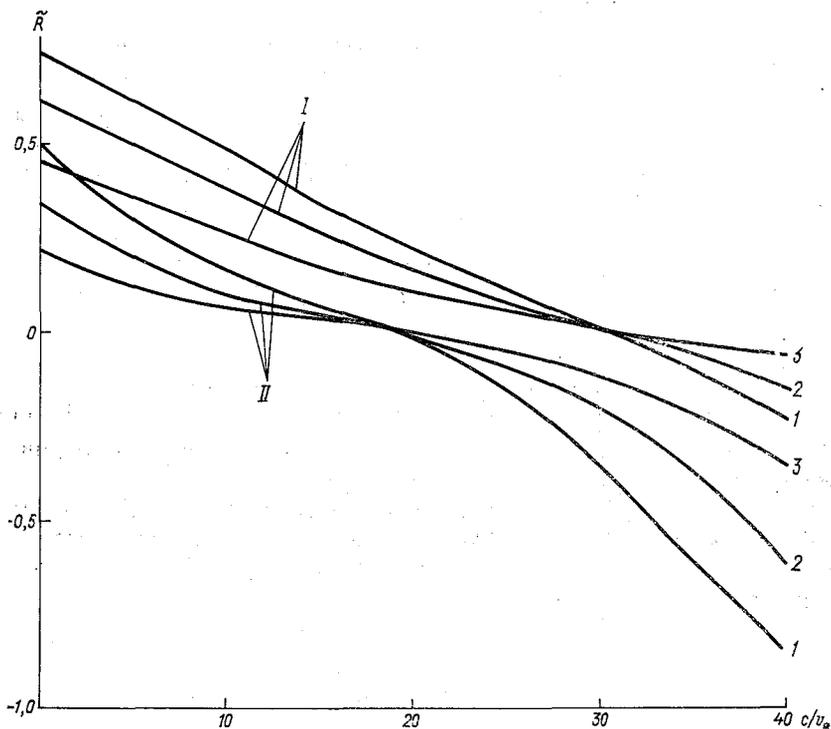


Рис. 1. Зависимость безразмерной силы сопротивления формы $\tilde{R} = R/\rho v_*^2$ препятствий модельной поверхности от безразмерной скорости их движения c/v_* .

1) $h v_*/v = 10^5$, II) $h v_*/v = 300$; 1) $\gamma h/\lambda = 10^{-3}$, 2) $\gamma h/\lambda = 2 \cdot 10^{-3}$, 3) $\gamma h/\lambda = 4 \cdot 10^{-3}$.

$K_{u, в.с.}(z)$ — профиль коэффициента обмена в вязкобуферном слое. Уровень выбирался на высоте 10 м, где обычно задаются значения скорости, температуры и влажности воздуха. Для коэффициента $K_{u, в.с.}$ использовалась формула, предложенная Левичем [2], в результате первый интеграл в знаменателе (6) оказывается равным 9,83S.

Отличие C_θ от C_E составляет не более 5%.

В результате расчета получены функции $C_u(\gamma h/\lambda, c/v_*, hv_*/\nu, z_1/h)$, $R(\gamma h/\lambda, c/v_*, hv_*/\nu, z_1/h)$, $C_{\theta, E}/C_u(\gamma h/\lambda, c/v_*, hv_*/\nu, z_1/h)$.

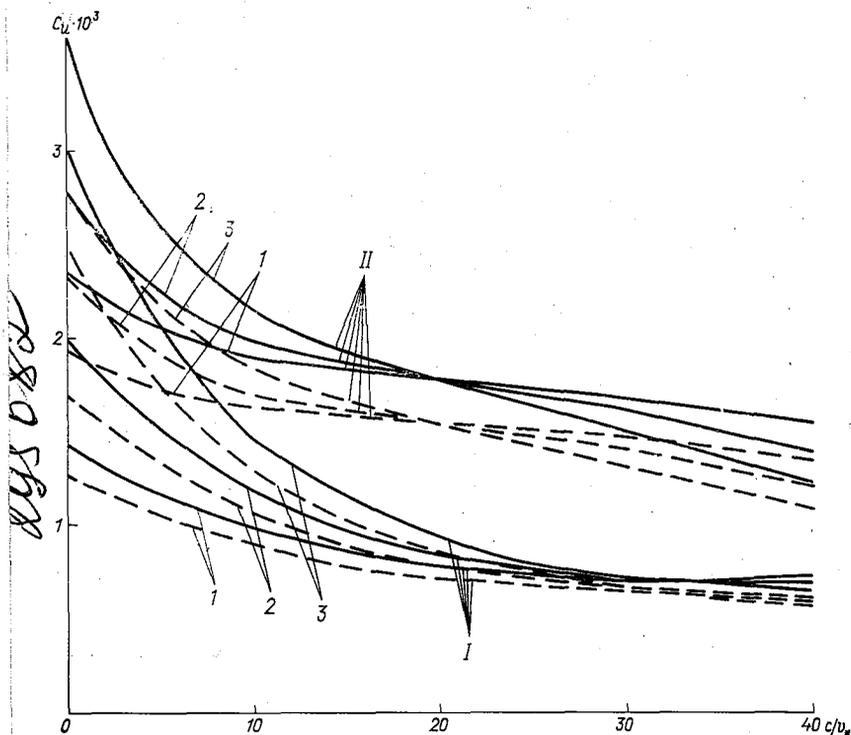


Рис. 2. Зависимость коэффициента сопротивления модельной поверхности C_u от безразмерной скорости движения препятствий при $h=1$ м (пунктирная кривая) и $h=2$ м (сплошная кривая).

Усл. обозначения см. рис. 1.

С учетом приложения к волнам зыби расчет в настоящей работе производился для небольших значений $\gamma h/\lambda$ (в пределах от 10^{-3} до $4 \cdot 10^{-3}$) и больших c/v_* (от 10 до 40). При таких c/v_* сила сопротивления формы \bar{R} может быть на некотором уровне z_c при $z_c < h$. Если этот уровень расположен достаточно высоко, полное

сопротивление формы \bar{R} быстро движущихся препятствий становится отрицательным. Последнее обстоятельство иллюстрируется рис. 1, где изображена зависимость \bar{R} от c/v_* для разных $\gamma h/\lambda$ и $h v_*/\nu$ ($z_1 = 10$ м).

При $c/v_* \approx 30$ ($h v_*/\nu = 10^5$) и $c/v_* \approx 19$ ($h v_*/\nu = 300$) функции \bar{R} переходят нулевое значение, меняя знак. При отрицательных значениях \bar{R} препятствия как бы толкают поток и в принципе полное напряжение трения такой поверхности может стать отрицательным. Однако для морской поверхности, особенно в случае волн зыби (малые $\gamma h/\lambda$), касательное напряжение трения $\tau_s = \rho v_*^2$ всегда превышает сопротивление формы R и полное $\tau = \rho v_*^2$ остается положительным, но становится меньше, чем касательное трение:

$$\tau = R + \tau_s. \quad (7)$$

Если $R \leq 0$, то $\tau \leq \tau_s$.

На рис. 2 изображены зависимости коэффициента сопротивления C_u модельной поверхности от отношения c/v_* . Из рисунка видно, что сопротивление поверхности, покрытой движущимися препятствиями, уменьшается с ростом скорости их движения и при тех значениях c/v_* , при которых \bar{R} обращается в нуль, перестает зависеть от аэродинамических характеристик выступов ($\gamma h/\lambda$).

На рис. 3 изображены зависимости отношения $C_{\theta, E}/C_u$ от c/v_* [2] при разных $\gamma h/\lambda$ и $h v_*/\nu$. При увеличении безразмерной скорости движения препятствий величина $C_{\theta, E}/C_u$ становится больше, чем для случая обтекания гладкой поверхности. Это связано в основном с уменьшением абсолютного значения коэффициента сопротивления, хотя значения $C_{\theta, E}/C_u$ также несколько уменьшаются с ростом c/v_* . Для тех c/v_* , при которых $\bar{R} = 0$, величины отношений $C_{\theta, E}/C_u$ равны значению для гладкой подстилающей поверхности, т. е. 1,26 [2].

Для того чтобы можно было оценить коэффициент сопротивления и отношение $C_{\theta, E}/C_u$ в реальных условиях, нужно перейти от параметров, характеризующих модельную поверхность, к параметрам, которые можно определить в натуральных условиях. Спектр волнения зыби довольно узок, поэтому можно считать, что величины h и h/λ препятствий модельной поверхности однозначно соответствуют высоте и крутизне волн зыби. К тому же, по определению модельной поверхности, коэффициент аэродинамического сопротивления препятствий γ равен γ морских волн.

Также важно уменьшить число определяющих параметров задачи. Для этого вместо $h v_*/\nu$ вводилась скорость ветра по отношению

$$\frac{h v_*}{\nu} = \frac{h u_{10} \sqrt{C_u}}{\nu}, \quad (8)$$

что позволило получить зависимость C_u (u_{10} , h , $\gamma h/\lambda$, c/v_*), $\frac{C_{\theta, E}}{C_u}$ (u_{10} , h , $\gamma h/\lambda$, c/v_*).

В случае ветрового волнения в установившейся стадии, когда $g\bar{h}/u_{10}^2 = 0,133$ (\bar{h} — средняя высота волн), одну из величин \bar{h} или u_{10} можно было не рассматривать. В исследуемой ситуации (волны зыби) высота волн не связана со скоростью ветра, и безразмерный параметр gh/u_{10}^2 может изменяться в широком диапазоне значений. Поэтому после исключения $h\nu_*/\nu$ по (8) мы воспользовались тем обстоятельством, что волны зыби ближе всего имитируют свободные гравитационные волны и, следовательно, для них можно использовать дисперсионное соотношение

$$\lambda = \frac{2\tilde{\eta}c^2}{g} \quad (9)$$

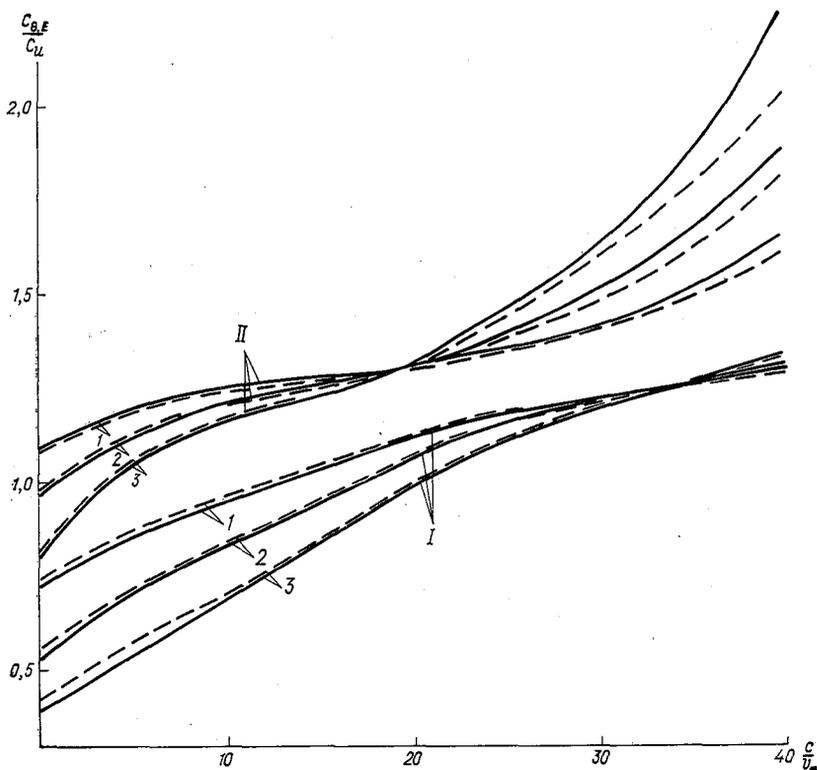


Рис. 3. Зависимость отношения коэффициента теплообмена к коэффициенту сопротивления модельной поверхности от безразмерной скорости движения препятствий при $h=1$ м (пунктирная кривая), $h=2$ м (сплошная кривая) и для гладкой подстилающей поверхности (пунктирная кривая).

Усл. обозначения см. рис. 1.

Из (9) следует, что gh/u_{10}^2 можно выразить через крутизну волн и безразмерную скорость их движения c/v_* :

$$\frac{gh}{u_{10}^2} = \frac{h}{\lambda} C_u \cdot 2 \tilde{\gamma} \left(\frac{c}{v_*} \right)^2. \quad (10)$$

Волны зыби могут иметь различную крутизну — в пределах от 0,02 до 0,08 (последняя цифра соответствует средней крутизне ветровых волн при умеренном ветре). Коэффициент аэродинамического сопротивления волн γ [2] в основном пропорционален крутизне, поэтому значения параметра $\gamma h/\lambda$ должны изменяться пропорционально квадрату крутизны. Настоящий расчет производился для

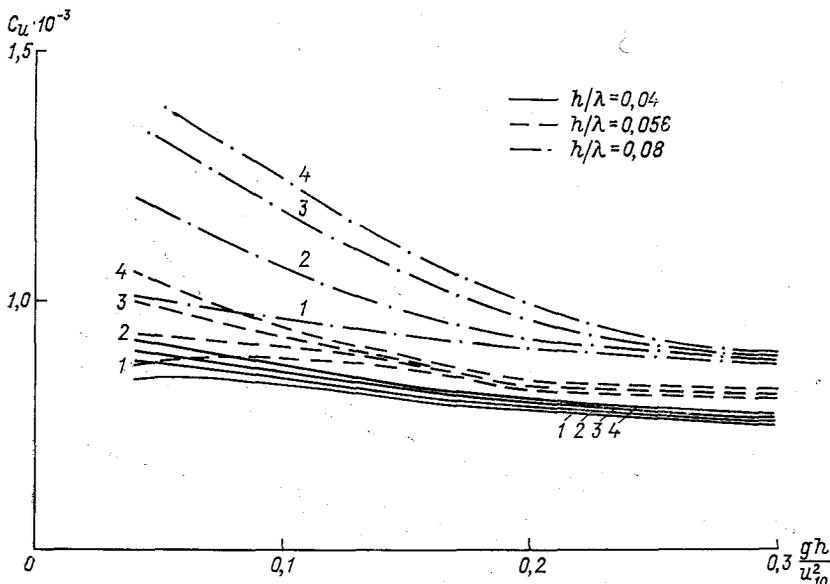


Рис. 4. Зависимость коэффициента сопротивления морской поверхности C_u от параметра gh/u_{10}^2 при различных скоростях ветра и различных значениях крутизны волн зыби.

1) $u_{10}=5$ м/с, 2) $u_{10}=8$ м/с, 3) $u_{10}=8$ м/с, 4) $u_{10}=14$ м/с.

трех значений крутизны: 0,04; 0,056 и 0,08. Наилучшее совпадение результатов расчета модельной поверхности с экспериментальными данными над морем при установившемся ветровом волнении имеет место при $\gamma h/\lambda = 4 \cdot 10^{-3}$. Поэтому мы приняли для $h/\lambda = 0,08$ $\gamma h/\lambda$ равным $4 \cdot 10^{-3}$, тогда для $h/\lambda = 0,056$ $\gamma h/\lambda = 2 \cdot 10^{-3}$, а для $h/\lambda = 0,04$, $\gamma h/\lambda = 10^{-3}$.

Соотношение (10) дает возможность исключить скорость движения препятствий c/v_* из зависимостей $C_u(h, u_{10}, \gamma h/\lambda, c/v_*)$ и $(C_{\theta, E}/C_u)(h, u_{10}, \gamma h/\lambda, c/v_*)$ и получить коэффициент сопротив-

ления C_u , а также отношение $C_{\theta, E}/C_u$ как функцию от gh/u_{10}^2 при разных скоростях ветра u_{10} и разных значениях крутизны h/λ . Результаты такого расчета, выполненного методом последовательных приближений, приведены на рис. 4 и 5.

На рис. 4 обращает на себя внимание то обстоятельство, что коэффициент сопротивления уменьшается с ростом параметра

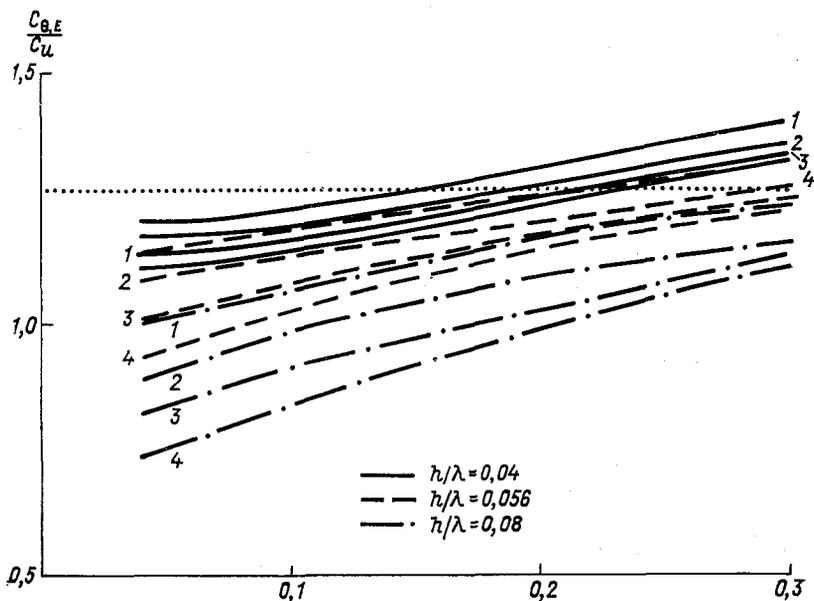


Рис. 5. Зависимость отношения коэффициента теплообмена к коэффициенту сопротивления морской поверхности $C_{\theta, E}/C_u$ от параметра gh/u_{10}^2 при различных скоростях ветра и различных значениях крутизны волн зыби.

Усл. обозначения см. рис. 4.

gh/u^2 при фиксированных значениях крутизны и скорости ветра. Эффект оказывается тем более ярко выраженным, чем больше крутизна и чем больше скорость ветра. Это является следствием выполнения дисперсионного соотношения (10) для волн зыби при условии постоянной крутизны. Рост высоты волн однозначно связан с увеличением скорости их движения. Полное сопротивление поверхности должно возрастать с увеличением высоты препятствий и уменьшаться с ростом скорости их движения. Оказывается, что суммарный эффект для зыби приводит к уменьшению C_u с ростом h . При этом соответственно увеличивается отношение $C_{\theta, E}/C_u$ (см. рис. 5). Когда волны зыби обгоняют ветер, C_u может оказать-

ся меньше, чем для гладкой поверхности, а $C_{\theta, E}/C_u$ соответственно больше (при обтекании гладкой поверхности $C_u = 0,88 \cdot 10^{-3}$ при $u_{10} = 4$ м/с и $C_u = 0,73 \cdot 10^{-3}$ при $u_{10} = 15$ м/с, а отношение $C_{\theta, E}/C_u = 1,26$ и практически не зависит от скорости ветра).

Такие закономерности характерны для волн, для которых выполняется дисперсионное соотношение при постоянной крутизне. В случае ветровых волн на разных стадиях их развития нельзя ожидать выполнения соотношения (10), так как крутизна должна изменяться с разгоном. В состоянии установившегося волнения функции распределения волн по h и λ довольно широки, поэтому однозначной связи между h и c также не должно существовать.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Захарова О. К. Динамика обтекания морской поверхности при развитом волнении. — «Труды ГГО», 1975, вып. 362, стр. 50—58.
2. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан — атмосфера. Л., Гидрометеоздат, 1974. 240 с. Авт.: Р. С. Бортковский, Э. К. Бютнер, С. П. Малевский-Малевич, Л. Ю. Преображенский.

О. К. Захарова

ТЕПЛОМАССОБМЕН И СОПРОТИВЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА НА РАЗНЫХ СТАДИЯХ РАЗВИТИЯ ВОЛНЕНИЯ

Многочисленные лабораторные измерения в трубах и каналах с искусственной шероховатостью на стенках указывают на значительное влияние характеристик элементов шероховатости на процессы теплообмена и сопротивления. Эти экспериментальные данные собраны и проанализированы в работе [6]. Если поверхность океана рассматривать как обычную твердую поверхность, покрытую препятствиями, то изменение характеристик волн должно отражаться на турбулентных потоках тепла, влаги и импульса и в этом случае. Знание указанных потоков по данным стандартной метеорологической информации необходимо для задач гидродинамического прогноза погоды и теории климата.

Стадия развития волнения морской поверхности определяется двумя параметрами — расстоянием от подветренного берега X и продолжительностью действия ветра данной скорости T . В работе [3] собран ряд результатов экспериментальных исследований зависимости характеристик волнения от параметра \bar{X} при стационарных условиях ($\bar{T} \rightarrow \infty$):

$$\bar{h}g/u_{10}^2 = f_1''(\bar{X}) = 0,00418\bar{X}^{0,4}, \quad (1)$$

$$\bar{c}/u_{10} = f_2''(\bar{X}) = 0,075\bar{X}^{0,25} \quad \text{при } \bar{X} < 10^4 \quad (2)$$

$$(\bar{X} = Xg/u_{10}^2, \quad \bar{T} = Tg/u_{10}).$$

При $\bar{X} > 10^4$ оказывается, что величины $(\bar{h}g/u_{10}^2)$ и (\bar{c}/u_{10}) меняются очень слабо, и можно написать, что

$$\bar{h}g/u_{10}^2 = 0,133, \quad (3)$$

$$\bar{c}/u_{10} = 0,8. \quad (4)$$

Такое состояние морской поверхности назовем стадией установившегося волнения.

В открытом море влияние берега должно ослабевать, поэтому можно написать, что при $\bar{X} \rightarrow \infty$

$$\bar{h}g/u_{10}^2 = f_1'(\bar{T}), \quad (5)$$

$$\bar{c}/u_{10} = f_2'(\bar{T}), \quad (6)$$

т. е. параметр \bar{T} один является ответственным за формирование стадии развития волнения вдали от берега. Число измерений функций f_1' и f_2' в настоящее время крайне мало. Однако по имеющимся данным о функциях f_1'' и f_2'' можно приближенно считать, что

$$f_1'(\bar{T}) = f_1''(A\bar{X}), \quad (7)$$

$$f_2'(\bar{T}) = f_2''(A\bar{X}), \quad (8)$$

причем $A \approx 2$. Это обстоятельство позволяет использовать соотношения (1) и (2). Предполагается, что значение $A=2$ справедливо для всех стадий развития волнения.

Величины турбулентных потоков тепла H , влаги E и импульса τ можно определить по данным стандартной метеорологической информации по следующим формулам:

$$\tau = C_u(z_1) \rho u_{z_1}^2, \quad (9)$$

$$H = C_\theta(z_1) \rho c_p u_{z_1} (\Theta_w - \Theta_{z_1}), \quad (10)$$

$$E = C_E(z_1) \rho u_{z_1} (e_w - e_{z_1}) \quad (11)$$

(см. подробно [2]). Зная скорость u_{z_1} , температуру Θ_{z_1} , влажность e_{z_1} на уровне z_1 (обычно равно 10 м), а также температуру поверхности воды Θ_w , зависимость H , E и τ от состояния морской поверхности можно определить по зависимости коэффициентов C_θ , C_E , C_u от стадии развития волнения: $C_\theta(\bar{X})$, $C_E(\bar{X})$, $C_u(\bar{X})$.

Теоретическая модель, на основании которой получена связь коэффициентов C_θ , C_E , C_u с характеристиками препятствий модельной поверхности, в первом приближении заменяющей реальную взволнованную поверхность моря, подробно изложена в [4]. В результате расчета на ЭВМ получены зависимости:

$$C_u(h, \gamma h/\lambda, c/v_*, F), \quad (12)$$

$$C_\theta, C_E(h, \gamma h/\lambda, c/v_*, F), \quad (13)$$

где h — высота, c — скорость движения двумерных препятствий модельной поверхности (h равно средней высоте волн на море), λ — расстояние между препятствиями модельной поверхности, γ — коэффициент аэродинамического сопротивления препятствий, $F = hv_*/v$. (Расчеты производились для условий нейтральной стра-

тификации, однако эти результаты можно пересчитать на условия любой стратификации, используя универсальные функции теории подобия Мони́на — Обухова [1].)

В функциях (12), (13) методом последовательных приближений параметр F можно заменить на скорость u_{10} , так как

$$F = \frac{hu_{10}\sqrt{C_u}}{\nu}. \quad (14)$$

В результате получаются следующие функции:

$$C_u(u_{10}, \gamma h/\lambda, h, c/v_*), \quad (15)$$

$$C_{\theta, E}(u_{10}, \gamma h/\lambda, h, c/v_*). \quad (16)$$

Для определения $C_{\theta}(\bar{X})$, $C_E(\bar{X})$, $C_u(\bar{X})$ на сетку кривых (15) наносится зависимость $C_{u_1}(u_{10})$, полученная на основании экспериментальных данных о коэффициенте сопротивления морской поверхности вдали от берега при установившемся волнении при нейтральной стратификации [5]. Нанесение кривой $C_{u_1}(u_{10})$ на сетку (15) возможно благодаря однозначной связи h и u_{10} (см. формулу (3)) при установившемся волнении. По совпадению кривых определяются значения параметров $\gamma h/\lambda$ и c/v_* модельной поверхности, сопротивление которой равно сопротивлению поверхности моря. Оказывается, что наилучшее согласование экспериментальной кривой получается при следующих значениях параметров модельной поверхности:

$$\gamma h/\lambda = 4 \cdot 10^{-3}, \quad c/v_* = 10. \quad (17)$$

Эти значения не совпадают с величинами $\overline{\gamma h/\lambda}$ и $\overline{c/v_*}$ реальной морской поверхности, так как сопротивление потоку воздуха оказывают в основном крупные, короткие и медленные волны. Для найденных значений эффективных параметров определяются также и значения C_{θ} , C_E . Предполагается, что если сопротивления модельной и реальной поверхностей совпадают, то вычисленные для эффективных параметров $\gamma h/\lambda$, c/v_* значения C_{θ} , C_E соответствуют величинам C_{θ} , C_E морской поверхности.

Далее значения параметров $\gamma h/\lambda$ и c/v_* препятствий модельной поверхности необходимо изменить в соответствии с формулами (1) и (2) с учетом того, что для волн выполняется дисперсионное соотношение между средними значениями скоростей, периодов и длин волн:

$$\bar{c}^2 = \frac{g\bar{\lambda}}{2\pi} = \frac{g^3\bar{\tau}^2}{4\pi^2}, \quad (18)$$

т. е.

$$\left(\frac{\gamma h}{\lambda}\right)_{\bar{X}} = 4 \cdot 10^{-3} \frac{\left(\frac{\bar{h}}{\bar{\lambda}} - \bar{\gamma}\right)_{\bar{X}}}{\left(\frac{\bar{h}}{\bar{\lambda}} - \bar{\gamma}\right)_{\bar{X}=10^6}}, \quad (19)$$

$$\left(\frac{c}{v_*}\right)_{\bar{X}} = 10 \left(\frac{\bar{c}/u_{10} \sqrt{C_u(\bar{X})}}{c/u_{10} \sqrt{C_{u_1}}} \right) \quad (20)$$

и т. д. методом последовательных приближений. Коэффициент аэродинамического сопротивления твердых макетов волн, согласно опытам в аэродинамическом канале [8], возрастает при увеличении крутизны. Будем считать, что такая же зависимость имеет место и для препятствий модельной поверхности. Рассчитанные таким образом зависимости $C_u(\bar{X}, u_{10})$ при $\gamma \sim \bar{h}/\lambda$ и $\gamma \sim \sqrt{\bar{h}/\lambda}$ оказались близки друг к другу (рис. 1).

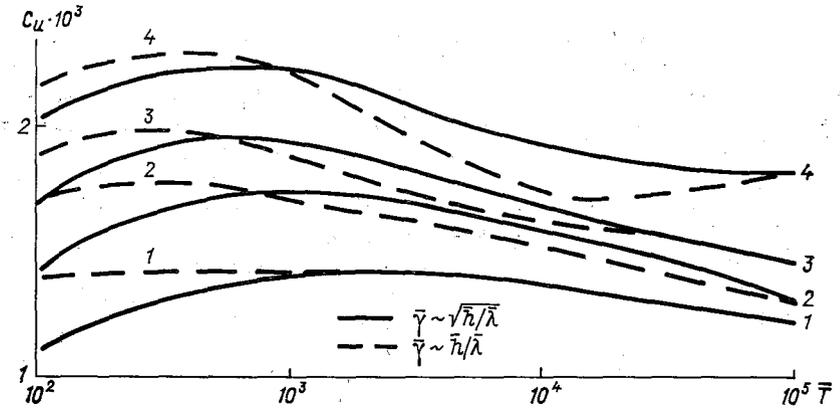


Рис. 1. Зависимость коэффициента сопротивления морской поверхности от безразмерного разгона $\bar{X} = X_g / u_{10}^2$.

1) $u_{10} = 5,6$ м/с, 2) $u_{10} = 8$ м/с, 3) $u_{10} = 10$ м/с, 4) $u_{10} = 14$ м/с.

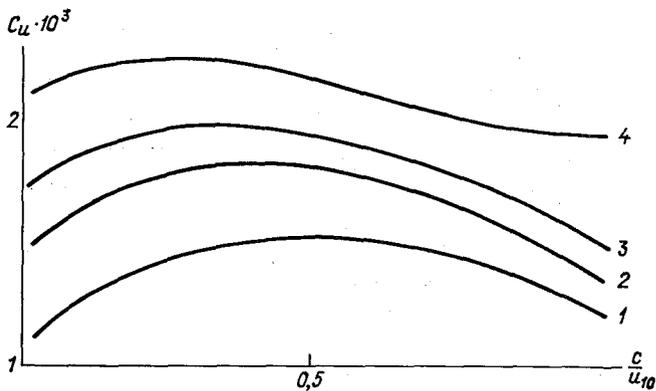


Рис. 2. Зависимость коэффициента сопротивления морской поверхности от стадии развития волнения.

Усл. обозначения см. рис. 1.

Стадию развития волнения удобнее всего характеризовать величиной \bar{c}/v_* или \bar{c}/u_{10} , где \bar{c} — средняя скорость движения морских волн. Зависимости $C_u(\bar{c}/u_{10}, u_{10})$, $C_{\theta, E}(\bar{c}/u_{10}, u_{10})$ легко получить из функций $C_u(\bar{X}, u_{10})$, $C_{\theta, E}(\bar{X}, u_{10})$ с помощью (6). Величину средней скорости движения волн c можно вычислить по дисперсионному соотношению (18), имея данные о среднем периоде волн T , который можно определить по Справочнику [7], зная визуальный период волн $\tau_{\text{виз}}$. Функции $C_u(\bar{c}/u_{10}, u_{10})$ приведены на рис. 2.

В результате расчетов для модельной поверхности оказалось, что коэффициенты тепловлагообмена слабо зависят от характеристики препятствий на поверхности, а следовательно, почти не зависят от стадии развития волнения. Можно принять, что величина $C_{\theta} \approx C_E \approx 1,1 \cdot 10^{-3}$ на всех стадиях развития волнения.

Полученные зависимости $C_u(\bar{X})$ позволяют ввести поправки на нестационарность ветрового поля в климатические значения потока импульса, так как равенства (7), (8) позволяют перейти от значений $C_u(\bar{X})$ к $C_u(\bar{T})$. Эти поправки носят региональный характер, так как они связаны со средней продолжительностью действия ветра разных скоростей в каждом районе Мирового океана. Оказалось, что для района Северной Атлантики увеличение C_u за счет указанной нестационарности ветра составляет 7% при $u_{10} = 5$ м/с и 12% при $u_{10} = 10$ м/с.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бортковский Р. С. Расчет турбулентных потоков тепла, влаги и количества движения над морем по данным судовых измерений. — «Метеорология и гидрология», 1971, № 3, с. 93—94.
2. Бютнер Э. К., Захарова О. К. Динамические характеристики турбулентного потока в режиме неполностью развитой шероховатости. — «Труды ГГО», 1975, вып. 326, с. 84—90.
3. Доброклонский С. В., Контобойцев Н. В., Ха За Хуэн. Об эмпирических зависимостях элементов установившихся ветровых волн от скорости ветра для большого диапазона разгонов. — «Океанология», 1973, т. 13, вып. 5, с. 776—781.
4. Захарова О. К. Динамика обтекания морской поверхности при развитом волнении. — «Труды ГГО», 1975, вып. 362, с. 50—58.
5. Захарова О. К. Тепловлагообмен и сопротивление поверхности океана на разных стадиях развития волнения. Автореф. дисс. на соиск. учен. ст. канд. физ.-мат. наук. ГГО, 1976. 16 с.
6. Захарова О. К. Трение и теплообмен с поверхностями, покрытыми искусственными препятствиями. — «Труды ГГО», 1975, вып. 326, с. 91—101.
7. Справочник «Ветер и волны в океанах и морях». (Регистр СССР). Л., «Транспорт», 1974. 360 с.
8. Motzfeld. Turbulents Strömung an welligen wänden. — «Z. Angew. Math. Mech.», 1973, Bd. 17, S. 193—215.

Е. Д. Надежина

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ ПРИВОДНОГО СЛОЯ НАД ОЗЕРАМИ

Задача расчета турбулентных потоков тепла и влаги с поверхности озер и водохранилищ должна рассматриваться с учетом основных особенностей формирования пограничного слоя над такими объектами. К числу этих особенностей принадлежат, прежде всего: 1) специфические свойства приводного слоя над взволнованной поверхностью и 2) существенное влияние разгона, обусловленное относительной близостью береговой линии к любой точке поверхности озера. Оба эти эффекта изучались экспериментально и теоретически применительно к условиям формирования приводного слоя над морской поверхностью [7].

Следует заметить, что влияние разгона на характеристики приводного слоя обусловлено в свою очередь действием двух процессов. Во-первых, если соблюдаются условия квазистационарности, то установившиеся в набегающем потоке профили метеорологических элементов изменяются при перемещении воздушной массы с берега на водную поверхность, адаптируясь к новым условиям поверхности. Во-вторых, по мере удаления от берега происходит развитие волн, которое приводит к изменению динамических свойств подстилающей поверхности. Первый из этих процессов может быть описан теорией квазистационарной трансформации, разрабатывавшейся в [2, 3, 6]. Теоретическая модель, позволяющая учесть влияние характеристик (стадии) волнения на поток, предложена в [1, 5, 7]. По-видимому, развитие работ по описанию режима воздушных течений над поверхностью крупных озер должно идти в направлении объединения результатов указанных исследований.

Экспериментальные факты говорят о том, что даже на таких больших и глубоких озерах, как, например, Онежское и Ладожское, волнение не везде достигает установившегося состояния. Об этом можно судить, в частности, по величине параметра $\tilde{x} = gx/u^2$ (x — горизонтальное удаление от береговой линии вниз по потоку,

u — средняя скорость на заданной высоте, g — ускорение свободного падения). Критическое значение этого параметра, при котором волнение можно считать полностью развитым, примерно равно $4 \cdot 10^3$. Для данного водоема можно рассчитать значения этого параметра при определенном направлении ветра и нанести на карту, получив таким образом пространственное распределение этой характеристики. Пример такого распределения приведен на рис. 1.

Из рисунка видно, что при умеренных и сильных ветрах вблизи наветренного берега полоса акватории шириной около 15 км может рассматриваться как область неустановившегося волнения.

Обратимся теперь к исследованиям [1, 5], в которых на основе модели приповерхностного слоя учитываются особенности структуры приводного слоя, связанные с неустановившимся характером волнения. В полуэмпирической модели [1, 5] широко используются экспериментальные

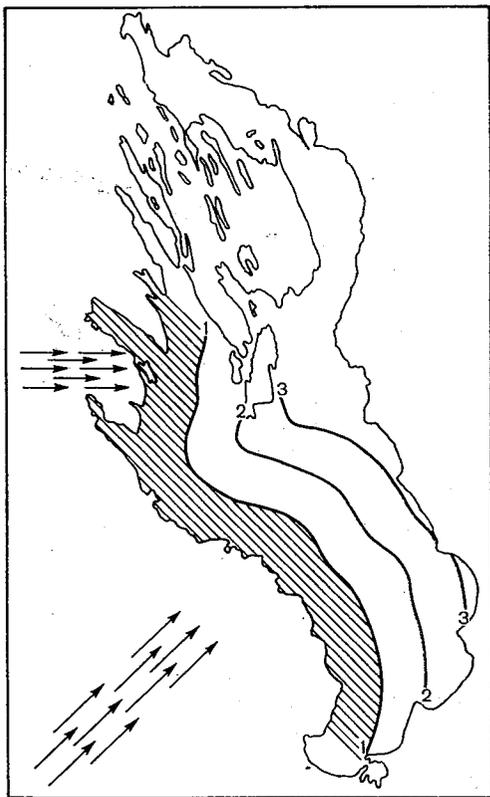


Рис. 1. Распределение значений параметра gh/u^2 по акватории Онежского озера при западных и юго-западных ветрах.

- Штриховкой выделены области $gh/u^2 < 2 \cdot 10^3$ при $u > 9$ м/с.
- 1) $x = 9 \cdot 10^3$, $u = 4$ м/с; $x = 6 \cdot 10^3$, $u = 5$ м/с; $x = 2 \cdot 10^3$, $u = 9$ м/с;
 - 2) $x = 2 \cdot 10^4$, $u = 4$ м/с; $x = 1,2 \cdot 10^4$, $u = 5$ м/с; $x = 3,6 \cdot 10^3$, $u = 9$ м/с;
 - 3) $x = 3,7 \cdot 10^4$, $u = 4$ м/с; $x = 2,4 \cdot 10^4$, $u = 5$ м/с; $x = 7,3 \cdot 10^3$, $u = 9$ м/с.

связи, характеризующие зависимость параметров волнения от стадии его развития (а именно, от безразмерного разгона). По данным о волнении на озерах Северо-Запада можно попытаться установить, насколько параметры этого волнения соответствуют (или не соответствуют) параметрам морского волнения. В частности, проверялись кривые Доброклонского [4] и зависимость крутизны волн от ветра. Оказалось, что связь gh/u^2 и $c/u = f(\bar{x})$ (где $\bar{x} = gh/u_{10}^2$, u_{10} — скорость среднего ветра на уровне $z = 10$ м, c , h — скорость и высота волны соответственно), в общем, соответствуют тем эмпирическим зависимостям, которые приняты в модели [1, 5] (рис. 2). Несколько большие средние значе-

ния gh/u^2 при существующем разбросе эмпирических данных и недостаточной обеспеченности этих величин не дают оснований для коррекции принятых констант в модели [1, 5]. По имевшимся в нашем распоряжении данным о волнении нельзя установить сколь угодно надежной зависимости h/λ от средней скорости ветра u . По-видимому, наиболее логичным будет воспользоваться тем вариантом модели [1, 5], где $\gamma h/\lambda = \text{const}$ (λ — длина волны, γ — численный параметр).

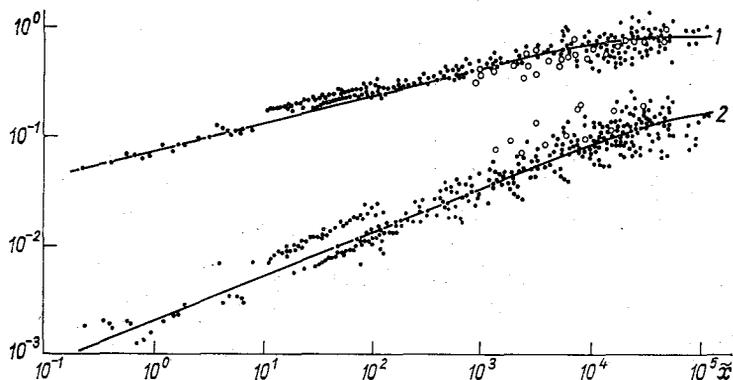


Рис. 2. Зависимость безразмерных фазовых скоростей (1) и безразмерных высот (2) от безразмерного разгона (из статьи [4]).
1) $\lg(c/u)$, 2) $\lg(gh/u^2)$.

Таким образом, анализ экспериментальных данных по Ладожскому и Онежскому озерам показал, что 1) почти при всех направлениях ветра около 70% акватории глубокого водоема покрыто волнами в режиме полностью развитой шероховатости, 2) существующие связи характеристик волнения с разгоном и ветром на большом озере незначительно отличаются от соответствующих связей, применяющихся для морских условий. Поэтому для уточнения граничного условия на уровне шероховатости при описании структуры потока над поверхностью озера можно воспользоваться связью $C_u = (v_*/u_{10})^2 = f(\bar{x})$, полученной в работах [1, 5]. Для того чтобы применить указанную зависимость для целей постановки граничного условия, необходимого для решения системы уравнений пограничного слоя, перестроим график $C_u = f(\bar{x})$ в виде связи $z_0 = f(v_*)$, воспользовавшись тем, что при установившемся режиме течения в нижнем слое воздуха наблюдается логарифмическое распределение средней скорости ветра (рис. 3). На рис. 3 для сравнения нанесено известное соотношение Чарнока $z_0 = m_1 v_*^2 / g$, которое, как предполагается, характеризует установившееся волнение. Из рисунка видно, что наибольшие изменения шероховатости, так же

как и наибольшие отклонения от формулы Чарнока, наблюдаются в диапазоне $0,2 < v_* \leq 0,3$. Заметим, что кривая, построенная по формуле Чарнока, соответствует, вообще говоря, среднему положению зависимости $z_0 = f(v_*)$, полученной по данным работы [5].

Обратимся к численной схеме квазистационарной трансформации воздушной массы, подробно описанной в [3]. Для случая динамической трансформации, вызванной перемещением воздушной массы с суши на поверхность водоема, рассчитаем изменение коэффициента сопротивления в зависимости от горизонтального удаления от береговой линии вниз по потоку. Предположим сначала, что шероховатость поверхности изменяется скачком при переходе воздушной массы через береговую линию и принимает некоторое заданное постоянное значение, характерное для среднего состояния водной поверхности (например, $z_0 \approx (1 \div 2) \cdot 10^{-4}$ м). Зависимость $C_u = f(\bar{x})$, полученная при этом предположении, построена на рис. 4. Для сравнения на том же рисунке приведена для больших значений \bar{x} кривая $C_u = f(\bar{x})$ из работы [5]. Из рисунка видно, что изменение C_u под влиянием скачка шероховатости заканчивается в прибрежной зоне водоема на расстояниях $\bar{x} \leq (5 \div 7) \cdot 10$. На больших расстояниях устанавливается неизменное значение C_u , меньшее, чем величины C_u , рассчитанные с учетом развития волнения.

Попробуем учесть в первом приближении процесс развития волн при увеличении разгона, введя в схему зависимость $z_0 = f(v_*)$ по Чарноку. Для этого случая безразмерная система уравнений пограничного слоя запишется в таком виде [2]:

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}_1} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{z}} - f \bar{v} = \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \bar{\kappa} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{z}}, \quad (1)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{x}_1} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{z}} + f(\bar{u} - G) = \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \bar{\kappa} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{z}}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}_1} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{z}} (\bar{z} - 1) \frac{\partial \bar{z}_0}{\partial \bar{x}} = - \frac{\partial \bar{w}}{\partial \bar{z}}, \quad (3)$$

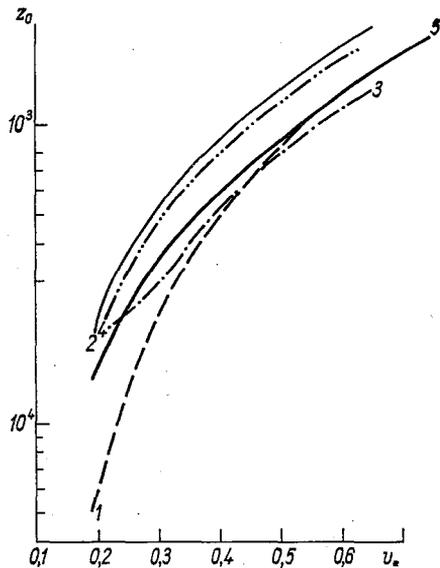


Рис. 3. Зависимость шероховатости водной поверхности от динамической скорости (v_*) (по данным работы [5]).

1) $x = 10^2$, 2) $x = 5 \cdot 10^3$, 3) $x = 10^4$, 4) $x = 5 \cdot 10^4$, 5) по формуле Чарнока.

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{b}}{\partial \bar{x}_1} + \bar{w} \frac{\partial \bar{b}}{\partial \bar{z}} = \bar{k} \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{z}} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{z}} \right)^2 \right] - \frac{c_1 \bar{b}^2}{\bar{k}} + \alpha_b \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \bar{k} \frac{\partial \bar{b}}{\partial \bar{z}}, \quad (4)$$

$$\bar{k} = l \sqrt{\bar{b}}, \quad (5)$$

$$l = -\kappa \frac{\bar{b}}{\bar{k}} / \left(\frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left(\frac{\bar{b}}{\bar{k}} \right) \right) (1 + a \bar{z}). \quad (6)$$

Здесь

$$\bar{u} = \frac{u}{G}, \quad \bar{v} = \frac{v}{G}, \quad \bar{w} = \frac{w}{G}, \quad \bar{k} = \frac{k}{GH}, \quad \bar{z} = \frac{z - z_0}{H - z_0},$$

$$\bar{b} = \frac{b}{G^2}, \quad \bar{x}_1 = \frac{x}{H}, \quad \bar{w} = \bar{w} + (\bar{z} - 1) \frac{\partial z_0}{\partial \bar{x}} \bar{u}, \quad \bar{l} = \frac{l}{H},$$

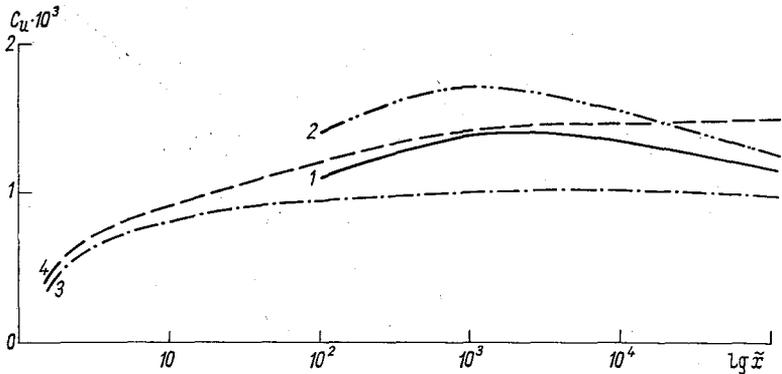


Рис. 4. Зависимость коэффициента сопротивления $C_u = (v_*/u_{10})^2$ от безразмерного разгона (u_{10} — скорость ветра на высоте 10 м).

1 — по данным [5], $u_{10} = 6$ м/с; 2 — по данным [5], $u_{10} = 8$ м/с; 3 — по схеме

[2], $z_0/z_0 = \text{const}$, 4 — по схеме [2] с учетом $z_0 = f(v_*)$.

H — высота пограничного слоя, z_0 — шероховатость поверхности, f — параметр Кориолиса, G — геострофический ветер, l — масштаб турбулентности, κ , c_1 , α_b , a — заданные константы.

Граничные условия, необходимые для решения системы (1) — (6), записываются таким образом:

$$\text{при } \bar{z} = 0 \quad \bar{u} = \bar{v} = \bar{w} = 0, \quad \partial \bar{b} / \partial \bar{z} = 0, \quad \bar{l} = \kappa \bar{z}_0; \quad (7)$$

$$\text{при } \bar{z} = 1 \quad \bar{u} = 1, \quad \bar{v} = 0, \quad \bar{b} = 0. \quad (8)$$

Система уравнений (1) — (6) с учетом граничных условий (7) — (8) решается методом, описанным в [2], с дополнительными приближениями по членам, содержащим z_0 , на каждом шаге по x .

В результате выполненных расчетов оказалось возможным оценить величины C_u в зависимости от безразмерного разгона. Если

значение константы в формуле Чарнока выбрано равным 0,035, то значения шероховатости при малых \bar{x} получаются близкими к 10^{-4} и зависимость $C_u = f(\bar{x})$, полученная с учетом изменения шероховатости, мало отличается для $\bar{x} < 70$ от кривой, полученной по схеме с постоянным скачком z_0 (см. рис. 4). Это связано, по-видимому, с тем, что для малых \bar{x} основным фактором, определяющим изменение C_u , является адаптация профиля скорости к «новой» поверхности; изменения в этой зоне малы и не сказываются на коэффициенте сопротивления. При увеличении разгона — в отличие от случая с постоянным скачком шероховатости — C_u продолжает расти; при $\bar{x} \sim 5 \cdot 10^3$ величины C_u становятся близкими к значениям C_u , полученным по модели [5]. Разумеется, модель горизонтально неоднородного пограничного слоя, использующая формулу Чарнока для z_0 , не дает возможности получить экстремум на графике $C_u = f(\bar{x})$. Таким образом, при оценке турбулентных потоков с поверхности ограниченного водоема следует принимать во внимание, что поверхность водоема в зависимости от ее динамических свойств может быть разделена, по крайней мере на три участка:

- 1) зона трансформации, где расчеты потоков могут вестись на основе схемы с постоянным скачком z_0 ;
- 2) зона неустановившегося волнения;
- 3) зона, характеризующаяся режимом полностью развитой шероховатости.

Для уточнения режима турбулентного потока, перемещающегося над поверхностью водоема, особенно принадлежащей ко второй зоне, требуются дальнейшие разработки. Экспериментальные кривые рис. 2 должны быть уточнены на большем материале.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бютнер Э. И., Захарова О. И. Оценки характеристик сопротивления и теплообмена приводного слоя воздуха над океаном для случая волн зыби. — См. наст. сб.
2. Вагер Б. Г., Надежина Е. Д. Структура пограничного слоя атмосферы в условиях горизонтальной неоднородности. — «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1975, т. 11, № 6, с. 565—573.
3. Вагер Б. Г., Надежина Е. Д. Численные эксперименты по расчету горизонтального неоднородного планетарного пограничного слоя. — «Труды ГГО», 1975, вып. 326, с. 11—19.
4. Доброклонский С. В., Контобойцева Н. З., Ха За Хуэн. Об эмпирических зависимостях элементов ветровых волн от скорости ветра. — «Океанология», 1973, т. 13, вып. 5, с. 776—781.
5. Захарова О. К. Теплообмен и сопротивление поверхности океана на разных стадиях развития волнения. — См. наст. сб.
6. Надежина Е. Д. Об изменениях характеристик турбулентного потока при переходе с твердой поверхности на водную. — «Труды ГГО», 1969, вып. 241, с. 56—62.
7. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан — атмосфера. Под ред. А. С. Дубова, Л., Гидрометеиздат, 1974. 235 с.

Р. С. Бортковский

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЯ БРЫЗГ НАД ВЕТРОВЫМИ ВОЛНАМИ

Оценки, выполненные в [1—4, 6], показали, что уже при скорости ветра 20—25 м/с перенос тепла, пара и количества движения брызгами, срываемыми с гребней волн, становится, по меньшей мере, сравнимым с величинами соответствующих турбулентных потоков. Для корректной параметризации взаимодействия океана и атмосферы при шторме, очевидно, необходимы уточнения сделанных оценок, возможные только при наличии экспериментальных данных об интенсивности генерации брызг на поверхности раздела, об их распределении по размерам и скоростям. Такого рода данные нужны также для изучения выноса солей из океана в атмосферу, образования заряженных частиц в приводном слое воздуха и оценок влияния брызг на распространение радиоволн над морем. Трудность проведения экспериментов в природных условиях очевидна. Поэтому в [7, 9, 10, 12] приводятся результаты измерений характеристик брызг в аэрогидродинамических каналах; лишь в [8, 11] содержатся данные природных измерений. Однако результаты всех этих измерений во многом противоречивы; натурные измерения выполнялись к тому же при умеренных скоростях ветра, далеких от штормовых. В лабораторных исследованиях, при которых скорость ветра достигала почти 25 м/с, по-видимому, не удается моделировать влияния волнения на генерацию капель. Все это заставило для получения оценок в [3, 4, 6] использовать грубые представления о монодисперсности поля брызг, а в [1, 2] ввести функцию распределения по размерам общего вида, оставляя варьируемыми неизвестные параметры.

С целью отработать методику исследований поля брызг в открытом море и, по возможности, проверить выводы работ [7, 8, 12], во время работы на НИСП «Океан» в экспедиции «Тайфун-75» была применена простая аппаратура для измерения вертикального потока брызг и определения их размеров.

В установке использован известный в исследованиях по физике облаков принцип сбора капель на стеклянную пластину, смазан-

ную масляной смесью. Его применение для изучения брызг над морем требует учета двух обстоятельств: скорость ветра в 10—30 см над водой даже при шторме на порядок меньше скорости набегающего потока при самолетных измерениях в облаках; аппаратура должна выноситься за пределы зоны искажений судном волнения и ветра, т. е. на расстояние порядка длины судна. Уменьшение зоны возмущения набегающего потока приемной частью

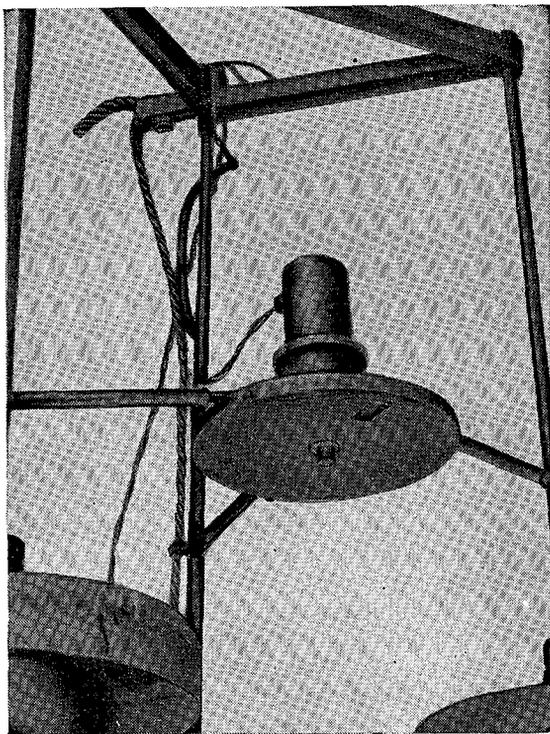


Рис. 1. Приемная часть установки — кассета в корпусе.

самой установки, необходимое ввиду малой его скорости, достигается при горизонтальном расположении пластины; в этом случае число осевших на пластине капель характеризует вертикальный поток брызг (число капель/ $\text{см}^2 \cdot \text{с}$).

В установке применено 16 пластин, собранных в кассету, имеющую форму диска; кассета заключена в разъемный кожух, окно которого, обращенное вниз, равно по размеру стеклянной пластины (рис. 1). При вращении кассеты электромотором пластины последовательно, с заданной скоростью, проходят перед окном,

принимая поток капель. Кожух с кассетой крепится на буйке сконструированном так, чтобы крен и дифферент его на волне были минимальны, а расстояние кассеты до действующей ватерлинии — почти постоянно. Кассету можно перемещать по вертикали, устанавливая ее на высоте от 10 до 50 см. Кассета располагается между поплавками буйка, а при измерениях — с наветренной стороны от них, так что влияние буйка на поток воздуха, обтекающего кассету, и на состояние поверхности моря под ней почти исключается. Ориентировка установки относительно ветра достигается за счет тяги кабель-троса и действия стабилизатора, имеющегося в подводной части буйка.

Измерения проводились в следующей последовательности: после постановки поплавка на воду и вытравливания кабель-троса приблизительно на 100 м подавалось питание на двигатель; время одного оборота кассеты регулировалось в пределах от 170 до 310 с. При умеренной скорости ветра (8—11 м/с) количество капель, попадавших на пластины, за время оборота кассеты оказалось малым; в этих случаях время экспозиции пластин увеличивали, заставляя кассету делать несколько оборотов. Во время вращения кассеты измерялась скорость ветра на носовой стреле судна (10 м под водой). После выключения двигателя поплавки подбирали и, поднимая его на палубу, вынимали кассету из кожуха. Пластина, которая в начале постановки находилась против окна кожуха, отмечалась; она же останавливалась против окна при выключении двигателя через заданное время. В дальнейшей обработке эта пластина, экспонировавшаяся неопределенное время, во внимание не принималась. Кассета, вынутая из кожуха, устанавливалась на поворотном столике, и каждая пластина (за исключением «меченой» и иногда соседних с ней) фотографировалась на пленку чувствительностью 130 ед. через объектив микроскопа, дающий 8-кратное увеличение, аппаратом-зеркалкой «Зенит». При выдержке $1/50$ с получались отчетливые изображения. Кассета устанавливалась на столике так, чтобы в поле зрения объектива попадали середины пластин (по радиусу кассеты).

Сферическая капля диаметром D образует на горизонтальной поверхности круглое в плане пятно, диаметр которого D' в общем больше, чем D . Зависимость $D'(D)$, необходимая для определения истинного диаметра капель по фотографии пятен на пластине, была исследована в лабораторных экспериментах. Оказалось, что учитывать различия между D' и D нужно только для очень крупных капель ($D > 2$ мм).

Вертикальный поток капель q_N (капель/(см²·с)) вычислялся по формуле

$$q_N = \frac{N}{nSt},$$

где n — число снимков, N — суммарное число капель на всех снимках, S — площадь сфотографированного участка пластины. Время экспозиции t определяется как время прохождения точки, удален-

ной от центра вращения кассеты на радиальное расстояние l , через окно кожуха:

$$t = \frac{bkT}{2\pi l}.$$

Здесь $b=14$ мм — ширина окна, T — период оборота кассеты, k — число оборотов. Так как экспонируется не точка, а пластина, расстояние кромок которой относительно центра есть $l \pm \Delta l$, то следует определить среднее время экспозиции

$$\bar{t} = \frac{1}{2\Delta l} \int_{l-\Delta l}^{l+\Delta l} t(l) dl = \frac{bkT}{4\pi\Delta l} \int_{l-\Delta l}^{l+\Delta l} \frac{dl}{l} = \frac{bkT}{4\pi\Delta l} \ln \frac{l+\Delta l}{l-\Delta l}.$$

При $l=56$ мм, $\Delta l=2,25$ мм получаем $\bar{t}=0,0398kT$.

При микрофотографировании с увеличением 8 найдено $S=0,088$ см².

Окончательно, после подстановки численных значений, вертикальный поток капель определяется по формуле

$$q_N = 279 \frac{N}{kT} \text{ (см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}\text{)}.$$

Масса всех капель, попавших на сфотографированные участки пластин, находилась как $M=N \frac{\pi}{6} \bar{D}^3$, а вертикальный поток массы —

$$q_M = \frac{\pi}{6} q_N \bar{D}^3 \text{ (г/(см}^2 \cdot \text{с))}.$$

	Номер серии измерений				
	1	2	3	4	5
Скорость ветра, м/с	23,8	8,4	11,4	9,3	8,4
Время экспозиции кассеты, T с . .	249	620	620	1240	1240
Высота кассеты, см	40	25	25	18	18
N капель	51	19	17	28	228
q_N капель/(см ² ·с)	2,11	0,59	0,35	0,30	2,56
q_M г/(см ² ·с)	$2,2 \cdot 10^{-4}$	$0,8 \cdot 10^{-6}$	$0,4 \cdot 10^{-5}$	$4,2 \cdot 10^{-5}$	$2,8 \cdot 10^{-5}$
$\bar{D} \cdot 10^2$ см	3,0	1,3	2,3	4,1	1,7
$(\bar{D}^3)^{1/3} \cdot 10^2$ см . .	5,8	1,4	2,9	6,4	2,7
$D_m \cdot 10^2$ см	2,2	0,8	1,8	1,2	1,2

За время экспедиции удалось выполнить лишь пять серий измерений, результаты которых приведены в таблице. Ограниченность материала, неоднородность условий измерений (различна высота установки кассеты), явно недостаточное время экспозиции в случаях 1—3 не позволяют сделать сколько-нибудь надежных выводов о характере распределения по размерам и зависимости среднего диаметра \bar{D} , среднемассового диаметра $(\bar{D}^3)^{1/3}$ и модального диаметра D_m от скорости ветра. Однако нетрудно заметить, что при одной и той же скорости ветра (измерения 2, 4, 5) условия срыва брызг могут резко различаться. Это может объясняться различиями в состоянии волнения, обусловленными как временем

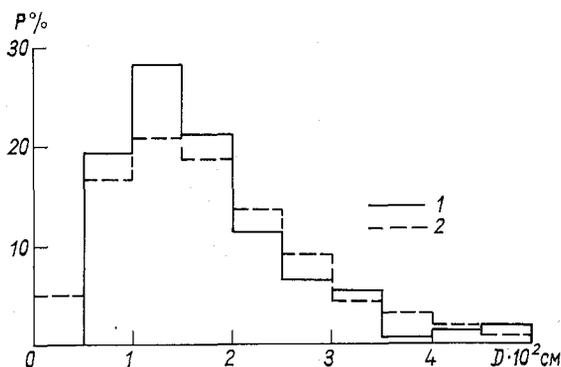


Рис. 2. Гистограмма распределения капель по размерам (D).

1 — по данным измерения 5; 2 — вычисленная с использованием теоретической функции распределения (см. текст).

действия ветра и наличием зыби, так и действием поверхностно-активных веществ, загрязняющих поверхность океана; по измерениям, выполненным по нашему предложению В. Г. Усовым, поверхностное натяжение воды, взятой из тонкого верхнего слоя, менялось от 75 до 52 дин/см.

Вместе с тем, полученные значения удовлетворительно согласуются с результатами как лабораторных измерений [12], где $0,01 \text{ см} \leq \bar{D} \leq 0,021 \text{ см}$ при скорости ветра (пересчитанной на уровень 10 м) от 11,7 до 13,4 м/с, так и натуральных измерений [8], где при умеренной скорости ветра получены примерно вдвое большие значения \bar{D} (от 0,033 до 0,048 см). Большие значения \bar{D} при натуральных измерениях, возможно, объясняются влиянием волнения, не моделируемым в лабораторных условиях. Сопоставление с данными [7], к сожалению, невозможно, — в этой работе приведены спектры капель по размерам, вычисленные на основе ошибочного предположения о равенстве локальной горизонтальной скорости

капель средней скорости ветра. Использование этой гипотезы должно давать различные погрешности в разных участках спектра.

Модальные размеры капель, приведенные в таблице, несмотря на малое количество данных (N) в измерениях 1—4, довольно хорошо согласуются с данными [12], где $0,015 \text{ см} \leq D_m \leq 0,020 \text{ см}$.

Гистограмма распределения по размерам (рис. 2), построенная по данным измерения 5, неплохо совпадает с гистограммой, соответствующей функции распределения Нукияма—Танасава [5]. Использование этой функции для описания распределения по размерам поля брызг над морем было предложено в [1]. Для интервала $(D+\Delta D)$ вероятность (в процентах) определяется выражением

$$P = 100 \frac{4}{D_m} \int_{\tilde{D}}^{\tilde{D}+\Delta D/D_m} \tilde{f}(\tilde{D}) d\tilde{D},$$

где $\tilde{f}(\tilde{D}) = \tilde{D}^2 e^{-2\tilde{D}}$ — безразмерная плотность вероятности, $\tilde{D} = D/D_m$, D_m — величина, найденная из измерений.

В применении к задачам изучения энерго- и массообмена океана и атмосферы при шторме представляется существенным изучение не только осредненных по времени характеристик поля брызг. Визуальные наблюдения показывают, что генерация брызг происходит в основном в области обрушения гребня — над барашком. В барашке, быстро теряющем свою яркость и легко отличимом от остающегося за ним пенного следа, сосредоточены, очевидно, более крупные, быстрее всплывающие и быстро схлопывающиеся пузырьки. Если, в соответствии с [10], считать схлопывание пузырьков на поверхности основным механизмом генерации брызг и учесть, что существует определенная зависимость размера образующейся капли от размера пузырька [4], то можно ожидать существенных различий в характеристиках облака брызг над гребнями и ложбинами волн. Поскольку время полета капли, меняющееся в пределах от 0,5 до 1,5 с [2, 3], мало по сравнению с периодом волнения при шторме, необходимо изучение характеристик облака брызг (а также профилей метеоэлементов) над различными фазовыми точками волн.

Изложенные выше результаты работы, выполненной в экспедиции «Тайфун-75», можно резюмировать следующим образом:

— показана возможность проведения дистанционных измерений характеристик поля брызг в открытом море при штормовых условиях;

— найдено, что средние размеры брызг \bar{D} колеблются около $(2 \div 4) \cdot 10^{-2}$ см; это меньше значения ($\bar{D} = 0,1$ см), принятого в оценках переноса при шторме в [3, 4, 6]; следовательно, ранее полученные оценки (как и предполагалось) занижены. Это еще раз подтверждает важность теоретических и экспериментальных исследований процессов переноса при шторме.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить признательность Н. В. Кучерову, оказавшему большую помощь в конструировании экспериментальной установки, и М. А. Кузнецову, принимавшему активное участие в проведении измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борисенков Е. П., Дружинин Е. И., Мушкин И. Г. Об измерениях составляющих теплового баланса моря.—«Труды ААНИИ», 1974, т. 312, с. 67—79.
2. Борисенков Е. П., Кузнецов М. А. К теории тепло- и влагообмена атмосферы и океана при штормовых условиях погоды.—«Метеорология и гидрология», 1976, № 5, с. 18—26.
3. Бортковский Р. С. О механизме взаимодействия океана и атмосферы при шторме.—«Труды ГГО», 1972, вып. 282, с. 187—193.
4. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан — атмосфера. Л., Гидрометеопиздат, 1974. 239 с. Авт.: Р. С. Бортковский, Э. К. Бютнер, С. П. Малевский-Малевиц, Л. Ю. Преображенский.
5. Уоллис Г. Одномерные двухфазные течения. М., «Мир», 1972. 440 с.
6. Bortkovski R. S., Buetner E. K., Preobrazhensky L. G. The structure of near-water atmospheric layer and peculiarities of ocean — atmosphere interaction under a storm condition. Intern. Un. Geodes. Geophys. XV General. Assamb., Moscow, 1971. Report of Proc., IAMAP Publ. N 15, 1972, p. 193—194.
7. Lay R. J., Shemdin O. H. Laboratory study of the generation of spray over water.—"J. Geophys. Res.", 1974, vol. 79, N 21, p. 3055—3063.
8. Monahan E. C. Sea spray as a function of low elevation wind speed.—"J. Geophys. Res.", 1968, vol. 73, N 4, p. 1127—1137.
9. Okuda S., Hayami S. Experiments of evaporation from wavy water surface.—"Rec. Oceanogr. Works Japan", 1959, vol. 5, N 1, p. 6—13.
10. Toba Y. Drop production by bursting of air bubbles on the sea surface. III. Study by use of wind flume.—"J. Meteorol. Soc. Japan", 1961, vol. 40, N 1, p. 13—17.
11. Toba Y., Chaen M. Quantitative expression of the breaking of wind waves on the sea surface.—"Rec. Oceanogr. Works Japan", 1973, vol. 12, N 1, p. 2—11.
12. Wu J. Spray in the atmospheric surface layer: laboratory study.—"J. Geophys. Res.", 1973, vol. 78, N 3, p. 511—519.

Л. П. Быкова

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕПЛО- И ВЛАГООБМЕНА В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ НАД РАСТИТЕЛЬНЫМ ПОКРОВОМ

Особенности тепло- и влагообмена в пограничном слое атмосферы в значительной мере определяются влиянием растительного покрова, его аэродинамическими и термическими характеристиками. Важной задачей метеорологии является установление зависимостей между поглощением радиационных потоков, теплообменом и испарением, с одной стороны, и характеристиками растительности — с другой. Решение этой задачи экспериментальным путем возможно только при постановке комплексных измерений, что далеко не всегда удается осуществить. Результаты наиболее полных исследований радиационного и теплового режима в растительном покрове приведены в работах [1—5, 11—14]. Однако этих данных еще недостаточно для того, чтобы объяснить формирование режима тепла и влаги воздушного потока в каждом конкретном случае, поэтому важное значение приобретает численное моделирование процессов теплообмена.

Общие теоретические основы теплового и радиационного режима приземного потока при наличии растительного покрова разработаны Будыко и Гандиным [3], Менжулиным [4], Россом и Нильсоном [2], Ваггонером и Рейфснудером [10], Сиротенко [5]. В общей постановке эта задача сформулирована Менжулиным [4]. Им предложена модель для расчета тепло- и влагообмена приземного потока воздуха с растительным покровом в стационарных условиях. Настоящая работа является дальнейшим развитием теоретических исследований влияния растительного покрова на турбулентный режим атмосферы в направлении более полного учета радиационных процессов. Кроме того, в отличие от существующих работ данного направления, здесь исследуется влияние растительности на режим всего планетарного пограничного слоя атмосферы.

Для решения поставленной задачи необходимо в рамках единой математической модели рассмотреть гидротермодинамические про-

цессы, протекающие в системе почва — растительный покров — пограничный слой атмосферы. Динамика турбулентного потока в стационарном, горизонтально однородном пограничном слое атмосферы над растительным покровом была подробно рассмотрена в [6], здесь мы остановимся на описании процессов тепло- и влагообмена.

Из экспериментальных данных известно, что вертикальный турбулентный поток тепла (P) в пограничном слое атмосферы убывает с высотой, причем это убывание в математических моделях часто представляют либо линейным, либо экспоненциальным законом [7]. При наличии растительности приземный турбулентный поток тепла формируется не у поверхности земли, а у верхней границы растительного покрова; следовательно, соответствующая аппроксимация величины P в пограничном слое относится к области $h-H$. В предположении линейного убывания потока тепла в этой области можем записать

$$-c_p \rho k \frac{d\Theta}{dz} = P = P_h \left(1 - \alpha \frac{z-h}{H-h}\right), \quad (1)$$

где Θ — потенциальная температура воздуха; k — коэффициент турбулентного обмена по вертикали (примем условие равенства коэффициентов турбулентного обмена для количества движения, тепла и водяного пара); h — средняя высота растительного покрова; H — верхняя граница пограничного слоя атмосферы; c_p , ρ — удельная теплоемкость при постоянном давлении и плотность воздуха соответственно; α — безразмерный коэффициент.

Для середины слоя $h-H$ соотношение (1) примет вид

$$P_{\frac{H-h}{2}} = P_h \left(1 - \frac{\alpha}{2}\right) \approx -c_p \rho \bar{k}_{h-H} \frac{\Theta_H - \Theta_h}{H-h}. \quad (2)$$

Отсюда

$$P_h = -\frac{c_p \rho \bar{k}_{h-H}}{(1-\alpha/2)} \cdot \frac{\Theta_H - \Theta_h}{H-h}. \quad (3)$$

Интегрируя (1) и подставляя (3), имеем

$$\frac{d}{dz} k \frac{d\Theta}{dz} = -\frac{\alpha \bar{k}_{h-H}}{1-\alpha/2} \frac{\Theta_H - \Theta_h}{(H-h)^2}. \quad (4)$$

Используя предположение об экспоненциальном убывании турбулентного потока тепла с высотой

$$P = P_h e^{-\alpha' \frac{z-h}{H-h}}, \quad (5)$$

с помощью аналогичных выкладок находим

$$\frac{d}{dz} k \frac{d\Theta}{dz} = -\frac{\alpha' \bar{k}_{h-H}}{e^{\alpha' \left(\frac{z-h}{H-h} - 0,5\right)}} \frac{\Theta_H - \Theta_h}{(H-h)^2}. \quad (6)$$

Если предположить, что на верхней границе пограничного слоя турбулентный поток тепла убывает в 20 раз по сравнению с его значением непосредственно над растительным покровом, т. е.

$$P_H = 0,05P_h,$$

то получим $\alpha = 0,95$, $\alpha' = 3,0$.

В межлистном пространстве растительного покрова перенос тепла и водяного пара осуществляется под влиянием двух факторов — турбулентного обмена и конвективной передачи тепла и влаги от листа к воздуху и наоборот. Интенсивность конвективного обмена, очевидно, пропорциональна разности переносимых субстанций между листом и воздухом, а также площади поверхности, находящейся в контакте с воздухом [3]. Принимая гипотезу экспоненциального убывания турбулентного потока тепла в слое от верхней границы растительного покрова до границы пограничного слоя, имеем

$$\frac{d}{dz} k \frac{d\theta}{dz} = \begin{cases} -sD_\theta(T_w - \theta), & z \leq h, \\ -3\bar{k}_{h-H} e^{-3\left(\frac{z-h}{H-h} - 0,5\right)} \cdot \frac{\theta_H - \theta_h}{(H-h)^2}, & z > h, \end{cases} \quad (7)$$

$$\frac{d}{dz} k \frac{dq}{dz} = \begin{cases} -sD_q(q_w - q), & z \leq h, \\ 0, & z > h. \end{cases} \quad (8)$$

Здесь T_w — температура поверхности листьев; q , q_w — удельная влажность воздуха и поверхности листьев соответственно; s — площадь поверхности биомассы в единице объема; D_θ , D_q — коэффициенты конвективной диффузии, характеризующие скорость тепло- и влагообмена между единицей поверхности листа и атмосферой.

Концентрация водяного пара на поверхности листа (q_w) принимается равной концентрации насыщения при температуре листа и описывается формулой Магнуса

$$q_w = 3,79 \cdot 10^{-3} \exp\left(\frac{17,6t_w}{\frac{242}{5} + t_w}\right), \quad (9)$$

где t_w — температура листа в °С. Это предположение, очевидно, справедливо для растительности, достаточно хорошо обеспеченной почвенной влагой.

Модель требует задания коэффициентов диффузии D_θ и D_q . Определению этих коэффициентов над различными поверхностями посвящено большое количество работ, основные выводы из которых изложены, например, в [1, 8]. В большинстве этих работ отмечается, что конвективный поток водяного пара встречает такое же сопротивление, как и конвективный поток тепла, т. е. при практических расчетах можно принять $D_\theta = D_q = D$.

Согласно экспериментальным данным численные значения коэффициента D для зеленых листьев колеблются в пределах 0,5—5 см/с. Основными факторами, от которых зависит величина D ,

являются скорость ветра (u), средний размер листа (l), стратификация. Так, для плоского листа, исходя из теории переноса тепла над пластиной, получено выражение [14]

$$D = \bar{c} \sqrt{u} / \sqrt{l},$$

где \bar{c} — размерный коэффициент. При численных расчетах удобно также использовать приближенную связь величины D с коэффициентом турбулентного обмена, полученную на основе обработки экспериментальных данных Учиджимы для зерновых посевов (см. [1]):

$$D[\text{см/с}] \approx 0,15k[\text{м}^2/\text{с}].$$

Обратимся теперь к соотношениям, необходимым для расчета температуры листвы в растительном покрове. Тепловой режим фитоземлеустановки устанавливается в результате суммарного влияния радиационных факторов и водно-теплого обмена между листьями и окружающей средой. При стационарных условиях температура поверхности листьев может быть определена из дифференциального уравнения теплового баланса, записанного для некоторого слоя растительного покрова [4]:

$$(1 - A) \frac{dF}{dz} + \frac{dE^\downarrow}{dz} - \frac{dE^\uparrow}{dz} = sD[c_p \rho(T_w - \Theta) - \Lambda \rho(q_w - q)]. \quad (10)$$

Здесь F — поток прямой солнечной радиации; E^\downarrow , E^\uparrow — нисходящий и восходящий потоки длинноволновой радиации соответственно; A — альbedo растительного покрова; Λ — скрытая теплота конденсации.

Остановимся подробнее на характеристике радиационного поля, возникающего на элементах растений. В настоящее время при построении теории радиационного режима растительного покрова применяется модель мутного слоя [2]. При этом горизонтально однородный растительный покров интерпретируется в виде плоскопараллельного слоя мутной среды, в котором элементами мутности являются элементы растений. По существующим представлениям лист растения с достаточно хорошим приближением можно считать серым телом, а поглощение и излучение его изотропным. В [2] показано, что уравнения переноса для изотропных потоков инфракрасной радиации (ИКР) в однородном растительном покрове с учетом диффузности излучения листьев можно свести к соотношениям:

$$\begin{aligned} \frac{dE^\uparrow}{dz} &= \beta \gamma_l sG(E_L - E^\uparrow), \\ \frac{dE^\downarrow}{dz} &= \beta \gamma_l sG(E^\downarrow - E_L), \end{aligned} \quad (11)$$

где $\beta = 1,66$ — коэффициент диффузности излучения; γ_l — коэффициент ослабления длинноволновой радиации в мутной среде; G —

функция ориентации листьев; E_L — поток излучения абсолютно черного тела при температуре листа. Решения уравнений переноса для потоков ИКР в растительном покрове имеют вид [2]:

$$E^\uparrow = E_n a_d(L_0 - L) + \int_L^{L_0} E_L da_d(L' - L),$$

$$E^\downarrow = E_A a_d(L) + \int_0^L E_L da_d(L - L'). \quad (12)$$

Здесь $E_n = \delta \sigma T_0^4$ — поток теплового излучения земной поверхности; $\delta \approx 0,98$ — коэффициент серости; $\sigma = 1,374 \cdot 10^{-8}$ кал/(м²·с·град⁴) — постоянная Стефана — Больцмана; E_A — поток излучения атмосферы, определяемый формулой Брента:

$$E_A = \sigma T_b^4 (0,526 + 2,61 \sqrt{q_b}) \quad (13)$$

(T_b, q_b — температура и удельная влажность воздуха на высоте порядка 2 м над растительным покровом); $L = G \gamma_l \int_z^h sdz'$,

$L_0 = G \gamma_e \int_0^h sdz'$ — эффективная относительная площадь листвы в слое от 0 до z и во всей толще растительного покрова соответственно; a_d — функция пропускания для потоков длинноволновой радиации. В предположении равномерной ориентации листьев ($G = 1/2$) функция пропускания изотропных потоков диффузной радиации аппроксимируется экспоненциальной зависимостью

$$a_d(L) = \exp\left(-\frac{\beta \gamma_l}{2} \int_z^h sdz'\right). \quad (14)$$

В отличие от работы [2] в выражении для функции пропускания ИКР и в соотношениях (11) присутствуют коэффициент диффузности излучения (β) и коэффициент ослабления (γ_l).

Изменение потока суммарной солнечной радиации в растительном покрове, как показали экспериментальные исследования, подчиняется закону Буге — Ламберта

$$F = F(h) \exp\left(-\frac{\gamma_s G}{\sin h_\odot} \int_z^h sdz'\right), \quad (15)$$

где γ_s — коэффициент ослабления растительным покровом коротковолновой радиации (по эмпирическим данным он колеблется в пределах 0,3—1,5); h_\odot — высота солнца; $F(h)$ — поток прямой солнечной радиации, поступающей на верхнюю границу покрова.

В число неизвестных задачи входит температура поверхности почвы, для определения которой используем уравнение теплового баланса подстилающей поверхности

$$(1 - A_0)F(0) + E_L a_d(L_0) + \int_0^{L_0} E_L da_d(L_0 - L') - E_n + c_p \rho k \frac{d\theta}{dz} + \Lambda \rho k \frac{dq}{dz} - \Pi = 0, \quad (16)$$

где A_0 — альbedo подстилающей поверхности; Π — поток тепла в почву. В общем случае для получения замкнутого решения необходимо привлечь уравнение теплопроводности почвы. Однако здесь ограничимся упрощенной параметризацией потока тепла в почву, принятой, например, в [9]:

$$\Pi = -\lambda \frac{dT}{d\zeta} \approx -\lambda \frac{T(\zeta) - T_0}{\zeta}, \quad (17)$$

где ζ — глубина затухания суточной температурной волны, $T(\zeta)$ — температура на этой глубине; λ — коэффициент теплопроводности почвы.

Удельная влажность на поверхности почвы определяется соотношением

$$q_0 = r_0 q_m(T_0),$$

где r_0 — относительная влажность на поверхности.

Внешними параметрами для решения данной задачи являются: температура почвы на достаточно большой глубине (T_ζ), относительная влажность поверхности почвы (r_0), суммарный поток солнечной радиации на уровне верхней границы покрова ($F(h)$), температура, удельная влажность и скорость ветра на верхней границе пограничного слоя (T_H, q_H, u_g), а также характеристики растительного покрова. Нами приняты следующие значения исходных параметров и констант: $T_\zeta = T_H = 283,15^\circ$; $r_0 = 1$; $q_H = 0,1 q_m(T_H)$; $u_g = 10$ м/с; $F(h) = 200, 100, 0$ кал/(м²·с), что соответствует значениям 1, 2, 0,6, 0 кал/(см²·мин); $h = 10$ м; $c_d = 0,02$ — коэффициент сопротивления растительного покрова; $s = 0,2, 1, 5$ м⁻¹ (для упрощения анализа результатов все расчеты производились при постоянном с высотой значении густоты листвы); $D = 0,01$ м/с; $c_p \rho = 310$ кал/(град·м³); $\Lambda \rho = 775 \cdot 10^3$ кал/м³; $\gamma_l = 0,66$; $\gamma_s = 0,3$; $\sin h_\odot = 0,7$; $A = 0,17$; $A_0 = 0,3$; $\zeta = 0,5$ м; $\lambda = 0,38$ кал/(м·с·град).

Поскольку нами рассматривается стационарная задача, решение пригодно для условий с относительно устойчивым радиационным режимом в течение нескольких часов.

Численное решение задачи отыскивалось в узлах вертикальной сетки с существенно неравномерным шагом. Методы решения динамической части задачи описаны в [6]. Уравнения притока тепла и влаги решались методом прогонки. Для определения темпера-

туры поверхности почвы и листвы из уравнений теплового баланса использовался метод половинного деления. В силу нелинейности системы уравнений решение получено с использованием последовательных приближений.

Перейдем к анализу результатов расчета. Рассмотрим прежде всего, как характеристики турбулентного потока зависят от густоты растительного покрова. Из рис. 1 можно получить представление о влиянии густоты покрова на вертикальное распределение температуры воздуха и температуры листвы. Максимум температуры биомассы в густой растительности ($s=5 \text{ м}^{-1}$) расположен

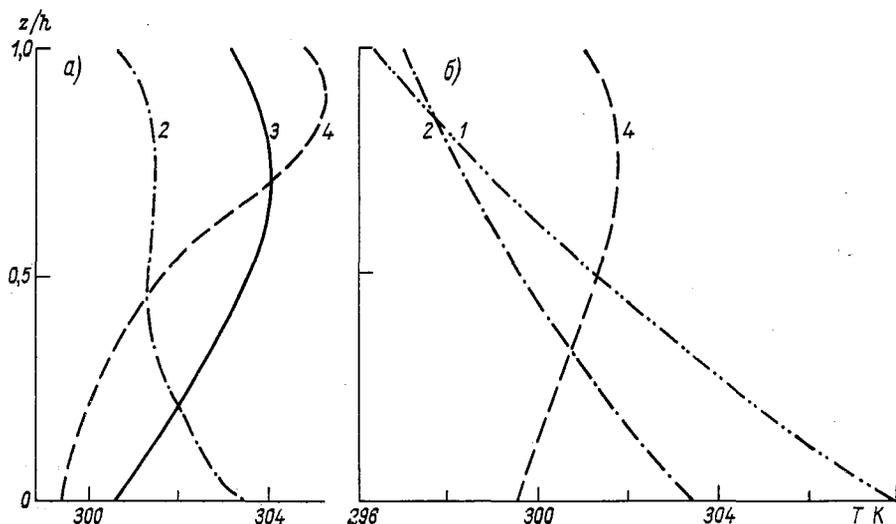


Рис. 1. Вертикальное распределение температуры биомассы (а) и температуры воздуха (б) в слое растительного покрова в зависимости от густоты листвы ($s \text{ м}^{-1}$).

1) $s = 0$, 2) $s = 0,2$, 3) $s = 1$, 4) $s = 5$. $F(h) = 1,2 \text{ кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{мин})$.

вблизи верхней границы покрова; с уменьшением густоты листвы положение максимума T_w отодвигается в более низкие слои. Рисунок 1 б показывает, насколько сильно влияет неравномерное нагревание биомассы на термический режим воздуха. В зависимости от густоты растительного покрова при постоянном поступлении солнечной энергии стратификация воздуха в межлиственном пространстве изменяется от инверсионной (густой покров) до сверхадиабатической (разреженный покров). Такой характер температурных профилей качественно соответствует данным наблюдений [1].

Значения разности температур воздуха и поверхности биомассы также колеблются в широких пределах. Результаты расчетов показывают, что в густом и высоком растительном покрове в средней его части температура листвы может оказаться несколько ниже

температуры воздуха. Такая особенность в распределении температур была отмечена Раунером по наблюдениям в листовенных лесах. Это, вероятно, связано с тем, что радиационные притоки в этих слоях сильно ослаблены и основная роль принадлежит процессам турбулентного теплообмена и испарения. При этом испарение вызывает сильное охлаждение поверхности листа, в результате чего температура листьев может оказаться ниже температуры воздуха.

Вертикальные турбулентные потоки тепла в слое растительного покрова существенно изменяются с высотой (рис. 2). Это изменение очень сложным образом зависит от густоты покрова. Так,

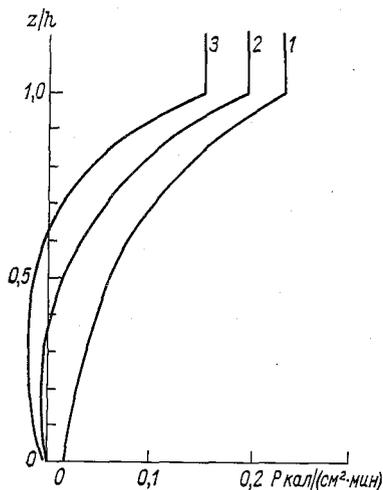


Рис. 2. Вертикальные профили турбулентного потока тепла в слое растительного покрова при различном значении удельной поверхности фитомассы.

1) $s=0,2 \text{ м}^{-1}$, 2) $s=1 \text{ м}^{-1}$, 3) $s=5 \text{ м}^{-1}$,
 $F(h) = 1,2 \text{ кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{мин})$.

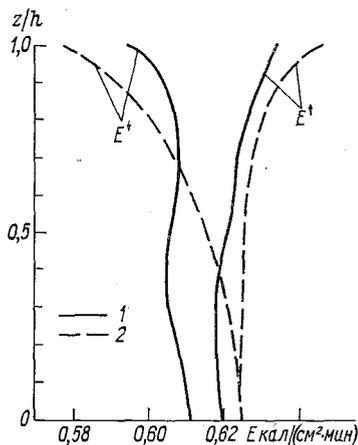


Рис. 3. Потоки длинноволновой радиации в растительном покрове.

1 — данные измерений Раунера [1] в листовенном лесу ($h=12 \text{ м}$, $\bar{s}=1 \text{ м}^{-1}$, $c_d=0,02$); 2 — расчет по модели ($h=10 \text{ м}$, $\bar{s}=1 \text{ м}^{-1}$, $c_d=0,02$, $F(h)=0,6 \text{ кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{мин})$).

при больших величинах поступающей солнечной радиации ($F(h) = 1,2 \text{ кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{мин})$) — неустойчивая стратификация) в разреженных покровах поток тепла положителен и растет с высотой во всем слое h ; в густом растительном покрове поток тепла внутри растительности изменяет знак — значение P положительно в верхней части покрова, а в нижних слоях имеет место отрицательный поток тепла. Толщину слоя растительности, в котором турбулентный поток тепла имеет тот же знак, что и над растительным покровом, можно рассматривать как эффективный подслой, определяющий тепловое взаимодействие приземного слоя воздуха с растительным покровом. Как показывают результаты расчета, слой растительности, определяющий тепловое взаимодействие с вышележащими

слоями атмосферы, уменьшается с увеличением густоты покрова, что согласуется с физическими представлениями.

Важным фактором водно-теплового режима растительного покрова является транспирация с поверхности листа. В тепловом балансе растительного покрова потоки $\Delta Q = -\Delta\rho dq/dz$ преобладающие. Например, по данным [13] затраты тепла на испарение в сельскохозяйственной растительности составляют в среднем 78% радиационного баланса, на теплообмен с атмосферой — 11%.

Нами рассчитаны значения числа Боуэна ($Bo = P/\Delta Q$) в растительном покрове. Результаты показывают, что число Bo резко уменьшается с увеличением густоты растительности. В достаточно густом растительном покрове величина Bo составляет менее 0,20 и может принимать отрицательные значения. При этом знак числа Bo изменяется вместе со знаком турбулентного потока тепла внутри растительности.

На рис. 3 показан пример расчетных профилей восходящего и нисходящего потоков длинноволновой радиации. Восходящий поток излучения имеет максимум вблизи верхней границы покрова, связанный с максимумом температуры биомассы. Поток нисходящего излучения, наоборот, несколько уменьшается с высотой, что связано с влиянием дополнительного поля излучения самой растительности. Для сравнения на рисунке приведены результаты измерений потоков тепловой радиации в лиственном лесу, представленные Раунером [1].

Предложенная здесь модель содержит целый ряд физических ограничений и упрощений. Однако с ее помощью удается объяснить многие явления, связанные с влиянием растительного покрова на тепло- и влагообмен в пограничном слое атмосферы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Раунер Ю. Л. Тепловой баланс растительного покрова. Л. Гидрометеоздат, 1972. 210 с.
2. Росс Ю. К. Радиационный режим и архитектура растительного покрова. Л., Гидрометеоздат, 1975. 342 с.
3. Будыко М. И., Гандин Л. С. К теории теплового режима растительного покрова.—«Труды ГГО», 1968, вып. 229, с. 3—24.
4. Менжулин Г. В. К теории стационарного метеорологического режима растительного покрова.—«Труды ГГО», 1973, вып. 297, с. 20—28.
5. Сиротенко О. Д. Предпосылки построения комплексной динамической модели «погода — урожай». — «Труды ИЭМ», 1973, вып. 3(40), с. 45—51.
6. Дубов А. С., Быкова Л. П. Характеристики турбулентного течения в пограничном слое атмосферы над лесом и внутри его.—«Труды ГГО», 1973, вып. 297, с. 3—11.
7. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Л., Гидрометеоздат, 1970. 341 с.
8. Слейчер Р. Водный режим растений. М., «Мир», 1970. 362 с.
9. Утина З. М. О влиянии горизонтальной неоднородности температуры на строение пограничного слоя атмосферы.— «Труды ГГО», 1962, вып. 127, с. 134—144.
10. Waggoner P. E., Reifsnyder W. E. Simulation of the temperature, humidity and evaporation profiles in a leaf canopy.— „J. Appl. Meteorol.”, 1968, vol. 7, N. 3 p. 373—396.

11. Lemon E. R. Micrometeorology and the physiology of plants in their natural environment. Plant physiology IVA 1965, New-York, Academic Press, p. 203—227.
12. Hicks B. B., Hyson P., Moore C. J. A study of eddy fluxes over a forest.—„J. Appl. Meteorol.”, 1975, vol. 14, N 1, p. 58—66.
13. Tanner C. B. Energy relations in plant communities. Environmental control of plant growth, 1963, Academic Press New-York—London, p. 141—148.
14. Penman H. L., Long I. Weather in wheat—an essay in micrometeorology.—„Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.”, 1960, vol. 86, p. 16—50.

Б. Г. Вагер, Е. Д. Надежина

**ОБ УЧЕТЕ НЕДИАГОНАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ ТЕНЗОРА
КОЭФФИЦИЕНТА ТУРБУЛЕНТНОГО ОБМЕНА
ПРИ РАСЧЕТЕ ТЕПЛООВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ
НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПОВЕРХНОСТИ МАЛОГО
МАСШТАБА**

До настоящего времени мало изучен вопрос о влиянии горизонтальной диффузии на процессы переноса пассивной примеси, в том числе и на процессы переноса тепла и влаги, которые в целом ряде задач отождествляются с пассивной примесью. Основные работы, касающиеся данного вопроса, были выполнены в 50-х годах [1, 2, 4]. Задача учета горизонтальной диффузии рассматривалась в этих работах в связи с необходимостью расчета испарения с ограниченных участков поверхности. Аналитические решения уравнения переноса, полученные в [1, 2, 4], весьма сложны для выполнения прикладных расчетов, однако содержат целый ряд полезных оценок и выводов. Настоящая работа является в какой-то мере развитием исследований, изложенных в [1, 2, 4]. В связи с задачей учета горизонтальной диффузии в уравнении переноса пассивной примеси представляет интерес еще одно невыясненное обстоятельство, а именно — вопрос об учете дополнительных членов в указанном уравнении, содержащих недиагональные компоненты тензора коэффициента турбулентного обмена. Этот вопрос обсуждался в [8]. По-видимому, учет дополнительных членов должен играть определенную роль при расчетах распределения примеси, тепла или влаги от источника небольших линейных размеров. В работах [6, 7] приведены некоторые численные оценки влияния обсуждаемого эффекта, они выполнены на основе аналитического решения уравнения теплопроводности. Попытаемся выполнить оценку интересующего нас эффекта другим способом.

Предположим, что на поверхности вдоль среднего потока расположен линейный источник тепла размером $L \ll h$, где h — высота приземного слоя. Будем рассматривать двумерную задачу, т. е. предположим, что в направлении, поперечном по отношению

к основному потоку, свойства поверхности не изменяются. Тогда поле температуры в окрестности источника будет описываться уравнением теплопроводности вида [8]

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} k_x \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} k_{zx} \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} k_z \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} k_{xz} \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (1)$$

Здесь T — температура; u , w — горизонтальная и вертикальная компоненты вектора скорости; k_x , k_{xz} , k_z , k_{zx} — компоненты тензора коэффициента обмена.

Если размеры источника достаточно малы, на основании работы [2] можно предположить, что скорость ветра над неоднородной поверхностью малых размеров не изменяется и может быть задана известной функцией высоты. Граничные условия, необходимые для решения уравнения (1), записываются таким образом:

$$T|_{x=0} = T'(z) \quad \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=x_n} = 0, \quad (2)$$

$$T|_{z=z_0} = \begin{cases} T_1 & \text{при } x_0 < x < L_1, \\ T_2 & \text{при } L_1 \leq x \leq L_n, \\ T_1 & \text{при } L_n < x < x_n, \end{cases} \quad (3)$$

$$T|_{z=h} = T_h. \quad (4)$$

Здесь h — высота верхней границы слоя, захваченного возмущением; z_0 — шероховатость поверхности.

Введем характерные масштабы исследуемых величин и перепишем уравнение (1) и граничные условия (2) — (4) в безразмерном виде:

$$\tilde{u} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tilde{x}} + \tilde{w} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tilde{z}} = \frac{\partial}{\partial \tilde{x}} \tilde{k}_x \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tilde{x}} + \frac{\partial}{\partial \tilde{z}} \tilde{k}_{zx} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tilde{x}} + \frac{\partial}{\partial \tilde{z}} \tilde{k}_z \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tilde{z}} + \frac{\partial}{\partial \tilde{x}} \tilde{k}_{xz} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tilde{z}}, \quad (5)$$

где

$$\tilde{u} = \frac{u}{u_h}, \quad \tilde{T} = \frac{T - T_h}{T_h}, \quad \tilde{x}, \tilde{z} = \frac{x, z}{h},$$

$$\tilde{k}_x, \tilde{k}_z, \tilde{k}_{xz}, \tilde{k}_{zx} = \frac{k_x, k_z, k_{xz}, k_{zx}}{u_h h},$$

при $z = z_0$

$$\tilde{T} = \begin{cases} \tilde{T}_1 & (\tilde{x}_0 < \tilde{x} < \tilde{L}_1), \\ \tilde{T}_2 & (\tilde{L}_1 \leq \tilde{x} \leq \tilde{L}_n), \\ \tilde{T}_1 & (\tilde{L}_n < \tilde{x} < \tilde{x}_n), \end{cases} \quad (6)$$

$$\text{при } \bar{x} = \bar{x}_0 \quad \bar{T} = \bar{T}'(\bar{z}), \quad (7)$$

$$\text{при } \bar{x} = \bar{L}_n \quad \partial \bar{T} / \partial \bar{x} = 0, \quad (8)$$

$$\text{при } \bar{z} = 1 \quad \bar{T} = 0. \quad (9)$$

Для решения уравнения (5) воспользуемся методом, подробно описанном в монографии [5]. В [5] предложена стандартная процедура решения, которая применяется и к уравнениям движения, и к уравнениям переноса, записанным для условий пограничного слоя. Исследование указанной процедуры становится возможным после того, как соответствующее уравнение приводится к каноническому виду. Уравнение (5) после приведения выглядит так:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \bar{T} \frac{\partial \psi}{\partial \bar{z}} - \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \bar{T} \frac{\partial \psi}{\partial \bar{x}} - \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \bar{k}_x \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{x}} - \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \bar{k}_z \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{z}} - \\ - \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \bar{k}_{xz} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{z}} - \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \bar{k}_{zx} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{x}}. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь ψ — функция тока, $u = \partial \psi / \partial z$, $w = -\partial \psi / \partial x$.

Для того чтобы решить уравнение (10), необходимо задать \bar{u} , \bar{w} , \bar{k}_x , \bar{k}_z , \bar{k}_{xz} , \bar{k}_{zx} как функции переменных (\bar{x}, \bar{z}) . Предположим, что $k_{xz} = \bar{k}_{zx}$. Будем рассматривать простейший случай горизонтального плоского течения, для которого $\bar{u} = a \ln \bar{z} / \bar{z}_0$, $\bar{k}_x = A \bar{k}_z$, $\bar{k}_z = m \bar{z}$, $\bar{w} = 0$, (a , A , m — численные параметры). Заметим, что численные оценки в работах [6, 7] выполнены на основе приближенного аналитического решения уравнения (10), коэффициенты которого выбраны аналогичным образом. Это дает возможность сравнить некоторые численные и аналитические оценки. Вообще говоря, функции $\bar{u}(\bar{z})$ и $\bar{k}_z(\bar{x}, \bar{z})$ могут быть заданы выражениями любой степени сложности или получены из решения уравнений движения и уравнения баланса кинетической энергии турбулентности соответственно.

Попытаемся оценить порядок недиагональной компоненты тензора коэффициента обмена \bar{k}_{xz} . Для этого обратимся к уравнению переноса для турбулентного потока тепла в направлении оси x . Если пренебречь в этом уравнении диффузионными членами и воспользоваться допущениями, принятыми в [3], то уравнение переноса для $\bar{u}'\bar{T}'$ запишется в таком виде:

$$u_*^2 \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} - \frac{H}{\rho c_p} \frac{\partial u}{\partial z} - B_4 \frac{H_1}{\rho c_p} = 0, \quad (11)$$

где l — масштаб турбулентности, $\alpha = \frac{k_z}{k_0}$, $B_4 = C_4 \sqrt{b} / l$, $k_0 = H / \rho c_p \frac{\partial \bar{T}}{\partial z}$.

По определению

$$\begin{aligned} \overline{u'T'} &= -k_x \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} - k_{xz} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z}, \\ \overline{w'T'} &= -k_z \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} - k_{zx} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x}. \end{aligned} \quad (12)$$

Подставив (12) в (11) и выполнив несложные преобразования, получим

$$k_{xz} \frac{\partial T}{\partial z} = - \frac{(\alpha + 1)}{C_4} l^2 \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial z} - k_x \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial u / \partial z}{\sqrt{b}} \frac{(\alpha + 1)}{C_4} k_{zx} \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (13)$$

Для горизонтально однородного потока ($\partial T / \partial x = 0$)

$$k_{xz} = - \frac{(\alpha + 1)}{C_4} l^2 \frac{\partial u}{\partial z}. \quad (14)$$

Выражение (14) с точностью до коэффициента совпадает с оценкой величины k_{xz} , полученной в статье [3]. Из других рассуждений, строго говоря, выражение (13) и тем более выражение (14) не может быть использовано при расчетах характеристик горизонтально неоднородного потока. Однако, предполагая, что главные члены в уравнении (11) учтены, и имея в виду почти полное отсутствие информации и о величинах коэффициентов k_x , будем считать, что выражение (14) с достаточной для оценок точностью определяет коэффициент k_{xz} . Численное значение константы C_4 определяется на основании экспериментальных данных об отношении потоков

$$\overline{u'T'} / \overline{w'T'} \quad \text{при } R_i = 0$$

и соответствующих предельных отношений для l , b и k_9 . Следует заметить, что и эта простейшая оценка коэффициента k_{xz} из уравнения (11) изменится в зависимости от гипотезы, положенной в основу аппроксимационного выражения вида

$$\overline{p' \frac{\partial T}{\partial x}} \quad \text{и} \quad \overline{p' \frac{\partial T'}{\partial z}}$$

(p' — пульсация давления). Вопрос о величинах и характере этих изменений требует специального исследования. Положим $l = \kappa z$, тогда уравнение (10) может быть решено с использованием выражений (10) и (14). Уравнение (10), записанное в конечно-разностной форме, решается методом последовательных смещений [5]. Анализ проведенной серии численных экспериментов показал следующее.

1. Линейные размеры области, охваченной тепловым возмущением, в значительной степени определяются шероховатостью поверхности, на которой расположено тепловое пятно. Это связано с усилением турбулентности в потоке воздуха, движущемся над шероховатой поверхностью. Из рассмотрения рис. 1 видно, что при увеличении шероховатости в 5 раз область максимальных возмущений (ограниченная изотермой $\tilde{T} = 2,0$) в вертикальном направлении увеличивается примерно в 3 раза, вдоль оси x — в 2 раза. Заметим, что даже при большой шероховатости возмущение распространяется не выше $0,05h$.

2. Участки инверсионного распределения температуры за счет влияния горизонтальной диффузии возникают не только в области течения за нагретым поверхностным пятном, но и перед ним. На рис. 2 показаны профили температуры, соответствующие горизонтальному удалению от наветренного и подветренного края пятна. Глубина инверсии за пятном, разумеется, больше (приблизительно на 20%), чем глубина инверсии, возникающей перед нагретым пятном. Протяженность области инверсионного распределения тем-

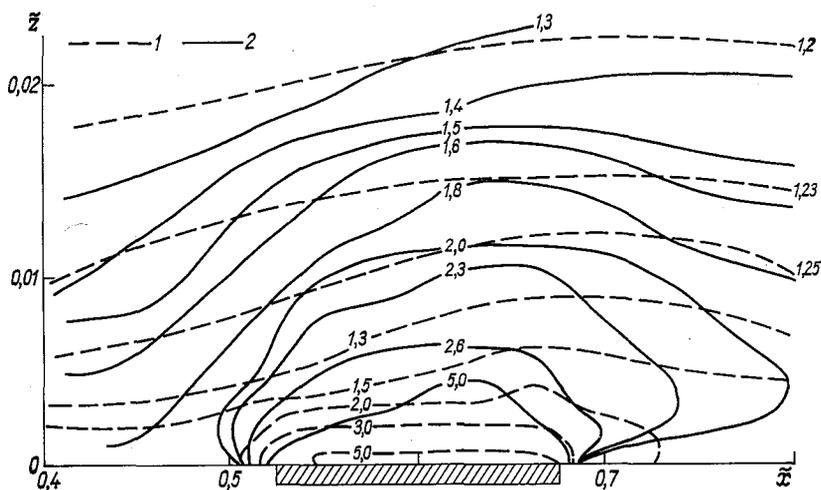


Рис. 1. Пространственное распределение температур над нагретым поверхностным пятном.

$$1) z_0 = 2 \cdot 10^{-4}, 2) z_0 = 10^{-3}.$$

пературы за пятном в 2 раза больше протяженности соответствующей области перед пятном (рис. 3). Это связано со сном перегретого воздуха средним течением вниз по потоку. Для сравнения на рис. 2 приведен профиль температуры у подветренного края возмущения, полученный при отсутствии продольной диффузии (кривая 5). Наличие продольной диффузии снижает положение максимума и несколько сглаживает профиль.

3. Обратимся к анализу влияния дополнительных членов в уравнении (10), связанных с наличием недиагональных компонент тензора $k(x, z)$. Рисунки 2 и 3 иллюстрируют изменение распределения температуры (кривые 3, 4, 5 на рис. 2) и изменения границ области, охваченной тепловым возмущением (кривые 1 и 2 на рис. 3), связанные с различными вариантами задания дополнительных членов в уравнении (10).

Были рассмотрены следующие случаи:

а) учитываются оба дополнительных члена в уравнении (10) (по Мацуока [10]);

б) учитывается только первый из дополнительных членов (по Летгау [9]) $\left(-\frac{\partial}{\partial x} k_{xz} \frac{\partial T}{\partial z}\right)$;

в) учитывается только второй из дополнительных членов $\left(-\frac{\partial}{\partial z} k_{zx} \frac{\partial T}{\partial x}\right)$.

Анализ показал, что наибольшее влияние на рассчитываемые характеристики оказывает присутствие в уравнении члена $\left(-\frac{\partial}{\partial x} k_{xz} \frac{\partial T}{\partial z}\right)$. В самом нижнем слое (до $z \leq 0,05h$) неучет этого

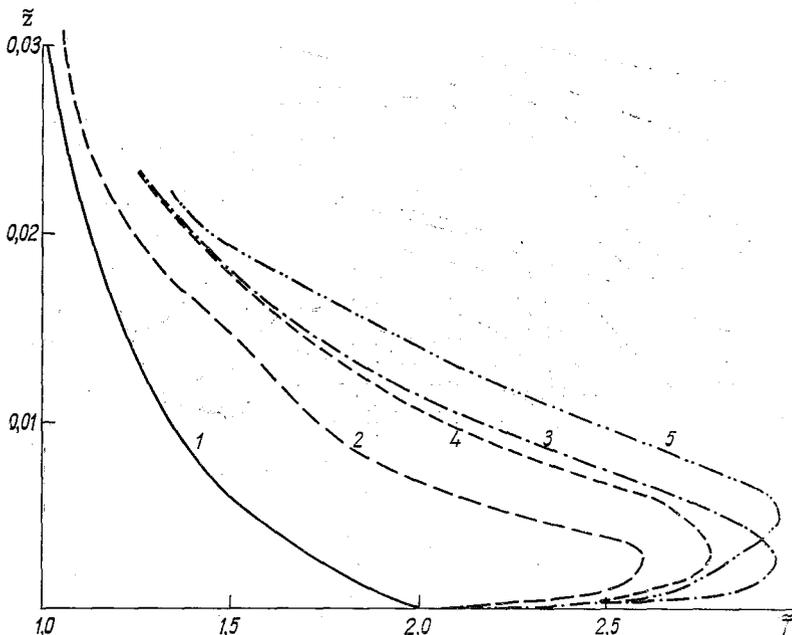


Рис. 2. Профили температуры для различных горизонтальных удалений вниз по потоку.

1 — установившийся профиль над однородной поверхностью, 2 — без учета дополнительных членов в уравнении (10) перед пятном ($\tilde{x}=0,51$), 3 — без учета дополнительных членов за пятном ($\tilde{x}=0,69$), 4 — с учетом члена $\left(-\frac{\partial}{\partial x} k_{xz} \frac{\partial T}{\partial z}\right)$ за пятном ($\tilde{x}=0,69$), 5 — без горизонтальной диффузии

при $\tilde{x} = 0,69$.

члена приводит к искажениям в профиле температуры, составляющим около 20% по отношению к среднему отклонению температуры от установившегося состояния над однородной поверхностью на данной высоте. Порядок величины отклонений и качественное поведение решения согласуются с оценками Ги и Дэвиса [6], однако корректно выполнить сравнение не представляется возможным, так как в работах [6, 7] рассмотрена нестационарная задача.

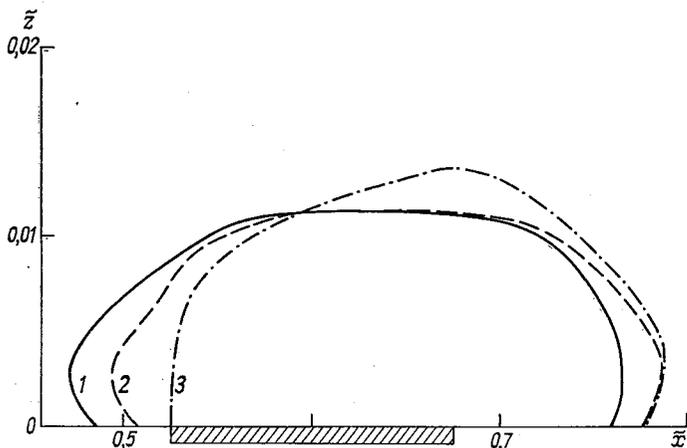


Рис. 3. Изменение границ области, охваченной тепловым возмущением.

1 — с учетом члена $\left(-\frac{\partial}{\partial x} k_{xz} \frac{\partial T}{\partial z}\right)$ в уравнении (10); 2 — без учета дополнительных членов в уравнении (10), 3 — без учета горизонтальной диффузии и дополнительных членов.

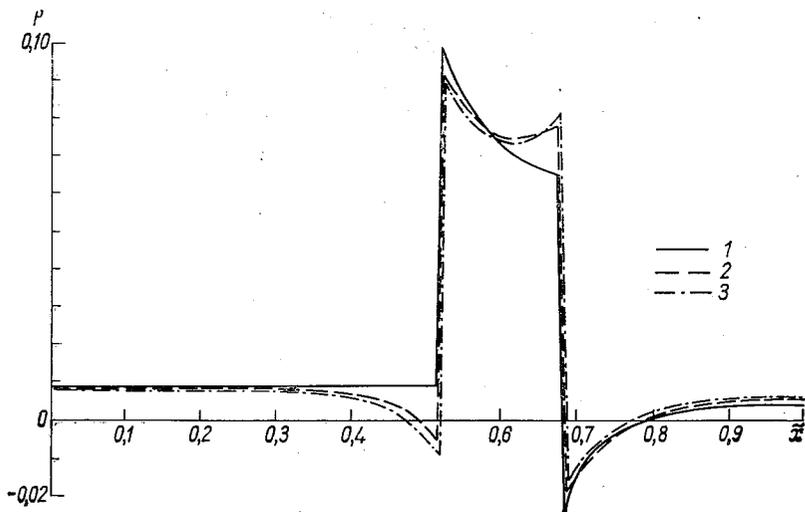


Рис. 4. Изменения вдоль оси \bar{x} вертикального турбулентного потока тепла у земли.

1 — без учета горизонтальной диффузии и дополнительных членов, 2 — с учетом горизонтальной диффузии, 3 — с учетом горизонтальной диффузии и дополнительных членов.

Из рассмотрения рис. 3 видно, что размеры области, охваченной тепловым возмущением, перед нагретым пятном уменьшаются вдвое, если в уравнении не учтен член $\left(-\frac{\partial}{\partial x} k_{xz} \frac{\partial T}{\partial z}\right)$, но увеличиваются (примерно на 20%) за подветренным краем пятна.

Наименьшее влияние дополнительные члены в уравнении (10) оказывают на распределение турбулентных потоков тепла у поверхности земли (рис. 4). Следует отметить одно неочевидное обстоятельство, а именно: оказалось, что продольная диффузия не сглаживает скачок в турбулентных потоках (в отличие от скачка температуры), отмечающийся на границе раздела разнородных поверхностей, а несколько даже углубляет его, способствуя, например, возникновению зоны отрицательных потоков перед пятном.

Выполненные исследования позволили оценить возможность применения метода, изложенного в [5], к расчету атмосферных течений и получить количественные характеристики влияния дополнительных членов в уравнении (10) на расчет. Полученные оценки должны быть уточнены на основе нашего решения корректно поставленной задачи, в которой одновременно отыскиваются все характеристики потока, в том числе средняя скорость и коэффициент вертикального турбулентного обмена.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гандин Л. С., Соловейчик Р. Э. К теории испарения при учете горизонтального перемешивания.—«Труды ГГО», 1958, вып. 69.
2. Гандин Л. С., Соловейчик Р. Э. К теории испарения при учете горизонтального перемешивания.—«Труды ГГО», 1960, вып. 94, с. 127—137.
3. Монин А. С. О свойствах симметрии турбулентности в приземном слое воздуха.—«Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1965, т. 1, с. 45—54.
4. Цейтин Г. Х. К вопросу об учете горизонтальной диффузии при трансформации воздушной массы.—«Труды ГГО», 1956, вып. 60.
5. Численные методы исследования течений вязкой жидкости. М., «Мир», 1972, с. 211—244. Авт.: А. Д. Госмен, В. М. Пан, А. К. Ранчел, Д. Б. Сполдинг, М. Вольфштейн.
6. Gee J. H., Davies D. R. A further note on horizontal dispersion from an instantaneous ground source.—"Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.", 1964, vol. 90, N 386, p. 478—480.
7. Gee J. H., Davics D. R. A note on horizontal dispersion from an instantaneous ground source.—"Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.", 1963, vol. 89, N 382, p. 542—545.
8. Jaglom A. M. Horizontal turbulent transport of heat in the atmosphere and the form of the eddy diffusivity tensor.—"Fluid Dynamics Transactions", 1969, vol. 4, p. 801—812. (Panotwowe Wydawnictwo Nankowe, Warszawa.)
9. Lettan H. On eddy diffusion in shear zones.—"Geophys. Res. Pap.", 1952, N 19, p. 437—445.
10. Matsuoka H. Note on two-dimensional diffusion in the atmospheric surface layer.—"J. Meteorol. Soc. Japan.", 1961. Vol. 6, N 39, p. 324—330.

В. В. Симонов

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ВЫСОТЫ СТАЦИОНАРНОГО, СТРАТИФИЦИРОВАННОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

В работе [8] рассматривается возможность определения высоты H стационарного, нейтрально стратифицированного пограничного слоя атмосферы с помощью дополнительного интегрального соотношения, полученного на основе предположения о взаимосвязи толщины этого слоя с кинетической энергией среднего и пульсационного движений. В настоящей статье делается попытка распространить данный подход на стратифицированный пограничный слой. Появляющиеся в этом случае силы плавучести, усиливая или подавляя турбулентное перемешивание, могут заметно изменить структуру воздушного потока при прочих равных условиях. При сверхадиабатическом градиенте плотности потенциальная энергия стратифицированного столба воздуха становится дополнительным, а в случае отсутствия ветра — единственным источником пульсационного движения. Инверсионное же распределение плотности препятствует развитию турбулентного обмена, ослабляет взаимодействие между отдельными слоями атмосферы и уменьшает предельную высоту, до которой сказывается влияние подстилающей поверхности. Для получения количественной зависимости между высотой пограничного слоя, величиной и знаком градиента плотности и энергией пульсационного движения привлекаются гипотезы теории пути смешения.

Выделим на высоте z_1 горизонтальную площадку, которую пересекают вихри со средним для данного уровня путем смешения, или масштабом турбулентности $l(z_1)$. Величина $l(z_1)$ принимается одинаковой для вихрей, движущихся как сверху вниз, так и снизу вверх. Пусть на пути пробега плотность некоторого вихря отличается от плотности окружающей среды в среднем на величину $\rho'(z_1)$. Тогда на единицу массы этого вихря действует сила $F_a = -\frac{g}{\rho} \rho'$. Направим ось z вверх, а масштаб турбулентности будем считать

величиной положительной. Тогда с учетом направления перемещения работа, совершаемая при движении вихрей сверху вниз A_{\downarrow} , будет равна $\frac{g}{\rho} \rho'_{\downarrow} l$ и соответственно снизу вверх $A_{\uparrow} = -\frac{g}{\rho} \rho'_{\uparrow} l$. Определяя работу, производимую силами плавучести на уровне z_1 , как сумму A_{\downarrow} и A_{\uparrow} , получим

$$A = \frac{g}{\rho} l (\rho'_{\downarrow} - \rho'_{\uparrow}). \quad (1)$$

Проинтегрировав (1) по всему пограничному слою, найдем суммарную работу $\int_0^H A dz$, которую производит энергия стратифицированного столба воздуха высотой H , усиливая или подавляя пульсационное движение, обусловленное динамическими причинами.

Обозначим через $\int_0^H b_T dz$ ту часть общего количества турбулентной энергии, существование или отсутствие которой связано только с отклонениями профиля плотности от равновесного, так что при нейтральной стратификации $\int_0^H b_T dz = 0$. Примем, что

$$\int_0^H b_T dz = \beta_T \int_0^H A dz. \quad (2)$$

Коэффициент пропорциональности β_T полагается константой, величину которой можно оценить, исследуя, например, случай чисто свободной конвекции и сопоставляя результаты расчета и эксперимента.

С учетом влажности пульсации плотности можно представить в виде [2]

$$\frac{\rho'}{\rho} = - \left(\frac{T'}{T} + 0,61q' \right),$$

откуда

$$A = \frac{g}{T} l (T'_{\downarrow} - T'_{\uparrow}) + 0,61 g l (q'_{\downarrow} - q'_{\uparrow}), \quad (3)$$

где T и q — температура и удельная влажность воздуха.

В работе [9] для пульсаций метеоэлемента s , создаваемых перемежающимися по вертикали вихрями, привлекаются выражения:

$$s'_{\downarrow} = l \frac{d\bar{s}}{dz} + \frac{l^3}{6} \frac{d^3\bar{s}}{dz^3}; \quad s'_{\uparrow} = -l \frac{d\bar{s}}{dz} - \frac{l^3}{6} \frac{d^3\bar{s}}{dz^3}, \quad (4)$$

на основании которых для турбулентных потоков количества дви-

жения τ_x и τ_y , тепла P , водяного пара E и турбулентной энергии F получены формулы:

$$\frac{\tau_x}{\rho} = Lu''' + ku'; \quad \frac{\tau_y}{\rho} = Lv''' + kv', \quad (5)$$

$$P = -\alpha_T \rho c_p [LT''' + k(T' + \gamma_p)], \quad (6)$$

$$E = -\alpha_q \rho [Lq''' + k(q' + \gamma_q)], \quad (7)$$

$$F = -\alpha_b (Lb''' + kb'). \quad (8)$$

Штрих в формулах (5)—(8) и далее означает дифференцирование по z ; u , v —составляющие средней скорости ветра; k —коэффициент турбулентности для импульса; L —коэффициент перед третьей производной; γ_p и γ_q —равновесные градиенты температуры и удельной влажности в насыщенном воздухе; α_T , α_q , α_b —отношение коэффициентов L и k соответственно для тепла, влаги и турбулентной энергии к аналогичным величинам для импульса.

Для расчета профилей температуры и влажности привлекаются уравнения переноса тепла и влаги:

$$\frac{d}{dz} (P + R) = 0, \quad (9)$$

$$\frac{dE}{dz} = 0, \quad (10)$$

где через $R(z)$ обозначен лучистый поток тепла. Полагая при $z=0$, $P=P_n$, $R=R_n$, $E=E_n$ и интегрируя (9)—(10) по высоте, получаем:

$$P(z) = P_n \left(1 + \frac{R_n - R}{P_n} \right) = P_n \Phi(z), \quad (11)$$

$$E(z) = E_n. \quad (12)$$

В задаче уравнения лучистого переноса не рассматриваются и $\Phi(z)$ является заданной функцией высоты. Вид этой функции может быть самым различным. Наиболее распространенными являются предположения, в которых $\Phi(z)$ принимается постоянным, линейно или экспоненциально меняющимся по высоте [2, 5]. В [12] указывается, что в пограничном слое атмосферы изменение потока тепла с высотой неплохо описывается формулой $\Phi(z) = (1 - z/H)^2$. Это выражение для $\Phi(z)$ и используется в данной работе.

Подставляя (4), (6), (7) в (3) и интегрируя по всему пограничному слою, получаем

$$\int_0^H A dz = \frac{2g}{\alpha_T \rho c_p \bar{T}} \int_0^H (1 + D) \frac{Pl^2}{k} dz. \quad (13)$$

Безразмерная величина $D = 0,61 c_p \bar{T} \frac{\alpha_T E(z)}{\alpha_q P(z)}$ является мерой относительного влияния вертикальных потоков тепла и влаги на

интенсивность перемешивания в пограничном слое атмосферы. Если изменение по высоте величин $P(z)$ и $E(z)$ действительно описывается формулами (11), (12), то, как видно из (13), начиная с некоторого уровня влажность может оказать существенное влияние на стратификацию плотности, а следовательно, и на турбулентность. Однако преобладающая часть пульсационной энергии в стационарном, безадвективном случае сосредоточена в нижней части пограничного слоя, где величина D , как правило, во всяком случае над сушей, мала по сравнению с единицей [2, 5] и все, представленные ниже, результаты расчетов получены без учета влияния влажности на турбулентный обмен.

Примем, что в общем случае суммарный запас турбулентной энергии во всем пограничном слое атмосферы $\int_0^H b dz$ складывается из турбулентной энергии чисто динамического происхождения $\int_0^H b_u dz$ при данной стратификации и величины $\int_0^H b_r dz$. В работе [8] для расчета $\int_0^H b_u dz$ предложена формула

$$\int_0^H b_u dz = \frac{\beta_u}{2} \int_0^H \varphi dz, \quad (14)$$

$$\varphi = Gu - \omega^2, \quad (15)$$

где ω — модуль скорости ветра, G — геострофический ветер. Подставляя (13) в (2) и учитывая вышесказанное, находим

$$\int_0^H b dz = \frac{\beta_u}{2} \int_0^H \varphi dz + \frac{2\beta_r Q}{\alpha_r} \int_0^H \frac{\Phi l^2}{k} dz, \quad (16)$$

где $Q = \frac{g}{T} \frac{P}{\rho c_p}$.

Соотношение (16) и является дополнительным уравнением для определения H .

В отличие от случая нейтральной стратификации несколько изменится одно из граничных условий для турбулентной энергии при $z=0$. Для случая свободной конвекции анализ размерностей дает

$$\frac{dF}{dz} = c_2 Q. \quad (17)$$

Примем, что и теперь для диссипации турбулентной энергии в тепло ε и коэффициента турбулентности выполняются соотношения А. П. Колмогорова:

$$\varepsilon = c \frac{b^2}{k}; \quad k = c^{11} \cdot l \sqrt{b}. \quad (18)$$

Когда из уравнения баланса турбулентной энергии, записанного в виде

$$-\frac{dF}{dz} + Q\varphi = \varepsilon$$

при $z \rightarrow 0$ с учетом (17), следует

$$b^2 = \frac{(1-c_2)}{c} kQ. \quad (19)$$

Полагая при $z \rightarrow 0$ $l = \kappa(z+z_*)$ (κ — постоянная Кармана, z_* — шероховатость подстилающей поверхности), из (18), (19) находим

$$k = (1-c_2)^{1/3} [\kappa(z+z_*)]^{4/3} Q^{1/3}.$$

В монографии [6] приводятся экспериментальные значения комбинации $\frac{3}{\kappa^{4/3}(1-c_2)^{1/3}}$. Среднее из них без учета наименьшей величины 2,7 дает значение $c_F \equiv (1-c_2) \approx 2,4$. Если принять, что и в общем случае при $z \rightarrow 0$ диффузионный член в уравнении баланса турбулентной энергии пропорционален потоку тепла, то получаем условие

$$b^2 \Big|_{z=0} = \frac{k}{c} \left(\frac{\tau_x}{\rho} u' + \frac{\tau_y}{\rho} v' + c_F Q \right) \Big|_{z=0}. \quad (20)$$

В данной работе характеристики турбулентности зависят от стратификации только через уравнение баланса турбулентной энергии. Масштаб турбулентности, так же как и в [8, 9], задается простейшей зависимостью вида

$$l(z) = (l_n + a_1 z) \left(1 - \frac{z}{H} \right)^m; \quad a_1 = \kappa + \frac{ml_n}{H}. \quad (21)$$

Использование этой зависимости безусловно делает физически менее полной постановку задачи в целом. Однако она вряд ли может стать причиной получения трудно объяснимых результатов, что при проверке гипотезы (16) представляется немаловажным. Кроме того, заметно упрощается решение задачи.

Как видно из (21), начало координат располагается на уровне шероховатости подстилающей поверхности, а l_n есть масштаб турбулентности при $z=0$, который в работе принимается равным κz_* .

Направим ось x по изобаре, ось z — вертикально вверх, введем характерные масштабы:

$$z_m = H; \quad l_m = \kappa H; \quad u_m = v_m = G;$$

$$k_m = \lambda H^2; \quad L_m = \lambda H^4; \quad b_m = c^{-1/2} (\lambda H)^2;$$

$$\tau_m = \rho \lambda H G; \quad \varepsilon_m = \lambda^3 H^2;$$

$$T_m = T_H; \quad P_m = \alpha_T \rho c_p T_H \gamma G$$

и обозначения:

$$\begin{aligned}\tilde{\alpha} &= \alpha_b c^{-1/2}; & \alpha_L &= c_L x^2 c^{-1/2}; & a &= 1 + m\bar{l}_n; \\ x_1 &= x^2 c^{1/2} \beta_T \alpha_T^{-1}; & x_2 &= 0,5 \beta_u c^{1/2}; & \bar{l}_n &= \frac{l_n}{xH}; \\ f &= \frac{w_*}{G}; & \gamma &= \frac{\lambda H}{G}; & \tilde{\gamma}_p &= \frac{\gamma_p H}{T_H}; & \tilde{Q} &= \frac{QH}{w_*^3}.\end{aligned}$$

Здесь λ — параметр Кориолиса; w_* — модуль динамической скорости при $z=0$; c_L — константа в формуле для коэффициента перед третьей производной $L = c_L l^3 b^{1/2}$.

Оставим для простоты у безразмерных переменных прежние обозначения. Тогда исходная система уравнений и граничных условий в безразмерном виде запишется следующим образом:

$$\begin{aligned}\frac{d}{dz} (Lu''' + ku') + v &= 0; \\ \frac{d}{dz} (Lv''' + kv') - u &= -1; \\ \frac{d}{dz} \left[LT''' + k(T' + \tilde{\gamma}_p) + \frac{P_n}{P_m} \varphi \right] &= 0; \\ \tilde{\alpha} \frac{d}{dz} (Lb''' + kb') + \frac{1}{\gamma^2} (\tau_x u' + \tau_y v' + \frac{f^3}{\gamma} \tilde{Q} \varphi) &= \varepsilon; \\ k &= x l b^{1/2}; & L &= \alpha_L l^2 k; \\ l &= (\bar{l}_n + az) (1 - z)^m;\end{aligned}$$

при $z=0$

$$\begin{aligned}u &= v = 0; & u''' &= v''' = 0; \\ b &= \frac{f^2}{\gamma^2} \left(1 + \frac{\gamma}{f} c_F \bar{k}_n \tilde{Q} \right)^{1/2}; & b''' &= 0; \\ T' &= -\frac{P_n}{P_m \bar{k}_n} - \tilde{\gamma}_p; & T''' &= 0;\end{aligned}$$

при $z=1$

$$\begin{aligned}u &= 1; & v &= 0; & b &= 0; & u' &= v' = 0; & b' &= 0; \\ T &= 1; & T' &= -\tilde{\gamma}_p.\end{aligned}$$

Дополнительное условие (16), с помощью которого контролируется связь интегральных характеристик пограничного слоя атмосферы с его высотой, в безразмерной форме имеет вид

$$\gamma^2 \int_0^1 b dz = x_2 \int_0^1 \varphi dz + \frac{x_1 f^3}{\gamma} \int_0^1 \psi dz;$$

где $\varphi = u - \omega^2$, $\psi = \frac{\tilde{Q} \varphi l^2}{k}$.

Конечно-разностное представление дифференциальных уравнений, граничных условий и метод решения задачи описаны в [1, 9]. Расчеты в данной работе выполнены для числа Россби 10^7 при $m=1,05$; $c_L=10^{-3}$; $c_F=24$; $\beta_x=2,2$ и, в отличие от [8], при $c=0,03$; $\alpha_b=3,0$; $\beta_u=1,0384$. Этот набор констант при $Q=0$ дает такую же высоту пограничного слоя $H=1031$ м, как и в [8], но расчетная схема оказывается более устойчивой при наличии во всем погра-

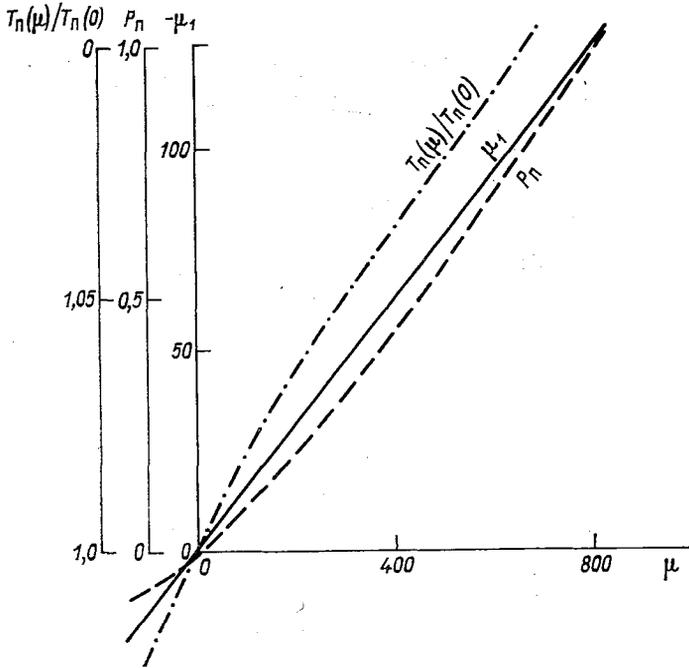


Рис. 1. Зависимость параметра устойчивости ($-\mu_1$), турбулентного потока тепла при $z=0$ (P_n) и температуры поверхности ($T_n(\mu)/T_n(0)$) от стратификации.

ничном слое инверсионного распределения температуры. Коэффициенты турбулентности для тепла и импульса полагались одинаковыми, т. е. при всех Q параметр $\alpha_T=1,0$.

В настоящее время различные авторы привлекают разные показатели в качестве характеристики стратификации пограничного слоя атмосферы. В данной работе используется параметр

$$\mu = \frac{g}{T} \cdot \frac{(T_n - T_n - \gamma_p H)}{\lambda G} \quad [4],$$

который, как видно из рис. 1, оказался

линейно связанным с другим широко распространенным критерием устойчивости $\mu_1 = -\frac{g}{T} \frac{P_n}{\rho c_p \lambda \omega^2}$ [3]. На этом же рисунке приве-

дены полученные в данной постановке значения турбулентного потока тепла P_{π} в $\text{кал} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{мин}^{-1}$ и отношение температуры поверхности $T_{\pi}(\mu)$ к температуре $T_{\pi}(0)$ при неизменном ее значении на верхней границе пограничного слоя.

При усилении инверсии температуры увеличивается вероятность появления расходящегося итерационного процесса. Достаточно устойчивые результаты имеют место до $\mu \approx 150$. При этом $P_{\pi} = -0,08$ и во всем пограничном слое наблюдается монотонное увеличение температуры с высотой.

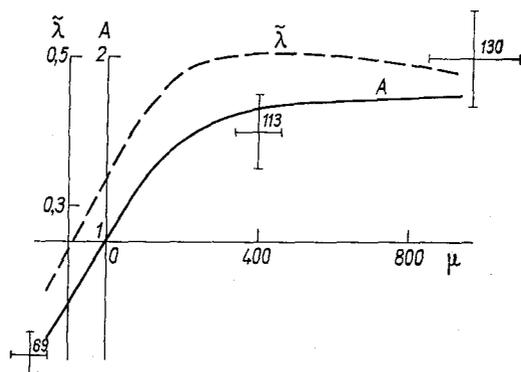


Рис. 2. Зависимость высоты пограничного слоя ($A \equiv H(\mu)/H(0)$) и параметра $\tilde{\lambda}$ от стратификации.

На рис. 2 сплошная кривая показывает рассчитанные изменения высоты пограничного слоя в зависимости от μ . Здесь же точками со средними квадратическими отклонениями и указанием числа случаев осреднения представлены экспериментальные данные, в которых высота пограничного слоя определялась из условия совпадения реального и геострофического ветра по направлению [7, 10]. Этот метод определения H был выбран из тех соображений, что поворот ветра с высотой в стационарных, горизонтально однородных условиях свидетельствует о существовании связанной с подстилающей поверхностью силы трения. А наличие последней говорит о том, что рассматриваемые уровни находятся еще в пределах пограничного слоя. Удовлетворительное совпадение результатов расчета и эксперимента позволяет сделать вывод, что соотношение (16) качественно правильно отражает относительное влияние различных факторов на толщину турбулизированного слоя. Хотя согласно экспериментальным точкам было бы желательно получить более монотонное увеличение H с ростом μ . Но здесь следует учесть упрощенный подход к решению отдельных вопросов при постанов-

е задачи, недостаточную численную определенность некоторых констант, а также весьма невысокую точность расчета H по экспериментальным данным. Кроме того, число Россби по исходному материалу тоже не всегда равнялось строго 10^7 .

Пунктирной кривой на этом же рисунке показана зависимость от μ параметра $\tilde{\lambda}$, входящего в формулу $H = \tilde{\lambda} \frac{\omega_*}{\lambda}$, широко используемую для оценки высоты пограничного слоя. Наличие максимума на кривой $\tilde{\lambda}(\mu)$ объясняется характером зависимости H и ω_* от стратификации. В отличие от H касательное напряжение, определяемое коэффициентом трения f , является значительно более плавной функцией стратификации (рис. 3).

Пунктирными кривыми на рис. 3 представлены зависимости f и α от μ при фиксированной высоте пограничного слоя $H = 1031$. Геоострофический коэффициент трения мало меняется при задании H в пределах 700—2000 м. Зависимости, полученные для угла поворота, свидетельствуют о влиянии на характер его изме-

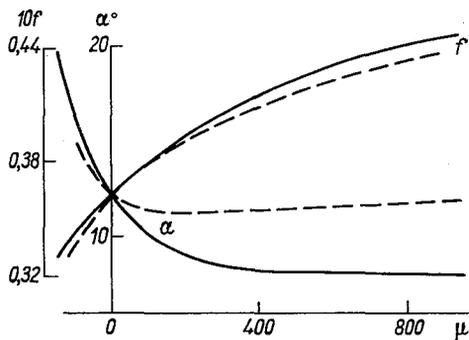


Рис. 3. Зависимость геоострофического коэффициента трения (f) и угла поворота ветра (α°) от стратификации при $H = H(\mu)$ (сплошные кривые) и $H = \text{const}$ (пунктирные кривые).

нения выбора высоты H , хотя и показывают, что данная постановка не дает реальных значений α [7, 10]. Аналогичный результат получается и при решении задачи с уравнениями 2-го порядка, с другими константами и иной формулой для масштаба турбулентности [2]. В то же время, как показывает опыт Блэкедара [11], выбор подходящей формулы для $l(z)$ может служить одним из способов улучшения рассчитываемых значений угла поворота.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вагер Б. Г. Применение метода матричной факторизации к решению системы дифференциальных уравнений 4-го порядка.— «Труды ГГО», 1976, вып. 326, с. 11—19.
2. Зилитинкевич С. С. Динамика пограничного слоя атмосферы. Л., Гидрометеониздат, 1970. 290 с.
3. Казанский А. Б., Монин А. С. О турбулентном режиме выше приземного слоя воздуха.— «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 1960, № 1, с. 165—168.
4. Курпакова Т. А., Орленко Л. Р. О закономерностях распределения температуры и ветра в пограничном слое.— «Труды ГГО», 1967, вып. 205, с. 13—24.
5. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Л., Гидрометеониздат, 1970. 340 с.

6. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. 1. М., «Наука», 1965. 640 с.
7. Орленко Л. Р. Строение планетарного пограничного слоя атмосферы. Автореф. дисс. на соиск. учен. степени д-ра физ.-мат. наук. Л., ГГО, 1975, 26 с.
8. Симонов В. В. Энергетический метод оценки высоты стационарного, нейтрально-стратифицированного пограничного слоя атмосферы.—«Труды ГГО», 1976, вып. 326, с. 81—89.
9. Симонов В. В. Об использовании уравнений 4-го порядка в модели пограничного слоя атмосферы.—«Труды ГГО», 1976, вып. 326, с. 90—101.
10. Шкляревич О. Б. Физико-статистические исследования ветрового режима пограничного слоя атмосферы. Автореф. дисс. на соиск. учен. степени канд. геогр. наук. Л., ГГО, 1974. 20 с.
11. Blackadar A. K. The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere.—"J. Geophys. Res.", 1962, vol. 67, N 8, p. 3095—3102.
12. Deardorff J. W. Preliminary results from numerical integrations of the unstable planetary boundary layer.—"J. Atmos. Sci.", 1970, vol. 27, N 8, p. 1209—1211.

Г. Х. Цейтин

К РАСЧЕТУ ПОТОКА ТЕПЛА В ПОЧВУ

1. В статье [8] была изложена методика расчета суммарного за конечный отрезок времени потока тепла в почву по заданному температурному полю в некотором верхнем слое и по средним для этого слоя теплофизическим характеристикам почвы. После предварительной проверки одного из вариантов методики, выявившей возможность его упрощения [6], он был принят для расчетов на сетевых теплобалансовых гидрометеостанциях [5]. Дальнейшие проверки, из которых наиболее обширный экспериментальный материал был использован в [1], подтвердили эффективность применения этого варианта по крайней мере в обычных мало меняющихся погодных условиях. Однако ни методика [8] в целом, ни упрощенный ее вариант [5] не предназначались для применения в более сложных, но часто встречающихся погодных и почвенных условиях. К таким относятся, например, случаи, когда влажность почвы, а следовательно, и ее теплофизические характеристики заметно меняются с глубиной. К таким же случаям относятся предзимние, зимние и весенние периоды, особенно в условиях замерзания или оттаивания, когда почва представляет многослойную среду (чередование мерзлых и талых участков, слоев снега, льда) с различными значениями теплофизических характеристик и возможными дополнительными источниками (стоками) тепла из-за фазовых переходов части почвенной влаги. Отметим также, что наиболее детально расчетная схема методики была разработана в [5] применительно лишь к верхнему слою почвы толщиной 20 см. Это может оказаться недостаточным, например, при расчетах среднемесячных, среднегодовых и т. п. потоков тепла и их сумм, а также в ряде других случаев.

Настоящая работа посвящена обобщению существующей методики [8] на перечисленные условия и разработке более общей расчетной схемы при сохранении, по возможности, ее оперативности.

II. Предположим, как и в [8], что почва горизонтально однородная и тогда распространение тепла в ней описывается уравнением

$$c(z) \frac{\partial T(z, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \lambda(z) \frac{\partial T(z, t)}{\partial z}, \quad (1)$$

где $T(z, t)$ — температура почвы, t — время, z — глубина, отсчитываемая от поверхности почвы (снега, льда). Объемная теплоемкость $c(z)$ и теплоемкость $\lambda(z)$ — здесь заданные функции глубины z , а при наличии замерзания или оттаивания почвы также и фазового состояния почвенной влаги. В последних случаях на движущейся границе разделения фаз (границе промерзания) $y(t)$ должны выполняться условия:

$$-\lambda(z) \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{y(t)-0} + \lambda(z) \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{y(t)+0} = \pm Lq(t) \frac{dy(t)}{dt}, \quad (2)$$

$$T(z, t)|_{y(t)-0} = T(z, t)|_{y(t)+0} = T_3, \quad (3)$$

где $L = 80$ кал/г — удельная теплота плавления льда, T_3 — температура замерзания (оттаивания) почвенной влаги, $q(t)$ — количество замерзающей (оттаивающей) воды (в весовых единицах на единицу объема сухой почвы), причем

$$q(t) = \frac{\rho_n(w - w_n)}{100}, \quad (4)$$

где ρ_n — объемный вес сухой почвы, w_n — соответственно полная влажность и ее незамерзающая часть (оба в процентах к весу сухой почвы).

Незамерзающая часть влаги зависит от температуры замерзания и от типа почв (песок, супесь, глина и т. п.), но в указанных единицах она практически зависит лишь от второго фактора [9]. Знак «минус» в правой части (2) берется, когда выше границы $y(t)$ расположена мерзлая почва, а ниже — незамерзшая или талая (например, в умеренных и южных широтах с сезонным промерзанием почвы), а знак «плюс» — в противоположных случаях (например, при оттаивании верхнего слоя почвы в районах вечной мерзлоты).

III. Здесь, как и в существующей методике [5, 8], будет определяться суммарный за некоторый конечный интервал времени τ поток тепла в почву через поверхность

$$Q(\tau) = \int_0^{\tau} P(t) dt, \quad (5)$$

где

$$P(t) = -\lambda(z) \frac{\partial T(z, t)}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (6)$$

есть «мгновенное», в данный момент времени t , значение этого потока.¹

Потоки тепла $Q(\tau)$ и $P(t)$ определяются в общем случае температурным полем, теплофизическими характеристиками и другими данными для всего слоя почвы (от поверхности до бесконечно больших глубин). Однако практически можно ограничиться данными лишь в некотором конечном верхнем его слое, что было впервые показано в [2] и использовано нами (в видоизмененной форме) в [8]. Сущность этого метода заключается в введении «весовой» функции, которая здесь, как и в [8], задается в виде

$$m(z) = \begin{cases} 1 & \text{при } 0 \leq z \leq h, \\ \frac{H-z}{H-h} & \text{при } h \leq z \leq H, \end{cases} \quad (7)$$

где $z=H$ — нижняя граница слоя, а $z=h$ — некоторая промежуточная глубина, которая может быть выбрана произвольно, а в условиях фазовых переходов — ниже глубины промерзания ($y(t) < h < H$), на чем более подробно остановимся в следующем разделе.

Для получения решения для $Q(\tau)$ умножим обе части уравнения (1) на функцию $m(z)$ и проинтегрируем по глубине от $z=0$ до $z=H$ и по времени от $t=0$ до $t=\tau$. Тогда после интегрирования по частям, перемены порядка интегрирования (в некоторых членах) и других преобразований, в ходе которых используются условия (2), (3), (5)–(7), можно получить формулу для суммарного потока $Q(\tau)$ в виде

$$Q(\tau) = Q_T(\tau) + D(\tau) + Q_\Phi(\tau) + N(\tau), \quad (8)$$

где

$$Q_T(\tau) = \int_0^H F(z; \tau) m(z) dz, \quad (9)$$

$$F(z; \tau) = c(z) [T(z; \tau) - T(z; 0)], \quad (10)$$

$$D(\tau) = \int_{y(0)}^{y(\tau)} [c_1(z) - c_2(z)] [T(z; \tau) - T_s] dz \quad (11)$$

и где $c_1(z)$ и $c_2(z)$ — соответственно значения объемной теплоемкости почвы выше и ниже границы изменения фаз, а $c_1(z) - c_2(z)$ — это скачок теплоемкости на этой границе,

$$Q_\Phi(\tau) = \pm \int_0^\tau Lq(t) \frac{dy(t)}{dt} dt, \quad (12)$$

$$N(\tau) = - \frac{1}{(H-h)} \int_0^\tau dt \int_0^t \lambda(z) \frac{\partial T(z, t)}{\partial z} dz. \quad (13)$$

¹ Методам определения этой величины при аналогичных, как в [5, 8], условиях посвящена работа [3].

Величина $Q_T(\tau)$ связана с изменением за время (τ) теплосодержания рассматриваемого слоя почвы $(0; H)$ в предположении что граница промерзания $y(t)$ постоянна и равна $y(0)$, а $D(\tau)$ — добавка к теплосодержанию вследствие реального изменения глубины от $y(0)$ до $y(\tau)$. Следовательно, в (9) и (10):

$$c(z) = \begin{cases} c_1(z) & \text{при } 0 < z < y(0), \\ c_2(z) & \text{при } y(0) < z < H. \end{cases} \quad (14)$$

Член $Q_\Phi(\tau)$ — часть суммарного потока, обусловленная фазовыми переходами, а $N(\tau)$ — это осредненное по слою $(h; H)$, т. е. по нижней части взятого слоя $(0; H)$ значение суммарного потока тепла (что в определенной степени характеризует поток тепла через нижнюю границу $z=H$). При отсутствии фазовых переходов, когда $q(t)=0$ и $y(t)=\text{const}$, получим, согласно (11) и (12), что $D(\tau) = Q_\Phi(\tau) = 0$. Если еще предположить, что $c(z)$ и $\lambda(z)$ — постоянные величины, то предлагаемое решение полностью совпадает с существующим, в чем можно убедиться на основе (7) — (10), (13) данной работы и формулы (14) из [8].

IV. Формула (8) представляет лишь общее решение для суммарного потока $Q(\tau)$ и мало приспособлена для непосредственных вычислений. С целью разработки расчетной схемы предположим следующее.

а) Наблюдения над температурой почвы являются синхронными и проводятся как в верхней части взятого слоя $(0; h)$, так и в нижней $(h; H)$ на равностоящих по глубине уровнях, в том числе и на границах $z=0$, $z=h$ и $z=H$. Заметим, что любое другое заданное температурное поле, если оно достаточно полное, можно (например, графическим интерполированием) перестроить в соответствии с указанными условиями.

Для расчета части потока тепла $Q_T(\tau)$ преобразуем выражение (9) к виду

$$Q_T(\tau) = hQ_T^{(1)}(\tau) + (H - h)Q_T^{(2)}(\tau), \quad (15)$$

а функцию $F(z; \tau)$ (10), учитывая структуру температурного поля, представим относительно глубины z интерполяционной формулой Лагранжа (подобно тому, как это сделано в [8]). Тогда для величин $Q_T^{(1)}$ и $Q_T^{(2)}$ получим формулы вида

$$Q_T^{(1; 2)}(\tau) = \sum_{j=0}^{j=n} \alpha_j^{(1; 2)} F[z_j^{(1; 2)}; \tau], \quad (16)$$

где n — число делений каждого из упомянутых слоев; $z_j^{(1)}$ и $z_j^{(2)}$ — уровни деления соответственно верхнего $(0; h)$ и нижнего $(h; H)$ слоев; $F(z; \tau)$ — функция, определяемая формулой (10), а $\alpha_j^{(1)}$ и $\alpha_j^{(2)}$ — численные коэффициенты, зависящие только от числа деления n и помещенные в табл. 1.

Таблица I

Коэффициенты $\alpha_j^{(1)}$ (верхняя строка) и $\alpha_j^{(2)}$ (нижняя строка) в зависимости от числа деления n

n	j						
	0	1	2	3	4	5	6
1	0,500	0,500					
	0,333	0,167					
2	0,167	0,667	0,167				
	0,167	0,333	0				
3	0,125	0,375	0,375	0,125			
	0,108	0,300	0,075	0,017			
4	0,078	0,356	0,133	0,356	0,078		
	0,078	0,267	0,067	0,089	0		
5	0,066	0,260	0,174	0,174	0,260	0,066	
	0,061	0,236	0,050	0,124	0,025	0,055	
6	0,049	0,257	0,032	0,324	0,032	0,257	0,049
	0,049	0,214	0,021	0,162	0,011	0,043	0

Таким образом, расчетная схема для теплосодержания $Q_T(\tau)$ (формулы (10), (15), (16) и табл. 1) позволяет вычислить эту величину при переменной с глубиной объемной теплоемкости $c(z)$ и охватить в случае необходимости большие слои (или использовать достаточно подробные наблюдения по глубине в сравнительно небольших слоях почвы).

б) Часть потока тепла $Q_\Phi(\tau)$ за счет фазовых переходов связана с количеством замерзающей воды $q(t)$, определяемой (4). Входящие в эту формулу влажности почвы w и w_n могут быть определены практически лишь как средние по некоторым слоям [7, 9]. Следовательно, если предположить, что погодные условия за рассматриваемое время τ меняются мало, то мало должны изменяться и осредненные значения влажностей. Тогда, заменяя $q(t)$ средним $q_{\text{ср}}$, получим исходя из (12)

$$Q_\Phi(\tau) \approx \pm Lq_{\text{ср}}[y(\tau) - y(0)]. \quad (17)$$

в) С целью упрощения расчета части потока $D(\tau)$ предположим, что за рассматриваемый период времени τ максимальное изменение границы промерзания $y(t)$ невелико по сравнению с общей толщиной взятого слоя почвы.¹ Тогда по характеру своего определе-

¹ Это предположение, наряду со сделанным выше относительно $q(t)$, не является принципиальным. Взятый период τ допустимо разделить на несколько, в каждом из которых можно предположить эти условия выполненными.

ния, как поправки к теплосодержанию, величина $D(\tau)$ будет, вообще говоря, мала (этому способствует также то, что вблизи уровня $y(t)$ температура почвы, как показывают наблюдения [4], сравнительно мало отклоняется от температуры промерзания T_3). Малость члена $D(\tau)$ позволяет для его расчета применить приближенный метод. Заменяв интеграл (11) соответствующим ему по площади параллелограммом, получим с учетом (3)

$$D(\tau) \approx \frac{1}{2} [c_1(z) - c_2(z)]|_{y(0)} \cdot \{T[y(0); \tau] - T_3\} [y(\tau) - y(0)]. \quad (18)$$

г) С целью упрощения расчетов части потока $N(\tau)$ располагаем промежуточный уровень $z=h$ вблизи границы слоя $z=H$. Поскольку поток тепла в почву, как функция глубины, уменьшается с ростом последней, указанным выбором глубины h можно добиться сравнительной малости членов $N(\tau)$. При отсутствии фазовых переходов это проиллюстрировано в [8] и проверено на многочисленном экспериментальном материале в [1, 6] (для случаев $h=10$ см и $H=20$ см). При наличии фазовых переходов малость членов $N(\tau)$ обеспечивается также расположением уровня h ниже глубины промерзания, что исключает, как видно из (13), заметные увеличения потоков тепла внутри слоя ($h; H$). С учетом малости членов $N(\tau)$ заменим в (13) коэффициент теплопроводности $\lambda(z)$ (в указанном слое почвы ($h; H$) средним значением λ_{cp} , тогда получим

$$N(\tau) \approx \frac{\lambda_{cp}}{(H-h)} \int_0^\tau [T(h; t) - T(H; t)] dt. \quad (19)$$

Расчет интегралов типа (19) можно выполнять общеизвестными способами, например вычислением площадей подынтегральных кривых. В случаях, когда наблюдения даны через равные интервалы времени, к (19) можно применить формулы приближенных квадратур, что более подробно рассмотрено в [8]. Таким образом, для всех отдельных членов формулы (8), определяющих суммарный поток тепла $Q(\tau)$, получены их сравнительно простые расчетные варианты.

В. С целью иллюстрации методики расчетов приведем примеры вычислений, из которых можно уяснить возможные соотношения между отдельными членами, формирующими поток тепла в почву.

1. В табл. 2 представлены температурное поле и глубина промерзания $y(t)$ под покрытой снегом (средняя высота 15 см) площадкой на метеостанции Колтуши 16—17 декабря 1969 г. [4]. Здесь $H=35$ см и согласно вышесказанному выбираем $h=25$ см. Средняя плотность снега $0,25$ г/см³, так что его объемная теплоемкость $c_{сн}=0,51 \cdot 0,25=0,13$ кал/(см³·град) [7].

Теплофизические характеристики незамерзшей почвы здесь согласно [7] такие: $c(z)=0,50$ кал/(см³·град) и $\lambda(z)=\lambda_{cp}=5,4$ кал/(см·град·ч). Далее, по тем же данным [7], объемный вес сухой

Таблица 2

Температурное поле и глубины промерзания (ст. Колтуши, 16—17 декабря 1969 г.)

Глубина, см	Местное время, ч				
	18	0	6	12	18
Снег					
0	-9,6	-13,4	-15,6	-15,9	-16,6
5	-7,3	-10,8	-12,1	-12,5	-13,1
10	-4,0	-6,1	-7,2	-7,7	-7,8
15	0	-0,2	-0,4	-0,5	-0,6
Почва					
20	0,6	0,5	0,4	0,2	0,1
25	0,8	0,7	0,6	0,5	0,5
30	1,2	1,1	1,0	0,9	0,9
35	1,5	1,4	1,3	1,2	1,1
$y(t)$	15,0	16,4	17,5	18,6	19,3

почвы $\rho_{\text{п}}=1,2 \text{ г/см}^3$, а общая влажность в среднем $\omega=15\%$, тип почвы — супесь и, следовательно по [9] $\omega_{\text{н}}=5\%$. Подставляя эти данные в (4), найдем $q_{\text{ср}} \approx 0,12 \text{ г/см}^3$. По этим данным вычислим суммарный поток тепла с поверхности снега за сутки 16—18 декабря ($\tau=24 \text{ ч}$).

а) Вычисление теплосодержания $Q_{\text{T}}(\tau)$ по формулам (10), (14). — (16) и данным в табл. 1 и 2 представлено в табл. 3.

Согласно формулам (16), $Q_{\text{T}}^{(1)}$ и $Q_{\text{T}}^{(2)}$ есть алгебраические суммы чисел строки 8 табл. 3 (соответственно для слоев (0; 25) и (25; 35));

Таблица 3

Расчет $Q_{\text{T}}^{(1)}(\tau)$ и $Q_{\text{T}}^{(2)}(\tau)$

Номер строки	j	Слой (0; 25); $n=5$					Слой (25; 35); $n=2$			
		0	1	2	3	4	5	0	1	2
1	$z^{(1;j)}$	0	5	10	15	20	25	25	30	35
2	$T(z;\tau)$	-16,6	-13,6	-7,8	-0,6	0,1	0,5	0,5	0,9	1,1
3	$T(z;0)$	-9,6	-7,3	-4,0	0	0,6	0,8	0,8	1,2	1,5
4	(2) — (3)	-7,0	-5,8	-3,8	-0,6	-0,5	-0,3	-0,3	-0,3	-0,4
5	$c(z)$	0,13	0,13	0,13	0,13	0,50	0,50	0,50	0,50	0,50
6	$F(z;\tau)$	-0,91	-0,75	-0,50	-0,08	-0,25	-0,15	-0,15	-0,15	0,20
7	$\alpha^{(1;j)}$	0,066	0,260	0,174	0,174	0,260	0,016	0,167	0,333	0
8	(6) × (7)	-0,060	-0,195	-0,087	-0,014	-0,065	-0,010	-0,025	-0,050	0

следовательно, $Q_T^{(1)}(\tau) \approx -0,431$ кал/см³ и $Q_T^{(2)}(\tau) \approx -0,075$ кал/см³. Подставляя это, а также $h=25$ и $H-h=10$ в (15), получим $Q_T(\tau) \approx -11,6$ кал/см².

б) Подставляя в (17) $q_{ср}=0,12$, $y(\tau)=19,3$ и $y(0)=15,0$, получим часть потока тепла, обусловленную фазовыми переходами: $Q_{\phi}(\tau) \approx -41,2$ кал/см².

в) Поскольку (см. табл. 2) $T[y(0); \tau] = -0,6$, $T_3=0$, $c_1|_{y(\cdot)}=0,13$ и $c_2|_{y(0)}=0,50$, то по формуле (18) найдем $D(\tau) \approx 0,5$ кал/см², т. е. поправка к теплосодержанию $Q_T(\tau)$ мала.

г) Для расчета части потока $N(\tau)$ вычислим предварительно по данным табл. 2 подынтегральную функцию (19) (табл. 4).

После этого по исходным данным $\lambda_{ср}=5,4$ и $H-h=10$, применяя к (19) формулу «трапеции» [8], получим $N(\tau) \approx -8,9$ кал/см².

Таблица 4

К расчету $N(\tau)$

	Местное время, ч				
	18	0	6	12	18
$T(h; t)$	0,8	0,7	0,6	0,5	0,5
$T(H; t)$	1,5	1,4	1,3	1,2	1,1
$T(h; t) - T(H; t)$	-0,7	-0,7	-0,7	-0,7	-0,6

Подставляя полученные значения величин Q_T , Q_{ϕ} , D и N в формулу (8), найдем $Q(\tau) \approx -61,2$ кал/см². Таким образом, за рассматриваемый период 1 см² подстилающей поверхности (снега) теряет около 61 кал тепла, из них 11 кал — за счет уменьшения теплосодержания слоя, 9 кал — за счет поступления тепла из нижних слоев и 41 кал — тепло, выделившееся при замерзании почвенной влаги. Последняя величина составляет в данном примере большую часть потока, что может быть, по-видимому, объяснено сравнительно высокой влажностью почвы и заметным за этот период (одни сутки) продвижением границы промерзания (около 4 см).

Таблица 5

Температурное поле 30/VI 1975 г.

Глубина, см	Местное время, ч				Глубина, см	Местное время, ч			
	5	8	11	14		5	8	11	14
	Ягель					Почва			
0	3,0	7,9	15,5	20,1	15	0,4	0,6	1,1	1,2
5	1,7	5,0	10,1	14,8	20	0,4	0,4	0,7	0,6
10	0,8	2,1	4,7	6,6	25	0	0	0,2	0,1
					30	-0,5	-0,5	-0,4	-0,5

2. В табл. 5 представлено температурное поле в почве, наблюдавшееся в одном из пунктов экспедиции, проведенной в 1975 г. Главной геофизической обсерваторией в условиях тундры. Верхний слой почвы в 10 см представлял собой мох (ягель) со средней объемной теплоемкостью $c(z) = 0,52$ кал/(см³·град), а нижний до глубины 30 см — очень увлажненную почву со средними теплофизическими характеристиками $c(z) = 0,80$ кал/(см³·град) и $\lambda_{cp} = 16,7$. Как видно из табл. 5, граница промерзания $y(t)$ (здесь уровень вечной мерзлоты) остается за рассматриваемый период практически неподвижной (около 25 см). Следовательно, согласно (17) и (18) $Q_{\Phi}(\tau) = D(\tau) = 0$.

Здесь $H = 30$ см, а промежуточную глубину выбираем вблизи нижней границы слоя $h = 20$ см, тогда в верхней части слоя (0; 20) $n = 4$, а в нижней (20; 30) $n = 2$. Поступая так же, как в примере 1, найдем по (16) $Q_{\tau}^{(1)} \approx 3,76$ кал/см³ и $Q_{\tau}^{(2)} \approx 0,054$ кал/см³, а по (15) $Q_{\tau}(\tau) \approx 75,7$ кал/см². Затем по (19) и табл. 5 находим $N(\tau) \approx 15,0$ кал/см². Таким образом, по (8) получим $Q(\tau) \approx 90,7$ кал/см². Следовательно, в данных условиях за дневной период (9 ч) 1 см² подстилающей поверхности получает около 91 кал тепла, из которых 76 кал идет на увеличение теплосодержания слоя (ягель — почва), а 15 кал — на теплообмен с нижележащими слоями почвы.

В заключение отметим, что приведенные примеры, как уже указывалось, в основном преследуют цель иллюстрации методики расчетов. Более обстоятельный анализ может быть проведен после проверки предлагаемой схемы расчета потоков тепла в почву на достаточно большом экспериментальном материале как в обычных погодных условиях, так и в более сложных погодных и почвенных условиях (включая периоды заморозания и оттаивания почвы). В вычислительном плане эта задача потребует, очевидно, составления алгоритма и программы для расчетов на ЭВМ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бройдо А. Г. Расхождение между результатами расчета потока тепла по двум формулам.— «Труды ЛГМИ», 1974, вып. 50, с. 94—103.
2. Лайхтман Д. Л. Новая формула для вычисления теплового потока в почве по экспериментальным данным.— «Труды НИУ ГУГМС», 1947, сер. 1, вып. 39, с. 23—26.
3. Леготина С. И., Цейтин Г. Х. Об определении мгновенных значений потоков тепла в почву.— «Труды ГГО», 1972, вып. 282, с. 92—103.
4. Материалы наблюдений полевой экспериментальной базы ГГО им. А. И. Воейкова. Вып. 12. Л., 1972, с. 81—83.
5. Руководство по градиентным наблюдениям и определению составляющих теплового баланса. Л., Гидрометеоиздат, 1964, с. 59—65.
6. Русин Н. П. Об определении теплообмена в почве на гидрометеорологических станциях.— «Труды ГГО», 1955, вып. 52 (114), с. 33—36.
7. Серова Н. В. Исследование теплового режима почвы в зимнее время.— «Метеорология и гидрология», 1958, № 2, с. 24—27.
8. Цейтин Г. Х. К вопросу об определении некоторых тепловых свойств почвы.— «Труды ГГО», 1953, вып. 39(101), с. 201—213.
9. Шехтер Ф. Н. Расчет глубины промерзания и температуры мерзлой почвы.— «Труды ГГО», 1958, вып. 77, с. 7—19.

*И. М. Белявская, Н. В. Воронова,
Л. Р. Орленко, О. Б. Шкляревич*

ОПЫТ ОБОБЩЕНИЯ ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ НА ТЕЛЕВИЗИОННОЙ БАШНЕ В г. ЛЕНИНГРАДЕ

В связи с многочисленными запросами практики в последнее время усилился интерес к изучению климата городов. Ценные сведения об особенностях вертикального распределения метеорологических элементов в условиях города могут быть получены по материалам наблюдений на высотных метеокомплексах. Ниже изложена методика обобщения и представлены результаты анализа материалов наблюдений на телевизионной башне в г. Ленинграде.

1. Исходная информация. Методика обобщения

Для исследования влияния городской застройки на распределение ветра и температуры, кроме данных наблюдений на телевизионной башне в г. Ленинграде, использовались данные температурно-ветрового зондирования на ст. Воейково, находящейся в 14 км от г. Ленинграда.

Наблюдения на телебашне проводились с 1967 по 1973 г. Приборы для измерения метеорологических элементов были установлены на высотах: 25, 68, 104, 232 и 269 м. На каждой из этих высот вынесено по две рей различной длины: на высоте 24 м — 5 м; на высотах 68, 104, 164 м — 3 м; на высотах 232 и 269 м — 2 м (башня имеет ажурную конструкцию). Направление рей было выбрано с учетом розы ветров Ленинграда. В связи с этим выносные стрелы на уровнях 25, 68, 104 и 164 м ориентированы на СЗ и Ю. На высотах 232 и 269 м рей развернуты относительно нижних уровней на 30—45° против часовой стрелки. Приборы на ряях ориентированы по странам света. Наблюдения проводились по одной из стрел в зависимости от направления ветра.

Для оценки качества информации, полученной на телевизионной башне, анализировались прежде всего среднемесячные профили ветра и температуры за отдельные годы. Как показал анализ,

на высотах 232 и 269 м значения скорости ветра часто оказывались ниже, чем на нижележащем уровне (даже в дневные часы в теплую половину года), что может быть обусловлено погрешностями приборов, поскольку поверка и смена приборов на этих уровнях проводилась редко. Кроме того, на указанных уровнях часты пропуски наблюдений. В связи с этим для анализа в дальнейшем использовались только наблюдения в нижнем 25—164-метровом слое.

Вопрос о влиянии данной башни на показания датчиков ветра и температуры никем не исследовался. Предварительный же анализ выборочных данных [1, 2] показал, что при достаточном усреднении получаются разумные результаты не только качественные, но и количественные. Это послужило основанием привлечь для обобщения весь имеющийся материал наблюдений (кроме наблюдений за 1967 г., когда в период отработки методики измерений наблюдения проводились лишь по датчикам, установленным на северо-западной стороне).

Выполненный в [3] анализ влияния мезонеоднородностей на профиль ветра в пограничном слое позволяет рассматривать пограничный слой в условиях города сформированным под влиянием городской застройки. Это означает, что методика обобщения данных наблюдений для однородной подстилающей поверхности может быть использована и для анализа материалов наблюдений на телевизионной башне в г. Ленинграде.

Методика обработки исходных данных для стационарных горизонтально однородных условий изложена в работе [4]. Не останавливаясь на ней подробно, напомним только, что группировка данных наблюдений с целью получения средних профилей осуществляется с учетом определяющих параметров, в качестве которых используются: скорость геострофического ветра V_g , параметр шероховатости подстилающей поверхности z_0 , параметр Кориолиса $l = 2\omega \sin \varphi$, высота над поверхностью земли z , параметр плавучести g/\bar{T} , перепад температуры в пограничном слое в виде $T_0 - T_H - \gamma_H H$ и составляющие среднего в слое горизонтального градиента температуры $\partial \bar{T} / \partial x$ и $\partial \bar{T} / \partial y$, где g — ускорение силы тяжести, \bar{T} , T_0 и T_H — средняя температура, температура на подстилающей поверхности и на верхней границе пограничного слоя соответственно, H — высота пограничного слоя, γ_H — градиент температуры в свободной атмосфере. При таком выборе определяющих параметров безразмерные профили ветра будут функциями пяти параметров: безразмерной высоты $z l / V_g$, числа Россби $Ro = V_g l / z_0$, параметра стратификации

$$\mu = \frac{g}{T} \frac{T_0 - T_H - \gamma_H H}{V_g l}$$

и параметров, характеризующих адвекцию:

$$\frac{\alpha_x}{l} = - \frac{g}{\bar{T} l^2} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y}, \quad \frac{\alpha_y}{l} = \frac{g}{\bar{T} l^2} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x}.$$

Основные положения указанной методики были сохранены и при обработке данных наблюдений в г. Ленинграде. Однако пришлось ввести некоторые изменения и даже упрощения из-за отсутствия необходимой информации.

а. При анализе материалов наблюдений в период с апреля по октябрь использовались наблюдения в сроки, близкие ко времени наступления экстремальных температур (03 и 15 ч). В период ноябрь — февраль (т. е. при отсутствии выраженного суточного хода радиационного баланса) использовались данные всех сроков наблюдений, в марте — лишь данные ночных наблюдений.

б. В связи с отсутствием наблюдений за ветром и температурой выше $z \sim 200$ м группировка материалов по стратификации производилась по среднему градиенту температуры в слое измерений при неустойчивой ($\gamma > 0,8^\circ/100$ м) и нейтральной ($\gamma \sim 0,4 \div 0,8^\circ/100$ м) стратификации (случаи с приподнятой инверсией исключались).

Следует отметить тот факт, что в условиях города случаи, соответствующие нейтральной стратификации, очень редкие, а случаи с неустойчивой стратификацией в холодный период довольно часты даже при отсутствии адвекции. (По данным ст. Воейково в зимний период при отсутствии адвекции случаи с неустойчивой стратификацией практически отсутствуют.)

Для определения среднего для каждой группы параметра стратификации в дальнейшем привлекались данные температурного зондирования (в свободной атмосфере) на ст. Воейково. (При отсутствии таких данных величина T_H может быть определена по картам AT_{850} , а γ_H можно положить равным $0,6^\circ/100$ м.) Из-за отсутствия наблюдений за температурой на уровне $z=0$ определяется параметр

$$\mu_{2-H} = \frac{g}{T} \frac{T_2 - T_H - \gamma_H H}{V_{g'l}},$$

где T_2 — температура воздуха на уровне $z=2$ м.

Связь параметра μ_{2-H} с параметром μ рассматривалась в [5] и уточнялась в последующих работах.

При малых высотах инверсии (25 и 68 м) выше инверсионного слоя часто отмечались сверхадиабатические градиенты, что свидетельствует о термическом расслоении пограничного слоя. В этих случаях параметр μ определялся только по инверсионному слою, для чего использовалась эмпирическая связь параметра μ_{2-H} с параметром

$$\mu_{\Delta T_{2-164}} = \frac{g}{T} \frac{T_2 - T_{164}}{V_{g'l}}.$$

При анализе профилей ветра выяснилось также, что в дневные часы в городе имели место инверсии в слое 2—25 м при существенной неустойчивой стратификации на ст. Воейково. Это противоречит сделанному ранее [1, 2] выводу о том, что пограничный слой в условиях г. Ленинграда стратифицирован более неустойчиво, чем в сельской местности. Анализ данных показал, что над городом выше $z=25$ м также имели место сверхадиабатические градиенты. Это дало основание считать, что возникновение инверсии обусловлено какими-то микропроцессами. Выяснилось, в частности, что газон, на котором была установлена психрометрическая будка, в жаркие дни поливался. В связи с отмеченным при группировке материалов наблюдений по высоте инверсии случаи с инверсией в дневные часы в дальнейшем исключались.

в. При группировке материалов наблюдений в городе также выделены теплый и холодный периоды. Поскольку шероховатость города практически не зависит от сезона, такое разделение является условным и введено в связи с возможной погрешностью в показаниях датчиков из-за отложений гололеда в холодный период.

г. Для отдельных групп (если позволяло число наблюдений) анализ производился с учетом направления ветра, так как местность в районе пункта наблюдений неоднородна.

д. Из-за малого периода наблюдений группировка по баллам и характеру облачности не производилась. Это привело к тому, что для отдельных групп в холодный период при неустойчивой стратификации над городом в слое 430—930 м (по данным радиозондирования на ст. Воейково) отмечаются изотермия или малые градиенты температуры, что, по-видимому, связано с влиянием облачности. Ранее выполненные оценки [6] влияния задерживающих слоев на распределение ветра в подынверсионном слое показали, что указанное влияние наиболее существенно в подынверсионном слое толщиной около 100 м. Можно поэтому ожидать, что на распределение ветра в нижнем 150-метровом слое (что и являлось предметом наших исследований) влияние задерживающих слоев не скажется.

е. По скорости наземного геострофического ветра выделены группы: 1) $4 \text{ м/с} \leq V_{g0} \leq 10 \text{ м/с}$, 2) $11 \text{ м/с} \leq V_{g0} \leq 15 \text{ м/с}$, 3) $V_{g0} \geq 16 \text{ м/с}$.

ж. При группировке исходных данных по характеру адвекции использовался предложенный в [7] параметр

$$\beta = \sqrt{\left(1 + \frac{b_1}{V_{g0}}\right)^2 + \left(\frac{b_2}{V_{g0}}\right)^2}, \quad (1)$$

вытекающий из модели строения горизонтально неоднородного пограничного слоя атмосферы [8].

Здесь

$$\frac{b_1}{V_{g0}} = \sqrt{\frac{kh_l}{V_{g0}^2} \frac{\alpha_x}{l} + \left(1 + \frac{x_h}{\sqrt{2}}\right) \frac{\alpha_y}{l}}, \quad (2)$$

$$\frac{b_2}{V_{g0}} = \sqrt{\frac{x_h^2}{4}}$$

$$\frac{b_2}{V_{g0}} = \sqrt{\frac{k_h l}{V_{g0}^2} \frac{\alpha_y}{l} - \left(1 + \frac{x_h}{\sqrt{2}}\right) \frac{\alpha_x}{l}} \frac{1}{\sqrt{2} \left(1 + \frac{x_h}{\sqrt{2}} + \frac{x_h^2}{4}\right)}, \quad (3)$$

$x_h = 2h\sqrt{l}/k_h$; k — коэффициент турбулентности выше высоты излома h . Поскольку $b_1/V_{g0} \ll 1$ и $b_2/V_{g0} \ll 1$, при расчетах β зависимость безразмерных характеристик $k_h l/V_g^2$ и x_h от стратификации не учитывалась. Расчеты β выполнены при следующих значениях указанных параметров: $k_h l/V_g = 0,35 \cdot 10^{-5}$ и $x_h = 0,75$.

Таким образом, величина параметра β определяется безразмерными параметрами α_x/l и α_y/l , значения которых обычно находятся в пределах от -100 до $+100$. Параметры α_x/l и α_y/l определялись по изменению геострофического ветра с высотой на основе соотношений:

$$\frac{\alpha_x}{l} = \frac{u_{gH} - V_{g0}}{Hl}; \quad \frac{\alpha_y}{l} = \frac{v_{gH}}{Hl}, \quad (4)$$

где u_{gH} и v_{gH} — составляющие геострофического ветра на высоте поверхности 850 мбар (H) (ось x направлена по геострофическому ветру при $z=0$). В качестве геострофического ветра на уровне поверхности 850 мбар использовалась скорость реального ветра на уровне $z=H=1430$ м по данным ст. Воейково.

По характеру адвекции весь интервал разбивался на пять групп, характеризующихся следующими пределами изменения параметра β : 1) $\beta < 0,93$; 2) $0,93 \leq \beta \leq 0,97$; 3) $0,98 \leq \beta \leq 1,02$ (отсутствие термического ветра); 4) $1,03 \leq \beta \leq 1,06$; 5) $\beta < 1,06$.

Анализ профилей ветра показал, что определенный для всего пограничного слоя коэффициент β не всегда надежно характеризует адвекцию в отдельных слоях. Имеются группы, когда при $\beta \approx 1$ адвекция четко проявляется в некотором небольшом слое у подстилающей поверхности, что выражается, в частности, в левом повороте ветра в нижнем 100 -метровом слое (при преобладании сплошной облачности слоистообразных форм). По-видимому, в указанных случаях имела место адвекция холода, связанная с прохождением в пункте наблюдений вторичных фронтов или фронтов окклюзии, т. е. в этих случаях пограничный слой неоднороден не только по горизонтали, но и по вертикали. Такие группы в дальнейшем при получении количественных связей исключались.

2. Анализ полученных данных

В результате проведенной группировки материалов наблюдений получены средние профили ветра и температуры (как в условиях города, так и за городом) при различных значениях определяющих параметров.

Следует отметить, что по материалам наблюдений на телевизионной башне в г. Ленинграде удалось получить лишь профили скорости ветра. Направление ветра измерялось практически только на нижнем уровне. Анализ полученных данных показал, что для многих групп величина α_0 в городе оказалась меньше, чем за городом. Более неустойчивая стратификация в городе действительно сглаживает различия в α_0 , обусловленные различным характером подстилающей поверхности в городе и в окрестностях. Однако указанные различия могут быть обусловлены и погрешностями ориентировки датчиков направления ветра. Этот вопрос требует дополнительного изучения.

Анализ полученных данных показал, что не все выделенные группы достаточно обеспечены. В связи с этим группы с числом случаев $N < 10$ использовались как вспомогательные. Для большинства групп $N \sim 15 \div 30$. При таком числе случаев невозможно анализировать профили ветра в зависимости от направления ветра. Многочисленными оказались лишь немногие группы. Для двух из них и был выполнен анализ данных при различных направлениях ветра. Влияние направления ветра на профили ветра оказалось существенным во всем рассматриваемом слое, что обусловлено неоднородностью характера подстилающей поверхности в пункте наблюдений. Однако некоторые результаты оказались неожиданными. В частности, при северо-восточном направлении, характеризующемся наименьшей застройкой и малой шероховатостью подстилающей поверхности (ветры с реки), скорости ветра при прочих равных условиях оказались несколько ниже, чем при западных ветрах. В связи с этим возникает вопрос, не связаны ли указанные расхождения с погрешностями измерений за счет влияния корпуса телевизионной башни. Этот вопрос требует дополнительного изучения.

В дальнейшем при анализе и получении количественных связей использовались средние профили ветра (т. е. независимо от направления ветра) исходя из следующих соображений:

а) из-за необходимости обеспечения сравнимости групп, так как для большинства групп из-за малой обеспеченности разбить материал по направлению ветра не удается (соображение формальное, но необходимое при оценках относительных изменений характеристик ветрового режима);

б) преобладающее направление ветра — с города; следовательно, влияние случаев с направлением ветра с реки будет невелико, а практиков чаще всего интересует ветер не в микрорайонах (что фиксируется данными при направлениях ветра с реки), а на всей территории города;

в) за счет возможного влияния корпуса башни при наличии лишь двух стрел ошибки будут разными (не только по величине, но и по знаку) при различных направлениях ветра, т. е. при осреднении данных независимо от направления ветра ошибки будут гаситься.

Выше отмечалось, что случаи, соответствующие равновесному состоянию, в городе очень редки. Это затрудняет определение пара-

метра шероховатости в условиях города. В связи с этим для определения z_0 были использованы также профили ветра в слабо стратифицированном пограничном слое. При малой кривизне профиля ветра для определения z_0 использовался слой 25—68 м, при большой кривизне — профиль ветра экстраполировался до нуля по касательной к профилю в точке $z=25$ м. Указанным способом фактически определяется величина $z_0+\Delta$, где Δ — погрешность, зависящая от стратификации, причем при неустойчивой стратификации $\Delta < 0$, при устойчивой — $\Delta > 0$. Для корректировки полученных величин строилась зависимость $z_0+\Delta$ от μ и по графику связи при $\mu=0$ (когда $\Delta \approx 0$) снималось значение z_0 . Среднее значение параметра шероховатости составило 0,8 м.

Использовался и другой способ определения z_0 . Известно, что при нейтральной стратификации ($\mu=0$) параметр шероховатости может быть определен из соотношения

$$\frac{\sqrt{C_u}}{\kappa} = \frac{1}{\ln z/z_0}, \quad (5)$$

где $C_u = v_*^2/u_z^2$ — коэффициент сопротивления ветра, κ — постоянная Кармана.

С учетом (5) задача определения z_0 сводится к определению величины C_u при $\mu=0$.

По экспериментальным данным может быть определена величина $\frac{1}{u_z} \frac{\partial u}{\partial \ln z}$, которая связана с коэффициентом сопротивления соотношением

$$\frac{\sqrt{C_u} \varphi_u}{\kappa} = \frac{1}{u_z} \frac{\partial u}{\partial \ln z}, \quad (6)$$

где

$$\varphi_u = \frac{\kappa}{v_*} \frac{\partial u}{\partial \ln z}. \quad (7)$$

В соответствии с теорией подобия φ_u является функцией только стратификации.

Способ определения C_u при $\mu=0$ состоял в следующем. По материалам наблюдений рассчитывалась величина $\frac{1}{u_z} \frac{\partial u}{\partial \ln z}$ для $z=25$ м и строилась зависимость этой величины от μ . Далее с графика связи снималось значение $\frac{1}{u_z} \frac{\partial u}{\partial \ln z}$, при $\mu=0$. Эта величина представляет собой фактически $\sqrt{C_u}/\kappa$, поскольку при $\mu=0$ $\varphi_u=1$. По найденному таким образом значению $\sqrt{C_u}/\kappa$ для $z=25$ м из соотношения (6) определялась величина z_0 , составившая также 0,8 м.

Полученную величину параметра z_0 следует рассматривать как некоторое осредненное по площади значение z_0 . В связи с тем что подстилающая поверхность в пункте наблюдений неоднородна,

можно говорить о параметрах микрошероховатости, определенных в зависимости от направления ветра.

Предварительные результаты исследований вертикальных профилей температуры и ветра в условиях Ленинграда по тем же исходным данным изложены в работе [1]. Приведенные в ней данные иллюстрируют хорошо известное уменьшение скорости ветра и повышение температуры в условиях города. Имеющаяся теперь более полная информация позволяет не только проанализировать влияние определяющих параметров на распределение ветра в условиях города, но также и получить некоторые количественные связи.

Прежде всего остановимся на результатах исследований теплового влияния города. К настоящему времени выполнено много исследований, в которых отмечается существование «острова тепла» над городом. Его интенсивность зависит от метеорологических условий и в среднем у земли составляет 1° [9]. Данные же о высоте теплового влияния города немногочисленны. В частности, в [9] приводятся лишь данные Дакверса и Сандберга [10], согласно которым влияние перегрева сказывается до высоты 70—100 м. По другим данным наличие острова тепла отмечается до уровня, равного 3—4 высотам зданий [11].

Высота, до которой распространяется тепловое влияние города (для его определения профиль температуры экстраполировался до пересечения с соответствующей кривой по данным ст. Воейково), по нашим данным оказалась значительно выше. В среднем она составляет 300 м. Отметим здесь, что согласно [12] тепловое влияние г. Москвы проявляется в пределах нижнего 500-метрового слоя. Интенсивность острова тепла (по наблюдениям на уровне $z=2$ м) для разных групп колеблется от 0,8 до $1,8^\circ$. Зависимость ΔT от скорости ветра и стратификации (в рассматриваемом диапазоне изменения V_g и μ) установить не удалось.

Анализ параллельных наблюдений в г. Ленинграде и на ст. Воейково подтвердил, что в условиях города пограничный слой стратифицирован более неустойчиво, чем в сельской местности в течение всего года. Таким образом, в противоположность динамическому влиянию тепловое влияние города приводит к усилению скорости ветра над городом по сравнению с окрестностями. Это обуславливает особенности ветрового режима в условиях города. Некоторые из них уже отмечались в работах [1, 2].

При анализе приземного ветра в условиях города рассматривался ветер на нижнем уровне измерений, т. е. на $z=25$ м. С учетом выбранных параметров отношение $V_{25}/\beta V_{g0}$ при фиксированных значениях l и z_0 является функцией V_g и μ . По данным [13] в условиях города стратификация мало влияет на скорость ветра на уровнях около 20 м. Это не подтверждается нашими данными. Кривые 1—3 на рис. 1 иллюстрируют зависимость $V_{25}/\beta V_{g0}$ от μ для трех значений скорости геострофического ветра.

В работах [14, 15] было показано, что при малых z_0 с ростом скорости геострофического ветра значения V_z/V_g существенно

уменьшаются в пределах всего пограничного слоя, причем наибольшие расхождения между величинами V_z/V_g при разных V_g наблюдаются в нижнем слое (при $z_0 \sim 2$ см в слое примерно 500 м, при $z_0 \sim 0,07$ см в слое 200 м). Отмечена также еще одна особенность — влияние V_g на V_z/V_g с ростом V_g уменьшается. Такой же характер влияния V_g имеет место и в условиях города. Кривая 4 на рис. 1 иллюстрирует зависимость $V_{25}/\beta V_{g0}$ от V_{g0} при нейтральной стра-

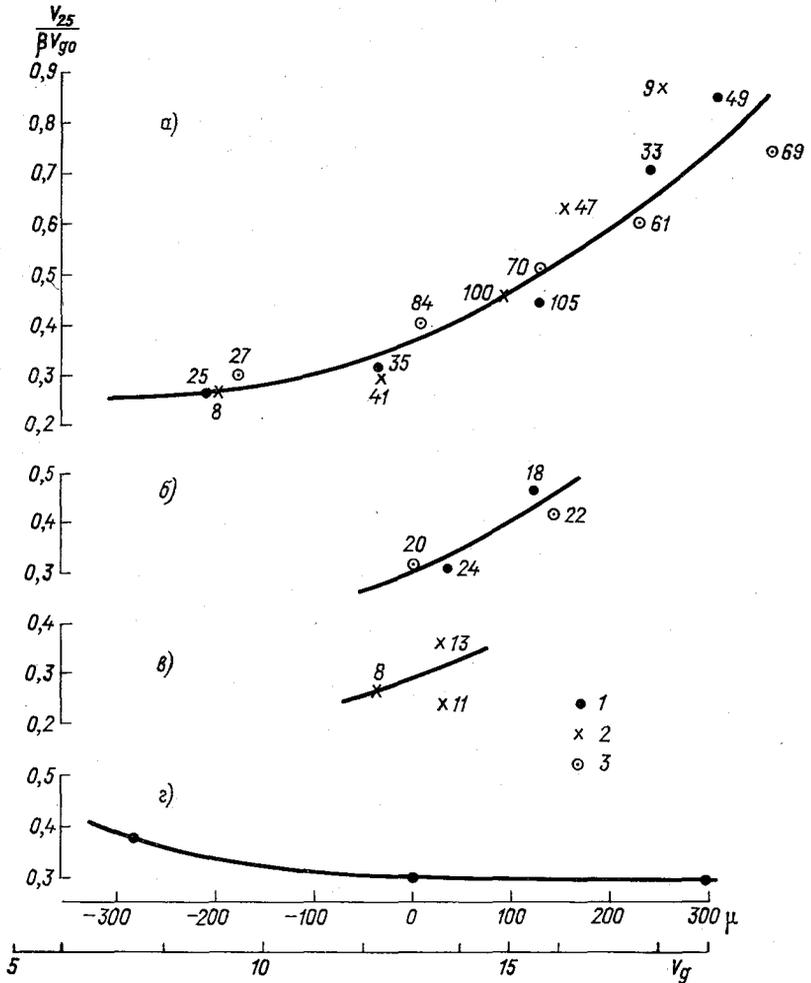


Рис. 1. Зависимость $V_{25}/\beta V_{g0}$ от стратификации (кривые а—в) и V_{g0} (кривая г).

а) $V_{g0} \approx 7$ м/с, б) $V_{g0} \approx 13$ м/с, в) $V_{g0} \approx 19$ м/с, г) $\mu \approx 0$.

1 — теплый период (осреднение по $\mu_{\Delta T}$), 2 — холодный период (осреднение по $\mu_{\Delta T}$), 3 — теплый период (осреднение по μ_{2-H}).

Цифры указывают число случаев, используемых при осреднении.

тификации ($\mu=0$). Полученные данные подтверждают необходимость учета всех определяющих параметров при расчетах приземного ветра по полю давления в условиях большой шероховатости подстилающей поверхности.

С точки зрения практики значительный интерес представляют данные о ветровых коэффициентах V_z/V_{z_0} в условиях города, т. е. при больших z_0 . Сведения о величинах V_z/V_{z_0} по экспериментальным данным немногочисленны [13, 16, 17]. Недостаточно внимания уделялось этому вопросу и в теоретических исследованиях. Полученная информация использовалась нами и для анализа ветровых коэффициентов.

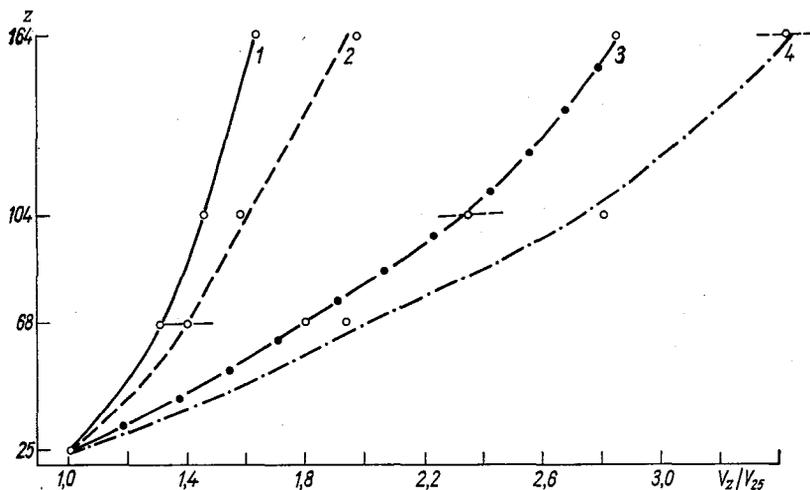


Рис. 2. Ветровые коэффициенты при разных значениях параметра μ_{2-H} . Теплый период, $\beta \approx 1,0$; $V_{g0} \approx 7$ м/с.

1) $\mu_{2-H}=176$, 2) $\mu_{2-H}=-20$, 3) $\mu_{2-H}=-140$, 4) $\mu_{2-H}=-193$.

Пунктир — верхняя граница приземной инверсии.

Некоторые авторы высказывали предположение, что в условиях города, т. е. при большой шероховатости, изменения скорости ветра с высотой в основном обусловлены динамическими факторами. Существенную зависимость V_z/V_{z_0} от стратификации над городом иллюстрирует рис. 2. Следует при этом отметить, что резкое увеличение V_z/V_{z_0} при сильно устойчивой стратификации обусловлено возникновением мезоструи у верхней границы приземной инверсии [15].

При анализе влияния стратификации оценивалась высота обращения ветра. По данным ст. Воейково довольно четко прослеживалась высота, где отсутствуют суточные колебания скоростей ветра. Для теплого периода эта высота составила примерно 100 м, для холодного 50 м. Высота обращения ветра в условиях города

несколько выше, чем в сельской местности. Кроме того, при слабых скоростях при наличии струи на верхней границе приземной инверсии высота обращения составляет 100—150 м, при отсутствии же струи и при умеренных ветрах $z_{обр} > 150$ м, т. е. в условиях города понятие «высота обращения ветра» довольно условное.

Анализ данных ст. Воейково показал, что в нижних слоях величина V_z/V_{10} несколько больше при малых скоростях. При увеличении V_g различия в V_z/V_{10} в нижнем 200-метровом слое уменьшаются. Экспериментальные данные, таким образом, подтвердили

полученный теоретически [15] вывод о том, что отношение V_z/V_{10} в указанном слое при больших скоростях, т. е. при интенсивном турбулентном обмене, мало зависит от V_g . По той же, видимо, причине при большой шероховатости величины V_z/V_{25} мало зависят от скорости геострофического ветра не только при больших значениях V_g , но и во всем рассмотренном диапазоне скоростей геострофического ветра.

В качестве иллюстрации возможного влияния адвекции на рис. 3 приводятся профили ветра при разных значениях параметра β . Влияние параметра β существенно сказывается на абсолютной величине модуля скорости ветра и мало сказывается на величине V_z/V_{25} для нижнего 100-метрового слоя.

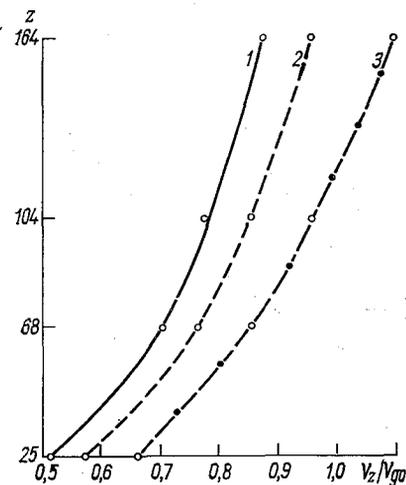


Рис. 3. Профили скорости ветра при разных значениях параметра β . $V_{g0} \approx 7$ м/с; $\mu_{2-H} \sim 140 \div 200$.

1) $\beta = 0,95$, 2) $\beta = 1,0$, 3) $\beta = 1,05$.

Следует отметить, что обобщение материалов наблюдений с использованием параметра β для учета влияния термического ветра осуществлено впервые. Полученные данные подтвердили не только необходимость учета температурной адвекции при обобщении экспериментальных данных, но и возможность использования для этой цели предложенной методики (за исключением случаев прохождения фронтальных разделов через пункт наблюдений).

Таким образом, анализ материалов наблюдений показал, что в нижнем 150-метровом слое ветровые коэффициенты мало зависят от скорости геострофического ветра V_g и параметра β . Это обстоятельство облегчает изучение закономерности ветра с высотой в условиях города, что особенно важно при малом объеме наблюдений за вертикальными профилями метеоэлементов. Однако этот вывод предварительный и требует подтверждения.

Полученные количественные данные о вертикальных профилях ветра при разных значениях определяющих параметров в дальнейшем могут быть использованы для разработки методики косвен-

ных расчетов ветра в условиях города в нижнем слое атмосферы.

В заключение несколько слов о точности наблюдений за ветром в холодный период. Как уже указывалось, в связи с возможными ошибками за счет обледенения датчиков ветра группировка материалов наблюдений производилась с учетом сезонов года. Однако подобрать группы для разных сезонов с одинаковыми значениями определяющих параметров не удалось. В связи с этим анализировались зависимости безразмерных характеристик ветра $V_{25}/\beta V_{g0}$ и V_z/V_{25} от определяющих параметров по материалам наблюдений в разные сезоны. Анализ зависимости $V_{25}/\beta V_{g0}$ от μ и V_g (см. рис. 1) показал, что систематических расхождений между значениями $V_{25}/\beta V_{g0}$ в разные сезоны нет, что свидетельствует о достаточной точности наблюдений за ветром на уровне $z=25$ м в течение всего года и позволяет, таким образом, использовать для анализа $V_{25}/\beta V_{g0}$ данные не только теплого, но и холодного периода.

Для оценки возможной погрешности датчиков ветра на высотах 68, 104 и 164 м анализировались ветровые коэффициенты V_z/V_{25} в различные сезоны. Оказалось, что в холодный период значения V_z/V_{25} несколько ниже (при прочих равных условиях), чем в теплый период, что может быть обусловлено влиянием отложений гололеда (или изморози) в отдельные сроки наблюдений. Отсутствие сведений о гололеде не позволяет исключить такие сроки при обобщении материалов наблюдений, и потому данные наблюдений в холодный период при анализе вертикального профиля ветра не могли быть использованы. Следует отметить, что отсутствие регистрации отложений гололеда или изморози создает трудности не только при обобщении экспериментальных данных, но и при оперативном обслуживании информацией о ветре, полученной с помощью высотных метеоконплексов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шкляревич О. Б. Особенности вертикального распределения ветра и температуры в условиях города.—«Метеорология и гидрология», 1974, № 7, с. 42—46.
2. Орленко Л. Р., Шкляревич О. Б. Об использовании данных высотных метеоконплексов при физико-статистических исследованиях пограничного слоя атмосферы.—«Труды ЦВ ГМО», 1975, вып. 5.
3. Лазарева Н. А., Орленко Л. Р., Шкляревич О. Б. Влияние мезо-неоднородностей подстилающей поверхности на распределение ветра в пограничном слое.—«Труды ГГО», 1975, вып. 326, с. 102—108.
4. Орленко Л. Р. К методике обработки данных температурно-ветрового зондирования в пограничном слое атмосферы.—«Труды ГГО», 1970, вып. 257, с. 58—63.
5. Курмакова Т. А., Орленко Л. Р. О закономерностях распределения температуры и ветра в пограничном слое.—«Труды ГГО», 1967, вып. 205, с. 13—25.
6. Шкляревич О. Б. О профилях сильных ветров в пограничном слое атмосферы по экспериментальным данным.—«Труды ГГО», 1975, вып. 326, с. 109—121.

7. Орленко Л. Р. К учету адвекции и агеострофических отклонений при расчете ветра и касательного напряжения над водной поверхностью.—«Метеорология и гидрология», 1971, № 7.
8. Утина З. М. О влиянии горизонтальной неоднородности температуры на строение пограничного слоя атмосферы.—«Труды ГГО», 1962, вып. 127, с. 134—145.
9. Кратцер П. А. Климат города. М., Изд-во иностр. лит., 1958. 239 с.
10. Duckworth F. S., Sandberg J. S. The effect of cities upon horizontal and vertical temperature gradient.—"Am. Meteorol. Soc. Bulletin", 1954, N 35, p. 198—207.
11. Берлянд М. Е., Будыко М. И., Кондратьев К. Я. Климат города и проблемы изменения глобального климата.—«Метеорология и гидрология», 1973, № 1, с. 3—14.
12. Бачурин Л. А., Новикова Э. Н. Некоторые данные о профилях температуры и влажности воздуха в нижнем 500-метровом слое атмосферы в районе Москвы.—«Труды Гидрометцентра СССР», 1973, вып. 129, с. 58—75.
13. Ариель Н. З., Ключникова Л. А. Ветер в условиях города.—«Труды ГГО», 1960, вып. 94, с. 29—33.
14. Курпакова Т. А., Орленко Л. Р. Профиль ветра в пограничном слое атмосферы по экспериментальным данным.—«Труды ГГО», 1970, вып. 257, с. 64—75.
15. Орленко Л. Р., Шкляревич О. Б. Некоторые особенности в распределении ветра и температуры в пограничном слое в холодный период.—«Труды ГГО», 1973, вып. 297, с. 184—198.
16. Борисенко М. М. Зависимость вертикальных профилей скорости ветра от температурной стратификации.—«Труды ГГО», 1967, вып. 210, с. 21—29.
17. Борисенко М. М., Заварина М. В. Особенности ветрового режима в нижнем слое атмосферы над городом.—«Труды ГГО», 1971, вып. 283, с. 12—21.

Л. Р. Орленко, О. Б. Шкляревич

ОСОБЕННОСТИ ВЕРТИКАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ УДЕЛЬНОЙ ВЛАЖНОСТИ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

Знание вертикального распределения удельной влажности необходимо при решении ряда задач. В практической синоптике данные об удельной влажности используются при прогнозе осадков, туманов, низких облаков, при выявлении поверхностей раздела между различными воздушными массами. Сведения об удельной влажности необходимы также при параметризации лучистого теплообмена в численных моделях атмосферных процессов.

Изучение закономерностей распределения удельной влажности затруднено тем обстоятельством, что на характер распределения удельной влажности оказывают влияние распределение ветра и температуры и характер подстилающей поверхности.

Исходя из подобия профилей метеорологических элементов, можно описать распределение влажности воздуха в приземном слое на основе теории подобия. Имеется ряд работ, в которых исследовалось распределение влажности в пределах всего пограничного слоя. Однако в последних обычно рассматриваются средние характеристики (чаще всего за сезон). При таком осреднении в зимнее время удельная влажность либо растет с высотой [1], либо практически не меняется в пограничном слое [2]. В остальные сезоны величины q_z убывают с высотой.

Хорошая корреляция между разностью температур ΔT и разностью удельных влажностей Δq у поверхности земли и на высоте $z=1000$ м, установленная на основе анализа эмпирических данных [3], свидетельствует о существенном влиянии температурной стратификации на распределение влажности в пограничном слое атмосферы. Это свидетельствует о необходимости учета основных факторов, определяющих вертикальное распределение метеозаэментов при обобщении наблюдений за влажностью. Результаты такого обобщения и будут рассмотрены ниже.

Вертикальное распределение удельной влажности в пограничном слое атмосферы анализируется для стационарных и горизон-

Средние профили метеорологических элементов при равновесных условиях
в теплый период.
Ст. Воейково $z_0 \approx 1,7$ см

z м	$n=16, V_g=6,6$ м/с, $H=500, H_d=1000$				$n=12, V_g=11,5$ м/с, $H=800, H_d=1400$				$n=15, V_g=18,6$ м/с, $H=1400, H_d=1900$			
	V	α	t	q	V	α	t	q	V	α	t	q
0,0			14,5				16,0				14,5	
0,25	1,3				2,2				2,8			
0,5	1,6		11,9	7,6	2,8		12,8	6,6	3,7		12,7	8,0
1,0	2,0				3,4				4,6			
2,0	2,4		11,9	7,6	4,1		12,8	6,4	5,4		12,7	7,6
4,0	3,0				4,8				6,3			
8,6	3,4	33			5,3	26			7,3	22		
100	5,8	17			8,2	15			11,8	12		
130	6,2	12	11,6	7,4	8,5	13	11,4	6,3	12,2	12	12,1	7,4
200	6,6	7			9,9	10			13,6	10		
430	6,7	1	10,2	6,9	11,1	2	9,8	5,8	16,1	8	10,7	6,7
500	6,5	2			11,2	1			16,6	6		
930	6,6	0	7,4	6,3	11,5	0	6,5	5,2	18,5	2	7,3	5,8
1430	6,5	1	4,3	5,4	11,5	0	3,3	4,6	18,7	1	4,6	4,8
1930	6,5	-1	1,3	4,4	11,4	-1	0,6	3,8	18,8	0	0,9	4,5
2930	6,7	-1	-5,1	3,1	11,5	0	-4,7	2,8	18,5	0	-5,0	3,4
3930	6,6	-2	-11,4	2,0	11,3	2	-10,7	1,9	18,5	-2	-10,6	2,5
4930	6,7	0	-18,1	1,2	11,7	1	-15,6	1,1	18,6	-1	-17,0	1,4

Примечание. V — скорость ветра (м/с); α — угол поворота ветра в пограничном слое (град.); t — температура воздуха ($^{\circ}\text{C}$); q — удельная влажность (г/кг); n — число случаев, используемых при определении; h_n — высота приземной инверсии; H — высота пограничного слоя, определяемая из условия, что на этой высоте ветер достигает значения, логарифмического по модулю; H_d — высота пограничного слоя, определяемая из условия, что на этой высоте действительный ветер по направлению достигает значения геострофического.

тально однородных условий. Для этой цели используются данные радиозондирования на ст. Воейково в нижнем 5-километровом слое и градиентные наблюдения на ст. Колтуши. Методика обобщения материалов наблюдений описана в [4—6]. Там же анализируются вертикальные профили температуры и ветра при различных значениях определяющих параметров — скорости геострофического ветра, параметра шероховатости z_0 (или числа Россби $R_0 = V_g/lz_0$) и параметра стратификации $\mu = \frac{g}{T} \frac{T_0 - T_H - \gamma_H H}{V_g l}$. Здесь g — ускоре-

ие силы тяжести, V_g — скорость геострофического ветра, l — параметр Кориолиса, T , T_0 и T_H — средняя температура в пограничном слое, температура на уровне подстилающей поверхности и на верхней границе пограничного слоя H соответственно. ($\mu \approx 0$ при нейтральной стратификации, $\mu > 0$ при неустойчивом и $\mu < 0$ при устойчивом состоянии).

Группировка исходных данных с учетом внешних факторов позволила рассмотреть профили удельной влажности при различных условиях. Анализ данных производился отдельно для теплого и холодного (с устойчивым снежным покровом) периодов. Для теплого периода средние профили удельной влажности q , температуры воздуха t , скорости ветра V и угла отклонения ветра от геострофиче-

Таблица 21

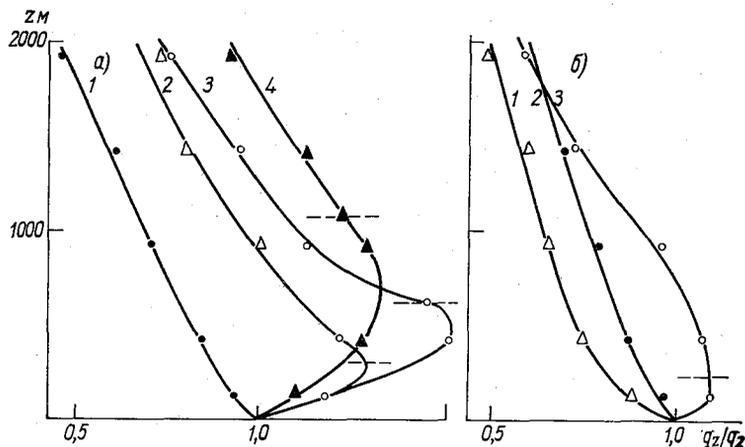
Средние профили метеорологических элементов в стратифицированном пограничном слое в теплый период.
Ст. Воейково, $z_0 \approx 1,7$ см

z м	$n=21, V_g=9,1$ м/с, $\mu=-346, H=1600,$ $H_d=2000$				$n=18, V_g=8,1$ м/с, $\mu=-240, h_n=230$ м, $H=180, H_d=500$				$n=12, V_g=9,0$ м/с, $\mu=-260, h_n=620$ м, $H=620, H_d=800$			
	V	α	t	q	V	α	t	q	V	α	t	q
0,0			25,0				9,6					8,9
0,25	2,5				0,8				1,1			
0,5	3,1		18,9	7,7	1,1		10,4	7,5	1,4		10,0	6,9
1,0	3,8				1,5				1,8			
2,0	4,3		18,6	7,1	1,9		10,5	7,8	2,2		10,1	7,0
4,0	4,8				2,3				2,7			
8,6	5,5	23			2,8	32			3,1	43		
100	6,7	20			7,4	9			8,5	25		
130	6,8	18	17,2	6,5	7,8	5	14,0	7,9	8,8	23	12,2	7,6
200	7,0	18			8,3	0			9,0	16		
230					8,2	-1	14,9	8,1				
430	7,3	15	14,1	5,7	8,2	-1	14,0	7,6	9,0	6	13,2	7,6
500	7,5	14			8,1	-1			9,0	4		
630									8,9	1	13,4	7,4
930	8,6	8	9,8	5,0	8,1	-2	10,2	6,4	9,0	1	10,9	7,1
1430	8,9	5	5,9	4,5	8,1	0	6,6	5,3	8,9	-1	7,2	5,3
1930	9,0	2	2,4	3,6	8,1	0	3,4	4,4	8,9	1	3,8	4,4
2930	9,0	0	-3,2	2,4	8,3	0	-2,1	3,2	9,1	-2	-1,2	3,2
3930	9,1	0	-8,7	1,5	8,1	1	-7,2	2,2	9,2	0	-8,0	2,6
4930	9,3	0	-14,5	1,0	8,3	2	-13,6	1,7	9,1	0	-14,0	1,9

¹ См. примечание к табл. 1.

ского α приведены в табл. 1 и 2. Соответствующие данные о суточном ходе даны в работе [7].

Влияние стратификации обычно анализируется на основе сопоставления средних профилей удельной влажности в дневные и ночные часы [2, 8]. Для иллюстрации влияния стратификации на рисунке представлены профили q_z/q_2 (q_2 — удельная влажность на уровне $z=2$ м) при различных значениях параметра μ (при прочих равных условиях). Как следует из приведенных данных, при неустойчивой и нейтральной стратификациях удельная влажность монотонно убывает с высотой во всем рассматриваемом слое, при устойчивой — растет с высотой в пограничном слое, причем наибольшие значения наблюдаются вблизи верхней границы инверсии, по-



Профили удельной влажности в стратифицированном пограничном слое. $V_g \approx 8$ м/с.

а — холодный период ($z_0=0,07$ см), 1) $\mu=0$, 2) $\mu=-208$, 3) $\mu=-252$, 4) $\mu=323$;

б — теплый период ($z_0=1,7$ см), 1) $\mu=346$, 2) $\mu=0$, 3) $\mu=-260$.

Пунктиром показана граница температурной инверсии.

сле чего удельная влажность также убывает с высотой. Инверсионное распределение влажности при устойчивой стратификации отмечалось также в работе [9]. Существование инверсии удельной влажности можно объяснить перераспределением влаги в связи с уменьшением турбулентного обмена в слое инверсии. Характер изменения удельной влажности в слое инверсии зависит от толщины инверсионного слоя. С увеличением последнего скорость нарастания q в инверсионном слое уменьшается.

Поскольку вертикальное распределение удельной влажности в пограничном слое в значительной мере определяется турбулентным перемешиванием, то величина q_z/q_2 зависит не только от темпе-

ратурной стратификации, но и от других факторов, определяющих турбулентный режим в пограничном слое — скорости геострофического ветра и характера подстилающей поверхности. Анализ данных наблюдений показывает, например, что безразмерное отношение $\frac{q_2 - q_z}{q_2 - q_H}$ уменьшается с ростом V_g . Абсолютные же значения градиентов удельной влажности ($\partial q / \partial z$) или перепадов влажности ($\Delta q = q_2 - q_H$) в большей степени определяются поступлением влаги в атмосферу, которое в условиях достаточного увлажнения увеличивается с ростом V_g , μ и z_0 .

Для получения вертикального профиля q по наземной информации распределение удельной влажности с высотой обычно аппроксимируется формулами типа

$$q_z = q^* \cdot 10^{-b(z-z^*) - c(z-z^*)^2}, \quad (1)$$

где q^* — значение удельной влажности на начальном уровне z^* (обычно $z^* = 2$ м); b и c — численные коэффициенты, определяемые по экспериментальным данным. В частности, в работе [10] приведены значения коэффициентов для различных сезонов, принимаемые одинаковыми для пограничного слоя и свободной атмосферы.

Анализ полученных данных показал, что коэффициенты b и c для пограничного слоя и для свободной атмосферы можно принять одинаковыми лишь при нейтральной стратификации в пограничном слое. При этом оказалось, что коэффициенты b и c мало зависят от скорости геострофического ветра и даже от сезона. В случае же стратифицированного пограничного слоя при описании распределения влажности в нижней части тропосферы с помощью соотношения (1) необходимо ввести два слоя: пограничный слой, для которого $z^* = 2$ м, и вышележащий слой ($z \geq H$), для которого $z^* = H$. Значение удельной влажности на этом уровне (q_H) рассчитывается по аппроксимационным формулам для пограничного слоя.

В пограничном слое указанные коэффициенты сильно зависят от степени устойчивости, сезона и скорости геострофического ветра (табл. 3), при этом для слоя инверсии $b < 0$, $c \geq 0$. По данным табл. 3 достаточно надежно удается получить количественную зависимость коэффициентов b и c от внешних факторов только для теплого периода. Данные же для холодного периода требуют некоторых уточнений.

В связи с тем что толщина пограничного слоя также существенно зависит от V_g и μ , оценивалась возможность введения вместо H некоторого фиксированного уровня при описании распределения влажности в свободной атмосфере. Оказалось возможным при всех условиях вместо H использовать уровень $z = 1$ км. Приведенные в табл. 4 значения коэффициентов b и c для свободной атмосферы определены относительно этой высоты. В отличие от пограничного слоя в свободной атмосфере коэффициенты b и c практически не зависят от скорости геострофического ветра и сезона, но зависят от

характера стратификации в пограничном слое. Возможно, это обусловлено тем, что выбранный в качестве z^* уровень $z=1000$ м при некоторых условиях (в частности, при неустойчивой стратификации) оказывается в пределах пограничного слоя атмосферы.

Выполненные исследования подтвердили необходимость строгого учета внешних параметров при анализе вертикального распределения удельной влажности в пограничном слое. Вопрос же о том, в какой мере полученные значения коэффициентов b и c можно распространить на другие районы, требует уточнения.

Таблица 3

Коэффициенты b (км^{-2}) и c (км^{-2}) для пограничного слоя атмосферы

Коэффициент	Теплый период								
	$\mu=600$	$\mu=346$	$\mu=0$			$\mu=-240$ $h_H \approx 230$	$\mu=-260$ $h_H \approx 620$		
	$V_g=7,5$	$V_g=9,1$	$V_g=6,6$	$V_g=11,5$	$V_g=18,6$	$V_g=8,1$	$V_g=9,0$		
b	0,25	0,29	0,08	0,10	0,12	-0,14	-0,19		
c	-0,11	-0,14	0,02	0,005	0,006	0,31	0,22		
Коэффициент	Холодный период								
	$\mu=0$			$\mu=-208$ $h_H \approx 320$	$\mu=-238$ $h_H \approx 330$	$\mu=-252$ $h_H \approx 630$	$\mu=-323$ $h_H \approx 1090$	$\mu=-368$ $h_H \approx 650$	$\mu=-630$ $h_H \approx 1160$
	$V_g=8,6$	$V_g=13,0$	$V_g=17,8$	$V_g=11,6$	$V_g=7,4$	$V_g=12,5$	$V_g=12,0$	$V_g=8,6$	$V_g=7,9$
b	0,14	0,16	0,09	-0,50	-0,54	-0,54	-0,34	-0,40	-0,48
c	0,009	0,0	0,02	0,54	0,56	0,48	0,27	0,37	0,36

Полученные данные позволили проанализировать связь испарения E_0 с подстилающей поверхностью с распределением влажности в пограничном слое атмосферы. Величина E_0 рассчитывалась по данным градиентных наблюдений при условии, что коэффициент турбулентности для влаги равен коэффициенту турбулентности для

Таблица 4

Коэффициенты b (км^{-1}) и c (км^{-2}) для свободной атмосферы

Параметр стратификации	$\mu \geq 250$	$50 < \mu < 250$	$-50 < \mu < 50$	$-50 < \mu < -250$	$\mu \leq -250$
b	0,11	0,12	0,14	0,17	0,18
c	0,016	0,014	0,012	0,0	-0,004

импульса. В таком случае величина E_0/ρ может быть определена из соотношения [11]

$$E_0/\rho = - \frac{\alpha^2}{\varphi_u^2} \frac{(q_{z_2} - q_{z_1})(u_{z_2} - u_{z_1})}{(\ln z_2/z_1)^2}. \quad (2)$$

При этом использовалась зависимость функции $\varphi_u = \frac{\alpha}{v_*} \frac{\partial u}{\partial \ln z}$ от числа Ri , предложенная Бушем [12].

Анализ данных показал, что при отсутствии испарения с почвы (в моменты, когда $q_{0,5} - q_2 \approx 0$) в пределах пограничного слоя удельная влажность меняется с высотой. На основании полученной зависимости E_0/ρ от $q_2 - q_{430}$ величина $q_2 - q_{430}$ при $E_0/\rho = 0$ составила 0,6 г/кг. Это означает, что при определении турбулентного потока влаги и планетарного числа Дальтона C_E следует учесть наличие индивидуальных изменений удельной влажности, что может быть сделано введением некоторого равновесного градиента влажности γ_{qr} , аналогичного равновесному градиенту температуры.

В таком случае

$$C_E = \frac{E_0/\rho}{V_g(q_0 - q_H - \gamma_{qr} H)}. \quad (3)$$

В приземном слое указанный эффект пренебрежимо мал.

Градиент влажности γ_{qr} может быть определен по распределению влажности в моменты, когда $E_0 = 0$, из соотношения $\gamma_{qr} = \frac{q_0 - q_H}{H}$. Для оценок γ_{qr} дополнительно были отобраны данные наблюдений при стационарных и горизонтально однородных условиях, при нейтральной стратификации ($\mu = 0$) и при отсутствии градиента влажности в приземном слое (точнее с $\Delta q_{0,5-2} \sim \pm 0,1$ г/кг). Всего было отобрано 19 случаев, для которых среднее значение $\Delta q_{0,5-2}$ оказалось равным нулю. Значение γ_{qr} для этих случаев составило 0,13 г/кг на 100 м.

Величина γ_{qr} оказалась сравнимой с величиной индивидуального градиента удельной влажности, обусловленного процессами конденсации в пограничном слое [13]. При отсутствии же конденсации до последнего времени γ_{qr} принималось равным нулю.

Численные оценки величины γ_{qr} являются предварительными и требуют уточнения. Необходимо также в дальнейшем исследовать изменчивость γ_{qr} в зависимости от географических условий и прежде всего от условий увлажнения подстилающей поверхности. Отметим лишь, что величина γ_{qr} в слое 2—H м оказалась близкой к величине градиента влажности в свободной атмосфере ($\gamma_q H$). Это дает основание в первом приближении в качестве γ_{qr} использовать градиент влажности на верхней границе пограничного слоя.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Воронцов П. А. Профили основных метеорологических элементов в пограничном слое.—«Труды ГГО», 1956, вып. 63, с. 55—76.
2. Девятова В. А. Микроаэрологические исследования нижнего километрового слоя атмосферы. Л., Гидрометеиздат, 1957. 144 с.
3. Матвеев Л. Т. Основы общей метеорологии. Физика атмосферы. Л., Гидрометеиздат, 1965, гл. 12, с. 300—302.
4. Орленко Л. Р. К методике обработки данных температурно-ветрового зондирования в пограничном слое атмосферы.—«Труды ГГО», 1970, вып. 257, с. 58—63.
5. Курпакова Т. А., Орленко Л. Р. О закономерностях распределения температуры и ветра в пограничном слое.—«Труды ГГО», 1967, вып. 205, с. 13—24.
6. Орленко Л. Р., Шкляревич О. Б. Некоторые особенности в распределении ветра и температуры в пограничном слое в холодный период.—«Труды ГГО», 1973, вып. 297, с. 184—197.
7. Орленко Л. Р., Шкляревич О. Б. Особенности строения нестационарного горизонтально однородного пограничного слоя атмосферы.—«Труды ГГО», 1975, вып. 362, с. 96—106.
8. Колесникова В. Н. Режим влажности в нижнем километровом слое атмосферы в Той-Тюбе.—«Труды САНИГМИ», 1959, вып. 2(7), с. 213—222.
9. Курпакова Т. А. О распределении метеорологических элементов в пограничном слое в условиях Средней Азии.—«Труды ГГО», 1973, вып. 297, с. 178—183.
10. Хргиан А. Х. Распределение удельной влажности в свободной атмосфере.—«Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз.», 1947, т. 11, № 2, с. 149—150.
11. Леготина С. И., Орленко Л. Р. Тепловой баланс подстилающей поверхности в период экспедиции КЭНЭКС-71.—«Труды ГГО», 1973, вып. 296, с. 46—56.
12. Busch N. E. The surface boundary layer. Pt. 1.—„Boundary — Layer Meteorologie”, 1973, vol. 4, N 1—4, p. 213—240.
13. Зилитинкевич С. С. Динамика пограничного слоя атмосферы. Л., Гидрометеиздат, 1970. 290 с.

М. М. Борисенко, Т. Ф. Запорожец

ПАРАМЕТРЫ ВЕТРА, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ НАГРУЗКИ НА ЛЕГКИЕ СТЕНЫ ПРОМЫШЛЕННЫХ ЗДАНИЙ

В соответствии с расширением промышленного строительства в настоящее время разрабатываются и находят все большее применение легкие промышленные здания. Для повышения экономичности и качества строительства используются новые эффективные материалы и конструкции. Применение для строительства ограждающих конструкций с металлическими (алюминиевыми и стальными) облицовками таких материалов, как стекломинераловатные компоненты и пенопласты, позволяет снизить вес конструкции по сравнению с традиционными массивными изделиями в 10—15 раз. Это дает, кроме того, возможность снизить в несколько раз затраты на изготовление и монтаж и значительно сократить сроки строительства. Вместе с тем столь существенное уменьшение массы конструкции приводит к повышению их гибкости и чувствительности к действию пульсирующей ветровой нагрузки. Наряду с перечисленными выше достоинствами легкие ограждающие конструкции должны быть долговечными в условиях эксплуатации.

Для обоснованного определения степени долговечности легкого ограждения необходимо располагать методикой, учитывающей хаотический, турбулентный характер действия ветра в конкретных климатических условиях строительства.

Отсутствие многолетнего опыта эксплуатации легких ограждений можно заменить ускоренными испытаниями, проведенными в условиях, приближенных к натурным. Задача таких испытаний, которые в точности моделируют силовые воздействия от ветра в период эксплуатации, состоит в том, чтобы в короткий срок выявить слабые места конструкции и предусмотреть меры по возможному повышению ее долговечности и прочности.

Рассмотрение методики испытаний легких ограждающих конструкций не является, однако, предметом настоящей статьи. Ее цель состоит в изложении основ методики учета действия ветра на такие конструкции применительно к естественным условиям.

Отметим прежде всего, что при анализе взаимодействия строительных конструкций с ветровым потоком выделяют обычно две компоненты ветрового давления: статическую и динамическую [4, 6, 9, 13]. Первая из них образуется под влиянием так называемой установившейся скорости ветра, т. е. осредняемой за период времени не менее нескольких минут; вторая создается пульсациями (кратковременными порывами) скорости ветра [4, 13].

Из общих соображений следует, и это подтверждается данными эксперимента, что легкие стены с металлическими облицовками реагируют преимущественно на порывы ветра, имеющие продолжительность несколько секунд. Анализ энергетического спектра пульсаций ветра, полученного А. С. Дубовым и С. В. Маруничем [8] для высоты 40 м над лесным массивом, указывает на наличие максимума в высокочастотной области, приходящегося на диапазон колебаний 0,2—0,5 Гц, что соответствует периоду пульсаций 5—2 с. Такие пульсации скорости вызываются атмосферными вихрями, линейные масштабы которых измеряются десятками метров. Можно полагать, что легкие ограждения больше всего реагируют именно на эти порывы.

На основании испытаний фрагментов стен натуральных размеров на установке, построенной в Ростовском Промстройинипроекте для ускоренных испытаний стен ветровой нагрузкой, получено, что стены с металлическими облицовками при порывах ветра длительностью 1—3 секунды получают такие же деформации, как и от статической нагрузки.

Ряд данных по энергетическим спектрам, опубликованных в зарубежных работах, также может использоваться в качестве обоснования отмеченного выше результата. Например, в высокочастотной области спектра, исследованного Миллардом, заметно наличие двух максимумов, из которых один соответствует периоду колебаний 3—4 с, а другой 10—20 с [16].

В низкочастотной области спектра отмечается максимум энергии при колебаниях скорости, имеющих продолжительность порядка четырех суток. Однако низкочастотная область спектра интереса для расчета нагрузок на легкие стены не представляет, так как столь продолжительное действие ветра соответствует уже статическому напору ветра, а не пульсирующему в обычном понимании этого слова.

На основании сказанного интервал осреднения скорости ветра, т. е. продолжительность его пульсации, была принята нами при расчете нагрузок величиной постоянной, равной 3 с. Это является первым положением методики расчета движения пульсирующего ветрового потока на легкие ограждения. Заметим, что временной интервал осреднения (постоянная времени) у большинства приборов, измеряющих порывы ветра, составляет около 2—3 с.

Естественно, что принятие такого положения означает известное упрощение представления о реальном турбулентном процессе, который на самом деле сложнее: ветер, рассматриваемый как случайный процесс, на любом участке реализации фактически пред-

ставляет собой совокупность пульсаций с различными амплитудами и частотами.

Второе положение состоит в принятии гипотезы о том, что распределение модулей 3-секундных пульсаций скорости ветра подчиняется нормальному закону. Такое допущение означает возможность вычисления повторяемостей 3-секундных пульсаций заданной наперед величины, если известны два параметра распределения: арифметическая середина распределения, т. е. средняя скорость ветра (\bar{u}) и дисперсия 3-секундных пульсаций скорости около этой арифметической середины [2, 5, 15]. Знания этих двух параметров достаточно для расчета ветрового напора на ограждения. Рассмотрим теперь вопрос, каким путем такие сведения возможно получить.

В работах [2, 5, 18] показано, что дисперсию пульсации скорости можно вычислить, если известно значение так называемого коэффициента порывистости ветра (k). Последний представляет собой отношение максимального порыва ветра $u_{\text{макс}}$ к средней скорости \bar{u} . При этом максимальный порыв ветра выбирается из интервала времени, за который осредняется скорость ветра \bar{u} .

Зная интервал осреднения пульсации скорости u' , который обозначим через $\Delta\tau$, и интервал осреднения скорости ветра \bar{u} , который будем обозначать через τ , можно вычислить относительную повторяемость пульсации u' . К примеру, если $\Delta\tau=3$ с, а $\tau=1$ ч, то относительная повторяемость одной 3-секундной пульсации скорости ветра, определяемая как отношение $\Delta\tau/\tau$, составит $1/1200$. Относительная повторяемость самого сильного порыва ветра, возможного в течение промежутка времени τ , определится как $(\Delta\tau/\tau) \cdot 2$, так как, по нормальному закону распределения, наибольшее (по модулю) положительное отклонение от среднего, т. е. от \bar{u} , равно наибольшему отрицательному отклонению.

С помощью таблиц нормального распределения [11] находим, что такую обеспеченность $3/3600 \cdot 2 = 1/600$ имеет отклонение от средней скорости \bar{u} , равное $3,14 \sigma_u$ (здесь σ_u — среднее квадратическое отклонение, т. е. квадратный корень из дисперсии).

Поясним, что коэффициент при σ_u зависит исключительно от величины отношения $(\Delta\tau/\tau) \cdot 2$ и выбирается из таблиц нормального закона распределения [11]. Обозначив этот коэффициент через M , а максимальное (положительное по знаку) отклонение от среднего через $\Delta u_{\text{макс}} = u_{\text{макс}} - \bar{u}$, имеем

$$\frac{u_{\text{макс}}}{\bar{u}} - 1 = \frac{\Delta u_{\text{макс}}}{\bar{u}}$$

Поскольку $\Delta u_{\text{макс}} = M \sigma_u$, а $u_{\text{макс}}/\bar{u} = k$, то

$$(k - 1)\bar{u} = M \sigma_u. \quad (1)$$

Соотношение (1) и рекомендовано в работах [5, 18] для расчета дисперсии или средней квадратической пульсации скорости, т. е. σ_u .

Имеющихся к настоящему времени обобщений прямых измерений характеристик порывистости ветра по территории СССР мало. До сих пор отсутствуют хотя бы в какой-то мере систематизированные сведения по порывистости ветра. Правда, накоплены ряды измерений порывистости на некоторых метеорологических станциях продолжительностью до 7—10 лет. Однако климатологические обобщения таких данных до сих пор почти не проводились, что и является основным препятствием к использованию данных по порывам ветра, измеренных в различных районах СССР. Поэтому основным методом получения данных по порывистости ветра для конкретных климатических районов является косвенный, или расчетный метод. В его основу положены результаты исследования зависимости интересующих нас характеристик порывистости ветра от тех параметров, которые для них являются определяющими. В работе [5] изложены эти результаты. В частности, в ней приведены количественные оценки изменчивости коэффициента порывистости ветра под влиянием определяющих его параметров: высоты над поверхностью земли (z), средней скорости ветра (\bar{u}), интервалов осреднения скорости (τ) и пульсации скорости ($\Delta\tau$), температурной стратификации атмосферы и типа подстилающей поверхности (или ветровой защищенности местности). Уместно здесь сказать о правомерности применения нормального закона (гауссова распределения) к эмпирическим распределениям пульсаций продольной компоненты скорости ветра.

Приведенные в ряде работ результаты обработки экспериментальных данных по порывистости ветра свидетельствуют о том, что только в условиях сравнительно гладкой подстилающей поверхности можно пользоваться нормальным законом для аппроксимации эмпирических распределений скорости ветра [5, 9, 14, 17].

С увеличением шероховатости подстилающей поверхности растет интенсивность турбулентности (σ_u/\bar{u}), а также отклонение от нормального закона. Для условий шероховатых подстилающих поверхностей значения σ_u , вычисленные с использованием коэффициентов порывистости по формуле (1), т. е. исходя из нормального закона, оказываются завышенными по сравнению с фактическими значениями σ_u .

Можно считать установленным, например, в условиях города, где подстилающая поверхность неоднородна и сильно шероховата, использование зависимости (1) правомерным лишь при условии введения соответствующих поправок. Графический способ коррекции результатов расчета коэффициента порывистости по данным об σ_u/\bar{u} изложен в [5]. В этой работе показано, что при достаточно больших скоростях ветра коэффициент порывистости мало зависит от средней скорости \bar{u} . Кроме того, при сильном ветре температурная стратификация атмосферы становится близкой к безразличной и ее влияние на порывистость ветра ослабевает.

Вследствие сказанного коэффициент порывистости ветра при больших скоростях можно считать функцией не пяти, а лишь трех переменных (определяющих параметров): высоты z , интервалов

осреднения τ и $\Delta\tau$ и ветровой защищенности местности (или типа подстилающей поверхности). Зная высоту, для которой требуется определить порывы, интервал осреднения скорости \bar{u} (при измерении ветра флюгером на метеостанциях он принимается равным 2 мин, а при измерении анемометром — 10 или 60 мин) и располагая сведениями о характере подстилающей поверхности в интересующем нас пункте, можно по табл. 11.17 в работе [5] определить значения коэффициента порывистости при любом сочетании определяющих его параметров.

Как уже упоминалось выше, для расчета нагрузок на легкие стены, помимо данных по порывистости ветра, нужны еще и сведения о повторяемости разных градаций средней скорости \bar{u} для двух направлений за продолжительный период, для чего могут быть использованы климатические ряды характеристик ветра — господствующего румба и противоположного ему [7].

При выборе господствующего румба, а также для расчета ветровой нагрузки использовалась не вся совокупность скоростей, а лишь превышающие 9 м/с. Это связано с тем, что при скоростях менее 10 м/с вероятность появления очень сильных порывов ветра (а именно такие наиболее важно учитывать при определении нагрузок) невелика [5, 17]. Использование же усеченной части кривой распределения скоростей \bar{u} существенно облегчит расчеты ветровой нагрузки.

Задача вычисления распределения скоростей ветра \bar{u} в конкретных пунктах решается сравнительно просто, так как по большинству метеостанций, ведущих регулярные измерения скорости и на-

Таблица 1

Продолжительность действия ветра (в часах) преобладающего и противоположного ему направлений за 10-летний период
Ростов-на-Дону

Скорость ветра, м/с	Направление ветра	
	преобладающее	противоположное преобладающему
0—1	2410	3730
2—5	8540	7560
6—9	8760	2700
10—13	3420	480
14—17	1636	131
18—20	342	9
21—24	73	—
25—28	10	—
29—34	1,7	—
35—40	0,12	—
Итого	25192	14610

правления ветра по флюгеру, к настоящему времени накоплены длительные (порядка нескольких десятилетий) ряды измерений. Результаты обработки этих рядов представлены в виде распределения скоростей ветра по градациям для разных румбов и опубликованы в «Справочнике по климату СССР» [12].

Основная трудность использования этих данных состоит в том, что по многим метеостанциям в Справочнике нет сведений о повторяемости наиболее сильных (штормовых) ветров, т. е. скоростей свыше 20 м/с. Однако именно большие скорости наиболее важны

Таблица 2

Суммарная нагрузка от ветра преобладающего направления и ему противоположного за 10 лет эксплуатации

Преобладающее направление, $c=1,00$		Противоположное направление, $c=0,80$		Суммарное давление ветра	
количество циклов	давление, $кг/м^2$	количество циклов	давление, $кг/м^2$	количество циклов	давление, $кг/м^2$
9 500 000	11	1 900 000	9	11 533 000	11
1 160 000	23	133 000	18	1 210 300	23
439 000	34	50 300	27	444 950	34
60 500	45	5 950	36	62 770	45
19 800	56	2 270	45	20 750	56
8 280	68	950	54	8 583	68
2 640	79	303	62	2 727	79
760	90	87	72	811	90
445	113	51	90	483	113
33	135	38	108	35	135
14	157	2	125	15	157
4	180	1	144	4	180
2	218	—	175	2	218

для определения нагрузок от ветра. Поэтому при вычислении относительной повторяемости очень больших (ненаблюдаемых) скоростей приходится применять косвенный способ, основанный на экстраполяции эмпирического распределения скоростей в сторону их возрастания. Подобного рода способы хорошо исследованы и находят широкое применение в работах по прикладной климатологии [1, 10]. Поэтому мы не будем останавливаться на изложении этих способов. В качестве примера в табл. 1 приведены значения продолжительности по градациям измеренных (не свыше 20 м/с) и рассчитанных (ненаблюдаемых, т. е. >20 м/с) скоростей по данным метеостанции Ростов-на-Дону для 10-летнего периода. При этом для получения данных по продолжительности ненаблюдаемых

скоростей была использована клетчатка, построенная по формуле, являющейся частным вариантом уравнения Гудрича, в виде

$$F(u > x) = e^{-(u/\beta)^\gamma}, \quad (2)$$

где β и γ — параметры, определяемые из эмпирического распределения скоростей.

Опуская промежуточные выкладки, в табл. 2 приводим полученные по изложенной выше методике результаты расчета ветровых нагрузок на ограждение по данным о скоростях на метеостанции Ростов-на-Дону.

В графе «количество циклов» дано число 3-секундных интервалов по градациям давления ветра. Параметр c — аэродинамический коэффициент, значения которого для ветра преобладающего и противоположного ему направления различны.

Результаты, подобные приведенным в табл. 2 для Ростова-на-Дону, были получены также для других районов, для чего использовались данные по распределению скоростей ветра из «Справочника по климату СССР». Эти результаты использовались при проведении ускоренных испытаний на ветровую нагрузку фрагментов стен легких зданий на специально сконструированной и построенной в Ростовском Промстройинипроекте установке. Такие испытания позволили в течение 15—20 дней имитировать многолетний период эксплуатации легких ограждений в естественных условиях. В итоге были получены данные о работе стенового ограждения, учет которых позволит повысить долговечность и надежность их эксплуатации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Анапольская Л. Е., Гандин Л. С. Методика определения расчетных скоростей ветра для проектирования ветровых нагрузок на строительные сооружения.—«Метеорология и гидрология», 1958, № 10, с. 10—17.
2. Андреев И. Д. Порывистость ветра внутри часового интервала.— В кн.: Вопросы ветроэнергетики. М., Изд-во АН СССР, 1959, с. 3—10.
3. Ариель Н. З., Бортковский Р. С. Некоторые данные о структуре пульсаций скорости ветра над океаном.—«Труды ГГО», 1973, вып. 297, с. 68—72.
4. Барштейн М. Ф. Современное состояние вопроса о воздействии ветра на высокие сооружения.—«Труды ИЭМ», 1972, вып. 27, с. 3—11.
5. Борисенко М. М. Вертикальные профили ветра и температуры в нижних слоях атмосферы.—«Труды ГГО», 1974, вып. 320, 205 с.
6. Волковицкая З. И., Иванов В. Н. Учет турбулентных характеристик ветра при расчете динамических нагрузок на высокие сооружения.—«Труды ИПГ», 1967, вып. 10, с. 10—17.
7. Гвоздев А. А., Бать А. А., Отставнов В. А. О классификации нагрузок в расчетах строительных конструкций.—«Промышленное строительство», 1974, № 2, с. 28—30.
8. Дубов А. С., Марунч С. В. О структуре турбулентности над лесом.—«Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1973, т. 9, № 6, с. 647—652.
9. Иванов В. Н., Мазурин К. Ф. Законы распределения пульсаций скорости ветра в нижнем 300-метровом слое атмосферы.—«Труды ИЭМ», 1972, вып. 27, с. 25—36.
10. Кошинский С. Д. Критические замечания о методах расчета максимальных скоростей ветра различной обеспеченности.—«Труды Новосибирского регионального гидрометцентра», 1970, вып. 3, с. 3—22.

11. Романовский В. И. Элементарный курс математической статистики. М.—Л., Госпланиздат, 1939. 360 с.
12. Справочник по климату СССР. Ч. 3. Ветер. Л., Гидрометеиздат, 1967.
13. Davenport A. G. Spectrum of horizontal gustiness near the Ground in Strong Winds.—"Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.", 1961, vol. 87, p. 194—211.
14. Deacon E. L. Gust variation with height up to 150 m.—"Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.", 1955, vol. 81, N 350.
15. Durst C. S. Wind speed over short periods of time.—"Meteorol. Mag.", 1960, vol. 89, N 1. 056, p. 181—186.
16. Millard R. C. Wind measurements from buyos-young.—"Geophys. Res.", 1971, vol. 76, N 24.
17. Riissanen J. On the Gustiness of the surface wind at Helsinki, Kuopio and Vaasa aerodromes in 1965. Finnish Meteorol. Institute contributions, Helsinki, 1970. 19 p.
18. Wieringa J. Gust Factors over open Water and built-up country.—"Boundary — Layer Meteorologie", 1973, vol. 3, N 4, p. 424—441.

Н. А. Лазарева, О. Б. Шкляревич

О СУТОЧНОМ ХОДЕ ТОЛЩИНЫ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

В связи с задачей учета пограничного слоя в численных моделях атмосферных процессов значительный интерес представляют сведения об изменчивости высоты пограничного слоя. Эта изменчивость может быть вызвана как изменением макрометеорологических условий, так и нестационарностью процессов в пограничном слое, обусловленной суточным ходом коротковолновой радиации.

Зависимость высоты пограничного слоя от макрометеорологических условий по экспериментальным данным рассматривалась в работах [2, 4], в которых представлены данные о толщине пограничного слоя атмосферы при различных значениях внешних параметров, таких как скорость геострофического ветра V_g , параметр шероховатости подстилающей поверхности z_0 и параметр стратификации $\mu = \frac{g}{\bar{T}} \frac{T_0 - T_H - \gamma_H H}{V_g l}$. Здесь g — ускорение силы тяжести, l — параметр Кориолиса, \bar{T} , T_0 и T_H — средняя температура в пограничном слое, температура на уровне подстилающей поверхности и на верхней границе пограничного слоя соответственно, H — высота пограничного слоя, γ_H — градиент температуры в свободной атмосфере.

Такие количественные связи высоты пограничного слоя атмосферы с внешними параметрами могут быть использованы для приближенного учета изменчивости высоты пограничного слоя, обусловленной нестационарностью процессов большого масштаба. Более существенным является учет в численных моделях суточной изменчивости высоты пограничного слоя в связи с изменением характера стратификации в пограничном слое атмосферы. Остановимся прежде всего на способах определения толщины пограничного слоя.

Динамическое и тепловое влияние подстилающей поверхности проявляется до различных высот, поэтому необходимо рассматривать высоту теплового и динамического пограничного слоя [2].

Высота динамического пограничного слоя, формирующаяся под влиянием совместного действия силы градиента давления, силы трения и силы Кориолиса, может быть определена по средним

профилям скорости V и направления ветра d . В зависимости от способа определения динамической высоты пограничного слоя можно выделить [2]:

а) высоту, определяемую из условия, что производная от модуля скорости $\frac{d}{dz}(u^2+v^2)$ на этой высоте первый раз обращается в нуль ($H_{\text{макс}}$);

б) высоту, на которой ветер достигает значения геострофического по модулю (H);

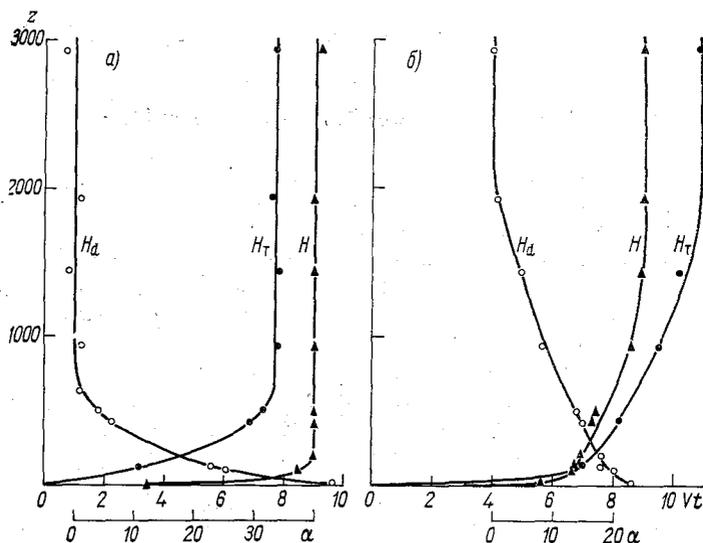


Рис. 1. Тепловой (H_T) и динамический (H_d , H) пограничные слои по экспериментальным данным.

а — устойчивое состояние ($\mu = -260$), б — неустойчивое состояние ($\mu = 346$).

t — высота над поверхностью земли (м), V — скорость ветра (м/с), z — температура ($^{\circ}\text{C}$), α — угол отклонения ветра от геострофического.

в) высоту (H_d), на которой действительный ветер совпадает по направлению с геострофическим. Как правило, высота, где ветер достигает значения геострофического по направлению (H_d), больше высоты, где ветер становится равным геострофическому по скорости (H).

Высота теплового пограничного слоя H_T , формирующаяся под влиянием лучистого и турбулентного теплообмена, определяется по профилям температуры. За высоту теплового пограничного слоя H_T может приниматься высота распространения суточных колебаний температуры воздуха. Практически это уровень, начиная с которого устанавливается постоянный по высоте градиент температуры, характеризующий градиент в свободной атмосфере [3].

Определение высоты динамического и теплового пограничного слоя по экспериментальным данным иллюстрирует рис. 1, на котором представлены средние профили ветра и температуры при стационарных и горизонтально однородных условиях, полученные путем обобщения данных температурно-ветрового зондирования ст. Воейково в зависимости от определяющих параметров [4, 5]. Профили температуры представлены перепадами температуры в пограничном слое, выраженными отклонением от некоторого равновесного состояния, характеризуемого градиентом температуры в свободной атмосфере.

Как видно из рисунка, значения высоты пограничного слоя, определенные различными способами, существенно отличаются друг от друга (более подробно см. [2, 4]). В работе [5] рассматривалась изменчивость высоты пограничного слоя атмосферы в суточном ходе по данным ст. Воейково. Согласно [5] изменчивость высоты как динамического, так и теплового пограничного слоя можно описать косинусоидой

$$\frac{H_i}{H_i^{\max}} = a + b \cos(\omega t - \varphi) \quad (1)$$

с параметрами $a=0,54$, $b=0,46$, $\varphi=3$ ч. Здесь H_i^{\max} — высота пограничного слоя в дневные часы, ω — угловая скорость вращения Земли, φ — начальная фаза, t — время, отсчитываемое от местного полдня.

Представляло интерес оценить возможность использования соотношения (1) для описания изменчивости толщины пограничного слоя атмосферы для других условий, в частности для другой подстилающей поверхности. С этой целью к анализу привлекались среднемесячные профили скорости и направления ветра, полученные по данным радиоветровых наблюдений на станциях Европейской территории СССР за период с 1959 по 1963 г. Данные обработаны и изданы НИИАК в виде справочного пособия по ветру под руководством В. М. Склярова [6]. Толщина пограничного слоя определялась для трех летних месяцев, когда имеет место наибольшая изменчивость в суточном ходе.

В работе [1] выполнено районирование ЕТС по характеру подстилающей поверхности и выделено три зоны: I — лесная зона, II — тундра, лесотундра и лесостепь, III — степь. Привлеченные к анализу станции выбирались таким образом, чтобы проследить изменчивость высоты пограничного слоя в суточном ходе в этих зонах. К сожалению, оказалось возможным исследовать изменчивость в основном высоты динамического пограничного слоя H_d . Данные о профилях направления ветра для отдельных станций вызвали сомнения, поэтому изменчивость высоты пограничного слоя H_d не рассматривалась. Анализ изменчивости в суточном ходе высоты теплового пограничного слоя H_T по данным указанных станций не производился из-за отсутствия сведений о профилях температуры.

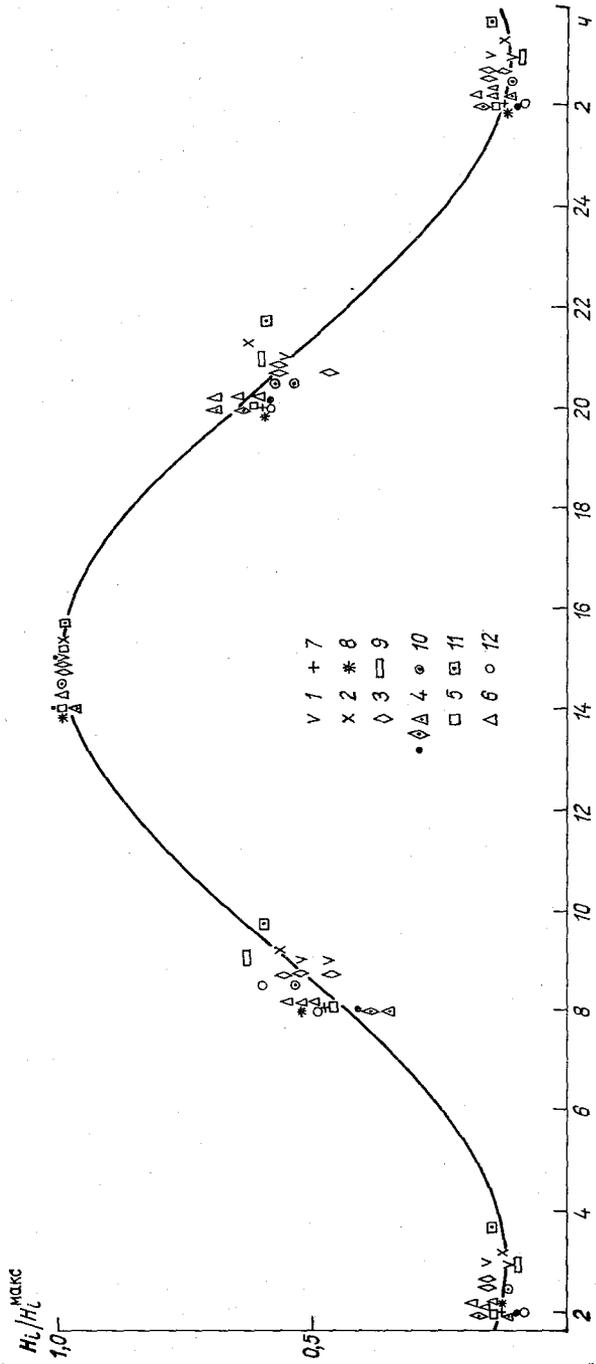


Рис. 2. Суточный ход высоты пограничного слоя. Экспериментальные данные для трех зон.

I: 1 — Горький, 2 — Казань, 3 — Вологда; II: 4 — Воейково (для H_b и H_L соответственно), 5 — Смоленск, 6 — Болотова, 7 — Минск,
 8 — Каунас, 9 — Саратов, 10 — Москва, 11 — Оренбург; III: 12 — Одесса.

Как и следовало ожидать, абсолютные значения толщины пограничного слоя для станций, расположенных в различных физико-географических условиях (диапазон изменения долготы 25—55°), существенно различаются. Однако нормирование высоты пограничного слоя на значение ее в дневные сроки позволяет описать суточный ход толщины пограничного слоя косинусоидой (1) с параметрами, одинаковыми для различных районов.

Надежность подобной аппроксимации иллюстрирует рис. 2, на котором представлены кривая, рассчитанная по (1) с параметрами $a=0,56$, $b=0,44$, $\varphi=3$ ч, и фактические значения $H_i/H_i^{\text{макс}}$ для четырех сроков радиозондирования. Средние квадратические различия фактических значений a и b и значений a и b , рассчитанных по методу наименьших квадратов, составили $\pm 0,010$.

На этом же рисунке для ст. Воейково приведены данные для высоты H_T и H_a , которые хорошо согласуются с рассчитанной кривой. Это дает основание предположить, что подобная аппроксимация справедлива для описания суточного хода высоты как динамического, так и теплового пограничного слоя для пунктов, расположенных в различных условиях по характеру подстилающей поверхности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лазарева Н. А., Орленко Л. Р. Некоторые приложения физико-статистических исследований пограничного слоя атмосферы.—В кн.: Приложения статистических методов в метеорологии. Л., Гидрометеоиздат, 1971, с. 133—153.
2. Лазарева Н. А., Орленко Л. Р. Анализ некоторых характеристик пограничного слоя по экспериментальным данным.—«Труды ГГО», 1967, вып. 205, с. 25—35.
3. Орленко Л. Р. О термическом равновесии в пограничном слое атмосферы.—В кн.: Равновесный градиент температуры. Л., Гидрометеоиздат, 1967, с. 46—67.
4. Орленко Л. Р., Шкляревич О. Б. Некоторые особенности в распределении ветра и температуры в пограничном слое в холодный период.—«Труды ГГО», 1973, вып. 297, с. 184—198.
5. Орленко Л. Р., Шкляревич О. Б. Особенности строения нестационарного горизонтально однородного пограничного слоя атмосферы.—«Труды ГГО», 1975, вып. 362, с. 96—106.
6. Скларов В. М. Распределение ветра в планетарном пограничном слое атмосферы на Европейской территории СССР.—«Труды НИИАК», 1969, вып. 57, с. 14—73.

Т. В. Кириллова, Б. Н. Егоров

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ОБЛАКОВ НА СУММАРНУЮ РАДИАЦИЮ ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ АТЭП-74

Значительное количество наблюдений за суммарной радиацией и облачностью, полученных экспедицией АТЭП-74, научно-исследовательские полигоны которой охватывали экваториальные и тропические районы Атлантического океана, позволяет оценить ослабление радиации облачным покровом и рекомендовать эмпирические уравнения как для дневных сумм радиации, так и для часовых. В нашем распоряжении имелись данные регистрации суммарной радиации и ежечасные визуальные наблюдения за облачностью на 13 советских кораблях. Всего использовано 767 дневных сумм радиации и около 9000 часовых сумм и столько же наблюдений за количеством общей облачности. При обработке дневных сумм использовались средние дневные значения балла общей облачности. С помощью ЭВМ были рассчитаны коэффициенты корреляции, связывающие дневные суммы радиации со средней дневной облачностью N , а также с квадратом N^2 и кубом N^3 этой величины. Наиболее тесной оказалась связь в последнем случае. Уравнение регрессии, связывающее дневную сумму суммарной радиации (кал/(см²·день)) с кубом средней облачности (в баллах), имеет вид

$$Q = 597,0 - 0,280N^3. \quad (1)$$

Из уравнения (1) следует, что для безоблачного неба $Q_0 = 597,0$ кал/(см²·день) — среднее значение для всего района АТЭП и для всех трех периодов работы. Если определить значение возможной суммарной радиации для $\varphi = 5^\circ$ с. ш., $t = 26^\circ\text{C}$, $h_{\text{ид}} = 75^\circ$ (характерные значения для полигона АТЭП) по рекомендациям, изложенным в [2, 3], то получится значение $Q_0 = 610$ кал/(см²·день), что удовлетворительно согласуется с рассчитанной по уравнению регрессии, однако свидетельствует о более низкой прозрачности атмосферы на полигоне АТЭП-74, чем это принято для средних условий для данных широт океана.

Уравнение (1) может быть представлено и в следующем виде:

$$Q/Q_0 = 1 - 0,00047N^3. \quad (2)$$

Предположив условия десятибалльной облачности, по уравнению (2) мы получим $Q/Q_0 = 0,53$. На основании [2, 3] для этих условий мы имеем 0,47. Это говорит о несколько меньшем ослаблении радиации по сравнению со средними условиями, что, с нашей точки зрения, может быть объяснено большей повторяемостью облаков среднего и верхнего ярусов при условии сплошной облачности.

Если вопрос о связи между радиацией и облачностью для дневных сумм в последние годы широко обсуждается в ряде работ, то вопрос о расчете часовых сумм в условиях морей и океанов рассмотрен недостаточно. Целесообразность же подобных проработок обуславливается необходимостью оценки прихода радиации в условиях океана за короткие интервалы времени, не говоря об их большом методическом значении.

Известно, что в силу нелинейного характера зависимости $Q(N)$ наиболее точно можно получить и дневные и месячные величины радиации лишь суммированием часовых сумм. Средние за час интенсивности суммарной радиации Q^x на начало каждого часа, соответствующие им высоты Солнца h и балл облаков N (по общей облачности) были проанализированы с целью отыскания наиболее оптимальной формы связи между ними. Однако из-за значительной изменчивости суммарной радиации подобрать уравнение, связывающее Q^x одновременно с обоими параметрами N и h , оказалось сложным, а использование метода частной корреляции привело к очень большим стандартным ошибкам полученного таким образом уравнения регрессии. В связи с этим обработку результатов наблюдений за суммарной радиацией и облачностью пришлось производить, разделив их предварительно по интервалам высот Солнца, чтобы вначале исследовать зависимость Q^x от балла облаков при средних высотах Солнца, а затем подобрать наиболее удобную

Таблица 1

Зависимость $Q=f(N)$ (кал/см²·мин) для различных интервалов высот Солнца

h°	\bar{h}°	$Q^x=f(N)$	$r_{Q,N}$
<15	8,9	$Q^x=0,13-0,00006$	-0,38
15,0—24,9	20,2	$Q^x=0,40-0,00019$	-0,49
25,0—34,9	39,8	$Q^x=0,62-0,00032$	-0,58
35,0—44,9	39,9	$Q^x=0,81-0,00038$	-0,58
45,0—54,9	50,0	$Q^x=1,04-0,00044$	-0,58
55,0—64,9	60,0	$Q^x=1,20-0,00049$	-0,58
65,0—74,9	69,9	$Q^x=1,30-0,00054$	-0,58
>75	80,2	$Q^x=1,36-0,00055$	-0,57

зависимость для этих компонент. Для часовых сумм была использована зависимость $f(N)$ того же вида, как и полученная выше для дневных сумм.

В табл. 1 приведены значения уравнения регрессии и соответствующие коэффициенты корреляции для различных интервалов высот Солнца.

Аппроксимация полученных зависимостей одним уравнением привела к выражению

$$Q^x = 1,46(\sin h)^{1,20} - 0,00057(\sin h)N^3, \quad (3)$$

описывающему эмпирическое соотношение между средней за час интенсивностью суммарной радиации, высотой Солнца и общей облачностью.

Сопоставление рассчитанных по уравнению (3) величин Q^x с фактически наблюдаемыми показало, что коэффициент корреляции $r=0,85 \pm 0,05$, а стандартное отклонение $\sigma=0,18$ кал/(см²·мин). Следует заметить, что в формуле (3) не учтены сезонные изменения условий прозрачности атмосферы, а также изменения расстояния Земли от Солнца. Однако поскольку не имеется достоверных данных о наличии годового хода коэффициента прозрачности в данных районах океана [4], а учет изменения расстояния Земли от Солнца может дать ошибку, не превышающую 3% (эта ошибка может быть и учтена при расчетах), то полученную формулу (3) можно рекомендовать для расчетов часовых величин суммарной радиации в интервалах широт 0—10° с. ш. Атлантического океана.

В «Океанографических таблицах» [3] приведены зависимости интенсивности суммарной радиации безоблачного неба от коэффициента прозрачности и высоты Солнца, а также отношения Q/Q_0 в зависимости от высоты Солнца и общей облачности. Последние отношения получены обобщением и осреднением параллельных наблюдений за радиацией и облачностью на всех широтах океана. Для полигонов АТЭП нами принято характерное значение коэффициента прозрачности $P_2=0,65$ [1]. Сопоставление значений суммарной радиации для безоблачного неба, рассчитанных по формуле (3) для различных высот Солнца, с соответствующими величинами из «Океанографических таблиц» представлено в табл. 2, данные которой свидетельствуют об очень хорошей согласованности обоих методов.

Т а б л и ц а 2

Сопоставление величин Q^x по двум методам

Метод	h°							
	10	20	30	40	50	60	70	80
Формула (3)	0,17	0,39	0,61	0,82	1,02	1,18	1,30	1,37
[3]	0,16	0,38	0,59	0,82	1,01	1,18	1,30	1,37

В табл. 3 дано сопоставление результатов расчета величин Q^x/Q_0 также по двум методам, рассчитанных по уравнению (3), преобразованному к виду

$$\frac{Q^x}{Q_0} = 1 - \frac{0,00057 \sin h \cdot N^3}{1,40 \sin h^{1,20}}, \quad (4)$$

и заимствованных из [3]. Сопоставление приведено для высот Солнца 30, 50 и 70°. Наиболее значительные различия величин Q^x/Q_0 отмечаются при сплошной облачности, когда последние, рассчитанные по формуле (3), на 10—40% превышают аналогичные, взятые из [3]. Это можно объяснить тем, что для полигонов АТЭП в условиях сплошной облачности характерна более частая повторяемость облаков среднего и верхнего ярусов, чем в среднем для океана. Аналогичные выводы были получены выше при анализе дневных сумм суммарной радиации. Для других условий облачности различия сопоставляемых в табл. 3 величин не превышают 10%.

Таблица 3

Сопоставление величин (Q^x/Q_0) по двум методам

h°	Метод	Количество облаков, балл									
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
30	Формула (3)	1,00	1,00	0,98	0,97	0,93	0,90	0,83	0,75	0,65	0,53
	[3]	1,00	1,00	0,98	0,98	0,93	0,87	0,80	0,70	0,57	0,38
50	Формула (3)	1,00	1,00	0,99	0,97	0,94	0,90	0,85	0,77	0,68	0,57
	[3]	0,99	0,98	0,97	0,96	0,94	0,89	0,83	0,75	0,64	0,45
70	Формула (3)	1,00	1,00	0,98	0,97	0,94	0,90	0,86	0,78	0,70	0,58
	[3]	0,97	0,96	0,96	0,96	0,95	0,92	0,86	0,80	0,71	0,52

Нами было выполнено сравнение всей совокупности часовых сумм, полученных в АТЭП, с часовыми суммами, рассчитанными по [2, 3]. Коэффициент корреляции при этом сравнении получился равным $r=0,80$, а стандартное отклонение $\sigma=0,20$ кал/(см²·мин). Проведенные сравнения подтверждают возможность использования [3] для расчетов часовых сумм радиации в низких широтах океана. Вопрос оценки этих величин над океаном в литературе освещен недостаточно. Можно лишь указать на две ранние работы Кимбалла [5] и Мосби [7] и выполненные в последние десятилетия работы Ламба [6] и Паркера [8]. В работах двух последних авторов вопрос расчета часовых сумм радиации исследован наиболее детально. Однако предложенные ими эмпирические соотношения для интервалов широт 45—60° [6] и для широты 0° [8] имеют региональный характер и не могут быть распространены на область с иными климатическими условиями.

Сопоставление полученных нами результатов с данными [6, 8] затруднено тем, что в указанных работах часовые суммы связываются с определенными облачными категориями, включающими раз-

личные формы и баллы облаков. Для приближенного сопоставления нами из работы [6] были отобраны три категории облачности. Категория 1 соответствует условиям безоблачного и малооблачного неба. Категория 2 соответствует 3—5 октантам разорванных облаков нижнего яруса (количество облаков дано здесь по восьмибалльной шкале). Категория 6 объединяет облака Sc количеством 7—8 октантов. Соответственно выбранным категориям для трех случаев были проведены расчеты по формуле (3) для безоблачного неба, для общей облачности в 6 и 9,5 баллов. В табл. 4 приведены результаты такого сопоставления. Как следует из табл. 4, значения радиации при безоблачном небе у Ламба на 10—15° больше полученных в АТЭП, что находится в соответствии с более высокой прозрачностью атмосферы на широтах 45—65° по сравнению с полигонами АТЭП.

Таблица 4

Сопоставление величин Q^x (кал/(см²·мин)), рассчитанных по [6] и по формуле (3)

Категория облачности	Метод	h°							
		10	20	30	40	50	60	70	80
1 ($N=0$)	[6]	0,22	0,45	0,69	0,92	1,13	1,31	1,45	1,54
	Формула (3)	0,17	0,39	0,61	0,82	1,02	1,18	1,30	1,37
2 ($N=6$)	[6]	0,15	0,33	0,53	0,76	0,95	1,13	1,27	1,37
	Формула (3)	0,15	0,35	0,55	0,74	0,92	1,07	1,18	1,25
6 ($N=9,5$)	[6]	0,07	0,18	0,31	0,45	0,59	0,72	0,82	0,88
	Формула (3)	0,07	0,22	0,37	0,50	0,64	0,76	0,84	0,89

Сопоставление величин радиации при наличии облачного покрова показывает, что различия между ними невелики и составляют 5—10%. Сравнения часовых сумм, рассчитанных по эмпирическим соотношениям Паркера [8] и по формуле [4], выявили существенные различия между ними как при безоблачном, так и при облачном небе. Одним из возможных объяснений этих различий может служить тот факт, что данные [8] получены по наблюдениям на острове, находящемся в окружении других островов, что не может не приводить к особенностям в условиях формирования воздушных масс и полей облачности по сравнению с аналогичными данными в условиях открытого океана.

Изложенное в статье позволяет сделать заключение о том, что полученные нами на основании материалов АТЭП формулы (3), (4) могут быть рекомендованы для расчетов средних часовых сумм радиации со средней квадратической ошибкой, не превышающей 25%. Получить большую точность расчета, используя данные по общей облачности за счет увеличения рядов наблюдений и выбора более точной формы аппроксимации, вряд ли возможно вследствие

значительной естественной изменчивости потоков радиации. Дальнейший путь увеличения точности расчетов должен лежать в исследованиях связи суммарной радиации с различными формами и видами облаков. Данные наблюдений в АТЭП дают такую возможность.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бурмистрова В. Д. Изменчивость прозрачности атмосферы для солнечной радиации в связи с условиями атмосферной циркуляции.— В кн.: ТРОПЭКС-72. Л., Гидрометеиздат, 1972, с. 461—467.
2. Гирдюк Г. В., Кириллова Т. В. Методика расчета составляющих радиационного баланса поверхности океана.—«Метеорология и гидрология», 1974, № 12, с. 63—69.
3. Океанографические таблицы. Л., Гидрометеиздат, 1975, с. 304—324.
4. Прозрачность атмосферы над океаном и сумм возможной радиации.—«Труды ГГО», 1973, вып. 297, с. 99—109. Авт.: Г. В. Гирдюк, Б. Н. Егоров, Т. В. Кириллова, Л. А. Строкина.
5. Kimball H. Intensity of solar radiation on the surface of earth and its variation with latitude, altitude, season and time of day.—"Month. Weath. Rev.", 1935, vol. 63, p. 147—154.
6. Lumb F. The influence of cloud on hourly amounts of total solar radiation at the sea surface.—"Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.", 1964, vol. 90, N 383, p. 43—56.
7. Mosky T. Sunshine and radiation the Norwegian North Polar expedition with the "Moude". Vol. 1, 1932, p. 1—114.
8. Parker D. The effect of cloud on solar radiation receipt at the tropical ocean surface.—"Meteorol. Mag.", 1971, vol. 100, N 1189, p. 54—61.

СОДЕРЖАНИЕ

А. С. Дубов, Б. М. Ильин, Г. А. Кобышев. Об учете теплового взаимодействия океан — атмосфера в краткосрочном прогнозе погоды	3
Э. К. Бютнер, О. К. Захарова. Оценки характеристик сопротивления и теплообмена приводного слоя воздуха над океаном для случая волн зыби	14
О. К. Захарова. Тепломассообмен и сопротивление поверхности океана на разных стадиях развития волнения	23
Е. Д. Надежина. Особенности структуры приводного слоя над озерами	28
Р. С. Бортковский. Экспериментальные исследования поля брызг над ветровыми волнами	34
✓ Л. П. Быкова. Расчет характеристик тепло- и влагообмена в пограничном слое атмосферы над растительным покровом	41
Б. Г. Вагер, Е. Д. Надежина. Об учете недиагональной компоненты тензора коэффициента турбулентного обмена при расчете теплового воздействия неоднородностей поверхности малого масштаба	51
В. В. Симонов. Об определении высоты стационарного, стратифицированного пограничного слоя атмосферы	59
Г. Х. Цейтин. К расчету потока тепла в почву	69
И. М. Белявская, Н. В. Воронова, Л. Р. Орленко, О. Б. Шкляревич. Опыт обобщения данных наблюдений на телевизионной башне в г. Ленинграде	78
Л. Р. Орленко, О. Б. Шкляревич. Особенности вертикального распределения удельной влажности в пограничном слое атмосферы	91
М. М. Борисенко, Т. Ф. Запорожец. Параметры ветра, используемые для определения нагрузки на легкие стены промышленных зданий	99
Н. А. Лазарева, О. Б. Шкляревич. О суточном ходе толщины пограничного слоя	107
Т. В. Кириллова, Б. Н. Егоров. Оценка влияния облаков на суммарную радиацию по данным наблюдений АТЭП-74	112

Труды ГГО, вып. 398

ФИЗИКА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

Редактор В. И. Кузьменко. Техн. редактор М. И. Брайнина
Корректор Е. И. Бородина

ИБ № 794

Слано в набор 7/II 1977 г. Подписано к печати 25/VI 1977 г.
М-25147. Формат 60×90^{1/8}. Бум. тип. № 1. Печ. л. 7,75.
Уч.-изд. л. 8,11. Тираж 530 экз. Индекс МЛ-230. Заказ 226.
Цена 62 коп.

Гидрометеиздат, 199053. Ленинград, 2-я линия, 23.

Сортавальская книжная типография Управления по делам
издательств, полиграфии и книжной торговли Совета Ми-
нистров Карельской АССР, Сортавала, Карельская, 42.

Об учете теплового взаимодействия океан — атмосфера в краткосрочном прогнозе погоды. Дубов А. С., Ильин Б. М., Кобышев Г. А. Труды ГГО, 1977, вып. 398, с. 3—13.

Исследуется влияние учета турбулентного теплообмена между океаном и атмосферой на точность численного краткосрочного прогноза погоды. Излагается методика расчета потока тепла от океана применительно к численной модели прогноза, разработанной в ГГО и использующейся в оперативной работе ЦЗ УГМС.

Показано, что для прогноза на сутки включение в модель теплообмена между океаном и атмосферой дает заметное улучшение оправдываемости.

Табл. 3. Илл. 3. Библ. 6.

Оценки характеристик сопротивления и теплового обмена приводного слоя воздуха над океаном для случая волн зыби. Бютнер Э. К., Захарова О. К. Труды ГГО, 1977, вып. 398, с. 14—22.

На основании теоретических расчетов для модельной поверхности, заменяющей реальную поверхность моря, получена зависимость коэффициентов сопротивления C_u и теплообмена $C_{\theta, E}$ для случая волн зыби от скорости ветра u_{10} , параметра gh/u_{10}^2 и крутизны h/λ , где h — высота зыби, λ — расстояние между ними. Если скорость зыби значительно превышает скорость ветра, то коэффициент сопротивления C_u может оказаться меньше, а отношение $\frac{C_{\theta, E}}{C_u}$ больше, чем для гладкой подстилающей поверхности.

Илл. 5. Библ. 2.

Тепломассообмен и сопротивление поверхности океана на разных стадиях развития волнения. Захарова О. К. Труды ГГО, 1977, вып. 398, с. 23—27.

На основании теоретических расчетов для модельной поверхности, заменяющей реальную поверхность моря, получена зависимость коэффициента сопротивления C_u и теплообмена $C_{\theta, E}$ от стадии развития волнения. При расчетах использовались экспериментальные данные о средних характеристиках морских волн на разных стадиях развития волнения. На стадиях развития волнения, близких к начальной, коэффициент сопротивления оказывается на 30% больше, чем в случае установившегося волнения. Коэффициент теплообмена не зависит от стадии развития волнения ($C_{\theta, E} \approx 1,1 \cdot 10^{-3}$).

Илл. 2. Библ. 8.