06
Т 72

Министерство высшего и среднего специального образования РСФСР

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Труды ЛГМИ вып 104.

ПРИКЛАДНЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ АТМОСФЕРЫ

349921

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

(межвузовский)

ЛЕНИНГРАД
1990

Ленинградский
Гидрометеорологический ин-т
БИБЛИОТЕКА

УДК 551.511.32

Прикладные вопросы физики атмосферы. Межвузовский сборник научных трудов. — Л., изд. ЛГМИ, 1989, вып. 104, с. 148.

Сборник подготовлен на кафедре Метеорологии, климатологии и охраны атмосферы ЛГМИ. В сборнике представлены результаты изучения облачных полей, антропогенного загрязнения атмосферы и ее оптических свойств, структуры пограничного слоя воздуха над сушей и морем.

Ряд статей посвящен опасным явлениям погоды, таким как смерч, гроза. Приведены результаты исследований по влагосодержанию атмосферы и фазовым переходам воды.

Сборник предназначен для специалистов по метеорологии, прикладной геофизике, климатологии, а также инженеров и научных работников смежных специальностей. Может быть рекомендован для студентов и аспирантов гидрометеорологических специальностей вузов и университетов.

Табл. 12. Илл. 43. Библ. 172.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Л. Т. Матвеев, проф. ЛГМИ (отв. редактор); *С. М. Пономарева,* с. н. с. ЛГМИ (отв. секретарь); *В. А. Васильев,* доц. ЛГМИ; *Л. С. Ивлев,* проф. ЛГУ; *Г. И. Мазуров,* доц. ЛГМИ; *С. А. Солдатенко,* доц. ВИКИ; *А. Ю. Щербаков,* ст. преподаватель Калининского ГУ.

© Ленинградский гидрометеорологический институт (ЛГМИ), 1989.

ВВЕДЕНИЕ

Сборник содержит статьи, посвященные различным прикладным аспектам физики атмосферы. Он сформирован из работ, выполненных в ЛГМИ, МГУ, ЛО ИОАН и других учреждениях при реализации ряда важных научных программ, таких как «Разрезы», Всемирная программа исследования климата (ВПИК), Международный проект по климатологии облачности.

Большая часть разработок по своей тематике связана с математическим моделированием синоптических и мезомасштабных процессов и полей. Так, в первых семи статьях обсуждаются вопросы эволюции бароклинно неустойчивых возмущений, слоистообразной облачности, мезометеорологического режима крупного города и поля загрязнений в нем. Приводятся результаты численных экспериментов по воспроизведению общей циркуляции атмосферы, которые сопоставляются с климатическими данными. Значительное внимание уделено структуре нижних слоев воздуха над океаном в условиях термически неоднородной подстилающей поверхности.

Новые интересные выводы, имеющие большое прикладное значение, получены при моделировании воздушного потока в растительном покрове вообще и процесса рассеяния ядохимикатов, в частности. Развитый в статье о смерчах оригинальный подход позволяет получить информацию о таких характеристиках этого грозного явления, которые нельзя найти при прямых наблюдениях.

В ряде работ излагаются материалы исследований по оптическим свойствам и влагосодержанию атмосферы в разных регионах земного шара, таких как Арктика, горные районы Средней Азии, Северная Америка. Для специалистов по контролю природной среды могут представить несомненный интерес статьи по мониторингу оптического состояния воздуха и влиянию на него антропогенных факторов, применению аэрофотосъемки для охраны окружающей среды, использованию метеоинформации при марковской последовательности погодных условий, влияющих на деятельность авиации.

По тематике сборника депонированы следующие статьи:

1. А. Ф. Финаев. Оценка трендов аэрозольного загрязнения в Таджикистане. Деп. в ВИНИТИ, № 6480 — В87, 03.09.87 г. — 8 с.

2. Е. Г. Головина, В. А. Баженов, Т. Д. Жуковская. Анализ метрологического обеспечения озонометрической сети СССР. Деп. в ВИНИТИ, № 170 — В87, 08.04.87 г. — 10 с.

3. А. Г. Попов, Т. В. Жуковская. Влияние аэрозолей на измерение общего содержания озона в атмосфере широкополосными фильтровыми приборами. Деп. в ВИНИТИ, № 8214 — В87, 19.11.87 г. — 9 с.

4. Т. В. Жуковская, А. Г. Попов. Об ошибках, возникающих при измерении суммарного озона в присутствии сернистого ангидрида. Деп. в ВИНИТИ, № 8243 — В86, 09.12.86 г. — 8 с.

УДК 551.521.551.510.42

К. Я. КОНДРАТЬЕВ (Институт озероведения АН СССР),
В. И. БИНЕНКО (ЛИСТ)

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СЛОИСТООБРАЗНЫХ ОБЛАКОВ НАД ГОРОДОМ

Комплексные исследования подинверсионных слоистообразных облаков над г. Запорожье и его окрестностей позволили проанализировать основные различия между загрязненными и относительно чистыми облаками над сельской местностью и морем [1—3]. Цель настоящей статьи рассмотреть особенности спектральных радиационных характеристик слоистообразных облаков над городом.

Влияние антропогенного аэрозоля, ядер конденсации приводит к наличию различий в микроструктурных характеристиках облаков, изменению оптических свойств облаков.

Облака над городом характеризуются более высоким содержанием ядер конденсации по сравнению с сельской местностью и соответственно более высокой концентрацией капель (табл. 1). Присутствие субмикронных частиц, покрытых раствором H_2SO_4, при высокой относительной влажности воздуха способствует, вследствие нуклеации, более высоким концентрациям частиц над городом. Важную роль играет также сульфат аммония, для которого характерно перенасыщение (примерно 0,3%) при минимальном размере ядер 0,02 мкм. Такое перенасыщение достаточно для образования капель. Фоновая концентрация ядер Айткена за городом была $(1\div3)\cdot10^2$ см$^{-3}$, при ясной погоде над городом на высоте 300 м $(3\div21)\cdot10^4$ см$^{-3}$, в подоблачном слое над городом $(1\div3)\cdot10^4$ см$^{-3}$, на высоте 1,5 км над облаком $(2\div4)\cdot10^2$ см$^{-3}$.

Облака одинаковой мощности ($\Delta H\approx400\div450$ м) над морем, городом и сельской местностью имеют характерные особенности в распределении капель по размерам (табл. 1).

Так, например, облака над морем по сравнению с облаками над сушей содержат большее количество крупных капель, рост которых связан с наличием гигантских солевых частиц NaCl типичных для морского аэрозоля. Облака над сельской местностью характеризуются противоположным сдвигом в распределении капель по размерам и усилением вклада более мелких капель. Распределение капель по размерам над городом занимает промежуточное положение между рассмотренными крайними случаями.

Таблица 1

Распределение капель по размерам (мкм) в слоистокучевых облаках одинаковой мощности $\Delta H = 400$ м

Место наблюдения	n см$^{-3}$								
	2	4	6	8	10	12	14	18	20
Сельская местность	5,6	18,2	13,7	9,9	3,8	2,1	0,6		
Город	6,9	14,3	20,5	16,4	12,0	8,1	0,9	0,2	
Черное море	0,7	7,3	19,2	26,6	22,9	11,4	2,6	1,6	0,7

Результаты химического анализа проб облачной воды показали ее высокую минерализацию, убывание концентрации примесей в облачной воде с повышением уровня забора в облаке над городом по сравнению с таким же облаком над сельской местностью. Так, например, на высоте 0,9 км общее количество ионов над городом было 103,5 мг/л, а за городом 10—20 мг/л. Наиболее загрязненной является проба № 1, собранная на высоте 0,9 км вблизи нижней границы облака. Преобладающий анион в ней — ион SO_4^{-2}, содержание которого составляет более 90% суммы анионов. Из катионов основной — ион NH_4^+, составляющий около 50% всех катионов. Анализ растворимых примесей облачной воды показал наличие $(NH_4)_2SO_4$, H_2SO_4, $CaSO_4$ [1, 2].

Исследуемые пробы облачной воды имели темную окраску и наряду с высокой концентрацией растворимых примесей содержали в большом количестве нерастворимые частицы сажи. Вклад органических веществ довольно велик, достигая 30—50% массы всего нерастворимого осадка. Спектральный и нейтронноактивационный анализ нерастворимого осадка (табл. 2) позволили выявить наличие железа, цинка, хрома, кремния и других металлов, содержание которых значительно выше по сравнению с фоновыми в Арктике над станцией СП-22. Уровень минерализации, кислотности, содержание органических веществ значительно выше над городом, чем над сельской местностью, что связано с антропогенными источниками аэрозоля над городом. Спектр аэрозольных частиц был близок к лог-нормальному.

Таблица 2

Содержание микроэлементов (мг/м^3) в пограничном слое (на основе нейтронноактивационного анализа)

Место наблюдения	Cr	Hg	Au	Sb	Sc	Fe	Zn	Co
Арктика, СП-22	6	3	0,08	0,4	0,01	300	30	0,09
г. Запорожье	400	5	—	4,4	1,5	1400	900	4,5

Рамановская спектроскопия городского аэрозоля и продуктов сгорания в топках котелен и двигателях автомобилей обнаруживает идентичность графитовых компонентов аэрозоля в видимой области спектра [4]. Только вклад сажевой компоненты городского аэрозоля может объяснить большое значение мнимой части показателя преломления атмосферного аэрозоля над г. Запорожье в области длин волн 0,4—0,9 мкм ($n_2=0{,}03\pm0{,}01$), которое было оценено на основе спектральных измерений полусферических потоков коротковолновой радиации. Наиболее эффективно поглощают радиацию частицы, удовлетворяющие критерию $4\,n_2\,\rho=1$ $\left(\rho=\frac{2\pi r}{\lambda}\right.$ — безразмерный диффракционный параметр, радиус частицы $\left.r\right)$. Поскольку характерный радиус хлопьев сажи, свободных или осевших на более крупных частицах порядка $r=3\cdot10^{-2}$ мкм, то этот критерий требует $n_2=2/3$, чему в видимой области удовлетворяет только сажа.

О более высоком уровне загрязненности атмосферы и облаков над городом свидетельствуют более глубокие полосы поглощения сульфатных, нитратных соединений и углекислого газа в спектрах относительной яркости, зарегистрированных с помощью самолетного Фурье-спектрометра [3].

Спектральные измерения полусферических потоков радиации показали более заметное уменьшение альбедо облаков над городом для более коротких длин волн по сравнению с альбедо таких же облаков за городом и над морем (рис. 1), что связано с присутствием в облаках поглощающих частиц органического происхождения. Наличие мелкодисперсной фракции облачного аэрозоля, объемный коэффициент поглощения которого пропорционален λ^{-1} и изменяется от 0,03 до 0,12 км$^{-1}$, также может приводить к уменьшению альбедо по мере продвижения в коротковолновую область спектра [1—3].

Присутствие в облаке оптически активного аэрозоля приводит к увеличению поглощательной способности облака над городом в видимой области спектра по сравнению с облаком вне города и над морем, что согласуется с результатами интегральных пиранометрических измерений [2].

Соотношение интегрального альбедо над городом $A_г$ и вне его $A_в$ при высоте Солнца $h_\odot=20°$ для значений оптической толщины $\tau=16\div38$ изменялось от 0,82 до 0,89, а по расчетам [5] применительно к условиям эксперимента при альбедо однократного поглощения ω_0, равном 0,5, $A_г/A_в=0{,}85\div0{,}92$.

Влияние графитового углерода (сажи), случайным образом расположенного внутри облачных капель, на альбедо и поглощение облаков на длине волны 0,5 мкм рассмотрено в работе [5] в зависимости от объемного содержания V сажи в каплях. Поглощательная способность оптически толстых облаков в зависи-

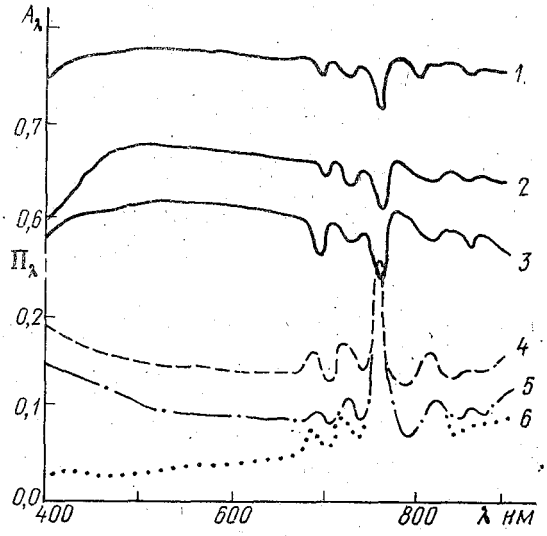


Рис. 1. Спектральное альбедо A_λ облаков (Sc): *1* — вне города; *2* — над городом Запорожье ($\tau=38$, $h_\odot=20°$, $A_{инт.в}=0{,}77$, $A_{инт.г}=0{,}63$); *3* — над Черным морем $\tau=20$, $h_\odot=52°$, $A_{инт}=0{,}56$ и их поглощательная способность Π_λ; *4* — над городом; *5* — вне города; *6* — над Черным морем.

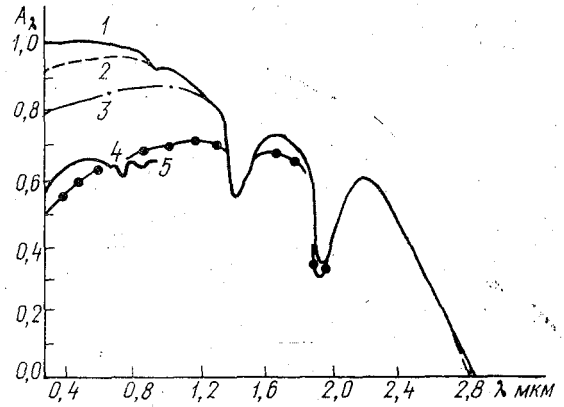


Рис. 2. Зависимость спектрального альбедо A_λ от объемного содержания сажи V в облачных каплях при $\mu_0=\cos h_\odot=0{,}5$ ($r_м=0{,}03$ мкм, $\alpha=3$-параметры гамма распределения для сажевых частиц): *1* — облачные капли из чистой воды; *2* — облачные капли с содержанием сажи $V=10^{-7}$; *3* — $V=10^{-6}$; *4* — 10^{-4}; *5* — A_λ над г. Запорожье $\tau=38$ и $h_\odot=20°$.

мости от V, типа облачности увеличивается и для $\lambda=0{,}5$ мкм, при $V=10^{-4}$, может достигать 0,4 при соответствующем уменьшении альбедо.

На рис. 2 приведены спектральные расчеты альбедо A_λ слоистообразного облака [5], состоящего из чистых облачных капель и при наличии в них примесей при $\mu_\odot=\cos h_\odot=0{,}5$, а также результаты измерения A_λ над г. Запорожье. Как видно из расчетов и результатов измерений A_λ, загрязненные толстые облака (рис. 2) не столь белы и характеризуются эффектом «окрашивания» в желтоватый оттенок (максимум A_λ при $\lambda=0{,}5$ мкм), что связано с присутствием поглощающих свет субмикронных частиц сажи, которые именно в видимой области характеризуются коэффициентом поглощения обратно пропорциональным длине волны. Спектральное альбедо облаков определялось с относительной погрешностью не менее 10%, а поглощательная способность — не менее 50%.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Кондратьев К. Я., Биненко В. И.* Влияние облачности на радиацию и климат. — Л.: Гидрометеоиздат, 1984. — 240 с.
2. *Кондратьев К. Я., Биненко В. И., Петренчук О. П.* Радиационное свойство облаков, подверженных антропогенному влиянию города. — Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1981, т. 17, № 2, с. 167—174.
3. Радиация в облачной атмосфере / Под ред. Е. М. Фейгельсон. — Л.: Гидрометеоиздат, 1981. — 280 с.
4. *Rosen H., Hansen A. D., Cundl H., Novakov T.* Identification of the optically absorbing component in urban aerosols. — Appl. Opt. 1978, v. 17, N 28, p. 3854—3861.
5. *Chylek P., Ramaswary V., Roger J., Chang T.* Effect of craphitic carbon on the albedo of clouds. — J. Atm. Sci., 1984, v. 41, N 21, p. 3075—3084.

УДК 551.511.32

С. А. СОЛДАТЕНКО (ВИКИ)

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ БАРОКЛИННО НЕУСТОЙЧИВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ВО ВЛАЖНОЙ АТМОСФЕРЕ

Согласно современным представлениям [1, 2], основным механизмом циклогенеза служит гидродинамическая неустойчивость непрерывно стратифицированного воздушного потока в поле силы Кориолиса, причем наибольшую роль из различных видов неустойчивости в процессе возникновения синоптических вихрей играет

бароклинная неустойчивость. Начиная с работ Иди [3] и Чарни [4], явление бароклинной неустойчивости в различных постановках исследовали многие авторы (см., например, [5—8]). Можно сказать, что в настоящее время бароклинная неустойчивость теоретически изучается следующим образом. Прежде всего, рассматривается задача на нахождение спектра неустойчивых относительно основного (фонового) зонального потока волн. С этой целью система уравнений гидротермодинамики линеаризуется и на волновых решениях сводится к задаче на собственные значения, комплексная величина которых определяет критерии потери устойчивости возмущенного движения и скорость нарастания амплитуды неустойчивой волны. Такой подход дает возможность проследить развитие малого возмущения лишь на начальной стадии. В дальнейшем эволюция неустойчивых возмущений исследуется в рамках нелинейных моделей, так как только таким образом можно проследить жизненный цикл неустойчивых волн и оценить их влияние на общую циркуляцию атмосферы.

В реальной атмосфере синоптические вихри развиваются, как правило, не на фоне зонального потока, а на фоне систем гребней и ложбин планетарного масштаба. В этом случае возможности циклогенеза в сравнении с чисто зональным движением расширяются, поскольку планетарная волна обуславливает появление бароклинно активных районов (на подветренных сторонах высотных ложбин), где создаются наиболее благоприятные для циклогенеза условия.

Следует подчеркнуть, что помимо структуры основного потока, на возникновение и развитие синоптических вихрей оказывают влияние вносимые в атмосферу возмущения, определяемые орографией, термической неоднородностью подстилающей поверхности и другими факторами.

Численное моделирование жизненного цикла бароклинно неустойчивых возмущений позволило детально исследовать кинематику и динамику фронтогенеза в бароклинных волнах у земли и на высотах и рассмотреть эволюцию крупномасштабных вихрей на стадиях их роста и углубления. Как правило, моделирование нелинейного развития неустойчивых волновых возмущений осуществляется с помощью так называемых «сухих», т. е. не учитывающих атмосферную влагу и эффекты реализации скрытого тепла конденсации водяного пара, численных моделей. В ряде работ (см., например, [6, 7]), посвященных изучению начального роста бароклинно неустойчивых возмущений, было показано, что, во-первых, для влажной атмосферы критерии потери устойчивости отличны от соответствующих критериев для сухой атмосферы и, во-вторых, процессы развития бароклинно неустойчивых волн происходят значительно быстрее во влажной атмосфере, чем в сухой.

В настоящей работе в рамках математической модели, построенной на базе полных уравнений в приближении β-плоскости, про-

ведено численное исследование жизненного цикла бароклинно неустойчивых возмущений во влажной атмосфере с целью получения количественных оценок влияния на их структуру и динамику скрытого тепла конденсации.

Система основных уравнений модели имеет следующий вид:

$$u_t + uu_x + vu_y + \omega u_p = -\Phi_x + fv + F_u,$$

$$v_t + uv_x + vv_y + \omega v_p = -\Phi_y - fu + F_v,$$

$$u_x + v_y + \omega_p = 0,$$

$$\Pi_t + u\Pi_x + v\Pi_y + \omega\Pi_p = F_\Pi,$$

$$s_t + us_x + vs_y + \omega s_p = F_s,$$

$$T = -\frac{1}{R}\frac{\partial\Phi}{\partial \ln p},$$

$$\Pi = (P_0/p)^{R/c_p}(T + Lq/c_p),\ s = q + \delta,$$

где u, v, ω — составляющие вектора скорости по осям x, y и p соответственно; Φ — геопотенциал изобарической поверхности; f — кориолисов параметр; F_u, F_v, F_Π, F_s — турбулентные слагаемые соответствующих функций; T — температура; R — газовая постоянная воздуха; $P_0 = 1000$ гПа — стандартное давление; q — массовая доля водяного пара; δ — удельная водность облака; L и c_p — удельные теплота конденсации водяного пара и теплоемкость воздуха при постоянном давлении соответственно.

Область решения представляет собой волновой канал длиной L, шириной D и глубиной H. В численных экспериментах принимались следующие значения этих параметров: $L = 18 \cdot 10^3$, $D = 6 \cdot 10^3$ и $H = 15$ км.

Начальные поля задаются исходя из того, что основное (невозмущенное) состояние атмосферы изменяется только в плоскости (y, p). Для задания температуры воздуха на нижней границе атмосферы $(p = P_0)$ используется следующая формула:

$$T(y, P_0) = T_0 - (\Delta T/\pi)\,\mathrm{arctg}(\mathrm{sh}\,\alpha y),$$

где T_0 — величина температуры на нижней границе атмосферы при $y = D/2$; ΔT — разность между температурами теплой T_1 (при $y \to 0$) и холодной T_2 (при $y \to D$) воздушных масс; α — постоянная, характеризующая скорость перехода температуры от T_1 к T_2.

Задавая начальные поля вертикальных градиентов температуры в тропосфере и стратосфере, определяем начальное поле температуры во всей расчетной области, причем считаем, что тропопауза (поверхность скачка вертикального градиента температуры) совпадает с изобарической поверхностью 200 гПа.

Уравнение статики дает возможность на основе известной температуры определить поле геопотенциала Φ, а геострофические

соотношения — поле движения. Заметим, что поле движения целиком и полностью определяется термическим полем и характеризуется тем, что по мере удаления от северной ($y=D$) и южной ($y=0$) границ области расчета скорость потока нарастает и достигает максимума в центре канала на уровне $p=200$ гПа (см. рис. 1).

В настоящей работе развитие волновых возмущений различной длины исследовалось путем решения задачи Коши с малыми начальными амплитудами. В основу решения системы уравнений модели положен конечно-разностный метод, изложенный в [9]. Область расчета покрывалась эйлеровой сеткой с шагами $\Delta x = \Delta y = 150$ км и $\Delta p = 100$ гПа.

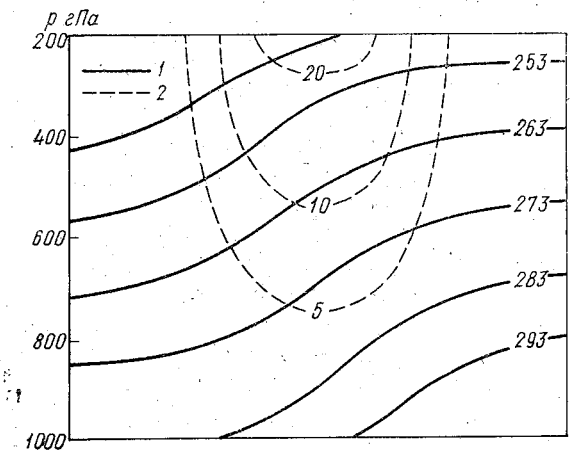


Рис. 1. Вертикальный разрез поля температуры (*1*) и зонального ветра (*2*) в начальный момент времени.

Развитие каждого волнового возмущения исследовалось дважды: первый раз без учета атмосферной влаги, второй раз — с учетом влаги и ее фазовых переходов.

На рис. 2 приведены графики вихревой кинетической энергии (как функции времени), полученные с помощью «сухой» модели для различных волновых чисел: $k=5$, $k=7$, $k=14$. Рис. 3 дает представление о характере роста вихревой кинетической энергии для этих же волновых чисел, полученного по данным влажной модели. Прежде всего бросается в глаза, что наиболее неустойчивая волна соответствует $k=7$. Это очень хорошо согласуется с синоптической практикой и теорией бароклинной неустойчивости. Далее, анализ рис. 2 и 3 позволяет заключить, что влага и тепло конденсации увеличивают скорость роста вихревой кинетической

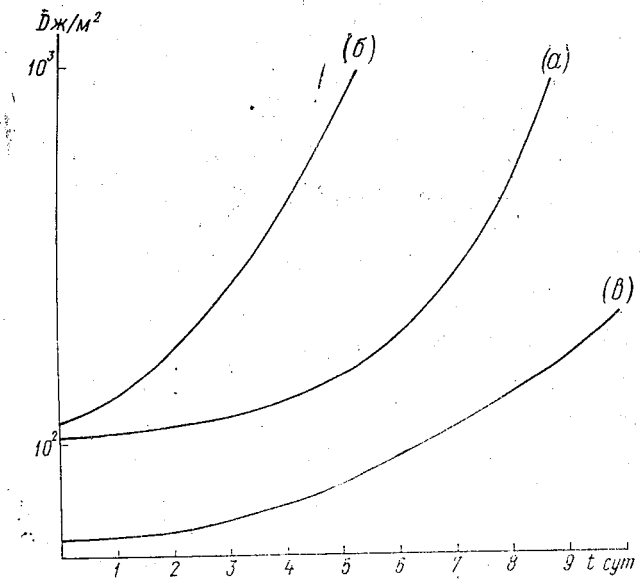


Рис. 2. Распределение вихревой кинетической энергии для волновых чисел $k=5$ (*а*), $k=7$ (*б*), $k=14$ (*в*) (сухая модель).

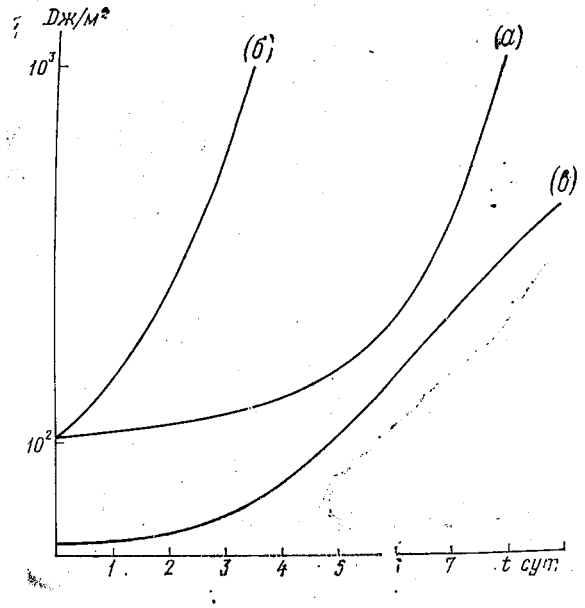


Рис. 3. Распределение вихревой кинетической энергии для волновых чисел $k=5$ (*а*), $k=7$ (*б*), $k=14$ (*в*) (влажная модель).

энергии волновых возмущений. Причем, чем неустойчивее волна, тем влияние влаги и тепла конденсации существеннее: наиболее неустойчивая волна с $k=7$ достигает уровня вихревой кинетической энергии, равного 10^3 Дж/м^2, в сухой модели за 5,3 сут., а во влажной модели — за 3,7 сут. Для волновых возмущений с $k=5$ и $k=14$ влияние влаги менее значимо, но, тем не менее, скорость роста этих волн также увеличивается во влажной модели по сравнению с моделью сухой.

Проведенные исследования говорят о том, что процессы циклогенеза следует рассматривать с учетом атмосферного влагооборота, иначе картина развития синоптических вихрей может оказаться искаженной.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гилл А.* Динамика атмосферы и океана. — М.: Мир, 1986. — 807 с.
2. *Шакина Н. П.* Динамика атмосферных фронтов и циклонов. — Л.: Гидрометеоиздат, 1985. — 263 с.
3. *Eady E. T.* Long waves and cyclone waves. — Tellus, 1949, 1, N 3, p. 33—52.
4. *Charney J. C.* The dinamics of long waves in a baroclinic westerly current. — J. Meteorol., 1947, 4, N 5, p. 135—162.
5. *Галин М. Б.* Об устойчивости атмосферных движений планетарного масштаба. — Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1959, № 4, с. 570—580.
6. *Дымников В. П.* О развитии бароклинной неустойчивости в атмосфере с переменным параметром статической устойчивости. — Изв. АН СССР. ФАО, 1978, т. 14, № 5, с. 493—500.
7. *Филин С. К.* Бароклинная неустойчивость в атмосфере с переменным параметром статической устойчивости. — Изв. АН СССР. ФАО, 1984, т. 20, № 11, с. 1121—1127.
8. *Simmons A. J., Hoskins B. J.* The life cycles of some nonlinear baroclinic waves. — J. Atmos. Sci., 1978, v. 35, N 3, p. 414—432.
9. *Солдатенко С. А.* О вычислительной эффективности явной численной схемы, основанной на методе расщепления при решении задач прогноза погоды. — Метеорология и гидрология, 1985, № 5, с. 93—104.

УДК 551.588.7.001.572

П. Н. БЕЛОВ (МГУ), А. Ю. ЩЕРБАКОВ (Калининский ГУ)

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕЗОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОГО РЕЖИМА КРУПНОГО ГОРОДА

Основное внимание при изучении особенностей метеорологических условий крупных городов в последние десятилетия было перенесено на физико-математические исследования [1—5], ре-

зультаты которых позволили выявить причины образования характерного для города планетарного пограничного слоя атмосферы (ППС) [1, 4, 6].

По аналогии с работами [7, 8] в настоящей статье приводятся результаты численного моделирования метеорологических условий конкретного города Калинина:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + w\frac{\partial u}{\partial z} = l\,(v - v_g) + \frac{\partial}{\partial z}\,k\,\frac{\partial u}{\partial z}; \qquad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + w\frac{\partial v}{\partial z} = -\,l\,(u - u_g) + \frac{\partial}{\partial z}\,k\,\frac{\partial v}{\partial z}; \qquad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0; \qquad (3)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u\frac{\partial \theta}{\partial x} + w\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z}\,k\,\frac{\partial \theta}{\partial z}; \qquad (4)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} + u\frac{\partial q}{\partial x} + w\frac{\partial q}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z}\,k\,\frac{\partial q}{\partial z}; \qquad (5)$$

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\lambda_s}{\rho_s c_s}\,\frac{\partial^2 T_s}{\partial z^2}, \qquad (6)$$

где $u_g = -\frac{1}{l\rho}\frac{\partial p}{\partial y}$, $v_g = \frac{1}{l\rho}\frac{\partial p}{\partial x}$ — (7)

составляющие геострофического ветра; p, ρ — давление и плотность воздуха соответственно; l — параметр Кориолиса; k — коэффициент турбулентной вязкости; θ — потенциальная температура воздуха; q — удельная влажность воздуха; λ_s, ρ_s, c_s — коэффициент теплопроводности, плотность и коэффициент теплоемкости почвы соответственно; T_s — температура почвы; u, v, w — проекции вектора скорости на координатные оси x, y, z соответственно; t — время.

В приведенных уравнениях принимались условия адиабатичности, пренебрегали турбулентной диффузией по горизонтали и влиянием орографии. Упрощения уравнений определяются мезомасштабностью изучаемых явлений.

Система (1)—(7) численно решалась в прямоугольной области, протяженностью $L=30$ км по горизонтали, $H=1600$ м по вертикали (что приблизительно соответствует изобарической поверхности 850 гПа) и $d=1$ м по глубине в почве (что соответствует уровню затухания суточных колебаний температуры). Граничные условия выбирались в следующем виде: на верхней и боковой границах значения метеовеличин задавались как функции времени; при $d=1$ м, $T_s=\text{const}$; при $z=0$ м граничные условия

задавались аналогично [6]. Расчет коэффициентов турбулентности и радиационных потоков также производился аналогично [6].

В начальный момент времени во всей расчетной области задавались профили θ, q, v, u. Уравнения модели численно интегрируются на сутки. Шаг сетки по горизонтали составляет 2 км, по вертикали от 50 до 300 м с наилучшим разрешением у земной поверхности, шаг по времени — 3 мин.

Использование модели при расчетах метеорежима города сводится к следующему. Введем в рассмотрение локальную декартову систему координат $(0xyz)$, в которой ось абсцисс всегда будет ориентирована по направлению ветра. В этом случае v — компонента скорости ветра обращается в ноль, перенос в направлении $0y$ отсутствует. Это позволяет получить трехмерную структуру полей метеовеличин над городом при помощи двумерной модели, осуществляя серию расчетов при разных значениях y.

В качестве граничных и начальных условий выбирались значения метеовеличин, соответствующие типичным для города синоптическим условиям. В начальный момент времени (0 ч местного времени) их вертикальные профили принимались одинаковыми для всей области расчетов.

Моделирование метеорежима г. Калинина было проведено для 16 ситуаций, относящихся к разным сезонам года. Синоптические условия определялись слабоградиентным или антициклональным барическим полем [1—3]. Для восьми из выбранных ситуаций в г. Калинине были проведены мезометеорологические наблюдения за температурой воздуха, результаты которых позволяют контролировать точность результатов моделирования.

В качестве примера остановимся на результатах моделирования для 22 июня 1979 г.

На рис. 1 представлены рассчитанные по модели и фактически наблюдаемые значения температуры воздуха в приземном слое. Их сопоставление показывает, что качественно и количественно поле приземной температуры улавливается моделью правильно. Характерен интенсивный очаг тепла в западной и центральной частях города, который сохраняется на протяжении всех суток. Ночью максимальные значения «острова тепла» (ОТ) отмечаются в северо-западной части города, в то время как днем область максимальных значений температуры смещается в центральные районы и охватывает большую, чем ночью площадь. Это объясняется особенностями распределения параметров подстилающей поверхности в городе. Северо-западный район характеризуется наибольшими значениями антропогенных потоков тепла (порядка 10—20 Вт/м^2), центральные и западные районы обладают наибольшими значениями параметра шероховатости (0,8—1,0), в центре города доля свободно-испаряющих поверхностей минимальна (0,3—0,4). Как было показано в [6], эти факторы приводят к увеличению температуры в приземном слое.

Город уменьшает скорость ветра, причем в дневное время — более значительно (рис. 2, *а*). Конфигурация изотах имеет концентрический характер и не связана с особенностями распределения параметров подстилающей поверхности. Максимальные возмущения в поле ветра смещены в восточный район, что определяется западным направлением ветра.

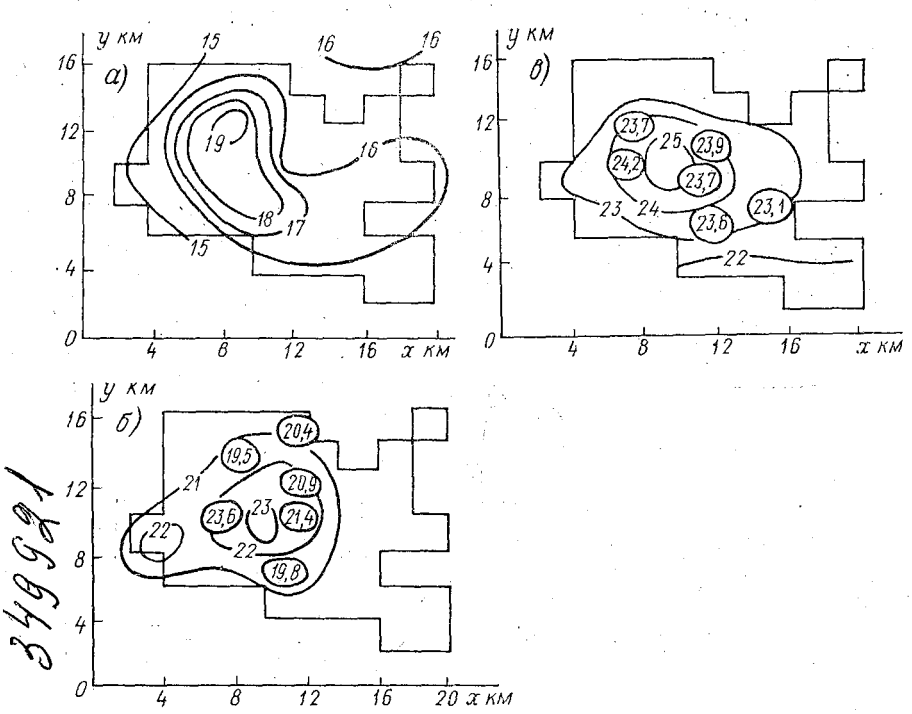


Рис. 1. Рассчитанное по модели поле приземной температуры (°С) и измеренные значения температуры в точках наблюдения (в кружках) в г. Калинине в 3 ч (*а*), 9 ч (*б*), 15 ч (*в*) 22 июня 1979 г. (Прямыми линиями многоугольника обозначены границы города)

Во все периоды суток характерно соответствие между распределениями коэффициентов турбулентности и температурой в приземном слое (рис. 2, *б*).

Остановимся на вертикальной структуре метеорологических величин. Ночью в разных районах города температурная стратификация существенно различна, особенно в приземном слое. В центре отмечается неустойчивая стратификация в нижнем 50-метровом слое, в то время, как на северных, западных и южных окраинах наблюдается приземная инверсия разной интенсивности, причем на севере — наиболее значительная. На восточной окраине инверсия не образуется, стратификация устойчива, вертикальный

Ленинградский

градиент 0,3—0,4° С/100 м. Выше 50 м распределение температуры устойчиво. На западе и востоке в слое 50—100 м отмечается изотермия. Полностью температурные различия выравниваются на высотах порядка 500 м. Днем температурные профили не столь существенно различаются в разных районах города. В центре в приземном слое отмечается неустойчивость, которая отсутствует в других частях города. Выше приземного слоя стратификация повсеместно близка к равновесной, а на высотах 500—600 м профили температуры становятся идентичными для всех районов.

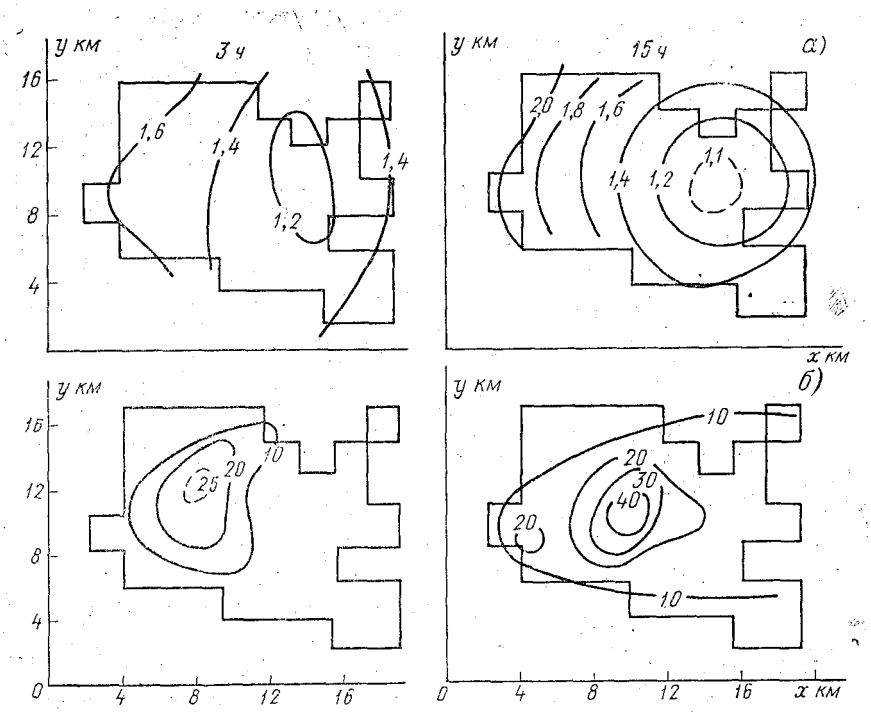


Рис. 2. Рассчитанное по модели распределение скорости ветра (м/с) (*а*) и коэффициентов турбулентности ($м^2/с$) (*б*) в 3 и 15 ч в г. Калинине 22 июня 1979 г. (Прямыми линиями многоугольника обозначены границы города)

В ночное время формирование ОТ подавляет образование приземной инверсии (центр города) или ослабляет ее (западная окраина). В северном районе, где приземный ОТ практически отсутствует, инверсия наиболее интенсивна. Различия в стратификации приводят к тому, что на высотах порядка 200 м горизонтальное распределение температуры обратно приземному: западные и центральные районы становятся своеобразными «островами холода», а максимальные значения температуры смещаются по

ветру. Интенсивность «острова холода» не превышает величину порядка 0,3° С.

Вертикальные профили скорости ветра во все часы суток в качественном отношении не меняются. Характерно возрастание скорости ветра в направлении с востока на запад. Различия между северными и южными окраинами практически не выражены. Возмущения в поле скорости ветра, вызванные городом, прослеживаются до высоты 1000 м. Особенности пространственного распределения скорости ветра на высотах остаются такими же, что и в приземном слое.

Описанный пример моделирования является типичным для летних условий и показывает зависимость метеорологических процессов в городе от распределения параметров подстилающей поверхности.

Центральные районы города выступают в виде некоторого единого тормозящего препятствия для скорости ветра, причем тормозящий эффект проявляется с некоторым запозданием, что и обуславливает смещение максимума отклонений скорости в направлении фонового ветрового потока.

Распределение коэффициентов турбулентности обусловлено распределением острова тепла и параметра шероховатости. Наибольшие отклонения в значениях коэффициентов турбулентности от пригородных величин (Δk) отмечаются в центральных или северо-западных районах города, т. е. там же, где параметр шероховатости и интенсивность острова тепла максимальны. По сравнению с загородными условиями значения коэффициентов турбулентности повышаются в среднем на 5—10 м²/с — в ночное время и 10—15 м²/с — днем. В целом зимой суточный ход Δk выражен слабо, а летом — в большей степени, что проявляется в увеличении Δk в дневное время. Зависимость между направлением ветра и распределением коэффициентов турбулентности не прослеживается.

Остановимся на вертикальной структуре полей метеорологических величин. Вычисления показали, что структура поля ветра с высотой качественно остается аналогичной приземной. В центре города всегда отмечается большая неустойчивость атмосферы. Образование приземной инверсии температуры, характерной в ночное время для окрестностей города, в его центре либо не происходит, либо инверсия значительно ослабляется. Днем наличие острова тепла в приземном слое приводит к образованию в нижнем слое атмосферы (до 50 м) сверхадиабатических градиентов температуры. В более высоких слоях атмосфера остается устойчиво стратифицированной. Отмеченные особенности характерны для всех анализируемых ситуаций и качественно не зависят от крупномасштабных фоновых метеорологических условий.

Рассмотрим вертикальную структуру острова тепла над г. Калининым. В ночное время суток характерно резкое уменьшение интенсивности ОТ с высотой, особенно в нижнем 50-метровом

слое, так что на уровне 100 м максимальное значение ОТ составляет 0,7° С. Выше 50 м вертикальное распределение острова тепла может быть различным — от незначительного уменьшения до довольно резкого падения значений ОТ. Высота распространения теплового купола не превышает 500 м. Зимой уровень, на котором ОТ обращается в ноль, понижается и располагается на высотах 200—300 м. Днем характер вертикального распределения ОТ резко различается по сезонам года. Летом происходит резкое уменьшение интенсивности ОТ, но выраженное в меньшей степени. На высотах порядка 100 м интенсивность ОТ не превышает величины 1,3° С; выше скорость изменения ОТ становится меньше и полностью он исчезает на высотах 500—700 м. Зимой в нижнем слое атмосферы не происходит резкого падения температуры. Интенсивность острова тепла постепенно убывает от своего значения на земной поверхности до уровня 400—500 м, где обращается в ноль. Таким образом, днем остров тепла распространяется до больших высот и имеет на всех уровнях большие значения, чем в ночное время. Отметим, что наиболее значительные величины ОТ (до 0,5° С) ограничиваются нижним 200—300-метровым слоем атмосферы над городом.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ландсберг Г. Е.* Климат города. — Л.: Гидрометеоиздат, 1983. — 248 с.
2. *Оке Т. Р.* Климаты пограничного слоя. — Л.: Гидрометеоиздат, 1982. — 360 с.
3. *Oke T. R.* Review of Urban Climatology 1973—1976. — WMO Tech. Note, 1979, N 169. — 100 p.
4. *Марчук Г. И., Пененко В. В., Алоян А. Е., Лазриев Г. Л.* Численное моделирование микроклимата города. — Метеорология и гидрология, 1979, № 8, с. 5—15.
5. *Марчук Г. И.* Математическое моделирование в проблеме окружающей среды. — М.: Наука, 1982. — 316 с.
6. *Белов П. Н., Щербаков А. Ю.* Численное моделирование суточного хода метеорологических элементов в большом городе. — Метеорология и гидрология, 1983, № 7, с. 45—53.
7. *McElroy I. L.* A Numerical Study of Noctural Heat Island Over a Medium Sized Mid-Latitud City (Columbus, Ohio). — Bound. Layer Met., 1973, vol. 3, pp. 442—453.
8. *Vukovich F. M., King W. I.* A Theoretical Study of the St. Louis Heat Island: Comparison Between Observed Data and Simulation Results on the Urban Heat Island Circulation. — J. App. Met., 1980, vol. 19, N 7, pp. 761—778.

УДК 551.510.42

А. Ю. ЩЕРБАКОВ (Калининский ГУ)

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЯ ЗАГРЯЗНЕНИЯ В ГОРОДЕ ОТ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЕГО ВЫСОТЫ

В настоящее время вопросам моделирования распространения примесей от различных источников уделяется большое внимание [1—3].

Это особенно актуально для загрязнения атмосферы над крупными населенными пунктами, подстилающая поверхность которых экстремально трансформирована по сравнению с естественно-природными территориями, что во многом определяет специфику строения пограничного слоя атмосферы над городами [2—5].

Таким образом, расчет поля загрязнения населенных пунктов необходимо проводить совместно с расчетом полей основных метеорологических величин, которые в условиях города обладают особенностями, влияющими на процессы диффузии примеси [3, 4].

Известно, что одним из наболее значительных факторов, определяющих рассеяние примеси, поступающей от промышленного источника, является его высота и мощность. В настоящей статье обсуждаются результаты расчетов поля загрязнения от точечного высокого источника с учетом специфики, вносимой городской средой в поля ветра и турбулентности.

Расчет поля загрязнения осуществляется путем численного решения уравнения баланса примесей, которое записывалось в следующем виде:

$$\frac{\partial s}{\partial t} + u\frac{\partial s}{\partial x} + w\frac{\partial s}{\partial z} = k_y\frac{\partial^2 s}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z}k_z\frac{\partial s}{\partial z} + \varepsilon_a, \qquad (1)$$

где s — объемная концентрация примеси; u, w — компоненты скорости ветра вдоль координатных осей $0x$ и $0z$ соответственно; k_y и k_z — коэффициенты турбулентного обмена вдоль осей $0y$ и $0z$; ε_a — приток примеси от источника; t — время; x, y, z — декартовы пространственные координаты. При записи уравнения (1) предполагалось, что ось $0x$ ориентирована вдоль вектора горизонтального ветра, так что турбулентным переносом в этом направлении можно пренебречь по сравнению с адвективным переносом, а v — компонента скорости ветра обращается в ноль. Предполагается также, что примесь пассивна и не вступает в химические реакции.

Для расчета коэффициентов уравнения (1) — компонент скорости ветра и коэффициентов турбулентного обмена, использовалась система уравнений гидротермодинамики, которая записывалась в следующем виде:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + w\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + k_y\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z}k_z\frac{\partial u}{\partial z}; \qquad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0; \qquad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u\frac{\partial T}{\partial x} + w\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{c_p\rho}\varepsilon_л + k_y\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z}k_z\frac{\partial T}{\partial z}; \qquad (4)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} + u\frac{\partial q}{\partial x} + w\frac{\partial q}{\partial z} = k_y\frac{\partial^2 q}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z}k_z\frac{\partial q}{\partial z}; \quad (5)$$

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = K_g\frac{\partial^2 T_s}{\partial z^2}, \quad (6)$$

где ρ — плотность воздуха; p — давление воздуха; T — температура; c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении; $\varepsilon_л$ — лучистый приток тепла; q — удельная влажность воздуха; T_s — температура почвы; K_g — коэффициент теплопроводности почвы. При записи уравнений (2)—(6) предполагалось, что атмосфера несжимаема, отсутствуют фазовые превращения водяного пара, горизонтальная адвекция значительно больше турбулентного переноса в этом же направлении ($0x$), коэффициенты турбулентности имеют одинаковые значения для всех субстанций. Для замыкания системы (2)—(6) использовались полуэмпирические соотношения, связывающие коэффициенты турбулентности с вертикальным сдвигом ветра, градиентом температуры и параметром шероховатости поверхности (z_0).

Уравнение (1) и система уравнений (2)—(6) решались в прямоугольной области, имеющей горизонтальные размеры 30 км и вертикальные 1600 м. Кроме того, вводился почвенный слой мощностью 1 м. На границах расчетной области краевые условия выбирались следующим образом.

На боковых и верхней границах значения метеорологических величин задавались как функции времени, то есть

$$\text{при } x = x^г:\ u = u(z, t);\ T = T(z, t);\ q = q\ (z, t); \quad (7)$$

$$\text{при } z = H:\ u = u(x, t);\ T = T(x, t);\ q = q\ (x, t), \quad (8)$$

где $x^г$ — координаты боковых границ; H — верхняя граница области расчетов.

На нижней границе, на глубине $d = 1$ м принималась независимость температуры от времени.

При $z = d$: $T_s = \text{const}$. (9)

На уровне подстилающей поверхности ($z = 0$ м) граничные условия записывались следующим образом:

$$u = w = 0; \quad (10)$$

$$q_0 = \eta_0 q_s(T_s); \quad (11)$$

$$T = T_s; \quad (12)$$

$$(1-\alpha)S + G + \lambda\left(\frac{\partial T}{\partial z} + \gamma_a\right) - \delta\sigma T_0^4 - \lambda_s\frac{\partial T_s}{\partial z} - LQ + H_a = 0, \quad (13)$$

где q_0 — удельная влажность на уровне подстилающей поверхности; q_s — насыщающее значение удельной влажности; $\eta_0 = \eta_0(t)$ — функция, характеризующая влажность подстилающей

поверхности $(0 \leqslant \eta_0(t) \leqslant 1)$; α — альбедо поверхности; S и G — нисходящие потоки соответственно коротковолновой и длинноволновой радиации; $\lambda = \rho K_z c_p$ — коэффициент теплопроводности воздуха; γ_a — сухоадиабатический градиент температуры; σ — постоянная Стефана — Больцмана; δ — относительная излучательная способность поверхности; L — удельная теплота конденсации; λ_s — коэффициент теплопроводности почвы; $Q = k_z \rho \dfrac{\partial q}{\partial z}$ — поток влаги, обусловленный испарением; H_a — антропогенные потоки тепла.

По вертикали в области расчетов выделялся приземный слой, в котором турбулентные потоки тепла, влаги и количества движения не зависят от высоты. Для этого слоя, мощностью $h = 50$ м, справедливы следующие соотношения:

$$u = \frac{u_*}{\chi} f(\xi, \xi_0); \tag{14}$$

$$\theta - \theta_0 = T_* f(\xi, \xi_0); \tag{15}$$

$$q - q_0 = q_* f(\xi, \xi_0); \tag{16}$$

$$\varphi(\xi) = \xi \frac{\partial f(\xi, \xi_0)}{\partial \xi}; \tag{17}$$

$$k_z = \chi u_* z / \varphi(\xi); \tag{18}$$

$$f(\xi, \xi_0) = f(\xi) - f(\xi_0); \quad \xi = \frac{z}{L^*}; \quad \xi_0 = \frac{z_0}{L^*}; \quad L^* = \frac{u_*}{\chi^2 \beta T_*}, \tag{19}$$

где χ — постоянная Кармана; u_* — динамическая скорость; T_*, q_* — масштабы для измерения потенциальной температуры и удельной влажности; L^* — масштаб длины Монина — Обухова; ξ — безразмерная высота; $\beta = g/\overline{\theta}$ — параметр плавучести; g — ускорение свободного падения; $\overline{\theta}$ — средняя потенциальная температура; $\varphi(\xi)$, $f(\xi)$ — непрерывные универсальные функции аргумента ξ.

Уравнения (14)—(19) использовались для получения значений градиентов температуры, влажности и скорости ветра на уровне $z = h$. В дальнейшем они использовались как граничные условия для решения уравнений (2)—(5) в слое $h < z < H$.

Граничные условия для уравнения баланса примесей выбирались следующими:

$$\text{При } x = x^{\text{г}} \text{ и } z = H\text{: } s = s_{\text{ф}} = 1 \text{ мкг/м}^3, \tag{20}$$

где $s_{\text{ф}}$ — некоторое фоновое значение концентрации примеси.

$$\text{При } z = 0\text{: } k_z \frac{\partial s}{\partial z} - \beta^* s = f^*(x, y), \tag{21}$$

где β^* — коэффициент аккомодации, показывающий возможности «захвата» примеси поверхностью; $f^*(x, y)$ — поток примеси с земной поверхности от наземных источников загрязнения.

В начальный момент времени величины T, q, u, s во всей области расчетов считались известными. На уровне подстилающей поверхности в области расчетов выделялась область с горизонтальными размерами 10 км, которая отождествлялась с модельным городом. В пределах этой территории значения параметров подстилающей поверхности (α, k_g, λ_s, η_0, z_0, H_a, β^*, $f^*(x, y)$ и т. д.) выбирались характерными для городских условий, в то время как за пределами этой области указанные характеристики соответствовали естественно-природным условиям [3, 4, 5]. На наветренной окраине города задавался высокий источник загрязнения, с притоком примеси $\varepsilon_a = 0{,}005$ мкг/(м^3·с), высота расположения которого варьировала в разных вариантах расчетов (100, 200, 300 м). Вычисления проводились для двух контрастных сезонов года — зимы и лета, для чего специальным образом задавались граничные и начальные условия. Интегрирование уравнений модели проводилось на период, равный суткам, что позволяет проследить изменчивость суточного хода поля загрязнения. Рассмотрим некоторые результаты моделирования (рис. 1 и 2).

На рис. 1 и 2 показаны горизонтальные распределения и вертикальные профили концентрации примеси, полученные при расчетах.

При увеличении высоты источника вертикальные профили загрязнения существенно меняются как вблизи источника, так и на расстоянии 10 км от него (рис. 1). Максимальные концентрации (s_{max}) соответствуют уровню расположения источника и при увеличении высоты источника значения s_{max} возрастают. Характерно убывание значений концентрации от уровня, где $s = s_{max}$, по направлению к земной поверхности. Вертикальные градиенты концентраций выше уровня расположения источника по модулю более значительны, чем в нижнем слое атмосферы, что особенно хорошо проявляется в ночное время вблизи источника. Высота рассеивания примеси так же находится в прямой зависимости от высоты источника. Сравнивая соответствующие профили концентраций для летнего и зимнего сезонов года, видно, что ночью летом вблизи источника загрязненность воздуха больше, чем зимой, но в слое атмосферы, расположенном ниже источника, концентрация примесей уменьшена по сравнению с зимними условиями. На расстоянии 10 км от источника в летний сезон общие тенденции в вертикальном профиле концентрации остаются такими же, что и вблизи источника, но распределение становится более равномерным. Относительная скорость затухания загрязнения на уровне максимальной концентрации уменьшается с увеличением высоты выбросов. Зимой распределение концентраций по вертикали существенно более однородно чем летом. При этом горизонтальные градиенты концентраций примеси более значительны, что

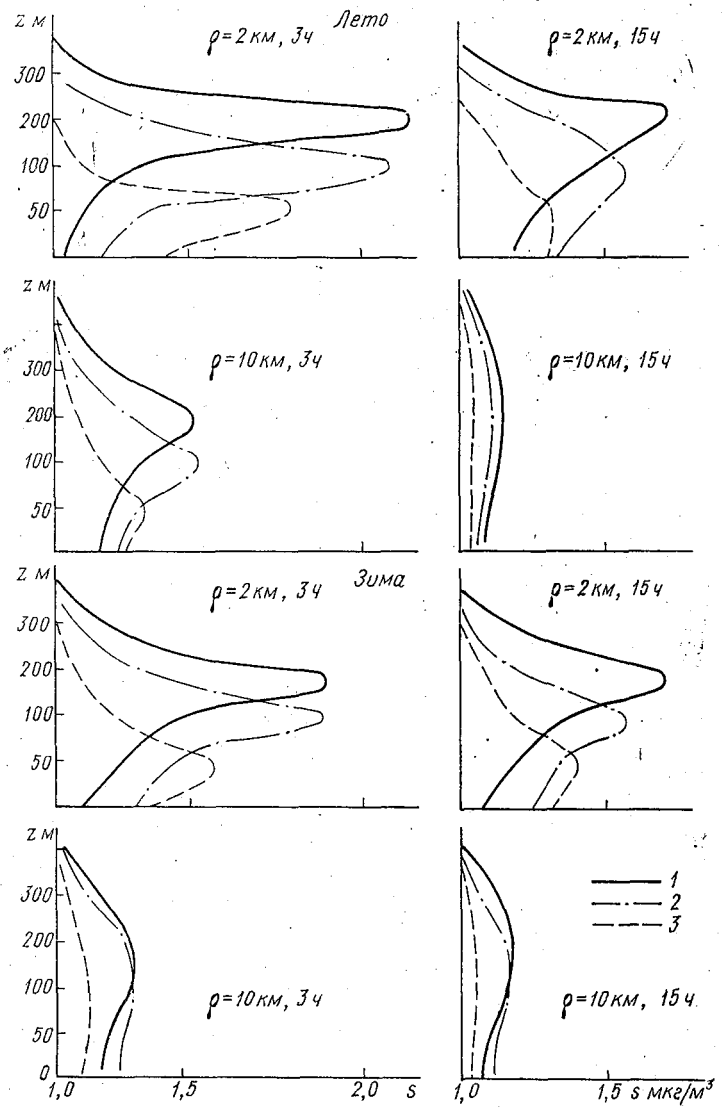


Рис. 1. Вертикальные профили концентраций примеси в зависимости от расстояния от источника загрязнения:
1 — источник на высоте 300 м; *2* — 200 м; *3* — 100 м.

свидетельствует о меньшем влиянии на процессы формирования загрязнения механизма горизонтального переноса. Днем (в 15 ч) в качественном и количественном отношениях различия вертикальных профилей между сезонами года незначительны. Высота

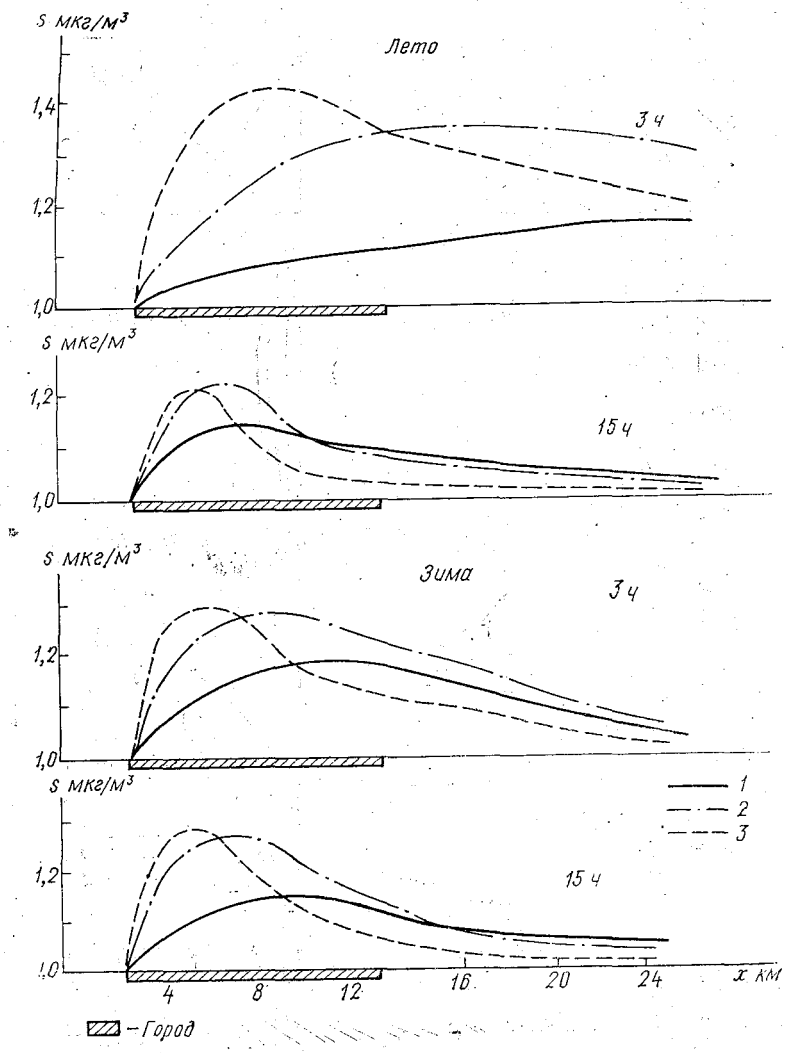


Рис. 2. Распределение концентраций в приземном слое атмосферы: *1* — источник на высоте 300 м; *2* — 200 м; *3* — 100 м.

расположения источника выброса в наибольшей степени сказывается на структуре загрязнения вблизи источника. Соответствующие графики имеют хорошо выраженный максимум на уровне

расположения выброса, который более значителен в зимний сезон. На расстоянии 10 км вниз по ветру профили практически равномерны, вариации концентраций по высоте лежат в пределах 0,05—0,1 $\frac{мкг}{м^3}$. Характерно уменьшение концентраций при уменьшении высоты источника.

Зависимость горизонтального распределения концентраций примеси на уровне 50 м от высоты источника представлена на рис. 2. Летом в ночное время увеличение высоты источника приводит к снижению загрязнения в нижних слоях атмосферы, причем тем значительнее, чем выше происходит выброс. При этом характерно смещение максимума загрязнения по ветру (при высоте источника $z=100$ м — максимальная концентрация локализуется на расстоянии 5 км от источника, а при высоте $z=200$ м уже на расстоянии 12—14 км). Это свидетельствует о том, что атмосфера в нижнем слое над городом становится чище, а загрязнение переносит за его подветренную окраину. Зимой этот эффект выражен менее значительно, так что максимум приземного загрязнения остается в пределах городской черты. Различия в распределениях загрязнения между сезонами обусловлены разной скоростью ветра (зимой в 1,5 раза меньше [4]) и отклонениями в режиме турбулентности. В дневное время кривые распределения концентраций для зимних и летних условий в качественном отношении близки друг к другу. По-прежнему, при увеличении высоты источника, концентрация в нижних слоях атмосферы уменьшается, но из-за интенсификации турбулентного обмена остается значительной вблизи источника, так что смещение максимума вниз по ветру несущественно и находится в пределах 2—3 км, то есть над территорией города.

В целом увеличение высоты источника вызывает уменьшение концентрации в нижнем слое атмосферы, особенно над городом, как в ночные, так и в дневные часы суток и изменяет вертикальную структуру поля загрязнения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Безуглая Э. Ю.* Мониторинг состояния загрязнения атмосферы в городах. (Результаты экспериментальных исследований). — Л.: Гидрометеоиздат, 1986.

2. *Берлянд М. Е.* Прогноз и регулирования загрязнения атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1985.

3. *Пененко В. В., Алоян А. Е.* Модели и методы для задач охраны окружающей среды. — Новосибирск: Наука, 1985.

4. *Белов П. Н., Щербаков А. Ю.* Моделирование влияния города на пространственно-временную изменчивость концентрации примеси в городе. — Вестн. МГУ, сер. геогр., 1984, № 2, с. 64—69.

5. *Ivanyi Z., Mersich I.* Simulation of the Urban Air Pollution Bayed on a Numerical UBL Model. — Atmos. Environ., 1982, vol. 16, N 8, pp. 1835—1849.

УДК 551.513.1

И. Г. РИВИН, В. Г. ТУРИКОВ (ЛО ИОАН)

МОДЕЛИРОВАНИЕ КРУПНОМАСШТАБНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ АТМОСФЕРЫ

В настоящее время наиболее адекватное моделирование климата основано на решении трехмерных уравнений гидротермодинамики атмосферы, воспроизводящих индивидуальную синоптическую эволюцию. Статистические характеристики климата получаются при этом в результате осреднения по воспроизводимому ансамблю состояний. Можно отметить два недостатка такого подхода: во-первых, он ориентирован на мощные ЭВМ и сравнительно короткие сроки интегрирования; во-вторых, такого рода модели производят большое количество избыточной информации, которая затем утрачивается при осреднении.

Если под климатом понимать (упрощенно) статистический ансамбль среднемесячных полей первых и вторых моментов на протяжении порядка 10 лет [1], то для его описания естественно использовать специальные уравнения, воспроизводящие близкое к среднемесячному состояние. Такие уравнения получаются осреднением полной системы уравнений гидротермодинамики атмосферы за период порядка месяца. Запишем их в сферической системе координат, отбросив несущественные вторые моменты:

$$\frac{\partial pu}{\partial t}+\frac{u}{a\cos\varphi}\cdot\frac{\partial pu}{\partial\lambda}+\frac{v}{a}\cdot\frac{\partial pu}{\partial\varphi}+\omega\frac{\partial pu}{\partial\sigma}=\left(f+\frac{u}{a}\operatorname{tg}\varphi\right)pv-$$
$$-\frac{p}{a\cos\varphi}\cdot\frac{\partial\Phi}{\partial\lambda}-\frac{RT}{a\cos\varphi}\frac{\partial p}{\partial\lambda}-\frac{1}{a\cos\varphi}\left[\frac{\partial p\overline{u'u'}}{\partial\lambda}+\frac{\partial p\overline{u'v'}\cos\varphi}{\partial\varphi}\right]+$$
$$+pk\nabla^2u+g\frac{\partial\tau_\lambda}{\partial\sigma};\qquad(1)$$

$$\frac{\partial pv}{\partial t}+\frac{u}{a\cos\varphi}\cdot\frac{\partial pv}{\partial\lambda}+\frac{v}{a}\cdot\frac{\partial pv}{\partial\varphi}+\omega\frac{\partial pv}{\partial\sigma}=-\left(f+\frac{u}{a}\operatorname{tg}\varphi\right)pu-$$
$$-\frac{p}{a}\frac{\partial\Phi}{\partial\varphi}-\frac{RT}{a}\frac{\partial p}{\partial\varphi}-\frac{1}{a\cos\varphi}\left[\frac{\partial p\overline{u'v'}}{\partial\lambda}+\frac{\partial p\overline{v'v'}\cos\varphi}{\partial\varphi}\right]+$$
$$+pk\nabla^2v+g\frac{\partial\tau_\varphi}{\partial\sigma};\qquad(2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t}=-\frac{1}{a\cos\varphi}\int_0^1\left(\frac{\partial pu}{\partial\lambda}+\frac{\partial pv\cos\varphi}{\partial\varphi}\right)d\sigma;\qquad(3)$$

$$\omega = -\frac{1}{p}\left[\sigma\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{a\cos\varphi}\int_0^{\sigma}\left(\frac{\partial pu}{\partial\lambda} + \frac{\partial pv\cos\varphi}{\partial\varphi}\right)d\sigma\right]; \qquad (4)$$

$$\Phi = \Phi_s + \int_{\sigma}^{1}\frac{RT}{\sigma'}\,d\sigma'; \qquad (5)$$

$$\frac{\partial p\theta}{\partial t} + \frac{u}{a\cos\varphi}\frac{\partial p\theta}{\partial\lambda} + \frac{v}{a}\frac{\partial p\theta}{\partial\varphi} + \omega\frac{\partial p\theta}{\partial\sigma} = -\frac{1}{a\cos\varphi}\left[\frac{\partial p\overline{u'\theta'}}{\partial\lambda} + \right.$$
$$\left. + \frac{\partial p\overline{v'\theta'}\cos\varphi}{\partial\varphi}\right] - \frac{\partial p\overline{\omega'\theta'}}{\partial\sigma} + pk\nabla^2\theta + \frac{g\sigma^{-R/c_p}}{c_p}\frac{\partial}{\partial\sigma}(H_b + H_r + H_c) +$$
$$+ \sigma^{-R/c_p}\,p\,Q_p; \qquad (6)$$

$$\frac{\partial pq}{\partial t} + \frac{u}{a\cos\varphi}\frac{\partial pq}{\partial\lambda} + \frac{v}{a}\frac{\partial pq}{\partial\varphi} + \omega\frac{\partial pq}{\partial\sigma} = -\frac{\partial p\overline{u'q'}}{a\cos\varphi\,\partial\lambda} -$$
$$-\frac{\partial\overline{v'q'}\cos\varphi}{a\cos\varphi\,\partial\varphi} - \frac{\partial p\overline{\omega'q'}}{\partial\sigma} + pk\nabla^2 q + g\frac{\partial}{\partial\sigma}(E_b + E_c) - pP; \qquad (7)$$

$$T = \theta\left(\frac{p_0}{\sigma p}\right)^{-R/c_p}. \qquad (8)$$

Здесь t — время; λ — долгота; φ — широта; σ — безразмерное давление; p — приземное давление; u, v — зональная и меридиональная составляющие скорости ветра; $\omega = d\sigma/dt$ — аналог вертикальной скорости; Φ — геопотенциал; Φ_s — высота гор; T — температура; θ — потенциальная температура; q — массовая доля водяного пара; H_b, E_b — потоки тепла и влаги от подстилающей поверхности; H_c, E_c — конвективные потоки тепла и влаги; H_r — радиационный поток тепла; Q_p, P — скорости изменения тепла и влаги при конденсации; $\overline{u'u'}$, $\overline{u'\theta'}$, $\overline{u'q'}$ — зональные, $\overline{u'v'}$, $\overline{v'v'}$, $\overline{v'\theta'}$, $\overline{v'q'}$ — меридиональные макротурбулентные потоки зональной и меридиональной компонент импульса, температуры и влажности соответственно; $\overline{\omega'\theta'}$, $\overline{\omega'q'}$ — вертикальные макротурбулентные потоки тепла и влаги; f — параметр Кориолиса; $k = 2{,}3\cdot10^5$ м$^2\cdot$с$^{-1}$ — коэффициент горизонтальной турбулентности; $a = 6{,}371\cdot10^6$ м — радиус Земли; $R = 286{,}8$ Дж$\cdot$кг$^{-1}\cdot$К$^{-1}$ — газовая постоянная сухого воздуха; $g = 9{,}81$ — ускорение свободного падения; $p_0 = 10^5$ Па, $c_p = 1007$ Дж$\cdot$кг$^{-1}\cdot$К$^{-1}$ — теплоемкость воздуха при постоянном давлении; τ_λ, τ_φ — зональная и меридиональная составляющие вектора горизонтального трения; ∇^2 — горизонтальный оператор Лапласа.

Задача решается на сфере. Решение периодично по долготе. Кинематическое условие на границах атмосферы записывается в виде

$$\omega|_{\sigma=1}=\omega|_{\sigma=0}=0. \tag{9}$$

Кроме того, при $\sigma=1$ задается Φ_s, а также температура поверхности океана с учетом сезонного хода по эмпирическим данным [2]. Температура суши и поверхности льда или снега рассчитывается на основе уравнения баланса энергии для подстилающей поверхности.

Нетрудно заметить, что осреднение формально усложняет уравнения ввиду появления в правой части моментов вида $\overline{\xi'\eta'}$, описывающих перенос различных субстанций вихрями синоптического масштаба. Однако именно то обстоятельство, что полученная система описывает только низкочастотные процессы, позволяет интегрировать ее с большим временным шагом. Требования к пространственному разрешению модели также ослабляются.

Проблема замыкания системы (1)—(8) рассмотрена в [3]. Она заключается в необходимости адекватной параметризации вторых моментов в виде функций локальных среднемесячных характеристик. В данной работе используется параметризация горизонтальной макротурбулентности, полученная на основе обработки климатической информации [4]. Расчетные формулы имеют вид:

$$\overline{u'u'}=\max\left(mU-2n\frac{uv}{U},\ 0\right); \tag{10}$$

$$\overline{v'v'}=\max\left(mU+2n\frac{uv}{U},\ 0\right); \tag{11}$$

$$U=(u^2+v^2)^{1/2};\ \overline{u'v'}=n\frac{u^2-v^2}{U}; \tag{12}$$

$$m=0{,}132\cdot|\sigma-0{,}07|^{2/3}\cdot R^{1/2}\left(\frac{\partial\theta}{\partial\sigma}\right)^{1/2}; \tag{13}$$

$$n=0{,}29\cdot(1-\sigma)^{7/2}\,\sigma^{5/2}R^{1/2}\left(\frac{\partial\theta}{\partial\sigma}\right)^{1/2}\operatorname{sign}(fu); \tag{14}$$

$$\frac{1}{a\cos\varphi}\left[\frac{\partial\overline{u'\psi'}}{\partial\lambda}+\frac{\partial\overline{v'\psi'}\cos\varphi}{\partial\varphi}\right]=\frac{1}{a^2\cos^2\varphi}\left[\frac{\partial}{\partial\lambda}k_s\frac{\partial\psi}{\partial\lambda}+\right.$$
$$\left.+\frac{\partial}{\partial\varphi}\cos\varphi\,k_s\frac{\partial\psi}{\partial\varphi}\right],\quad \psi\in\{\theta,q\}; \tag{15}$$

$$k_s=0{,}12\cdot R^{3/2}\sigma^2(1-\sigma)^{1/2}f^{-1/2}\left(\frac{\partial\theta}{\partial\sigma}\right)^{1/2}\left|\frac{\partial\theta}{\partial n}\right|; \tag{16}$$

$$\frac{\partial\theta}{\partial n}=\frac{1}{a^2\cos^2\varphi}\left[\left(\frac{\partial\theta}{\partial\varphi}\right)^2+\left(\frac{\partial\theta}{\partial\lambda}\right)^2\right]^{1/2}. \tag{17}$$

Вертикальные макротурбулентные потоки параметризуются по формулам Стоуна [5].

Рейнольдсовы напряжения трения τ_λ, τ_φ принимаются пропорциональными квадрату скорости ветра в нижнем слое модели (см., например, [6]).

Турбулентные потоки тепла и влаги определяются посредством интегрального метода [6], а конвективные параметризуются посредством традиционного метода влажноконвективного приспособления [7].

Расчет балла неконвективной облачности ведется на основе эмпирических формул, устанавливающих линейную связь между локальным количеством облачности и относительной влажностью. Коэффициенты в этих соотношениях получены по данным [8, 9].

При расчете крупномасштабных осадков конденсация начинается при относительной влажности 95% и сконденсировавшаяся влага немедленно выпадает без какого-либо испарения в слоях ниже уровня конденсации. Этот процесс продолжается до достижения относительной влажностью величины 40%.

Алгоритм радиационных расчетов с применением интегральных функций пропускания Краснокутской — Фейгельсон и Нийлиск — Саммел основан на методике [10].

Система основных уравнений (1)—(8), хотя и предназначена для описания медленных климатических колебаний, сама по себе содержит быстрые гравитационные волны. Поэтому расчеты по явной схеме требуют для устойчивости маленького шага по времени Δt, соответственно условиям Куранта — Фридрихса — Леви $\Delta t \leqslant c \Delta x$ (c — фазовая скорость волн, Δx — характерный шаг пространственной сетки). Для того, чтобы скорость счета была приемлемой, нужно использовать более сложные неявные схемы, фильтрующие высокочастотные колебания и допускающие практически неограниченно большой временной шаг. В нашем случае требуется прежде всего отфильтровать наиболее быстрые внешние и внутренние гравитационные волны.

Как показано во многих работах (например, [8]), для фильтрации внешних гравитационных волн, связанных с пересчетом давления p, достаточно в конечно-разностном аналоге (3) учесть зависимость скоростей u, v от градиентов давления. Это можно сделать следующим образом. Запишем уравнения движения (1), (2) в виде:

$$\frac{\partial (pu)}{\partial t} + \frac{p}{a \cos \varphi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} + \frac{RT}{a \cos \varphi} \frac{\partial p}{\partial \lambda} = F_u; \tag{18}$$

$$\frac{\partial (pv)}{\partial t} + \frac{p}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} + \frac{RT}{a} \frac{\partial p}{\partial \varphi} = F_v. \tag{19}$$

Введем дискретизацию по времени $t^j=\tau\cdot j$ и аппроксимируем (18), (19) формулами:

$$p^{j+1}u^{j+1}=U^j-\frac{R\tau T_0}{a\cos\varphi}\cdot\frac{\partial p^{j+1}}{\partial\lambda};\qquad(20)$$

$$p^{j+1}v^{j+1}=V^j-\frac{R\tau T_0}{a}\cdot\frac{\partial p^{j+1}}{\partial\varphi},\qquad(21)$$

где $T_0=\text{const}$, U^j, V^j определяются формулами:

$$U^j=p^j u^j+\tau\left[F_u^j-\frac{p^j}{a\cos\varphi}\cdot\frac{\partial\Phi^{j+1}}{\partial\lambda}-\frac{R(T^j-T_0)}{a\cos\varphi}\cdot\frac{\partial p^j}{\partial\lambda}\right];\qquad(22)$$

$$V^j=p^j v^j+\tau\left[F_v^j-\frac{p^j}{a}\cdot\frac{\partial\Phi^{j+1}}{\partial\varphi}-\frac{R(T^j-T_0)}{a}\cdot\frac{\partial p^j}{\partial\varphi}\right].\qquad(23)$$

Аппроксимируя (3), получаем

$$p^{j+1}=p^j-\frac{\tau}{a\cos\varphi}\int_0^1\left[\frac{\partial U^j}{\partial\lambda}+\frac{\partial V^j\cos\varphi}{\partial\varphi}\right]d\sigma+\tau^2RT_0\Delta p^{j+1}.\qquad(24)$$

Уравнение (24) отличается от (3) дополнительным членом $\tau^2RT_0\Delta p^{j+1}$, который при небольшом τ несущественен, а при большом — фильтрует высокочастотные колебания и сглаживает поле давления. При небольшом τ можно принять $U^j=p^j u^j$, $V^j=p^j v^j$, и (24) переходит в аппроксимацию (3) по явной схеме Эйлера. Таким образом, можно считать (23) обобщением уравнения тенденции.

Внутренние гравитационные волны можно отфильтровать, построив для ω специальное уравнение эллиптического типа, синхронизирующее поля T, Φ, u, v, ω.

Уравнение неразрывности запишем в виде

$$\frac{\partial p}{\partial t}+\frac{1}{a\cos\varphi}\left[\frac{\partial(pu)}{\partial\lambda}+\frac{\partial(pv\cos\varphi)}{\partial\varphi}\right]+p\frac{\partial\omega}{\partial\sigma}=0.\qquad(25)$$

Дифференцируя (25) по σ и используя (22), (23), получаем

$$\frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\sigma}\left[\frac{\partial\hat U}{\partial\lambda}+\frac{\partial(\hat V\cos\varphi)}{\partial\varphi}\right]+p\frac{\partial^2\omega^{j+1}}{\partial\sigma^2}=\tau p^j\frac{\partial}{\partial\sigma}\nabla^2\Phi^{j+1},\qquad(26)$$

где

$$\hat U=U^j-\frac{\tau p^j}{a\cos\varphi}\cdot\frac{\partial\Phi^{j+1}}{\partial\lambda};\quad\hat V=V^j-\frac{\tau p^j}{a}\cdot\frac{\partial\Phi^{j+1}}{\partial\varphi}.\qquad(27)$$

Запишем уравнение притока тепла в виде

$$T^{j+1}=T^j-\tau F_T+\frac{\tau R T_0\omega^{j+1}}{c_p\sigma p_l}.\qquad(28)$$

Подставив в (26) Φ^{j+1} по уравнению статики, а затем T^{j+1} из (28), окончательно получаем

$$\frac{1}{a\cos\varphi}\cdot\frac{\partial}{\partial\sigma}\left[\frac{\partial\hat{U}}{\partial\lambda}+\frac{\partial(\hat{V}\cos\varphi)}{\partial\varphi}\right]+p^j\frac{\partial^2\omega^{j+1}}{\partial\sigma^2}+$$

$$+\frac{\tau p^j R}{\sigma}\nabla^2\hat{T}=\gamma\nabla^2\omega^{j+1}. \qquad (29)$$

Здесь $\hat{T}=T^j-\tau F_T$, $\gamma=\frac{\tau^2 R^2 T_0}{c_p\sigma^2}$, F_T учитывает адвекцию температуры и притоки тепла.

Уравнения (24) и (29) с граничными условиями (9) решаются по локально-одномерной схеме [11], допускающей весьма большой временной шаг Δt. Для предотвращения нелинейной вычислительной неустойчивости при решении системы (1)—(8) используется эффект счетной вязкости, возникающий при аппроксимации адвективных членов направленными конечными разностями [12].

В данной версии модели атмосфера разбита на четыре равных по массе слоя. Трехъярусная облачность считается абсолютно тонкой и примыкающей снизу к уровням $\sigma=0{,}75$; 0,5; 0,25. Все переменные задаются в серединах слоев, а потоки тепла и влаги — на границах. Дополнительно на нижней границе вычисляются температура суши и льда (снега). По горизонтали используется широтно-долготная сетка с шагом по широте 6°, по долготе 10°. Расчеты велись с шагом 6 часов. Подчеркнем, что в результате перехода к климатическим уравнениям и применения специальной полунеявной схемы удалось уменьшить затраты процессорного времени примерно на два порядка по сравнению с обычной явной схемой.

В начальный период времени атмосфера сухая, ветер отсутствует, давление на уровне моря постоянно (1013 гПа), температура воздуха зависит только от широты и уменьшается от экватора к полюсам. Задавалось также поле рельефа Φ_s, соответствующее эмпирическому с учетом гор. Радиационный режим рассчитывался в зависимости от склонения солнца, меняющегося в течение года.

Было проведено несколько долгосрочных численных экспериментов на периоды от полутора до трех лет каждый. Расчеты велись на ЭВМ ЕС-1052. Согласование всех полей метеовеличин достигается через три месяца интегрирования.

На рис. 1 и 2 представлены некоторые результаты численного эксперимента по воспроизведению современного климатического режима атмосферы. Для сравнения приведены климатические данные [4]. По нашему мнению, модель удовлетворительно воспроизводит сезонные колебания атмосферной циркуляции. Заметим, что так как в северном полушарии доля материков больше,

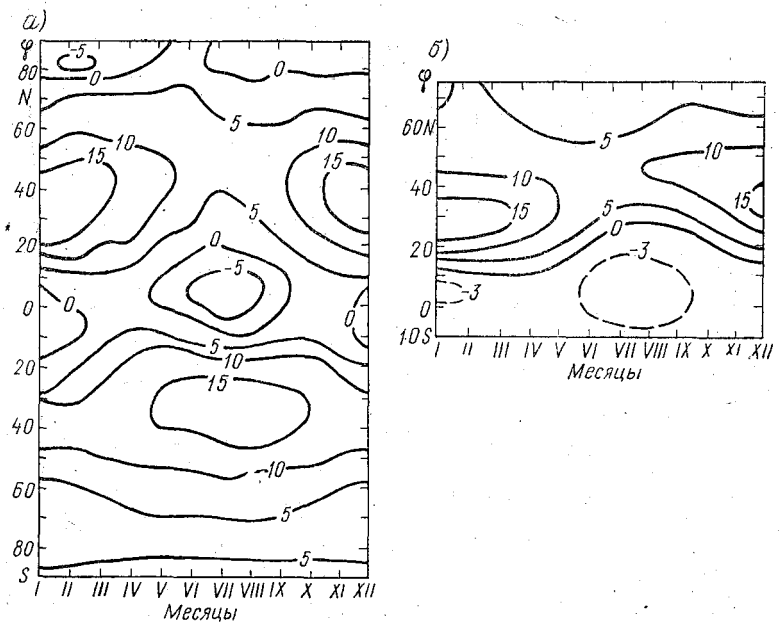


Рис. 1. Годовая эволюция средней по долготе и широте модельной зональной компоненты скорости ветра (м/с):
а — эксперимент; *б* — климатические данные [4].

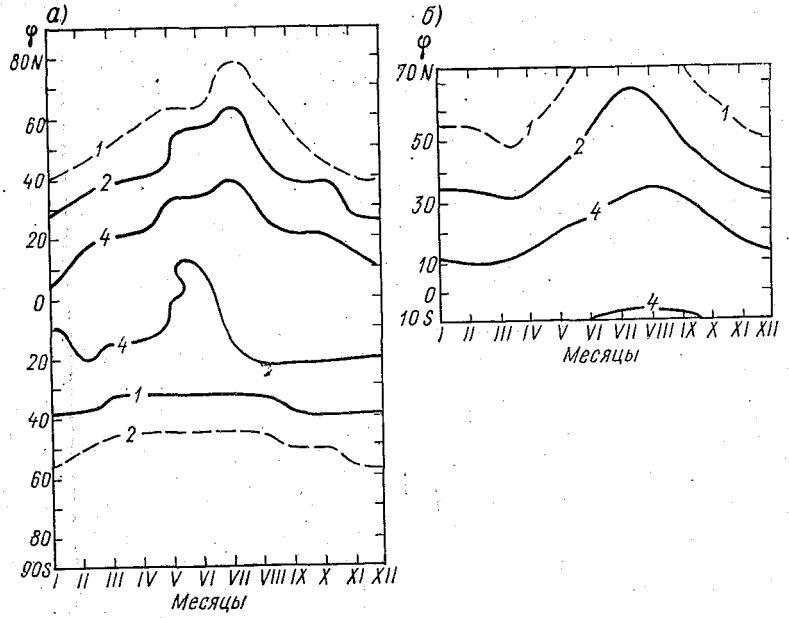


Рис. 2. Годовая эволюция средней по долготе и широте модельной массовой доли водяного пара (г/кг):
а — эксперимент; *б* — климатические данные [4].

чем в южном, для него характерны большая сезонная изменчивость и незональность климатического режима.

Авторы благодарят Д. В. Чаликова за постоянное внимание к данной работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Монин А. С.* Введение в теорию климата. — Л.: Гидрометеоиздат, 1982. — 246 с.
2. *Либерман Ю. М., Чаликов Д. В.* Глобальная изменчивость деятельного слоя океана. — Метеорология и гидрология, 1986, № 3, с. 65—72.
3. *Чаликов Д. В.* Зональные модели атмосферы. — Изв. АН СССР, ФАО, 1982, № 12, с. 1247—1255.
4. *Oort A. H., Rasmusson E. M.* Atmospheric circulation statistics. — NOAA Prof. Pap., 5, 1971. — 323 p.
5. *Stone P. H.* A simplified radiative-dynamical model for the static stability of rotating atmospheres. — J. Atmos. Sci., 1972, v. 29, N 3.
6. *Марчук Г. И.* и др. Математическое моделирование общей циркуляции атмосферы и океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1984. — 320 с.
7. *Manabe S., Smagorinsky T., Strickler R. F.* Simulated climatology of a general circulation model with a hydrologic cycle. — Mon. Wea. Rev., 1965, v. 93, N 12, p. 769—798.
8. *Rodgers C. D.* The radiative heat budget of troposphere and lower stratosphere. — Mass. Inst. of Technology Planet. Circul. Project, Rep. N A2, 1967. — 99 p.
9. *Smagorinsky J.* On the dynamical prediction of large-scale condencation by numerical methods. — Geophys. Monogr., Washington, 1960, N 5, p. 71—78.
10. *Неелова Л. О., Подольская Э. Л.* Оценка точности радиационных расчетов в моделях численного прогноза погоды. — Изв. АН СССР, ФАО, 1986, т. 22, № 11, с. 1213—1217.
11. *Самарский А. А.* Теория разностных схем. — М.: Наука, 1983. — 629 с.
12. *Марчук Г. И.* Методы вычислительной математики. — М.: Наука, 1977. — 455 с.

УДК 551.511.32

А. С. ГАВРИЛОВ (ЛГМИ)

ТРЕХМЕРНАЯ ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ РАСЧЕТА ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ АТМОСФЕРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НАД ОКЕАНОМ

Существует ряд практических задач (охрана атмосферы, авиационная метеорология, радиометеорология), где помимо осредненных полей метеовеличин в нижней тропосфере требуется восстанавливать и прогнозировать на основе стандартной метеорологической информации такие элементы структуры атмосферного

пограничного слоя (АПС), как инверсионные слои, характеристики энергетических спектров скорости ветра, температуры и влажности, а также параметр перемежаемости турбулентного потока. В данной работе делается попытка построить достаточно полную и физически содержательную модель АПС, пригодную для решения подобных задач.

Введем систему декартовых координат x, y, z, в которой ось x направлена на восток, y — на север, а z — вертикально вверх, и запишем систему уравнений мезометеорологического АПС в квазистатическом приближении:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \lambda(v - v_g) + L_u u; \tag{1}$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} - \lambda(u - u_g) + L_u v; \tag{2}$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} + \beta\vartheta = 0; \tag{3}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0; \tag{4}$$

$$\frac{d\vartheta}{dt} = \frac{L'}{c_p}\Phi - (w + \overline{W})\frac{\partial\overline{\theta}}{\partial z} + L_T\vartheta; \tag{5}$$

$$\frac{dq}{dt} = -\Phi - (w + \overline{W})\frac{\partial\overline{q}}{\partial z} + L_T q; \tag{6}$$

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (u + u_g)\frac{\partial}{\partial x} + (v + v_g)\frac{\partial}{\partial y} + (w + \overline{W})\frac{\partial}{\partial z};$$

$$L_f = \frac{\partial}{\partial x}K_x\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}K_y\frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}K_z^f\frac{\partial}{\partial z}, \quad f = u, T.$$

Здесь u, v, w, ϑ, q, p — компоненты вектора скорости ветра (вдоль осей x, y, z), температура, массовая доля водяного пара и давление, имеющие смысл отклонений от фоновых значений этих величин u_g, v_g (компоненты геострофического ветра), $\overline{W}$, $\overline{\theta}$ и $\overline{q}$; K_x, K_y, K_z — коэффициенты турбулентного обмена вдоль соответствующих осей; L' — удельная теплота парообразования; c_p — удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении; Φ — интенсивность конденсации. Горизонтальными градиентами фоновых полей в (1)—(6) пренебрегается по сравнению с мезометеорологическими, а в качестве вертикальных градиентов $\overline{\theta}$ и $\overline{q}$ в дальнейшем используются их средние значения в тропосфере (известные из синоптического или численного прогноза).

В качестве граничных условий над океаном на его поверхности задается температура T_w, влажность считается насыщающей при этой температуре q_0, а компоненты скорости равны нулю. На верхней границе расчетной области предполагается затухание всех мезометеорологических возмущений, а на боковых границах, следуя [1], производные всех искомых величин по направлению к ее внешней нормали также полагаются равными нулю.

Для параметризации приводного слоя в работе используется упрощенная модель этой области, построенная на основе универсальных зависимостей, рассчитанных предварительно с помощью более сложной модели второго порядка замыкания. В работе [2] предложены удобные аналитические аппроксимации универсальных функций:

$$\varphi_u(\zeta)=\frac{\varkappa z}{u_*}\cdot\frac{\partial u}{\partial z},\quad \varphi_T(\zeta)=-\frac{\varkappa u_* z}{H_0}\cdot\frac{\partial\vartheta}{\partial z}, \tag{7}$$

$$u_n(\zeta,\zeta_0)=\int\limits_{\zeta_0}^{\zeta}\frac{\varphi_u(\zeta)}{\zeta}\,d\zeta,\quad \theta_n(\zeta,\zeta_0)=\int\limits_{\zeta_0}^{\zeta}\frac{\varphi_T(\zeta)}{\zeta}\,d\zeta,$$

где u_* — динамическая скорость; $\zeta=z/L$ — параметр устойчивости; $\zeta_0=z_0/L$, $L=-u_*^3/(\beta H_V\varkappa)$, H_V — поток виртуальной температуры, z_0 — уровень шероховатости морской поверхности, $\varkappa=0{,}4$. В [3] модель дополнена соотношениями, позволяющими рассчитывать значения z_0 как для скорости ветра, так и для температуры, а также перепад температуры в так называемом «скин-слое».

Введение универсальных зависимостей (7) позволяет переформулировать нижние граничные условия задачи в следующем виде:

$$\text{при } z=z_1\quad \frac{\partial u}{\partial z}+A_u u=0,\quad \frac{\partial v}{\partial z}+A_u v=0, \tag{8}$$

$$\frac{\partial\vartheta}{\partial z}+A_T(\vartheta+\bar\theta-T_w)=0,\quad \frac{\partial q}{\partial z}+A_T(q+\bar q-q_0)=0, \tag{9}$$

$$A_u=\varphi_u(\zeta_1)/z_1 u_n(\zeta_1,\zeta_0),\quad A_T=\varphi_T(\zeta_1)/z_1\theta_n(\zeta,\zeta_0),$$

где $\zeta_1=z_1/L$, а z_1 — нижний расчетный уровень мезометеорологической модели, приближенно совпадающий с верхней границей приводного слоя.

Рациональным способом описания процессов формирования полей температуры и влажности при наличии фазовых переходов является использование уравнений для инвариантов $\Pi=\frac{c_p}{L'}\vartheta+q$, $S=q+\delta$ [4], где δ — удельная водность. Для их вывода систему (1)—(6) требуется дополнить уравнением переноса δ, которое

при использовании предположения о полном увлечении капель турбулентным потоком может быть записано в виде

$$\frac{d\delta}{dt}=\Phi-(w+\overline{W})\frac{\partial\overline{\delta}}{\partial z}+L_T\delta. \qquad (10)$$

Комбинируя это уравнение с (5) и (6), запишем:

$$\frac{d\Pi}{dt}=-(w+\overline{W})\frac{\partial\overline{\Pi}}{\partial z}+L_T\Pi; \qquad (11)$$

$$\frac{dS}{dt}=-(w+\overline{W})\frac{\partial\overline{S}}{\partial z}+L_T S. \qquad (12)$$

Граничные условия для δ, Π и S на верхней границе и внешнем контуре расчетной области будут, очевидно, такими же, как и для других функций. В приводном слое, однако, использование соотношений типа (9) требует некоторого обоснования, поскольку наличие $\Phi\neq0$ в (5) и (6) приводит к нарушению одного из основных постулатов теории подобия Монина — Обухова для приводного слоя о приближенной независимости турбулентных потоков тепла и влаги в этой области от высоты. Между тем в этих условиях такими свойствами (без учета оседания капель) обладают потоки $E_\Pi=\overline{\Pi' w'}$ и $E_S=\overline{S_1 w'}$. Исходя в данном случае из соотношений

$$-K_\Pi\frac{\partial\Pi}{\partial z}=E_\Pi,\quad -K_S\frac{\partial S}{\partial z}=E_S,$$

где K_Π и K_S — соответствующие коэффициенты турбулентного обмена, можно в итоге прийти к следующему виду граничных условий на уровне $z=z_1$:

$$\frac{\partial\Pi}{\partial z}+A_\Pi(\Pi+\overline{\Pi}-\Pi_0),\quad \frac{\partial S}{\partial z}+A_S(S+\overline{S}-S_0). \qquad (13)$$

При этом A_Π и A_S функционально связаны с K_Π и K_S и совпадают с использованной в (9) величиной A_T в том случае, если предположить, что приток тепла за счет фазовых переходов не настолько велик, чтобы заметно изменить динамику турбулентного потока.

Восстановление полей ϑ, q и δ по рассчитанным Π и S производится с учетом того, что влажность в пределах облака является насыщающей, а вне его водность равна нулю. Предполагая, что на границе облака справедливы оба эти условия, можно записать уравнение поверхности, связывающее координаты границ облака $\tilde{x}$, $\tilde{y}$ и $\tilde{z}$:

$$\Pi(\tilde{x},\tilde{y},\tilde{z},t)=\frac{c_p}{L'}F_m[S(\tilde{x},\tilde{y},\tilde{z},t)]+S(\tilde{x},\tilde{y},\tilde{z},t), \qquad (14)$$

где F_m — точка росы при массовой доле водяного пара, совпадающей с S.

Общий подход при расчете характеристик турбулентности основывается в данной работе на выводах из модельного уравнения Фоккера — Планка — Колмогорова для плотности распределения турбулентных флуктуаций компонент скорости $u_i^{(k)} (i=1, 2, 3)$, температуры $\vartheta^{(k)}$ и влажности $q^{(k)}$ k-го диапазона масштабов $P_k(u_i^{(k)}, \vartheta^{(k)}, q^{(k)}, x_i/u_i^{(k-1)}, \vartheta^{(k-1)}, q^{(k-1)}, t)$, полученного в [5]. Это уравнение позволяет построить систему уравнений для одноточечных моментов турбулентных пульсаций произвольного порядка, которая в отличие от аналогичных систем такого рода содержит малое количество эмпирических констант и, самое главное, удовлетворяет принципу физической реализуемости (см., например, [6]). Полученные таким образом уравнения для недиагональных компонент тензора напряжений Рейнольдса, турбулентных потоков тепла и водяного пара записываются в предположении о стационарной и однородной турбулентности (локальными производными по времени, упорядоченным и турбулентным обменом пренебрегается). Если при этом с целью упрощения применить аналогичную запись и в уравнениях переноса для дисперсий турбулентных флуктуаций температуры σ_T^2 и влажности σ_q^2, то в итоге связь между потоками и градиентами удается представить в рамках так называемой «К-теории», а для вертикальных коэффициентов турбулентного переноса получить простые алгебраические выражения:

$$K_z = a_N \left(\sigma^2 + a_1 \beta H \frac{b^2}{\varepsilon}\right) \left(a_0 \frac{\varepsilon}{b^2} + a_1 \frac{b^2}{\varepsilon} \beta \frac{\partial \vartheta}{\partial z}\right)^{-1}, \qquad (15)$$

$$K_z^T = a_N \sigma^2 \left(2 a_2 \frac{\varepsilon}{b^2} + a_1 \frac{b^2}{\varepsilon} \beta \frac{\partial \vartheta}{\partial z}\right)^{-1},$$

$$a_N = (1 - n^{-2/3})^2, \; a_0 = \frac{\alpha}{\alpha_T} \left(3 - \frac{\alpha_T}{2\alpha}\right), \; a_1 = \frac{\alpha_T a_N}{\alpha}, \; a_2 = \frac{\alpha}{\alpha_T},$$

где $H = -K_z^T \frac{\partial \vartheta}{\partial z}$; ε — скорость диссипации турбулентной энергии; σ^2 — средняя кинетическая энергия вертикальных, e^2 — горизонтальных турбулентных флуктуаций скорости; $b^2 = e^2 + \frac{\sigma^2}{2}$ — полная кинетическая энергия турбулентности; $\alpha \approx \alpha_T \approx 1{,}5$ — константы Колмогорова в трехмерных спектрах скорости и температуры, а $n \approx 4{,}0$ — эмпирический коэффициент.

Вместо обычного уравнения баланса турбулентной энергии, запишем отдельно уравнения для e^2, σ^2, а также для $\Gamma=\overline{w'^3}$, имеющего смысл вертикального турбулентного потока σ^2:

$$\frac{de^2}{dt}=L_u e^2-\frac{\varepsilon}{b^2}e^2-a_R\frac{\varepsilon}{b^2}\left(e^2-\frac{2}{3}b^2\right)+$$

$$+K_z^u\left[\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2\right]; \qquad (16)$$

$$\frac{d\sigma^2}{dt}+\frac{\partial\Gamma}{\partial z}=-a_\sigma\frac{\varepsilon}{b^2}\sigma^2+\frac{2}{3}a_R\varepsilon+2\beta H+\frac{\partial}{\partial x}K_x\frac{\partial\sigma^2}{\partial x}+$$

$$+\frac{\partial}{\partial y}K_y\frac{\partial\sigma^2}{\partial y}; \qquad (17)$$

$$\frac{d\Gamma}{dt}+\frac{3}{2}\frac{\partial\sigma^4}{\partial z}=-\frac{3}{2}a_\sigma\frac{\varepsilon}{b^2}\Gamma+3\beta\sigma H+\frac{\partial}{\partial x}K_x\frac{\partial\Gamma}{\partial x}+$$

$$+\frac{\partial}{\partial y}K_y\frac{\partial\Gamma}{\partial y}, \qquad (18)$$

где $a_R=c_R/(c-c_R)$, $a_\sigma=c/(c-c_R)$, $c_R=c\left(1-\frac{\alpha_T}{2\alpha}\right)$, $c=\left(\frac{2}{3}\right)^{3/2}\frac{1}{\sqrt{\alpha}}\frac{}{\alpha_T}(n^{1/3}-n^{-1/3})^{-3/2}$. При записи последнего уравнения использовано гауссово приближение $\overline{w'^4}=3\sigma^4$ и аппроксимация третьего момента в виде $\overline{\vartheta' w'^2}\approx\sigma H$.

Использование уравнений для σ^2 и Γ потребовалось для более точного описания процессов турбулентного переноса в вертикальном направлении. Проведенный анализ этих уравнений показал, что в этом случае система (17), (18) является квазилинейной гиперболической, причем после введения инвариантов Римана для этой системы $R_{1,2}=\Gamma\pm\frac{2}{\sqrt{3}}\sigma^3$, она может быть преобразована к уравнениям переноса этих величин вдоль характеристик $\pm\sqrt{3}\sigma$. В рамках такого подхода оказывается, что и высота АПС, понимаемая как граница раздела турбулентной и квазиламинарной сред, является характеристикой данной гиперболической системы.

Последовательное применение уравнения для плотности распределения турбулентных флуктуаций различных масштабов упомянутое выше, позволяет получить также и целый ряд приближенных уравнений для таких параметров тонкой структуры тур-

булентности, как скорость диссипации ε, аналогичные функции для флуктуаций температуры ε_T и влажности ε_q, а также непосредственно для структурных характеристик флуктуаций температуры или влажности $C_T^2 = \alpha_T \varepsilon_T \varepsilon^{-1/3}$, $C_q^2 = \alpha_T \varepsilon_q \varepsilon^{-1/3}$:

$$\frac{d\varepsilon^{2/3}}{dt} = L_u \varepsilon^{2/3} + c' \frac{\varepsilon^{2/3}}{b^2} \left(c_\varepsilon \frac{b^3}{l} - \varepsilon \right); \tag{19}$$

$$\frac{dC_f^2}{dt} = L_f C_f^2 - c'_T \frac{\varepsilon}{b^2} C_f^2 + c_\lambda \frac{\varepsilon^{1/3}}{b^4} \sigma_f^2; \tag{20}$$

$$\frac{d\sigma_f^2}{dt} = L_f \sigma_f^2 + K_f \left(\frac{\partial f}{\partial z} \right)^2 - c_T \frac{\varepsilon}{b^2} \sigma_f^2. \tag{21}$$

Здесь параметр l определяет масштаб энергосодержащих турбулентных вихрей и принимается заданной функцией высоты; $f = \vartheta$, q; σ_f^2 — дисперсия турбулентных флуктуаций этой величины. Вычисление констант c', c_ε, c'_T и c_λ производится с помощью соотношений, связывающих их с уже определенными ранее величинами α, α_T и n.

Важным параметром турбулентного течения является так называемый параметр перемежаемости, определяющий относительный объем течения, заполненный мелкомасштабными турбулентными неоднородностями. Как натурный, так и численный эксперимент [6] свидетельствует в пользу того, что в АПС такого рода свойствами обладают преимущественно восходящие конвективные потоки. Если определить параметр перемежаемости p_ε, как вероятность превышения вертикальной флуктуационной скоростью w' некоторого порогового значения w_ε и принять некоторую гипотезу относительно плотности распределения $P(w')$, можно вычислить p_ε по известным моментам этого распределения σ^2 и Γ. Для этой цели воспользуемся представлением $P(w')$ в виде разложения в ряд Грамма — Шарлье и ограничимся первыми двумя его членами:

$$P(\eta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\eta^2/2} \left[1 - \frac{\Gamma}{6\sigma^3} (3\eta - \eta^3) \right],$$

где $\eta = w'/\sigma$. При этом для p_ε справедливо:

$$p_\varepsilon = \frac{1}{2} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{\eta_\varepsilon}{\sqrt{2}} \right) \right] - \frac{\Gamma}{6\sigma^3} (1 - \eta_\varepsilon^2) e^{-\eta_\varepsilon^2/2}. \tag{22}$$

Отметим, что эта же величина, при наличии конденсации в восходящих потоках, может трактоваться как балл кучевой облачности. Само собой разумеется, что рассмотрение такого рода облачности как элементов тонкой структуры АПС допустимо лишь для так называемых плоских и средних кучевых облаков, с верх-

ней границей, не выходящей за пределы 2—2,5 км. Для установления в процессе расчетов факта существования кучевой облачности полезно использовать приближение «двухфазного» турбулентного потока, в котором с вероятностью p_ε величины П и S принимают значения $П_+$ и S_+, а с вероятностью $1-p_\varepsilon$ — $П_-$ и S_-. Вычисляя с помощью (21) дисперсии $\sigma_П^2$ и σ_S^2, а по (22) параметр перемежаемости p_ε, можно согласно этому приближению получить:

$$П_+ = \sigma_П \left(\frac{1-p_\varepsilon}{p_\varepsilon}\right)^{1/2}, \quad S_+ = \sigma_S \left(\frac{1-p_\varepsilon}{p_\varepsilon}\right)^{1/2}.$$

При этом границы полей кучевой облачности определяются аналогично тому, как это делалось в случае слоистой облачности, т. е. при помощи соотношения (14), заменяя в нем предварительно П и S на $П_+(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}, \tilde{t})$ и $S_+(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}, \tilde{t})$.

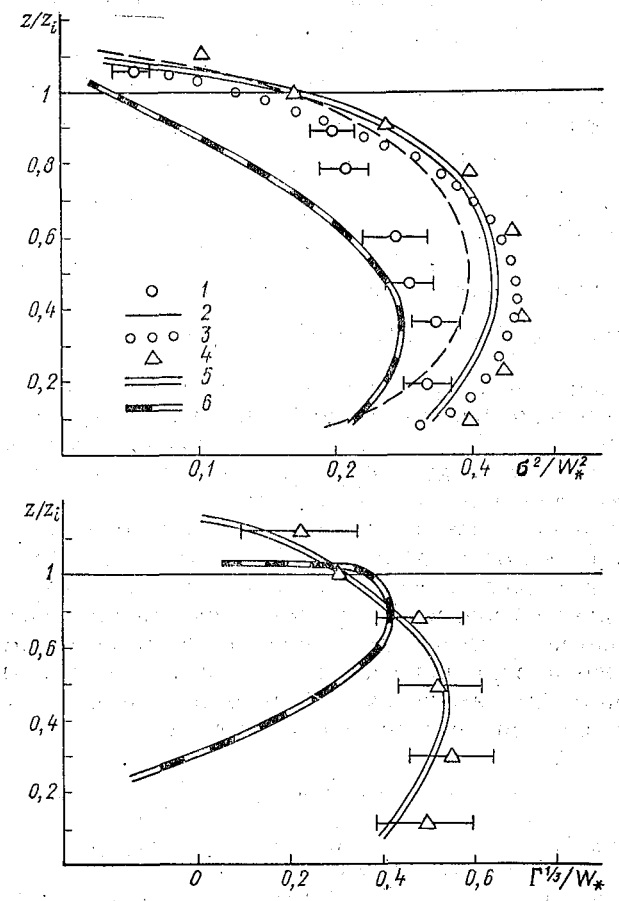
Для экспериментальной проверки сформулированной в данной работе модели турбулентного переноса в АПС рассмотрим для простоты процесс формирования сухого (т. е. без фазовых переходов) конвективного пограничного слоя (КПС) над горизонтально-однородной подстилающей поверхностью. Имеющиеся многочисленные данные экспериментальных исследований, выполненные как в натурных, так и в лабораторных условиях [6—9] дают в настоящее время достаточно качественный материал для тестирования модели.

Рассмотрим задачу о развитии КПС над поверхностью с фиксированным турбулентным потоком тепла $\rho c_p H_0 > 0$ и заданным градиентом потенциальной температуры в свободной атмосфере $\gamma_\theta > 0$. Масштаб турбулентных образований будем вычислять на основе широко используемого для подобных целей приближения [10]:

$$l = \varkappa z \left[1 + \frac{\varkappa z}{l_H}\right]^{-1}, \quad l_H = 0{,}1 \int_0^H zb\,dz \Big/ \int_0^H b\,dz.$$

В качестве начальных условий для $t=0$ предположим, что профиль потенциальной температуры совпадает с фоновым $\theta(z) = \gamma_\theta z$, а турбулентность отсутствует. Для задания нижнего граничного условия при интегрировании уравнения теплопроводности (5) используем известное значение вертикального турбулентного потока $\rho c_p H_0$, а все необходимые характеристики турбулентности на нижнем расчетном уровне вычисляем с помощью H_0 на основе предельных соотношений для σ^2, e^2, σ^2 и Г, вытекающих для этих величин из уравнений (16), (17), (18), (21) при записи их без учета членов, описывающих турбулентную диффузию. На верхней границе области расчета отклонения значений температуры от фоновой (начальной), а также все характеристики турбулентности полагались равными нулю.

Расчеты показали, что за несколько часов реального времени развития процесса устанавливался автомодельный режим, когда все приведенные к безразмерному виду искомые величины можно было с высокой степенью точности полагать функциями лишь одного параметра — безразмерной высоты $\xi = z/Z_i(t)$, где $Z_i(t)$ — зависящая от времени высота конвективного пограничного слоя атмосферы, определяемая как уровень расположения минимума турбулентного потока тепла.



Сравнение рассчитанных статистических характеристик турбулентных флуктуаций вертикальной скорости с экспериментом. Экспериментальные данные из работ: *1* — [7]; *2* — [6]; *3* — [8]; *4* — [9]. Результаты численного расчета: *5* — модель «М2»; *6* — модель «М1».

Для иллюстрации полученных результатов на рисунке приведены профили статистических характеристик турбулентных флук-

туаций вертикальной скорости σ^2/W_*^2 и $\Gamma^{1/3}/W_*$, где $W_* = (\beta H_0 Z_i)^{1/3}$ — масштаб скорости в КПС. Эти данные свидетельствуют в пользу того, что используемая модель достаточно хорошо описывает реальные процессы турбулентного обмена в конвективном пограничном слое. В этой связи представляет интерес оценка тех преимуществ, которые дает использование для описания турбулентной диффузии σ^2 гиперболической системы уравнений (17), (18) (модель «М2») по сравнению с упрощенной моделью (модель «М1»), основанной на применении лишь традиционного уравнения баланса турбулентной энергии для $b^2 = e^2 + \frac{1}{2}\sigma^2$. Последнее в данном случае получается путем суммирования уравнений (16) и (17) при использовании градиентной гипотезы для аппроксимации потока $\Gamma = -K_z \partial \sigma^2/\partial z$:

$$\frac{d b^2}{dt} = L_u b^2 - \varepsilon + \beta H + K_z^u \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2\right],$$

где коэффициент вертикального турбулентного обмена принимается таким же, как в (16), и вычисляется по (15) с $\sigma^2 \approx \frac{2}{3} b^2$.

Представленные на рисунке результаты расчетов по двум моделям убедительно свидетельствуют о преимуществах модели «М2». Особенно ярко различия между ними проявляются в профиле Г: в нижней части конвективного пограничного слоя модель «М1» дает ошибку даже в знаке этой величины.

В заключение отметим, что перспективным направлением использования изложенной в данной работе модели является применение ее в задаче усвоения разнородной и асинхронной гидрометеорологической информации, поскольку одновременно с полями давления, ветра, температуры и влажности здесь осуществляется расчет также и ряда параметров атмосферы, доступных дистанционным методам измерения (облачность, структурные характеристики флуктуаций температуры и влажности).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Пененко В. В., Алоян А. Е.* Модели и методы для задач охраны окружающей среды. — Новосибирск: Наука, 1985. — 253 с.

2. *Гаврилов А. С., Петров Ю. С.* Оценка точности определения турбулентных потоков по стандартным гидрометеорологическим измерениям над морем. — Метеорология и гидрология, 1981, № 4, с. 52—59.

3. *Гаврилов А. С., Петров Ю. С.* Особенности климатического режима параметра устойчивости приводного слоя в Северной Атлантике. — Межвуз. сб. тр. — Л., изд. ЛПИ, 1986, вып. 93, с. 63—68.

4. *Матвеев Л. Т.* Динамика облаков. — Л.: Гидрометеоиздат, 1982. — 311 с.

5. *Гаврилов А. С.* Спектрально-вероятностная модель атмосферного пограничного слоя. — В кн.: Численные методы в краевых задачах математической физики. Межвуз. сб. тр. — Л., изд. ЛИСИ, 1985, с. 97—105.

6. Атмосферная турбулентность и моделирование распространения примесей / Ред. Ф. Т. М. Ньистадт, Х. Ван Доп / пер. с англ. — Л., Гидрометеоиздат, 1985. — 350 с.

7. *Deardorff J. W., Willis G. E.* Further results from a laboratory model of the convective planetary boundary layer. — Bound. — Layer Meteorol., vol. 32, 1985, p. 205—236.

8. *Willis G. E., Deardorff J. W.* A laboratory model of the unstable planetary boundary layer. — J. Atmos. Sci., vol. 31, 1974, p. 1297—1307.

9. *Druilhet A., Frangi J. O., Guedalia D., Fontan J.* Experimental studies of the turbulence structure parameters of the convective boundary layer. — J. Clim. and Appl. Meteorol., vol. 22, N 4, 1983, p. 594—608.

10. *Yamada T., Mellor G.* A simulation of the Wangara atmospheric boundary layen data. — J. Atmos. Sci., vol. 32, N 12, 1975, p. 2309—2329.

УДК 551.515.3

Г. И. МАЗУРОВ (ЛГМИ), В. Б. ОРЛОВ (ЛГУ)

УПРОЩЕННЫЙ СПОСОБ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК СМЕРЧА

Интенсивные атмосферные вихри вызывают разрушение многих сооружений и запоминаются надолго. Для оценки их разрушительной силы важно знать их параметры. При изучении таких вихрей широко применяется моделирование. Этому посвящено большое количество работ [1—5]. Все разработанные модели достаточно сложны и расчеты параметров вихрей по ним очень громоздки [4]. Без использования ЭВМ их выполнить невозможно. Естественно желание упростить этот процесс не снижая точности.

Авторы считают возможным добиться этого, используя решение задачи о турбулентном течении, вызванном вращающимся сплошным диском [6].

Физически такой подход оправдан, поскольку еще проф. Н. Е. Жуковский [7] при моделировании смерча также использовал вращающийся диск с отверстиями. В теоретической работе [6] рассматривалось вращение плоского сплошного бесконечного диска с произвольной скоростью. Благодаря трению, воздух увлекался во вращение диском и под влиянием центробежной силы часть его выбрасывалась за пределы диска. На освободившееся место из нижних слоев приходили новые порции воздуха. В результате возникал достаточно протяженный по вертикали вращающийся столб воздуха, по форме напоминающий торнадо, что является синонимом смерча.

Используя решение, полученное в работе [6], удается вычислить скорость, давление и некоторые другие параметры таких вихрей в любой их точке. В отличие от других работ [1, 5] в данной модели в середине столба вращающегося воздуха получается «глаз» бури. Поскольку в работе [6] рассматривался бесконечный диск, то в настоящей статье предлагается формула, достаточно близко описывающая форму воронки торнадо и определяющая реальную его границу, что позволяет вычислить выше названные параметры, в том числе и радиус вихря на любом уровне. Полученные результаты сравниваются с фактическими (натурными) характеристиками торнадоподобных вихрей, заимствованными из ряда описательных [8, 9] и теоретических работ [1—5].

Авторы не касаются физики возникновения такого сложного явления, как смерч (что не нашло решения и в моделях других авторов), а приводят формулы и таблицу, позволяющие вычислить многие параметры смерча в зрелой стадии в любой его точке.

I. Приведем некоторые результаты из работы [6]. Решение задачи о турбулентном течении, вызванном вращающимся диском, получено на основе теории турбулентности, предложенной В. В. Новожиловым [10], при обычных ограничениях, принятых в теории пограничного слоя движущегося тела. При этом считалось, что бесконечный диск вращается в вязкой жидкости с угловой скоростью ω вокруг вертикальной оси z. Рейнольдсовы напряжения (в этом случае их остается только три), принимались в виде:

$$\tau_{rz}=\rho\nu\varkappa_n T_1^n \frac{\partial v_r}{\partial z},$$

$$\tau_{\varphi z}=\rho\nu\varkappa_n T_2^n \frac{\partial v_\varphi}{\partial z}, \qquad (1)$$

$$\tau_{zz}=\rho\nu\varkappa_n T_3^n \frac{\partial v_z}{\partial z},$$

где r, φ, z — цилиндрические координаты; v_r, v_ϕ, v_z — компоненты вектора скорости; ρ — плотность, ν — кинематическая вязкость воздуха; $n=3/4$; $\varkappa_n=0{,}53$.

$$T_1=\left|\frac{\partial v_r}{\partial z}\right|^3 \Big/ \left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2}\right)^2,$$

$$T_2=\left|\frac{\partial v_\varphi}{\partial z}\right|^3 \Big/ \left(\frac{\partial^2 v_\varphi}{\partial z^2}\right)^2, \qquad (2)$$

$$T_3=\left[\left(\frac{\partial v_r}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial z}\right)^2\right]^{3/2} \Big/ \left[\left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2}\right)^2+\left(\frac{\partial^2 v_\varphi}{\partial z^2}\right)^2\right]$$

— локальные числа Рейнольдса.

В этом случае задача сводится к краевой задаче для системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Решение последней, полученное на ЭВМ, приводится в табл. 1 [6].

Таблица 1

Параметры, используемые для вычисления характеристик смерча

η	F	G	$-H$	$-F'$	$-G'$	F''	G''	$-\Delta P$
0	0	1	0	$-\infty$	$+\infty$	$-\infty$	$+\infty$	0
0,0100	0,133	0,412	0,0023	−3,15	8,24	$-\infty$	10^6	0,0005
0,0101	0,132	0,411	0,0024	8,81	8,18	$+\infty$	703	0,0005
0,015	0,125	0,378	0,0036	0,896	5,81	67,9	340	0,0138
0,020	0,121	0,353	0,0049	0,692	4,51	25,6	199	0,0232
0,025	0,118	0,332	0,0062	0,595	3,70	14,88	132	0,029
0,030	0,115	0,316	0,0074	0,534	3,14	10,1	93,9	0,033
0,040	0,110	0,288	0,0097	0,457	2,42	5,9	55,0	0,038
0,050	0,106	0,266	0,0120	0,408	1,98	4,1	36,3	0,042
0,060	0,102	0,248	0,0142	0,373	1,67	3,08	25,8	0,044
0,070	0,099	0,232	0,0163	0,345	1,44	2,45	19,4	0,0455
0,080	0,095	0,219	0,0185	0,323	1,27	2,01	15,1	0,046
0,090	0,092	0,207	0,0205	0,304	1,14	1,70	12,1	0,047
0,100	0,089	0,196	0,0225	0,288	1,03	1,47	10,0	0,0471
0,15	0,076	0,154	0,0317	0,233	0,688	0,848	4,66	0,046
0,20	0,066	0,124	0,0399	0,198	0,511	0,580	2,71	0,044
0,25	0,056	0,102	0,0473	0,173	0,401	0,434	1,78	0,041
0,30	0,048	0,084	0,0538	0,154	0,326	0,343	1,25	0,0385
0,35	0,041	0,069	0,0597	0,138	0,273	0,282	0,93	0,0368
0,40	0,0344	0,057	0,0650	0,125	0,232	0,237	0,72	0,0358
0,45	0,0284	0,046	0,0696	0,114	0,200	0,204	0,57	0,0553
0,50	0,0229	0,036	0,0737	0,104	0,174	0,178	0,46	0,0352
0,55	0,0178	0,028	0,0774	0,096	0,152	0,158	0,38	0,0352
0,60	0,0132	0,021	0,0805	0,089	0,135	0,141	0,32	0,0352
0,65	0,0090	0,0145	0,0832	0,082	0,120	0,127	0,28	0,0352
0,70	0,0054	0,0088	0,0855	0,076	0,108	0,115	0,29	0,0352
0,75	0,0023	0,0037	0,0874	0,071	0,096	0,105	0,21	0,0352
0,768	0	0	0,0874					

Используя данные табл. 1, можно вычислить (в любой точке) компоненты вектора скорости, давление воздуха и рейнольдсовы напряжения по формулам (1)—(3):

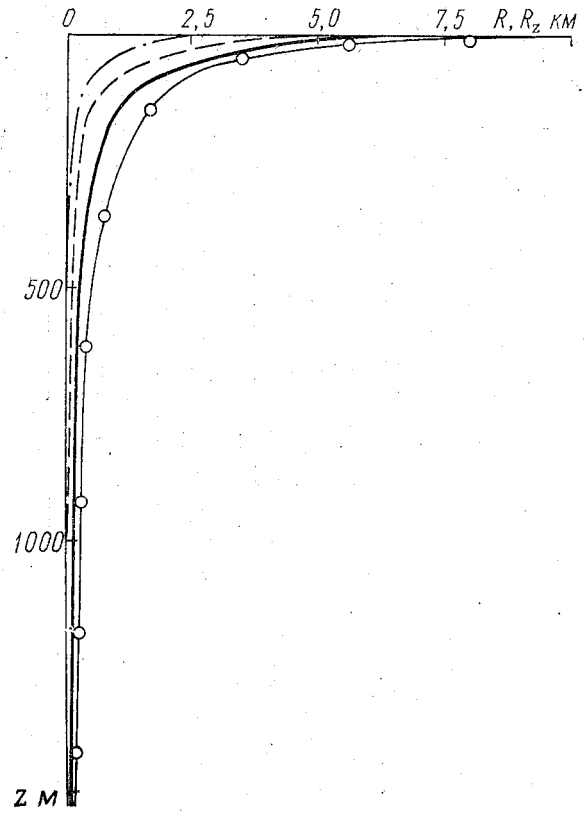
$$v_r = r\,\omega\,F(\eta),$$

$$v_\varphi = r\,\omega\,G(\eta), \qquad (3)$$

$$v_z = r^{0,6}\,\nu^{0,2}\,\omega^{0,8}\,H(\eta),$$

$$\Delta p = \rho\,\omega^{1,6}\,\nu^{0,4}\,\Delta P\,r^{1,2}, \quad \eta = \left(\frac{\omega}{\nu}\right)^{0,2} \frac{z}{r^{0,6}},$$

где Δp — перепад давления; r — текущий радиус.



Уменьшение радиуса вихря R_z при удалении на расстояние z от материнского облака с различными радиусами (R=2,5; 5,0; 7,5 и 10 км).

II. Рассматривая атмосферное движение как движение вязкой жидкости, авторы применили вышеописанный подход к расчету характеристик вихрей типа смерча.

Поскольку в [6] рассматривался бесконечный диск (безграничное течение), потребовалось получить формулу, приблизительно описывающую форму смерча. Эта полуэмпирическая формула была получена на основе анализа отрывочных данных натурных измерений смерчей [1—5, 8, 9]:

$$R_z = \frac{R^{1,6}}{\left(\frac{\omega}{\nu}\right)^{0,2} z + R^{0,6}}. \qquad (4)$$

Здесь R — радиус материнского облака; z — расстояние от облака; R_z — радиус смерча на расстоянии z от материнского облака.

Для вычисления характеристик смерча предлагается следующая процедура.

Зная радиус R материнского кучево-дождевого облака, например, по радиолокационным наблюдениям, его высоту H над подстилающей поверхностью и, задавая угловую скорость вращения ω в облаке, вычисляем R_z на интересующем нас расстоянии z от облака (при $\nu = 1,5 \cdot 10^{-5}$ м²/с [4]). По этим значениям радиуса вихря R_z, выбираем $r \leqslant R_z$ и вычисляем η по (3). В табл. 1 (при $0 \leqslant \eta < 0,768$) находим F, G, H, Δp и по формуле (3) вычисляем v_r, v_φ, v_z и Δp.

Если $\eta \geqslant 0,768$, то это означает, что в указанной области $v_r = 0$, $v_\varphi = 0$, $v_z = r^{0,6}\, 0,0874\, \nu^{0,2}\, \omega^{0,8} = \text{const}$. Эта область является «глазом» бури.

III. По изложенной методике были рассчитаны R_z для наиболее вероятных радиусов материнского облака ($R = 2,5$; 5,0; 7,5; 10,0 км) и построены кривые изменения R_z для вихрей, образовавшихся из таких облаков (см. рисунок). Поскольку кривые на графике при малых R_z сливаются, то результаты расчетов приводятся в табл. 2.

Таблица 2

Радиусы вихря R_z (м) на различном удалении от материнского облака с радиусами $R = 2,5$; 5,0; 7,5; 10,0 км

Радиусы облака R, км	Удаление от облака z, м						
	10	100	500	1000	1500	2000	2500
10,0	7200	2000	480	250	170	130	100
7,5	5100	1300	300	160	100	80	60
5,0	3100	700	160	80	60	40	30
2,5	1300	250	50	30	20	15	10

Ход кривых на рисунке показывает хорошее совпадение с реальной картиной внешней границы вихря, т. е. быстрое сужение воронки после выхода из облака и практическое постоянство радиуса вихря на значительном расстоянии от материнского облака. Следует иметь в виду, что наблюдающееся якобы расширение столба вихря вблизи подстилающей поверхности происходит за счет визуализации пылью или водой восходящих движений, вызванных вихрем [11].

Для реальных случаев ширина ($2R_z$) следа обычно составляет 150—300 м [11] при высоте облака (H) над подстилающей поверхностью 1500—2000 м, что соответствует результатам расчета по формуле (4) и данным табл. 2.

При пользовании графиком целесообразно нижнюю границу облака принимать за основу отсчета, приближая к ней (или удаляя) подстилающую поверхность и вычисляя высоту облака или высоту сечения вихря над поверхностью по формуле $H - z$. Для расчета других характеристик необходимо использовать данные табл. 1 и формулы (1—3).

IV. Рассмотрим конкретный пример. Пусть высота облака $H=1500$ м, радиус облака $R=7{,}5$ км, угловая скорость вращения воздуха вблизи облака $\omega=1{,}5$ с$^{-1}$ [1]. По этим данным по формуле (4), или используя данные табл. 2, получаем, что ширина следа $h=2R_z=200$ м, а перепад давления $\Delta P\approx 200$ гПа (199). Другие характеристики не приводятся в связи с тем, что их не удается измерить при прохождении таких вихрей. Надо полагать, что в ближайшем будущем этот пробел поможет ликвидировать информация, которую можно получить с помощью радаров [2].

Таким образом, предложенная в пункте II методика позволяет рассчитать по приведенным формулам (1—3) основные характеристики атмосферных вихрей, пользуясь только микрокалькулятором и данными табл. 1, которые предварительно получены на ЭВМ.

С целью уточнения диаметра области с нисходящими потоками (глаза бури) целесообразно ввести к η поправочный коэффициент $\theta=0{,}1\,\frac{T_H}{T_{\text{пов}}}$, где T_H и $T_{\text{пов}}$ — абсолютные значения температуры воздуха у основания облака и у подстилающей поверхности соответственно.

В дальнейшем авторы надеются несколько усовершенствовать предложенную методику, в частности, путем более корректного учета стратификации температуры воздуха и изменения его плотности с высотой.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гутман Л. Н.* Теоретическая модель смерча. — Изв. АН СССР, серия геофизическая. М., 1957, № 1, с. 79—93.
2. *Джонсон Т. Сноу.* Торнадо. — В мире науки, 1984, № 6.
3. Динамика кучевых облаков. Ред. Ч. Э. Андерсон. М.: Мир, 1964. — 292 с.

4. Интенсивные атмосферные вихри. Ред. Л. Бенгтссон, Дж. Лайтхилл. — М.: Мир, 1985. — 368 с.

5. *Наливкин Д. В.* Ураганы, бури и смерчи. — Л.: Гидрометеоиздат, 1969. — 487 с.

6. *Орлов В. Б.* Автомодельное решение одной трехмерной задачи турбулентного пограничного слоя. — В кн.: Всесоюзное совещание по самоорганизации физических, химических и биологических систем «Синергетика-86». — Кишинев, Штинца, 1986, с. 62—65.

7. *Жуковский Н. Е.* Полное собрание сочинений. Лекции, вып. 1. Теоретические основы воздухоплавания, ч. 1. — М.: ОНТИ, 1938. — 1345 с.

8. *Будилина Е. Н., Прох З. С., Снитковский А. И.* Смерчи и шквалы умеренных широт. — Л.: Гидрометеоиздат, 1976. — 32 с.

9. *Васильев А. А., Песков Б. Е., Снитковский А. И.* Смерчи 9 июня 1984 г. — Л.: Гидрометеоиздат, 1985. — 40 с.

10. *Новожилов В. В.* Теория плоского турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости. — Л.: Судостроение, 1977. — 165 с.

11. *Колобков Н. В.* Грозы и шквалы. — М.-Л., ГТТИ, 1951. — 356 с.

УДК 551.510.42 : 632.934.1

Г. И. ВОРОНОВ, А. М. КРИГЕЛЬ (ЛГМИ)

ДИФФУЗИЯ МОНОДИСПЕРСНОГО АЭРОЗОЛЯ В РАСТИТЕЛЬНЫХ ПОКРОВАХ

Задача оптимизации технологии применения аэрозольных ядохимикатов в сельском хозяйстве привела к необходимости разработки математической модели, описывающей динамику турбулентного потока и диффузию примеси внутри и над растительным покровом. Для решения этой задачи, а также в связи с другими родственными проблемами в агрометеорологии, требуется значительно более детальное описание структуры растительного покрова, его аэродинамических характеристик и свойств пограничного слоя атмосферы, чем это принято в метеорологии.

Цель данной работы — разработка методов математического моделирования диффузии аэрозоля в растительном покрове и их аппробация при оптимизации технологии применения ядохимикатов, распыляемых наземными источниками.

Для математического моделирования турбулентного переноса аэрозоля с учетом его частичного поглощения на разных уровнях растительного покрова мы должны располагать моделью пограничного слоя атмосферы, детально учитывающей аэродинамические свойства растительного сообщества. Примем за основу модель [1] и будем характеризовать растительный слой пористостью

D, дисперсностью N, максимальным размером турбулентных вихрей l_m и аэродинамическим сопротивлением C_x:

$$D(z)=1-\left(\frac{r(z)}{R}\right)^2, \tag{1}$$

где $R=(\pi N)^{-\frac{1}{2}}$ — характерный линейный размер; $r(z)$ — модель растения. Размер вихрей не может превышать среднее расстояние между растениями на данной высоте, следовательно,

$$l(z)\leqslant l_m=\frac{\varkappa C_l}{\sqrt{\pi N}}\left(\frac{1}{\sqrt{1-D}}-1\right), \tag{2}$$

где C_l — коэффициент. Такое задание масштаба турбулентности имеет правильное ассимптотическое поведение при $r(z)\to R$, $r(z)\to 0$, $N\to 0$ и $N\to\infty$. Сопоставление численных экспериментов с натурными данными показало, что значение $C_l\approx 0{,}8$ практически не зависит от вида растений. Аэродинамическое сопротивление задается в виде

$$F=C_x\cdot\sigma, \tag{3}$$

где C_x — коэффициент аэродинамического сопротивления единицы поверхности растительности; σ — удельная поверхность, связанная с пористостью:

$$\sigma(z)=C_\sigma\sqrt{4\pi N(1-D)-(dD/dz)^2}, \tag{4}$$

где $C_\sigma\approx 2\div 5$ — константа, зависящая от вида растительности. Термическая стратификация атмосферы задавалась простейшим способом, принятым при решении задач по динамике пограничного слоя атмосферы

$$P=-\frac{\rho c_p\lambda U_* K}{g/T\varkappa^2(l(H)+\varkappa(z-H))}\left(\mu+\Gamma\frac{z\lambda}{\varkappa U_*}\right), \tag{5}$$

где $U_*=\left(K\sqrt{\left(\frac{du_1}{dz}\right)^2+\left(\frac{du_2}{dz}\right)^2}\right)^{\frac{1}{2}}$ — «скорость трения»; μ — параметр стратификации приземного слоя Казанского — Монина и Γ — параметр стратификации верхней части пограничного слоя атмосферы. Формула (5) учитывает разнообразные метеорологические ситуации [2]; влияние растительности на термический режим пограничного слоя в данной работе не рассматривается.

Система уравнений динамики имеет вид [1]:

$$\frac{d}{dz}KD\frac{du_1}{dz}-Fu_1V-\lambda D(G_2-u_2)=0; \tag{6}$$

$$\frac{d}{dz}KD\frac{du_2}{dz}-Fu_2V+\lambda D(G_1-u_1)=0; \tag{7}$$

$$DK\left[\left(\frac{du_1}{dz}\right)^2+\left(\frac{du_2}{dz}\right)^2\right]+FV^3+\alpha_b\frac{d}{dz}KD\frac{db}{dz}+$$

$$+D\frac{Pg/T}{\rho c_p}-\frac{Dcb^2}{K}=0; \qquad (8)$$

$$K=c^{1/4}l\sqrt{b}. \qquad (9)$$

Здесь D — пористость; F — аэродинамическое сопротивление растительного покрова, остальные обозначения общепринятые.

Выше пористого слоя масштаб турбулентности рассчитывается по формуле Эпплби и Омстеда с параметром $l_\infty=100$ м:

$$l=l_\infty\left(1-\exp\left(-\frac{\varkappa z}{l_\infty}\right)\right). \qquad (10)$$

Граничные условия:

$$(z=0)\ \ u_1=u_2=\frac{db}{dz}=0,\quad (z=H_{\text{пс}})\ \frac{du_1}{dz}=$$

$$=\frac{du_2}{dz}=b=0. \qquad (11)$$

Для исследования распространения и оседания примеси к динамической части подключалась модель диффузии.

Пусть аэрозольный генератор, расположенный на высоте ς, является линейным источником монодисперсного аэрозоля, не меняющего своих физико-химических свойств в процессе диффузии. Размеры аэрозольных частиц таковы, что их оседание идет с постоянной скоростью седиментации W, определяемой законом Стокса. Диффузия оседающей примеси в пористой среде описывается уравнением [3]:

$$DU_x\frac{\partial q}{\partial x}-W\frac{\partial}{\partial z}(Dq)-\frac{\partial}{\partial z}\left(DK\frac{\partial q}{\partial z}\right)+\beta\sigma q=$$

$$=Q_L\,\delta(x)\,\delta(z-\varsigma), \qquad (12)$$

где q — средняя объемная концентрация примеси; β — скорость адсорбции примеси на растениях; Q_L — мощность источника; δ — дельта-функция. Граничные условия имеют вид:

$$q\,|_{x<0}=0,\ q\,|_{z=H_{\text{пс}}}=0,\ \left[K\frac{dq}{dz}+(W-\beta)\,q\right]\Big|_{z=0}=0. \qquad (13)$$

При этом принято, что на подстилающей поверхности $\beta=W$, а в растительном покрове рассчитывается на основе экспериментальных данных [4].

Численное моделирование сформулированной системы уравнений и граничных условий (1—13) разделяется на два этапа. Сначала для заданных метеорологических условий, характеризуемых параметрами μ, Γ, λ, G и заданного типа растительности, определяемого величинами N, $r(z)$, C_σ, C_x, решается задача динамики. Метод интегрирования уравнений динамики пограничного слоя атмосферы основан на алгоритме [5]. После нахождения u_1, u_2 и K решается задача диффузии по алгоритму, изложенному в [6, 7].

Вышеописанная модель была реализована на ЭВМ. Сопоставление рассчитанных характеристик ветра в условиях растительных покровов различных типов с наблюдениями подтвердили корректность модели и позволили уточнить константы C_x и C_σ. Далее в ходе численных экспериментов рассматривалось влияние на процесс диффузии таких параметров, как листовой индекс $\mathrm{LAI}=\int\limits_0^H \sigma(z)\,dz$, размер аэрозольных частиц d и относительная высота источника аэрозоля $\bar{\zeta}=\varsigma/H$, где H — высота растительности. Расчеты показали слабое влияние LAI; например, для $\bar{\varsigma}=2$ и $d=4$ мкм, изменение листового индекса в 10 раз (от 1 до 10) приводит к изменению концентрации не более, чем на 15%. Это, по-видимому, связано с тем, что при увеличении LAI сильно падает скорость ветра внутри растительного покрова и зависящая от него скорость адсорбции.

Для анализа результатов расчетов наряду с концентрацией аэрозоля в воздухе использовалось понятие «длины адсорбции» L' — такое расстояние от источника, на котором адсорбируется на растительности и выпадает на почву половина массы аэрозоля. На рис. 1 показаны результаты, полученные для L' для соснового насаждения средней высоты 15,5 м [8] в зависимости от G, d и $\bar{\varsigma}$. Видно, что скорость ветра слабо влияет на длину адсорбции. Значение $\bar{\zeta}$ для мелких частиц также является не очень существенным. Однако для $d\geqslant 5$ мкм, в зависимости от $\bar{\varsigma}$, L' может меняться на порядок. Для крупных частиц ($d>15$ мкм) ς меняет длину адсорбции на полтора-два порядка. Начиная с $d=8$ мкм скорость ветра (G) немонотонно влияет на захват аэрозоля. Кроме того, появляются области $\bar{\varsigma}$, в которых происходит сильное увеличение L'. Например, для $d=8$ мкм это происходит при $\bar{\varsigma}=0{,}6\div 0{,}7$, а для $d=20$ мкм при $\bar{\zeta}\approx 1$.

Для того, чтобы более детально исследовать выпадение аэрозоля из воздуха, в растительности было выделено три равных по высоте слоя: стволы, кроны и верхушки деревьев. Доля аэрозоля, захваченного каждым из этих слоев, а также почвой, представлена на рис. 2 (при одной и той же длине полузахвата ≈ 160 м). Там же приведена зависимость $\bar{\zeta}$ от d, при которой обеспечивается

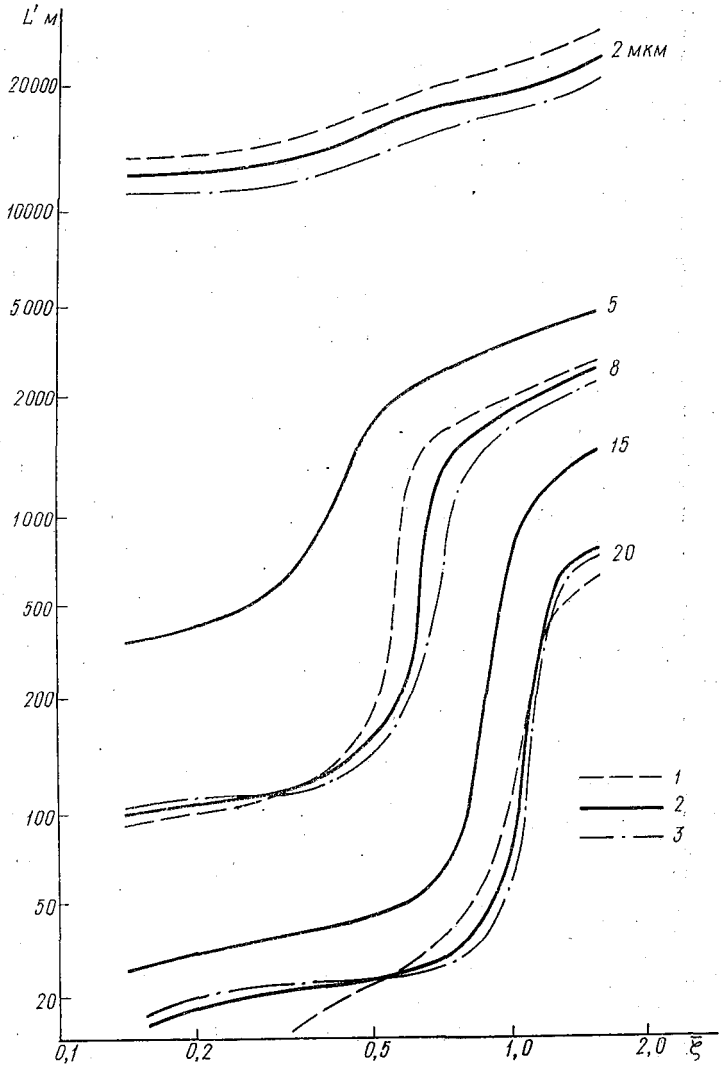


Рис. 1. Зависимость длины адсорбции L' от размеров частиц и относительной высоты источника аэрозоля $\bar{\varsigma}$ для сосновых насаждений:

1 — $G=5$ м/с; *2* — $G=10$ м/с; *3* — $G=15$ м/с.

указанное значение L'. Таким образом, этот рисунок представляет собой пример номограммы (для $L'=160$ м), позволяющей оценить распределение по высоте доли осажденного аэрозоля при различных размерах частиц. Из этой номограммы следует, что можно выделить три диапазона размеров аэрозольных частиц и соответствующих им значений $\bar{\zeta}$: до 12 мкм и ($\bar{\varsigma}<0{,}37$) большая часть аэрозоля выпадает на землю; при 12—15,5 мкм и ($0{,}37<\bar{\varsigma}<0{,}75$ — на верхушках сосен. Заметим, что добиться преобладающего оседания аэрозоля на стволах деревьев не удается ни при каких условиях.

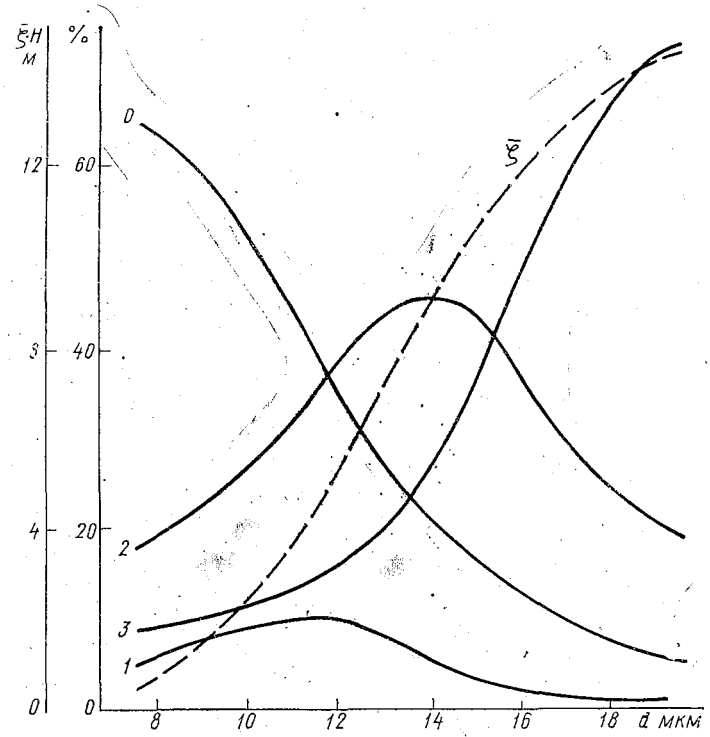


Рис. 2. Доля адсорбированного аэрозоля (в % по слоям) в зависимости от его размера при $L'=160$ м, $G=10$ м/с: *0* — почвой; *1* — нижним слоем (стволами); *2* — средним слоем (кронами); *3* — верхним слоем (верхушками); $\bar{\varsigma}$ — высота источника в зависимости от размера аэрозоля, при которой обеспечивается длина адсорбции $L'=160$ м.

Разработанная модель позволяет численно моделировать турбулентный перенос в разнообразных растительных покровах. Полученные результаты экспериментов с этой моделью показывают

реальную возможность нахождения оптимальных режимов аэрозольной обработки сельскохозяйственных культур и оценивать степень возможного загрязнения атмосферы и почвы ядохимикатами.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Воронов Г. И., Кригель А. М.* Структура турбулентного потока в растительном покрове. — Вестник сельскохозяйственной науки, 1986, № 3, с. 131—134.
2. *Досычева Н. Е., Кригель А. М.* Параметры термической стратификации планетарного пограничного слоя. — Метеорология и гидрология, 1981, № 1, с. 102—105.
3. *Попов А. М.* О турбулентном переносе в слое шероховатости. — Изв. АН СССР, ФАО, 1976, т. 12, № 10, с. 1095—1097.
4. *Анкилов А. Н., Бородулин А. И., Куценогий К. П., Сахаров В. М., Макаров В. И.* Эффективность захвата аэрозольных частиц растительными элементами. — Изв. АН СССР, ФАО, 1981, т. 17, № 10, с. 1115—1116.
5. *Бобылева И. М.* Расчет характеристик турбулентности в планетарном пограничном слое атмосферы. — Труды ЛГМИ, 1970, вып. 40, с. 3—63.
6. *Натанзон Г. А., Попов А. М.* Метод численного решения уравнений турбулентной диффузии примеси в пограничном слое атмосферы. — Труды ЛГМИ, 1975, вып. 52, с. 29—34.
7. *Попов А. М.* Об особенностях атмосферной диффузии над неоднородной подстилающей поверхностью. — Изв. АН СССР, ФАО, 1974, т. 10, № 12, с. 1309—1312.
8. *Oliver H. R.* Wind profiles in and above a forest canopy. — Quart. J. Roy. Met. Soc., 1976, vol. 97, N 414, p. 548—553.

УДК 551.551.8

С. М. ПОНОМАРЕВА (ЛГМИ)

ТЕПЛО- И ВЛАГООБМЕН АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА ПРИ ВОЗМУЩЕННЫХ И НЕВОЗМУЩЕННЫХ УСЛОВИЯХ

В последние десятилетия в тропическом поясе Мирового океана работало несколько комплексных научных экспедиций, позволивших уточнить наши представления о процессах энергообмена между атмосферой и океаном. Ниже проводится сравнительный анализ характеристик взаимодействия этих двух сред — турбулентных потоков тепла, влаги и импульса, рассчитанных по данным измерений научно-исследовательских судов Госкомгидромета в Атлантическом (экспедиция по программе ПГЭП ПИГАП 1978—1979 гг.) и Тихом (экспедиция «ТАЙФУН-75») океанах.

Исследовательские полигоны располагались в тропической Атлантике (широтная полоса 5—10° с. между меридианами 20 и 35° з.) и в Филиппинском море. Они находились на северной пери-

ферии внутритропической зоны конвергенции (ВЗК) в непосредственной близости от тропических энергоактивных зон (ЭАЗО) Мирового океана, но по своим погодным условиям существенно различались.

Экспедиция в тропиках Тихого океана была нацелена на изучение возмущенных состояний атмосферы и океана в летний период зарождения и максимального развития тайфунов. Главная особенность этой ЭАЗО, являющейся областью долгосрочного влияния на погоду нашей страны, — сильное прогревание поверхности воды (местами до 30° С) и большая временная и пространственная изменчивость гидрофизических и метеорологических полей. Последнее относится в особенности к температуре поверхностного слоя океана и облачности, тесно связанных между собой и носящих пятнистый характер.

Атлантический полигон ПГЭП ПИГАП в зимний и летний периоды 1979 г. учащенных наблюдений характеризовался значительно более однородными условиями с точки зрения структуры подстилающей поверхности и синоптических условий. Режим приводного слоя определялся и регулировался в первую очередь миграцией и степенью развития зоны внутритропической конвергенции, при приближении которой происходило ослабление пассатного переноса, увеличение облачности, сопровождавшееся иногда осадками. Но более типичными для обоих этапов наблюдений были ситуации со слабым и умеренным ветром до 10 м/с устойчивого северо-восточного направления, ясным небом или небольшой облачностью, отсутствием осадков.

На основе материалов судовых гидрометеонаблюдений пяти кораблей экспедиции «ТАЙФУН-75» и стольких же судов Атлантической экспедиции ПГЭП рассчитывались потоки явного и скрытого тепла из океана в атмосферу и турбулентное напряжение трения вблизи поверхности раздела. При этом использовалась модель приводного слоя, развитая в ЛГМИ [1]. Она базируется на современной формулировке замыкания уравнений гидротермодинамики приземного слоя и аппроксимации выражений для турбулентных потоков на основе новых опытных данных. В настоящей работе ограничимся сравнительной характеристикой мелкомасштабного взаимодействия атмосферы и океана в двух районах тропической зоны при возмущенных и невозмущенных условиях.

При сопоставлении расчетных параметров в первую очередь обращает на себя внимание значительно бóльшая интенсивность турбулентного обмена в Филиппинском море по сравнению с центральной частью Атлантики. В среднем поток явного тепла здесь вдвое превосходит соответствующую величину, вычисленную для Атлантического полигона. Затраты тепла на испарение в тропиках Тихого океана также в 2—3 раза выше. Столь заметному усилению тепло- и влагообмена способствовали как динамические, так и термические факторы — бóльшая скорость ветра (на тихоокеанском полигоне она составляла около 10 м/с, в то время

как на атлантическом была порядка 3—4 м/с) и более значительный перепад температур — вода — воздух.

Расчетные данные свидетельствуют об относительно слабых внутригодовых вариациях турбулентных потоков на Атлантическом полигоне — в январе — феврале 1979 г. средний поток явного тепла из океана составлял 5,1 Вт/м², скрытого тепла — 100,5 Вт/м², в то время как в мае — июне соответствующие оценки были 5,0 и 77,8 Вт/м².

Как видно из табл. 1, на полигонах в северной части Филиппинского моря интенсивность тепло- и влагообмена значительно выше.

Таблица 1

Осредненные значения турбулентных потоков явного (P_0) и скрытого (LE) тепла (Вт/м²) и соответствующих среднеквадратических отклонений, рассчитанных по данным экспедиции «ТАЙФУН-75»

Название судна	Полигон I						Полигон II					
	$\overline{P_0}$	σ_{P_0}	$\overline{LE}$	σ_{LE}	$\sigma_{P_0}/\overline{P_0}$	$\sigma_{LE}/\overline{LE}$	$\overline{P_0}$	σ_{P_0}	$\overline{LE}$	σ_{LE}	σ_{P_0}/P_0	$\sigma_{LE}/\overline{LE}$
«Академик Королев»	8,53	10,55	159,37	90,17	1,27	0,56	4,16	6,82	120,23	62,49	1,63	0,52
«Волна»	15,44	17,89	199,91	120,93	1,14	0,60	8,39	3,68	131,41	42,78	0,44	0,3
«Прилив»	10,34	12,72	164,96	68,78	0,23	0,42	7,97	4,99	154,18	54,52	0,63	0,35
«Прибой»	—	—	—	—	—	—	8,45	5,45	152,38	62,49	0,64	0,41
Среднее значение	11,44	13,72	174,75	93,29	—	—	9,01	5,24	129,62	55,57	0,84	0,41

Значения параметра Боуэна, найденные по данным судовых наблюдений разных судов Атлантической экспедиции, менялись летом 1979 г. от 0,05 до 0,07. На тихоокеанских полигонах затраты тепла на испарение также почти в 20 раз превышают поток явного тепла.

Вторая особенность ЭАЗО в северо-западной части Тихого океана — сильная горизонтальная и временная неоднородность полей метеовеличин и турбулентных характеристик. Иллюстрацией служит рис. 1, на котором показаны колебания потоков на протяжении нескольких суток непрерывных наблюдений на полигоне. Если в начальный период работ — 12—15 сентября — полигон находился на периферии субтропического антициклона, когда отмечалась малооблачная погода с умеренным ветром, то с 16 сентября при приближении тропического шторма атмосферное давление понизилось, произошло усиление ветра со сменой

его направления, начались осадки. Как видно на рисунке, турбулентный теплообмен океана с атмосферой в возмущенных условиях усилился в несколько раз по сравнению с начальным этапом измерений.

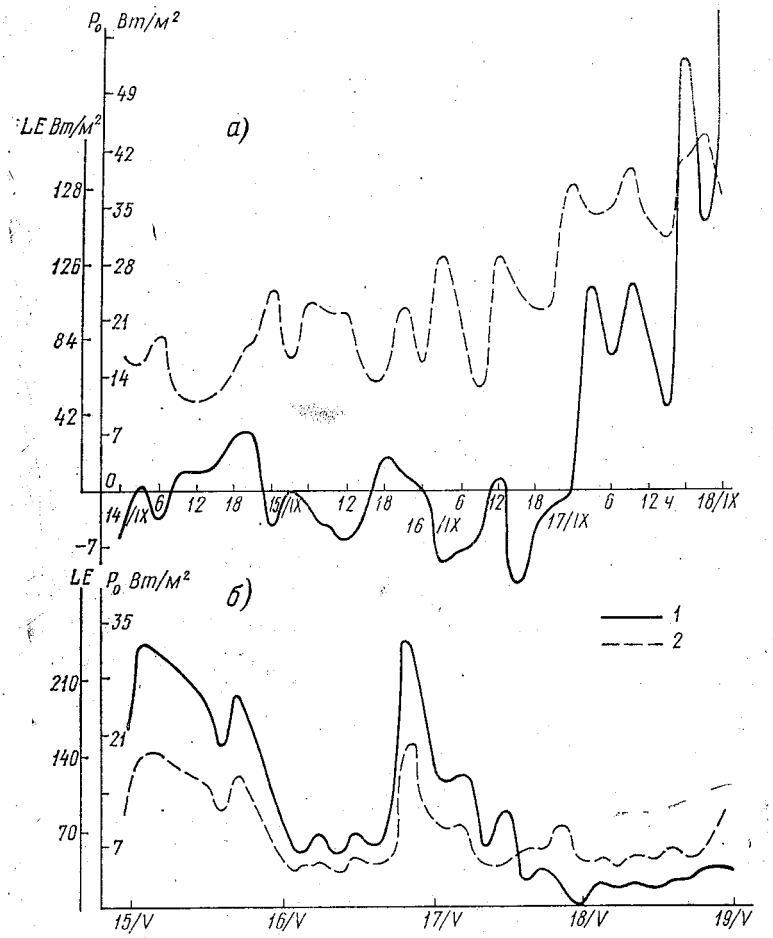


Рис. 1. Турбулентные потоки явного (*1*) и скрытого (2) тепла, рассчитанные по данным судовых измерений в Филиппинском море (*а*) 14—18 сентября 1975 г. и центральной части Атлантики (*б*) 15—19 мая 1979 г.

О пространственной изменчивости турбулентных характеристик приводного слоя позволяет судить рис. 2. Если для тропической Атлантики летом 1979 г. характерно весьма равномерное распределение расчетных параметров на полигоне протяженностью от 5 до 10° с. ш., 20—35° з. д., то в районе возникновения тайфунов

в период их развития и перемещения на исследуемой акватории Филиппинского моря ситуация совершенно иная. По сравнению с фоновыми невозмущенными условиями поток явного тепла уменьшился в 5—10 раз вследствие понижения температуры поверхности океана в следе тайфуна, достигающего нескольких гра-

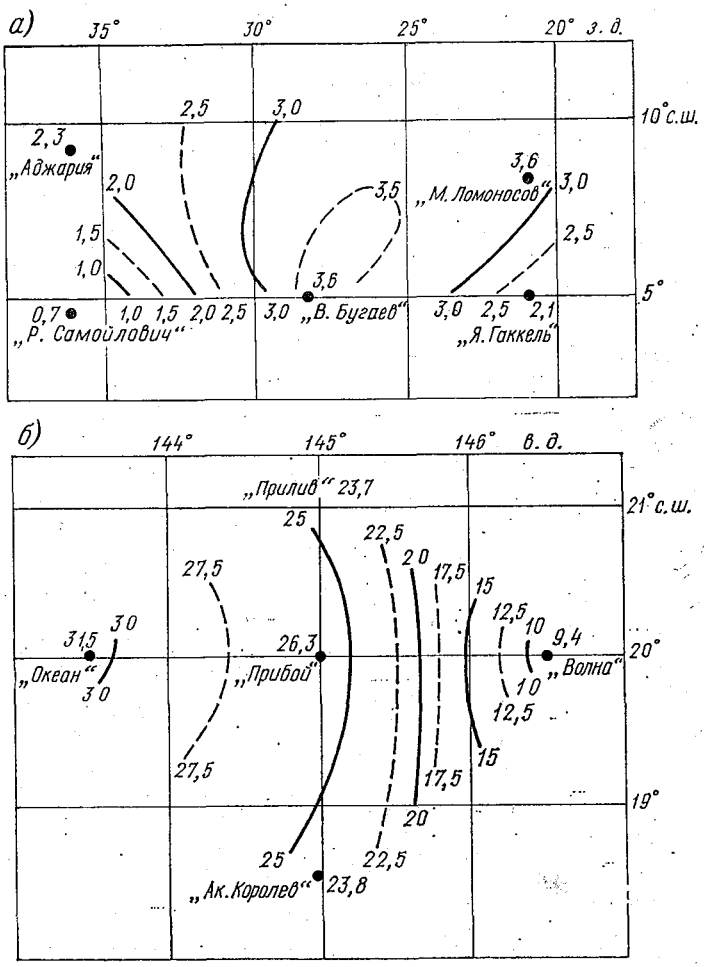


Рис. 2. Распределение турбулентного потока явного тепла на полигонах в центральной части Атлантики 30.01.1979 г. (*а*) и в Филиппинском море 16.09.1975 г. (*б*).

дусов, и ослабления скорости ветра. Аналогичные оценки изменения интенсивности турбулентного обмена вследствие постоянной трансформации гидрометеорологических и синоптических условий в сезон тайфунов приводятся в работах [2, 3].

Рассчитанные по методу ЛГМИ данные удовлетворительно согласуются с результатами, полученными на основе методики ГГО (см. табл. 2), и демонстрируют резкую интенсификацию теплоотдачи из океана в атмосферу на периферии тропических штормов [4].

Таблица 2

Турбулентные потоки явного (P_0) и скрытого (LE) тепла (Вт/м²) и динамическая скорость u_* м/с, рассчитанные по данным стандартных измерений НИСП «ОКЕАН» (Тихий океан, широта 21° сев., долгота 143° вост.) по методикам ЛГМИ и ГГО

Дата	Рассчитанные характеристики							
	u_*		P_0		LE		$B_0=P_0/LE$	
	ЛГМИ	ГГО	ЛГМИ	ГГО	ЛГМИ	ГГО	ЛГМИ	ГГО
Сентябрь 1975 г.								
13	0,14	0,16	3,5	6,3	98	11,2	0,04	0,06
14	0,24	0,26	4,2	7,7	140	168	0,03	0,04
15	0,38	0,36	9,8	12,6	182	182	0,05	0,07
16	0,56	0,44	4,9	7,0	231	238	0,02	0,03
17	0,46	0,44	38,5	43,4	259	287	0,15	0,15
18	0,40	0,39	21,0	32,9	224	259	0,09	0,13
19	0,34	0,36	26,6	28,0	168	210	0,16	0,13
20	0,28	0,28	9,8	21,0	119	161	0,08	0,13
21	0,24	0,24	9,8	16,8	105	133	0,09	0,13
22	0,27	0,29	26,6	19,6	133	168	0,20	0,12
Среднее значение	0,32	0,32	16,1	19,6	168	189	0,09	0,10

После урагана по данным НИСП «ПРИБОЙ» и «ОКЕАН» потоки явного тепла уменьшаются в 5—7 раз по сравнению с результатами, полученными до прохождения тайфуна. Образовавшийся в океане «след», в котором понижение температуры достигало 6° С, и ослабление ветра после шторма способствовали перестройке структуры приводного слоя и уменьшению интенсивности энергообмена.

В заключение перечислим основные результаты проведенного исследования. Расчетные данные указывают на значительное (в несколько раз) увеличение интенсивности теплообмена между атмосферой и океаном по сравнению с невозмущенными условиями. Полученные выше оценки хорошо согласуются с данными прямых измерений турбулентных потоков в тропической зоне океана при возмущенных и невозмущенных ситуациях [5].

Основные потери тепла океаном в пограничных с ВЗК зонах происходят в форме скрытого тепла. Существенных вариаций в его величинах не отмечается ни в суточном, ни в сезонном планах.

Главной причиной резких изменений турбулентных характеристик приводного слоя на Атлантическом полигоне ПГЭП являются миграции ВЗК, а на северной периферии зоны ВЗК в Тихом океане в области зарождения тропических ураганов — близость и степень развития этих возмущений.

К числу основных результатов данной работы следует отнести необходимость уточнения развитой в ЛГМИ методики структуры приводного слоя для случая штормовых условий. Механизм увеличения турбулентного теплообмена, как показывает сопоставление с данными расчетов по методу ГГО, методикой ЛГМИ недооценивается. Исследования, выполненные в институте в последние годы для решения указанной проблемы, позволили наметить пути совершенствования предложенной ранее методики для использования ее в сложном случае штормового режима.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гаврилов А. С., Петров Ю. С.* О точности турбулентных потоков, рассчитанных по стандартным гидрометеоизмерениям. — Метеорология и гидрология, 1981, № 4, с. 41—43.
2. *Галушко В. В., Иванов В. Н., Масагутов Т. Ф.* Некоторые особенности метеорологического режима приводного слоя атмосферы в зоне зарождения тайфунов. — В сб.: «Тайфун-75», т. 1. Л., Гидрометеоиздат, 1977, с. 113—122.
3. *Иванов В. В. Пудов В. Д.* Структура термического следа тайфуна «Тесс» в океане и оценка некоторых параметров энергообмена при штормовых условиях. — В сб.: «Тайфун-75», т. 1. Л., Гидрометеоиздат, 1977, с. 66—82.
4. *Ариэль Н. З., Бортковский Р. С.* Некоторые характеристики взаимодействия атмосферы и океана. — В сб.: «Тайфун-75», т. 1. Л., Гидрометеоиздат, 1977, с. 83—89.
5. *Hasse L., Gunewald H., Wucknitz J., Dunkel H., Schriver D.* Prefile derived turbulent fluxes in the surface Layer under disturbed and undisturbed conditions. — Meteorol. Forch. Ergebn. 1978, B-13, p. 24—40.

УДК 551.501.721

Е. Г. ГОЛОВИНА, Л. А. СОКОЛОВА (ЛГМИ),
Н. И. КОРЯГИНА (СК УГКС)

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЧИВОСТИ ОПТИЧЕСКОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ КРУПНОГО ПРОМЫШЛЕННОГО ГОРОДА

Одним из основных факторов изменчивости прозрачности атмосферы промышленного города является загрязнение атмосферы.

Для определения степени влияния этого фактора на перенос лучистой энергии в настоящей работе на основе сезонной модели проанализированы данные актинометрических измерений радиационного баланса деятельного слоя и загрязнения атмосферы, описываемого параметром P [1] в г. Ростове-на-Дону. При анализе данных учитывалось:

1) наличие постоянной облачности в 10 баллов;

2) незначительность влияния альбедо подстилающей поверхности, так как данные анализировались за месячный период, в течение которого альбедо не успевает меняться значительно;

3) отсутствие астрономического фактора, т. е. влияния высоты солнца, так как наблюдения проводились в одни и те же сроки: 06 и 15 часов.

В результате анализа данных получено:

1) в зимний период — радиационный баланс с увеличением загрязнения, причем эта зависимость выражена довольно явно ($r=0{,}45\div0{,}86$), растет (рис. 1);

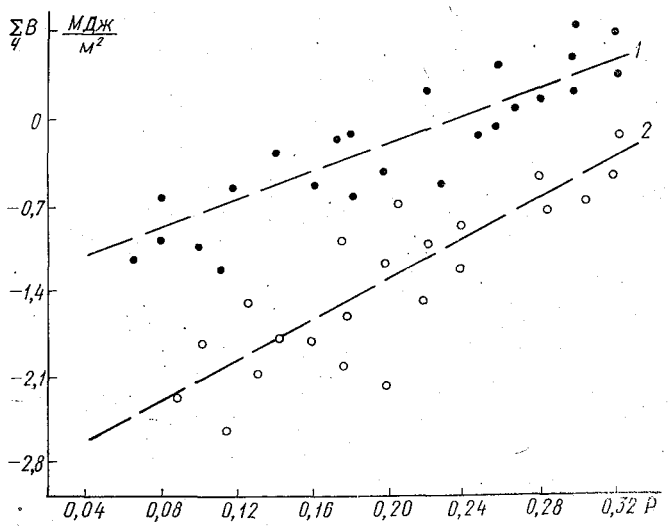


Рис. 1. Зависимость часовых сумм радиационного баланса деятельного слоя земли от загрязнения атмосферы (P) в зимний период года:
1 — облачность 10/10; *2* — облачность 0/0.

2) в летний период с увеличением загрязнения радиационный баланс падает ($r=0{,}48\div0{,}96$) (рис. 2).

В переходные сезоны (весна и осень), обнаружить какую-либо закономерность изменения радиационного баланса с изменением загрязнения атмосферы не удалось.

Таким образом, экспериментальные данные по городу Ростов-на-Дону показывают, что загрязнение атмосферы вызывает изме-

нение радиационного баланса, как в сторону уменьшения, так и в сторону увеличения.

Летний период г. Ростов-на-Дону характеризуется максимальной концентрацией в атмосфере аэрозольных частиц, что связано с большим количеством в это время года пыльных бурь и малым количеством осадков, вымывающих аэрозоль.

Увеличение твердых частиц в атмосфере приводит к увеличению ослабления солнечной радиации, в то время как ослабление ИК-радиации газами остается то же. В результате увеличение загрязнения атмосферы города приводит к уменьшению радиационного баланса деятельного слоя и понижению температуры воздуха в тех районах города, где мало влияние тепловых потоков от городских построек и промышленных центров.

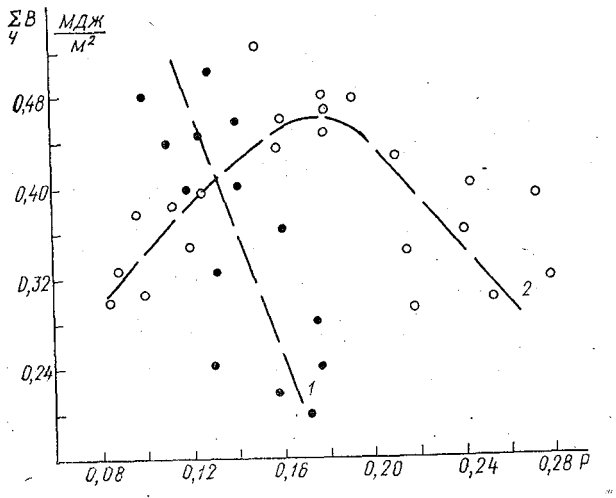


Рис. 2. Зависимость сумм радиационного баланса деятельного слоя земли от загрязнения атмосферы (P) в летний период года:
1 — облачность 10/10; *2* — облачность 0/0.

В зимние месяцы происходит коагуляция и оседание частиц и вымывание их осадками. Это приводит к понижению концентрации аэрозоля [2] (рис. 3). В это время года мало значение потока коротковолновой радиации в 15 часов. В 6 часов суммарная радиация равна 0 и основной вклад в радиационный баланс деятельного слоя вносят потоки длинноволновой радиации. Поэтому увеличение загрязнения атмосферы приводит к росту величины радиационного баланса и, как следствие, к усилению эффекта «острова тепла».

Далее было рассмотрено сезонное изменение радиационного баланса с изменением степени загрязнения при безоблачной атмосфере.

В этом случае в зимнее время так же, как и при облачности (10 баллов), наблюдается обратная зависимость радиационного баланса деятельного слоя от параметра загрязнения атмосферы P.

В летнее время, как показывают результаты измерений, наблюдается предельное значение параметра загрязнения P, при котором прямая зависимость B от P меняется на обратную. При величине $P<0{,}18$ увеличение концентрации примеси приводит к увеличению радиационного баланса деятельного слоя земли, наоборот, при $P \geqslant 0{,}18$ радиационный баланс с увеличением загрязнения атмосферы уменьшается (см. рис. 2).

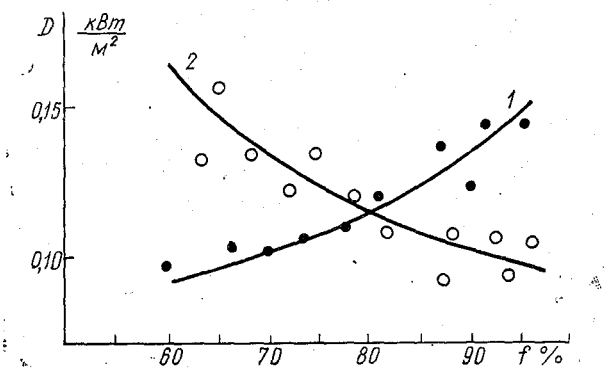


Рис. 3. Влияние относительной влажности воздуха на рассеянную радиацию при разной степени загрязнения атмосферы:
1 — слабое загрязнение. $P=0{,}12$; 2 — сильное загрязнение, $P=0{,}28$.

Для объяснения этого эффекта мы рассмотрим влияние загрязнения атмосферы на коротковолновую составляющую радиационного баланса. Кривые зависимости рассеянной радиации от параметра загрязнения повторяют вид зависимости B от P.

Интересно рассмотреть, как влияет влажность воздуха на величину приходящей солнечной радиации. Анализ результатов измерения показал, что рассеянная радиация в чистой атмосфере ($P>0{,}15$) с увеличением влажности растет.

Сильно загрязненная атмосфера ($P>0{,}28$) при увеличении влажности воздуха уменьшает приходящую рассеянную радиацию. Если концентрация твердого аэрозоля велика, и соответственно велико значение его в ослаблении солнечной радиации, то в этом случае увеличением влажности и соответствующий рост аэрозольных частиц приводят к уменьшению рассеянной радиации, дошедшей до земной поверхности.

При малом загрязнении атмосферы вклад аэрозоля в рассеянную радиацию незначителен. Поэтому увеличение относительной

влажности воздуха, способствующее росту аэрозольных частиц даже при $f<90\%$ [3], приводит к соответствующему увеличению рассеянной радиации.

Итак, из анализа результатов актинометрических наблюдений следует, что атмосферное загрязнение неоднозначно влияет на потоки лучистой энергии и соответственно на радиационный баланс деятельного слоя земли (РБЗ).

В зимний период года при малом вкладе коротковолновой радиации в величину радиационного баланса загрязнение атмосферы увеличивает радиационный баланс. Степень влияния зависит от облачности. Следует отметить, что вклад аэрозоля в увеличение РБЗ (до 0,11 МДж/м^2) в зимнее время сравним с влиянием слоистообразной облачности при $n=10$ баллов ($\Delta B \approx \approx 0{,}09$ МДж/м^2).

В летнее время года аэрозоль, ослабляя коротковолновую радиацию, значительно уменьшает величину радиационного баланса при сплошной облачности. При безоблачной атмосфере характер влияния твердой примеси на рассеянную радиацию и соответственно на радиационный баланс зависит от степени загрязнения атмосферы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Безуглая Э. Ю.* Метеорологический потенциал и климатические особенности загрязнения воздуха городов. — Л.: Гидрометеоиздат, 1980. — 184 с.

2. Климат Ростова-на-Дону / Под ред. Ц. А. Швеер, Г. Е. Иванченко, Северо-Кавказское УГКС. — Л.: Гидрометеоиздат, 1987. — 222 с.

3. *Георгиевский Ю. С., Розенберг Г. В.* Влажность как фактор изменчивости аэрозоля. — Изв. АН СССР, ФАО, т. 9, № 2, 1973. — с. 34—39.

УДК 551.671

Л. П. БУРОВА (ААНИИ), В. Д. ПЕТРУШЕНКО, Т. В. УШАКОВА (ЛГМИ)

ИНТЕГРАЛЬНОЕ ВЛАГОСОДЕРЖАНИЕ АТМОСФЕРЫ В АРКТИКЕ

Исследование составляющих влагооборота в полярных областях тесно связано с изучением долгопериодных изменений климата, устойчивости ледникового покрова [1].

В основу исследования положены результаты радиозондирования атмосферы 56 станций советской и зарубежной Арктики

в июле и январе за период 1959—1983 гг. Расчет интегрального влагосодержания (W) проводился по формулам:

$$\Delta W_{ik} = 0{,}0102\ \bar{s}_{ik}\ \Delta p_k, \qquad (1)$$

$$W_i = \sum_{i=1}^{k} \Delta W_{ik}, \qquad (2)$$

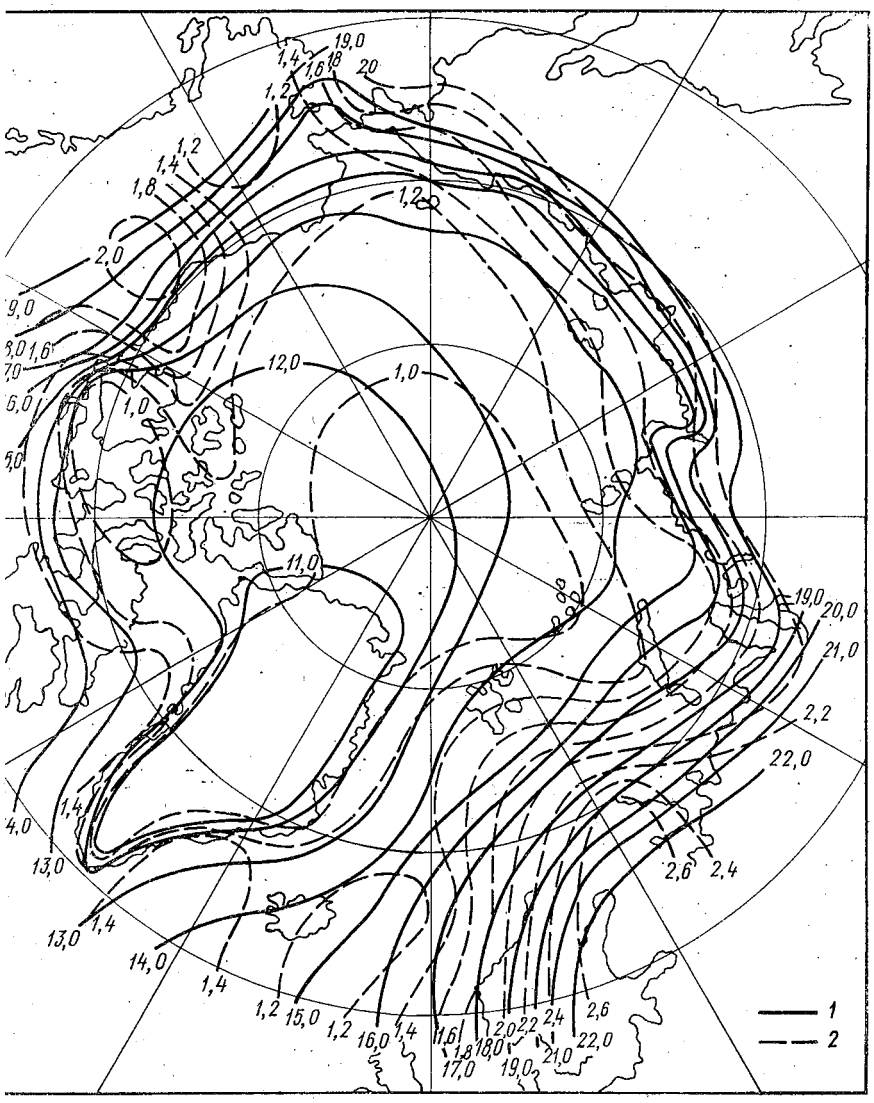
где ΔW_{ik} — влагосодержание единичного слоя атмосферы для i-й реализации мм); $\bar{s}_{ik}$ — средняя массовая доля водяного пара единичного слоя атмосферы для i-й реализации (‰); Δp_k — толщина единичного слоя атмосферы для i-й реализации (гПа); W_i — слой «осажденной воды» (мм); k — число единичных слоев ($k = 1, 2, \ldots, n$).

Влагосодержание атмосферы получено по пяти основным поверхностям методом послойного осреднения и последующего суммирования.

В июле среднее многолетнее влагосодержание атмосферы ($\overline{W}$) изменяется от 11,0 мм над побережьем Гренландии до 22,0 мм над Западной Европой (рис. 1). Наиболее низкие величины $\overline{W}$, менее 11,0 мм, наблюдаются над Гренландией. Наличие ледяного щита над Гренландией препятствует прогреву воздуха и способствует формированию сухого и холодного воздуха [2].

Над большей частью Арктики изолинии W располагаются широтно. В районе Северной Атлантики они существенно отклоняются от широтного распределения. Последнее обусловливается большой меридиональной протяженностью Гренландского ледяного плато и наличием холодных и теплых течений в Северной Атлантике. Если у Восточных берегов Гренландии, омываемых холодным Восточно-Гренландским течением, $\overline{W}$ составляет 12,0 мм, то у побережья Скандинавии, где велико влияние Гольфстрима, $\overline{W}$ увеличивается до 18,0 мм. Вследствие преобладания в общей циркуляции атмосферы западно-восточного переноса влияние Атлантического океана на влагосодержание атмосферы американского сектора Арктики невелико. Основным поставщиком влаги в системе атмосферных вихрей для северо-американского континента является Тихий и Северный Ледовитый океаны. Кроме того, влага сюда может поступать при юго-западном потоке из района Мексиканского залива и с циклонами, приходящими из средних широт Канады [3].

Пониженное влагосодержание атмосферы в американском секторе Арктики объясняется преобладанием здесь антициклонической циркуляции. По мере удаления в глубь материка влагосодержание атмосферы возрастает в связи с повышением температуры и с интенсивным испарением с поверхности суши. В районе северного полярного круга над Аляской и Чукоткой W состав-



ис. 1. Среднее многолетнее интегральное влагосодержание атмосферы в слое емля — 300 гПа в Арктике (*1*) и его средние квадратические отклонения (*2*) в июле (мм).

ляет 17,0—18,0 мм. С продвижением к западу вдоль полярног круга $\overline{W}$ возрастает и над Европой достигает 21,0—22,0 мм. Бо лее высокое влагосодержание атмосферы над западным побе режьем Евразии по сравнению с восточным обусловлено влияние Атлантического океана. Над всем европейским сектором Арктик летом господствует мощный юго-западный поток. Вследстви этого вдоль северного побережья европейской части преимуще ственно происходит вынос влаги в полярные районы. Над Кар ским морем юго-западный поток влаги ослабевает и принимае западное направление над восточными арктическими морям вплоть до Чукотского [4].

Интегральное влагосодержание атмосферы в Арктике в отдел ные годы может отличаться от того, что представлено на рис. На исследуемой территории средние квадратические отклонени (σ_W) изменяются от 1,0 до 2,0 мм. Средние квадратические откл нения $\leqslant 1{,}0$ мм (рис. 1) наблюдаются над Гренландией, централ ной частью Арктики, где в летний период сохраняется ледяно покров и антициклон, а также над центральными районами ос ровов Канадского архипелага, где в июле чаще всего имеет мест антициклонический характер погоды. Наибольшие σ_W отмечают над материковой частью Евразии и Америки. Данная территори находится в районах активной циклонической деятельности, к торая обусловливает резкую смену воздушных масс. Следов тельно, наибольшая межгодовая изменчивость интегрального вл госодержания атмосферы в Арктике в июле наблюдается в ра онах, характеризующихся значительной изменчивостью погодн условий.

Анализ карты среднего многолетнего $\overline{W}$ в слое 0—9 км в я варе (рис. 2) показал, что минимальное влагосодержание отм чается над высокогорной частью Гренландии (менее 2,0 мм). Э связано с термическим режимом на Гренландском ледниково щите, который в свою очередь обусловлен характером подст лающей поверхности (материковый лед). Пониженные $\overline{W}$ имен место также в районе Канадского арктического архипелага (1,5 2,0 мм). Это обусловливается интенсивным выхолаживанием, св занным с господством антициклонического режима погоды и н личием здесь холодных внутренних морей (Гудзонова и Бафф нова заливов, многочисленных проливов).

Область с минимальными величинами $\overline{W}$ ($<2{,}0$ мм) распол жена в устьях рек Лены и Хатанги. Термические условия данно района определяются влиянием мощного сибирского антициклон Господствующей воздушной массой является сухой холодн арктический воздух.

В январе отмечается ярко выраженный гребень повышенно $\overline{W}$, направленный в Арктический бассейн со стороны Северн

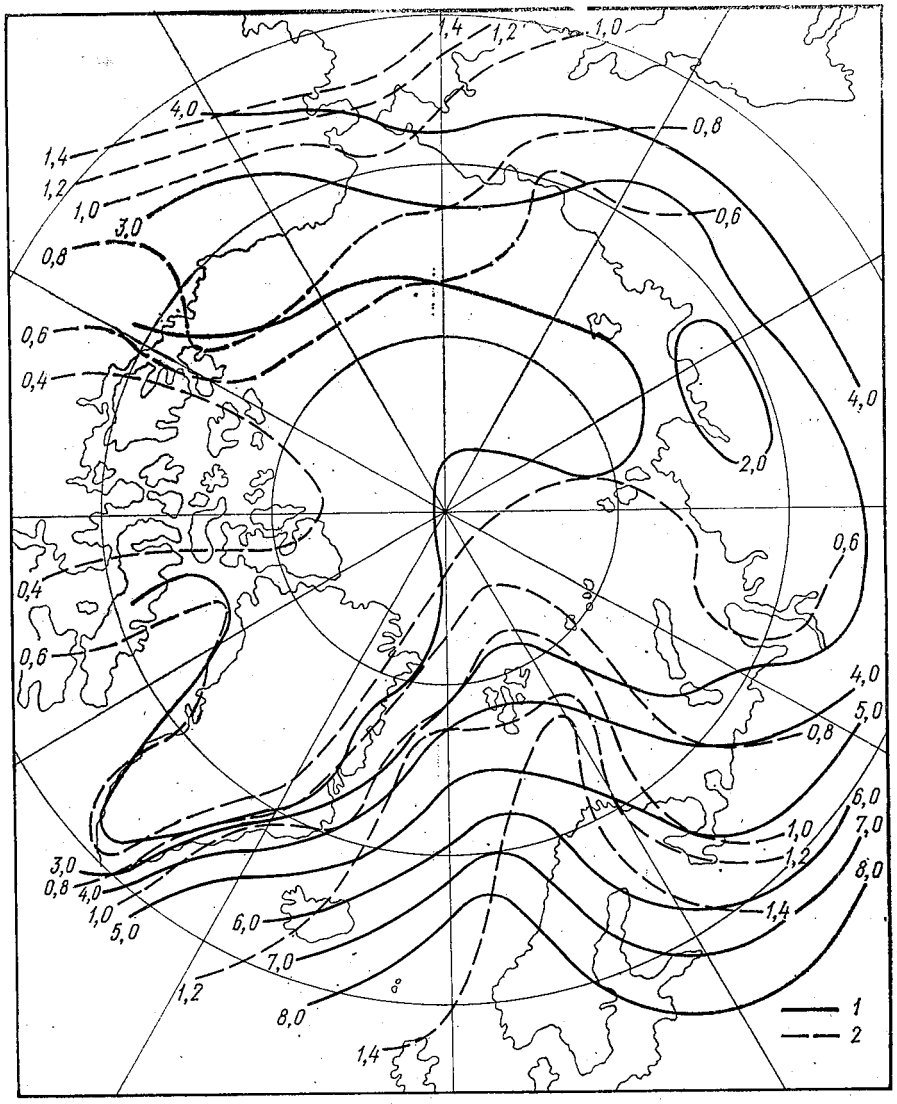


Рис. 2. Среднее многолетнее интегральное влагосодержание атмосферы в слое земля — 300 гПа в Арктике (*1*) и его средние квадратические отклонения (*2*) в январе (мм).

Атлантики. Повышенные величины $\overline{W}$ характерны для воздушных масс, расположенных к юго-востоку от Гренландии (6,0—8,0 мм). В этом районе Арктики наблюдается приток теплого влажного воздуха из области активной циклонической деятельности (исландский минимум).

Область повышенного $\overline{W}$ расположена над Девисовым проливом (4,0 мм). На величину влагосодержания в этом районе оказывают влияние проникающие с юга теплые воды западногренландского течения.

Третий менее выраженный гребень повышенного влагосодержания направлен в Арктический бассейн со стороны Тихого океана, в районе Берингова пролива. Этот район подвержен влиянию тихоокеанского (алеутского) минимума, приносящего сюда теплый воздух. Однако эти вторжения наблюдаются значительно реже и распространяются не так далеко на север, как вторжения в западный район Арктики из Атлантики.

Средние квадратические отклонения W в январе в основном изменяются от 0,4 до 1,4 мм. Наибольшие величины σ_W ($\geqslant$1,4 мм) отмечаются в тех районах, где наблюдается активная циклоническая деятельность и наиболее резкая смена воздушных масс. В областях с однородными воздушными массами σ_W значительно меньше ($<$0,4 мм).

Анализируя отклонения W по годам за период 1959—1983 гг. в июле и январе, можно выделить отдельные годы, имеющие одинаковую тенденцию в изменчивости W как в целом для Арктики, так и для ее секторов. Так, в июле почти повсеместно над зарубежной Арктикой отмечалось повышенное влагосодержание атмосферы с 1959 по 1962 гг. включительно. Преобладание повышенного влагосодержания атмосферы здесь имело место в 1969, 1977 и 1980 гг. Над советским сектором Арктики W значительно превышало норму в 1965 г. на участке Амдерма — м. Шалаурова. На этом же участке в 1972 г., наоборот, наблюдались пониженные W.

В целом для Арктики в июле на основании ΔW были выделены 1960 и 1974 годы как влажные, а в 1968, 1972, 1980 и 1981 годы как сухие. В январе положительные аномалии W характерны для 1969, 1970 и 1977 гг. Понижение W имело место в 1964, 1966, 1971 и 1982 годах.

Экстремальные величины W в Арктике в отдельные годы обусловлены особенностями атмосферных процессов, развивающихся в северном полушарии в данный период. Повышению влагосодержания атмосферы Арктики благоприятствуют макропроцессы восточной (E) формы атмосферной циркуляции по Г. Я. Вангенгейму и А. А. Гирсу [5]. В июле 1960 и 1974 гг. повторяемость формы E превышала норму на 15—16 дней. В теплый период при процессах формы E в соответствии с термобарическим полем [5] над большей частью Арктики формируются положительные аномалии влагосодержания атмосферы (рис. 3).

В июле 1968 г. (рис. 4) распределение ΔW в основном противоположно тому, что наблюдалось во влажные 1960 и 1974 гг. Теперь над Европейским сектором Арктики и Канадой располагаются области отрицательных аномалий W равные 3,0—4,0 мм. В июле 1968 г. преобладали процессы меридиональной формы атмосферной циркуляции (C), для которой характерно формирование в толще трапосферы высотных гребней и ложбин, имеющих противоположную локализацию по сравнению с процессами формы E [5]. Вследствие этого распределение аномалий температуры и влагосодержания атмосферы при процессах формы C противоположно распределению аномалий температуры и влагосодержания при процессах формы E.

Отрицательные аномалии W в Арктике могут быть преобладающими, если в течение месяца получают развитие процессы всех основных форм (июль 1980 г.).

Аномальное развитие в северном полушарии процессов восточной формы атмосферной циркуляции в основном способствует формированию положительных аномалий W над большей частью зарубежной Арктики. Это подтверждается ΔW в данном районе в 1959—1962 гг. Наоборот, пониженное влагосодержание атмосферы над зарубежной Арктикой, имевшее место в июле 1969 и 1980 гг. характеризовалось уменьшением повторяемости процессов формы Е. В советском секторе Арктики на участке Амдерма — м. Шалаурова повышенное влагосодержание атмосферы наблюдалось при процессах меридиональной формы циркуляции (июль 1965 г.) и, наоборот, понижение влагосодержания атмосферы — при процессах восточной формы циркуляции (июль 1965 г.) и, наоборот, понижение влагосодержания атмосферы при процессах восточной формы циркуляции (июль 1972 г.).

Положительные аномалии влагосодержания атмосферы характерны для января 1969 и 1977 гг. Преобладающей формой атмосферной циркуляции в эти годы являлась восточная. При всех разновидностях этой формы в холодный период отмечаются положительные аномалии температуры воздуха. Повторяемость процессов формы E в январе этих лет оказалась самой высокой в 1977 г. — 31 день, в 1969 г. — 28 дней.

Холодным и сухим был январь 1971 г. Почти на всей территории Арктики наблюдались отрицательные аномалии W. Они определялись процессами восточной и меридиональной формами атмосферной циркуляции. Для формы C, как и для E, характерно развитие в толще тропосферы стационарных волн большой амплитуды. В районе Исландской депрессии при C располагается высотный гребень, что определяет здесь формирование отрицательных аномалий W. Тот же самый процесс имеет место в районе алеутской депрессии.

Циклоническая деятельность при процессах формы C развивается над северо-восточными районами Америки и над Берингo-

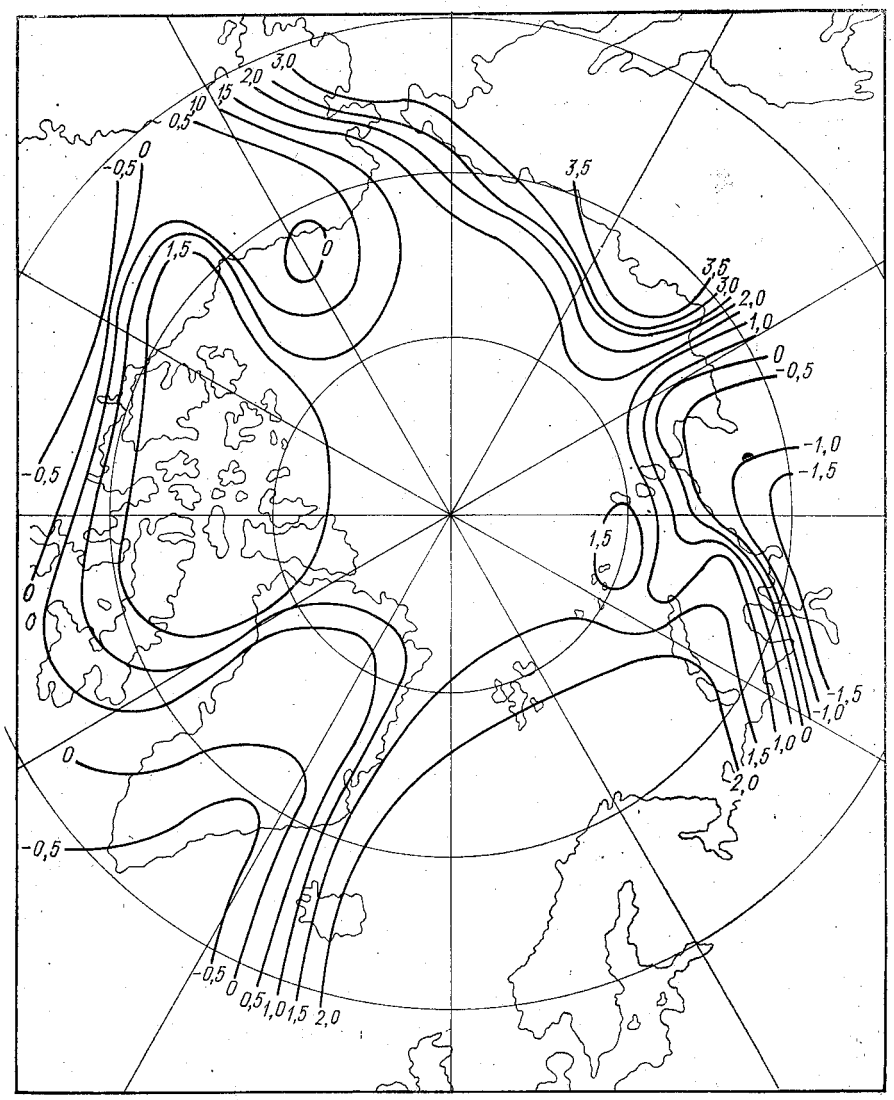


Рис. 3. Отклонения интегрального влагосодержания атмосферы в Арктике в июле 1960 г. (мм).

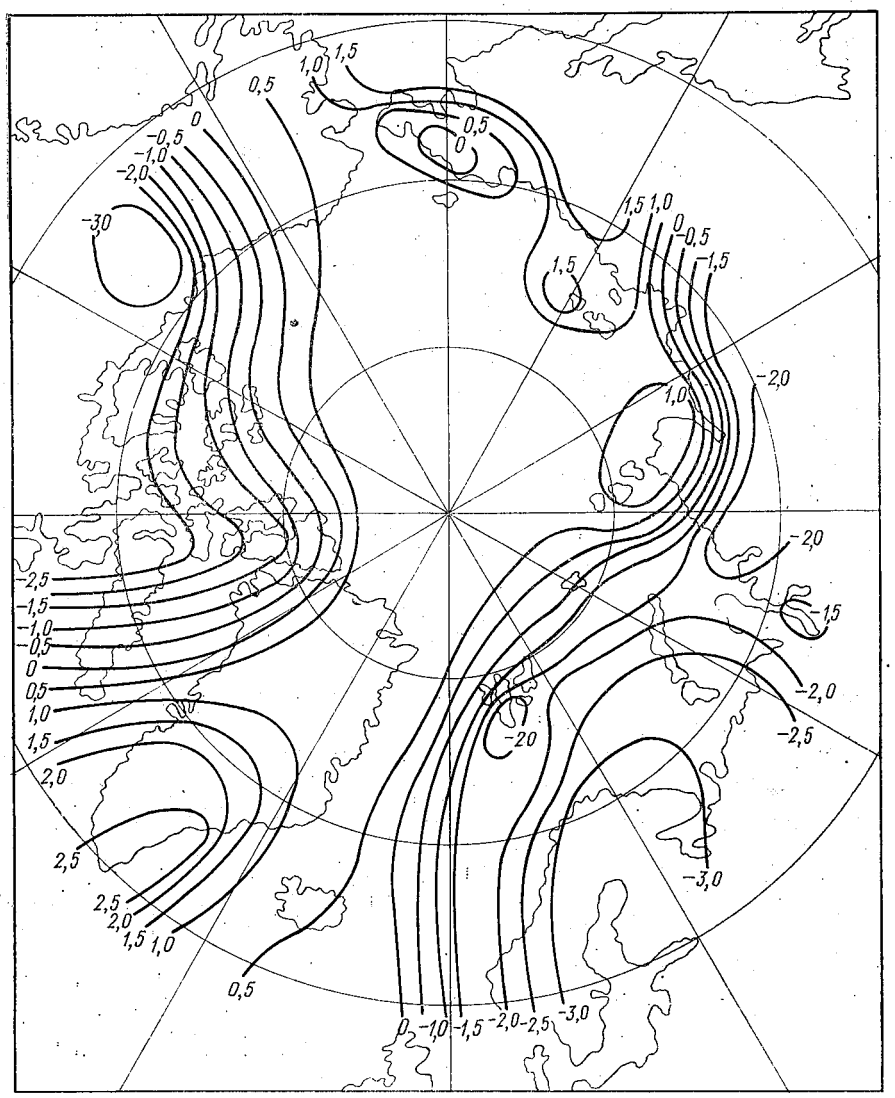


Рис. 4. Отклонения интегрального влагосодержания атмосферы в Арктике в июле 1968 г. (мм).

вым морем. С этим связаны положительные аномалии W в данных регионах.

В январе 1966 г. также наблюдались в основном отрицательные аномалии W, обусловленные, как и в 1971 г., процессами восточной и меридиональной формами атмосферной циркуляции. Некоторое отличие в распределении зон положительных и отрицательных аномалий W в январе 1966 и 1971 гг. определяется особенностями циркуляционных процессов данных лет.

В январе 1966 г. в северном полушарии преобладала разновидность E_{M_2}, способствующая развитию алеутской депрессии и обусловливающая формирование положительных аномалий температуры воздуха и влагосодержания атмосферы в восточном секторе Арктики (от м. Барроу до о. Врангеля).

Одинаковый характер поля аномалий влагосодержания атмосферы на всей территории Арктики наблюдался в январе 1978 и 1979 годов. В эти годы преобладали процессы восточной формы циркуляции: разновидности E_3 и E_{M_2}, которые формировали близкие поля аномалий температуры воздуха [5]. В январе 1965 и 1972 гг. наблюдались одинаковые поля отрицательных аномалий влагосодержания в секторе Аклавик — о. Преображения. В январе 1965 г. получили развитие все три формы атмосферной циркуляции, которые на большей части этого района формируют отрицательные аномалии температуры воздуха. В 1972 г. область пониженного влагосодержания атмосферы в данном регионе обусловливалась формированием отрицательных аномалий температуры воздуха при процессах формы E_{M_1}, которые являлись преобладающими. Аналогично в январе 1973 и 1974 гг. формирование очага положительных аномалий влагосодержания в секторе Торсхавн — Аклавик объясняется преобладанием восточной формы циркуляции разновидностью E_3.

В 1974 и 1975 гг. в европейском секторе Арктики формирование положительных аномалий влагосодержания атмосферы обусловлено развитием циркуляционных процессов форм E_3 и западной.

Таким образом, развитие в северном полушарии процессов восточной формы атмосферной циркуляции способствует повышенному влагосодержанию атмосферы в Арктике как в теплый, так и в холодный периоды года. Наоборот, при развитии процессов меридиональной формы атмосферной циркуляции имеет место в данном районе пониженное влагосодержание атмосферы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бурова Л. П.* Влагооборот в атмосфере Арктики. — Л.: Гидрометеоиздат, 1983. — 128 с.

2. *Горбацкий Г. В.* Северная полярная область. — Изд-во ЛГУ, 1964. — 306 с.

3. *Игнатюшина Е. Н.* Упорядоченный и турбулентный перенос влаги над Северным полушарием. — Труды ВНИИГМИ-МЦД, 1975, вып. 19, с. 41—53.

4. *Кузнецова Л. П.* Атмосферный влагообмен над территорией СССР. — М.: Наука, 1983. — 173 с.
5. *Гирс А. А.* Макроциркуляционный метод долгосрочных метеорологических прогнозов. — Л.: Гидрометеоиздат, 1974. — 458 с.

УДК 551.571.2

Г. Х. ИСМАИЛОВ (Институт кибернетики Уз НПО «Кибернетика»)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЯЗИ МЕЖДУ ВЛАГОСОДЕРЖАНИЕМ И ПРИЗЕМНЫМИ ТЕМПЕРАТУРОЙ И ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ВЛАЖНОСТЬЮ ВОЗДУХА

В последнее время уделяется большое внимание изучению такой важной характеристики воздуха как влагосодержание вертикального столба. Накоплен значительный по объему материал наблюдений за этой величиной, полученный прежде всего путем обработки данных самолетного и радиозондирования атмосферы [1—6].

Интерес к влагосодержанию атмосферы повышается и тем обстоятельством, что в литературе все чаще появляются работы, где выясняется статистическая связь этой величины с приземной влажностью воздуха и атмосферными осадками [7—9].

Важную роль при изучении свойств влагосодержания атмосферы играет математическое моделирование. В работах [10—13] на основе уравнений переноса влагосодержания и теплосодержания в турбулентной атмосфере выполнено моделирование влагосодержания и водозапаса облаков. Показано, что влагосодержание Q зависит от четырех величин: $\eta=\frac{w_m H}{K_\infty}$, $\xi=\frac{v\cdot H}{K_\infty}$ (η, ξ — безразмерные), приземных температуры T_0 и относительной влажности воздуха f_0. Здесь K_∞ — коэффициент вертикальной турбулентности выше пограничного слоя атмосферы; v — средневзвешенная скорость падения облачных капель; w_m — максимальное значение вертикальной скорости w, которое достигается на высоте $z=H/2$ (H — высота тропопаузы). Из результатов моделирования следует, что с увеличением T_0 и η влагосодержание растет, а увеличение приземной относительной влажности f_0 сопровождается практически линейным ростом Q. Эти результаты были получены в предположении стационарности атмосферных процессов и без учета адвекции. Поэтому представляет интерес проверить эти зависимости с помощью численных экспериментов на основе какой-нибудь гидродинамической модели прогноза влажности, температуры и слоистообразной облачности, в которой от-

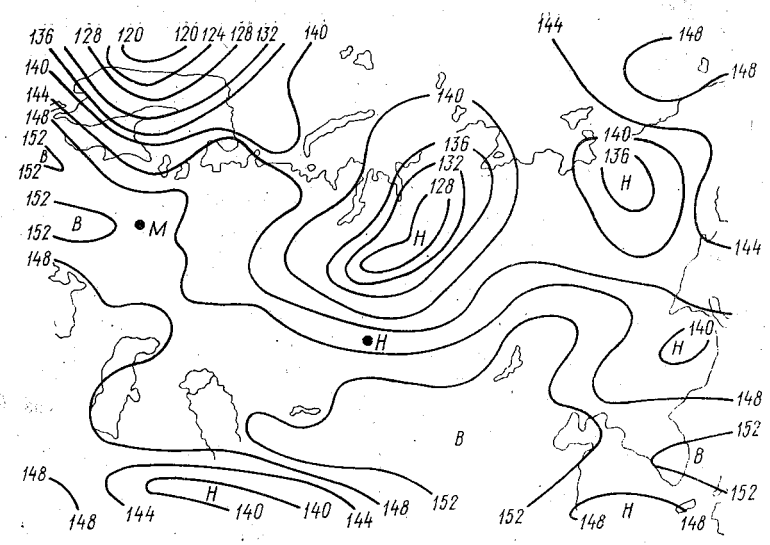


Рис. 1. Фактическая карта АТ-850 гПа за 00 GMT 9.05.1964 г.

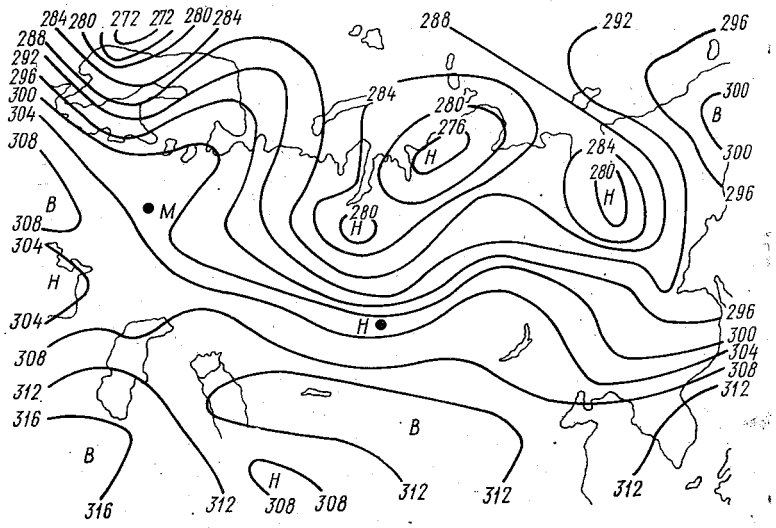


Рис. 2. Фактическая карта АТ-700 гПа за 00 GMT 9.05.1964 г.

сутствуют указанные выше ограничения. В данном случае такой моделью служит [14]. В качестве исходных использованы данные за 00 GMT 9 мая 1964 г., по которым указанная численная схема давала наиболее успешные результаты. При получении зависимости Q от T_0 в исходный момент выбраны две барические системы: циклон над Восточной Сибирью и антициклон над Средней Азией и Западным Китаем (рис. 1, 2). Этот выбор продиктован тем, что в работах [10—13] зависимость Q от f_0 и T_0 получены при различных фиксированных значениях η (т. е. w), а у нас в процессе численного прогноза нет возможности фиксировать η. Поэтому рассмотрены барические образования, где вертикальная скорость сохраняется постоянной хотя бы по знаку.

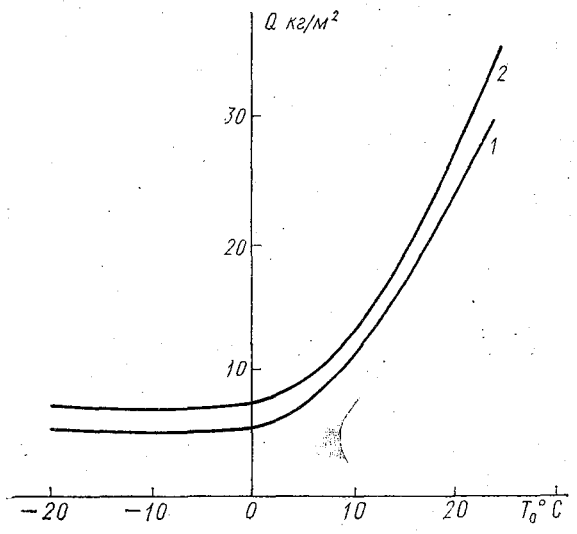


Рис. 3. Зависимость Q от T_0 в антициклоне ($w<0$):

1 — при $f_0=0{,}40$; *2* — при $f_0=0{,}60$.

В рассматриваемых областях для осреднения выбрано несколько узлов регулярной сетки, где приземная относительная влажность имеет одинаковые или близкие между собой значения. Затем, не изменяя начальные значения поля скорости, т. е. сохраняя динамику процесса, в начальное поле температуры вводятся возмущения, например, на 10, 20, —10, —20° С и т. д. и дается прогноз на 00 GMT 10 мая 1964 г. При этом, чтобы не нарушалось согласование полей температуры и влажности воздуха, на такие же значения изменялась начальная температура точки росы, т. е. численные эксперименты проводились при постоянном начальном дефиците влажности.

Полученные зависимости Q от T_0 при различных начальных значениях относительной влажности показаны на рис. 3 и 4, со-

ответственно, для антициклона и циклона. Анализ этих графиков показывает, что при фиксированном знаке вертикальной скорости w, зависимость Q от T_0 нелинейная и с ростом приземной температуры влагосодержание Q увеличивается. При высоких значениях T_0 это увеличение более быстрое, чем при низких. Видно, что кривая с большой начальной относительной влажностью располагается выше, чем кривая с малой начальной относительной влажностью.

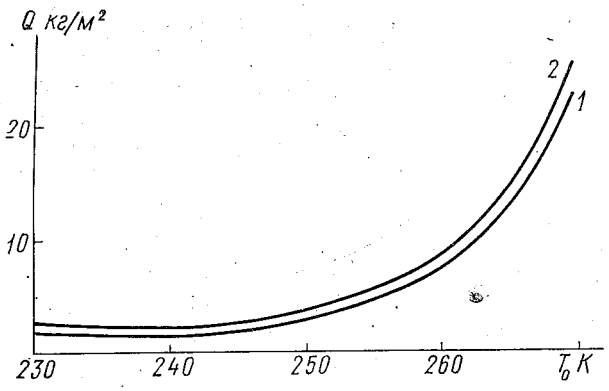


Рис. 4. Зависимость Q от T_0 в циклоне ($w>0$):
1 — при $f_0=0{,}76$; *2* — при $f_0=0{,}91$.

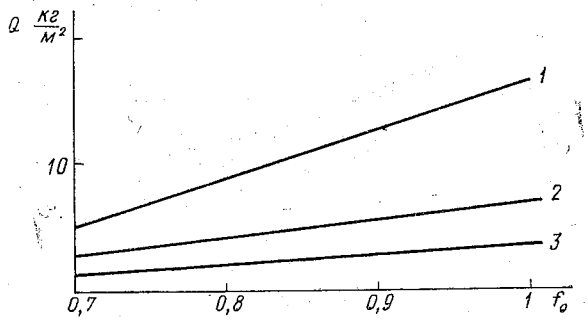


Рис. 5. Зависимость Q от f_0 при различных T_0:
1 — $T_0=-13°$ С; *2* — $T_0=-23°$ С; *3* — $T_0=-33°$ С.

Построен также график зависимости Q от f_0 для некоторых точек циклона (рис. 5) при различных T_0. Видно, что влагосодержание вертикального столба практически линейно зависит от начальной приземной относительной влажности f_0. Линии с большими значениями T_0 располагаются выше, чем прямые с меньшими T_0.

Приведенные результаты качественно согласуются с результатами упомянутых выше работ [10—13].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Алексеева И. А., Митник Л. М.* Структура внутритропической зоны конвергенции по радиометрическим измерениям со спутника «Космос-243». — В кн.: Тропическая зона Мирового океана и связанные с ней глобальные процессы. М., Наука, 1973, с. 56—61.

2. *Бобылев Л. Н., Васищева М. А., Щукин Г. Г.* Определение интегральных параметров влагосодержания облачной атмосферы непосредственно по значениям радиояркостной температуры. — Тр. ГГО, 1977, вып. 395, с. 59—67.

3. *Богородский В. В., Козлов Л. И., Тучков Л. Т.* Радиотепловое излучение земных покровов. — Л.: Гидрометеоиздат, 1977. — 224 с.

4. *Домбоковская Е. П., Митник Л. М.* Комплексный анализ результатов измерений со спутников электромагнитного излучения в оптическом, инфракрасном и радиодиапазонах. — Метеорология и гидрология, 1972, № 6, с. 23—31.

5. *Митник Л. М.* Определение эффективной температуры жидкокапельных облачных образований по тепловому излучению атмосферы в СВЧ-диапазоне. — Тр. Гидрометцентра СССР, 1974, вып. 148, с. 115—125.

6. ТРОПЭКС-72 / Под ред. М. А. Петросянца и др. — Л.: Гидрометеоиздат, 1974. — 685 с.

7. *Морозова М. Н., Чернышева О. Н.* О влагосодержании и переносах влаги в Средней Азии в дни с осадками и без осадков. — В сб.: Теоретическая и прикладная метеорология. Ташкент, ФАН, 1977, с. 29—31.

8. *Семенова А. П.* К вопросу о связи осадков с влагосодержанием атмосферы. — Тр. Укр. НИИ, 1982, № 188, с. 14—17.

9. *Снопков В. Г.* О корреляции между содержанием водяного пара в атмосфере и характеристиками влажности у поверхности земли. — Метеорология и гидрология, 1977, № 12, с. 38—42.

10. *Козлов В. Н., Матвеев Л. Т.* Баланс влаги в облаке. — Метеорология и гидрология, 1970, № 3, с. 33—44.

11. *Козлов В. Н., Матвеев Л. Т.* Численное моделирование полей влагосодержания атмосферы и водозапаса облаков над акваториями морей и океанов. — В кн.: Доклады Всесоюзного симпозиума по ПИГАП. Л., Гидрометеоиздат, 1973, с. 10—15.

12. *Матвеев Л. Т.* Динамика облаков. — Л.: Гидрометеоиздат, 1981, с. 311.

13. *Матвеев Ю. Л., Солдатенко С. А.* Влагосодержание вертикального столба атмосферы. — Тр. ВНИИГМИ-МЦД, 1981, вып. 94, с. 39—49.

14. *Исмаилов Г. Х., Матвеев Л. Т.* Гидродинамическая модель краткосрочного прогноза полей слоистообразной облачности, температуры и влажности воздуха. — Метеорология и гидрология, 1985, № 7, с. 5—12.

УДК 551.594.11

Н. А. ДУБРОВИЧ, А. В. ЛЫСЯК, А. Н. ПОТАНИН (ЛГМИ)

ЗАМЕРЗАНИЕ ПЕРЕОХЛАЖДЕННЫХ КАПЕЛЬ ВОДЫ В ИОНИЗИРОВАННОМ ВОЗДУХЕ

Проблема гетерогенной кристаллизации воды до сих пор не решена. Приблизительно также обстоят дела и в области исследования влияния электрических сил на процессы кристаллизации.

Результаты, полученные исследователями, работавшими в этой области, следует разделить на две группы: исследования замерзания капель растворов электролитов и исследования замерзания переохлажденных водяных капель в электрических полях различной интенсивности. В работе [4] приводится довольно подробный обзор работ, выполненных исследователями второй группы. Так как эти работы представляют для нас главный интерес, кратко проанализируем результаты, полученные в этой области, до и после работы. В работах [5—9] было обнаружено, что переохлажденная вода интенсивно кристаллизуется, если через ее объем проходит электрический разряд. Замерзание в результате искажения формы или взрыва капель в электрическом поле наблюдалось в работах [10—12]. Влияние заряжения гетерогенных ядер кристаллизации на вероятность замерзания капель обнаружено экспериментально в работах [13, 11, 7]. Влияние полей, не искажающих форму капель, на замерзание замечено в работах [14, 7, 11]. Активное образование ледяных кристаллов в переохлажденном тумане под действием поля наблюдалось в работах [14—17]. Выводы и гипотетические предположения о влиянии полей, сделанные авторами этих работ, чрезвычайно разнообразны. Авторы работ [4, 18, 6] объясняют влияние полей на замерзание диэлектрической поляризацией молекул воды, при этом в [13] была обнаружена зависимость замерзания от знака заряда. Возможность образования сверхтонких льдоподобных структур при деформации или разрушении капель в поле привлекается для объяснения явления авторами работ [10, 19]. В работе [10] показано, что механическое, деформирующее воздействие дает тот же результат. В работе [12] в качестве возможного механизма нуклеации предполагается возникновение кавитационных пузырьков в переохлажденной капле под действием поля, то есть практически тоже механическое воздействие. Замерзание капель при смещении тройной границы раздела воздух — вода — подложка наблюдалось в работе [6], тот же автор в работе [11] разбирает изложенные выше механизмы замерзания капель в поле и предлагает свой механизм. По мнению, изложенному в [11], замерзание капель в поле протекает более интенсивно если поле способствует образованию, так называемого, двумерного льда в воде адсорбированной подложкой. В работах [18, 17] увеличение числа ледяных кристаллов в переохлажденном тумане в поле объясняется наличием потоков мелких ледяных кристаллов, возникающих при дроблении быстро растущих ледяных дендритов. Следует сказать, что все эксперименты проводились по разным методикам и сравнивать результаты практически невозможно. В работе [4], где описывается наиболее простой и воспроизводимый эксперимент по замораживанию капель на подложке в поле напряженностью 6 кВ/см никакого влияния поля на замерзание обнаружено не было. Расчет влияния поля на замерзание в газовом приближении был сделан в работе [20].

Для исследования кристаллизации заряженных капель в электрическом поле была создана специальная экспериментальная установка, рис. 1. Высоковольтный источник позволял получать напряжение в сети 10, 20, 30 и 40 кВ, таким образом напряженность поля в промежутке источник — экран составляла соответственно 0,5; 1; 5; 2 кВ/см. Источник ионов представлял собой свинцовую пластину с впаянными в нее стальными иглами. Реплики кристаллов собирались на предметные стекла, покрытые лаком по известной методике ЦАО. В каждом случае, как в поле, так и вне его, устанавливалось по три предметных стекла. Эксперимент обладал достаточно хорошей воспроизводимостью. Опыты проводились многократно, при различном газовом составе в камере и при разных температурах. При этом делались следующие предположения.

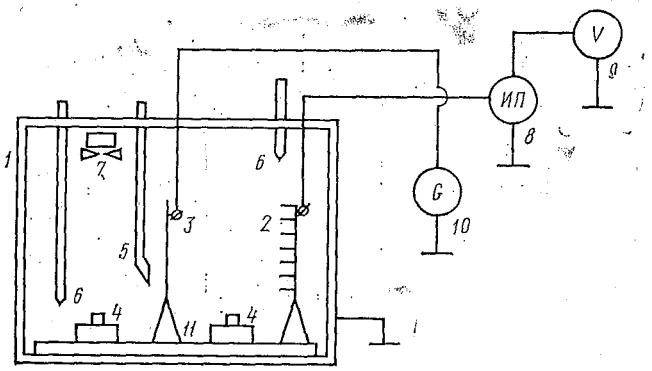


Рис. 1. Схема установки для исследования кристаллизации заряженных капель в электрическом поле:
1 — стенки камеры; *2* — источник ионов; *3* — экран; *4* — термостаты с предметными стеклами для забора проб кристаллов; *5* — шланг для пуска пара; *6* — нижний и верхний термометры; *7* — вентилятор; *8* — высоковольтный источник; *9* — вольтметр; *10* — гальванометр; *11* — изолятор.

1. Средний заряд капель определяется величиной напряженности поля и подвижностью ионов. Величина среднего заряда рассчитывалась по формуле Потенье для максимального заряда, так как при наших напряженностях поля и концентрациях ионов (определяемых величиной ионного тока) заряд капель достигает максимальной величины за время порядка 0,5—0,05 с, что гораздо меньше времени падения капель через поле — 10—15 с.

2. Туман считается монодисперсным со средним радиусом капель 5 мкм.

3. Носителями заряда в каждом отдельном случае считаются только газовые молекулы, имеющие или (при отрицательном потенциале острий) большее сродство к электрону, или (при положительном потенциале острий) меньший потенциал ионизации.

4. Концентрацию ионов считаем равномерно распределенной по объему промежутка источник — экран.

Безусловно, все эти предположения в достаточной степени произвольны, но, для постановки качественного эксперимента, мы считаем их допустимыми.

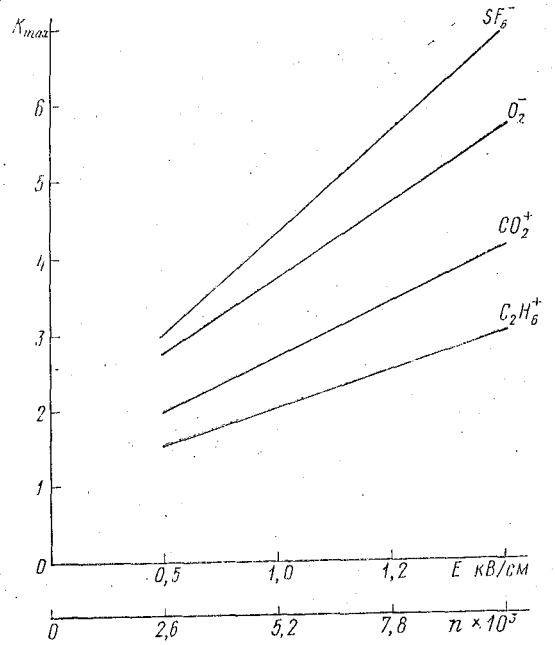


Рис. 2. Максимальный относительный выход кристаллов K_{max} в зависимости от напряженности поля (заряда капли для разных ионов) при температуре —20° С.

На рис. 2, 3 приводятся результаты экспериментов. Замечено, что роль электрических сил в кристаллизации увеличивается при повышении температуры, что совпадает с выводами [20]. Рис. 2 показывает, что кристаллизация в тумане идет тем активнее, чем выше напряженность поля. Интенсивность кристаллизации также пропорциональна величине ионного тока. Величина тока в наших опытах гораздо сильнее зависит от состояния острий, чем от напряженности поля. Следует отметить, что просто в поле напряженностью до 2 кВ/см (без ионного тока, между двумя плоскими экранами) кристаллизация идет так же, как и в отсутствии поля. На рис. 3 приводится схематическое изображение заряженной капли в поле и без поля, очевидно, что при наличии поля, при той же средней величине заряда, расстояния между ионами на

поверхности капли уменьшаются. Аналогичное влияние на расстояние между ионами оказывает и величина ионного тока. Участок поверхности заряженной капли с максимальной плотностью зарядов, будет представлять собой гидрофобную поверхность — воздушную матрицу, в которой располагаются гидрофильные гетерогенные центры — ионы.

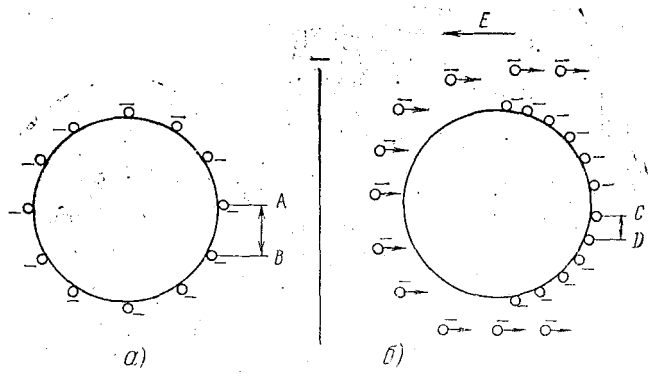


Рис. 3. Схематическое изображение расположения ионов на поверхности капли в поле (б) и без поля (а). E — напряженность электрического поля, AB — расстояние между ионами без поля, $CД$ — расстояние между ионами в поле.

Таким образом, по нашему мнению, влияние поля на кристаллизацию определяется не концентрацией ионов в воздухе и не напряженностью поля, а максимальной плотностью зарядов на поверхности капли. Естественно, что наличие в капле твердых примесей приведет к локальному увеличению плотности зарядов, и следовательно, к увеличению вероятности кристаллизации капли. Предложенный нами механизм кристаллизующего действия заряда капли почти дословно повторяет предложенный в [21] и подтвержденный нами экспериментом. В работе [21], например, говорится: «Оптимальной для льдообразования будет гидрофобная поверхность с центрами адсорбции, расположенными так, что в первом монослое молекулы воды не взаимодействуют между собой (латеральное взаимодействие отсутствует), в этом случае рост льдоподобных кластеров будет энергетически облегчен». Далее в статье еще более категорично утверждается, что на гидрофобной поверхности не должно быть более одной четверти гидрофильных центров, т. е. только один из четырех центров может быть гидрофильным. Как показали наши работы, в идеальном случае это должен быть парный протоноакцепторный центр, способный без искажения адсорбировать молекулу воды. В работе [21] автор специально гидрофобизировал кремнезем дегидратацией и при этом обнаружил резкое возрастание льдообразующей активности аморфных гидрофобных кремнеземов.

В заключение надо отметить, что предложенное нами объяснение носит качественный характер, что, однако, не мешает, на основании сделанных нами выводов, интерпретировать результаты большинства проведенных ранее экспериментов по исследованию кристаллизации в электрическом поле.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Дубрович Н. А., Кузьмин В. Л., Шиняев Б. М.* Льдообразующая активность поверхностных соединений. — Коллоидный журнал, 1985, № 6, с. 1014—1017.

2. *Дубрович Н. А., Морачевский В. Г.. Потанин А. Н.* О роли адсорбции в гетерогенном замерзании. — ДАН СССР, 1973, т. 206, № 3, с. 481—485.

3. *Габарашвили Т. Г., Глики Н. В.* Образование ледяной фазы на заряженных кристаллах. — Изв. АН СССР, сер. ФАО, 1967, т. 3, с. 570—574.

4. *Клинго В. В., Шлыков В. В.* К влиянию электрического поля точечного заряда на кристаллизацию переохлажденной водяной капли. — Труды ГГО, 1979, вып. 420, с. 26—32.

5. *Abbas M. A., Latham J.* The electrofreezing of supercooled water drops. — J. Metor. Sos. Japan. 1969, v. 46, p. 67—74.

6. *Dolittle J. B., Vali G.* Heterogeneous freezing nucleation in electric fields. — J. Atmos. Sci. 1975, v. 32, n. 2, p. 375—379.

7. *Dufour L.* Uber das gefrieren das wassers und über die bildung das hagels. — Poggen. Ann. Phys. 1861, v. 114, p. 530—554.

8. *Evans L. F.* The growth and fragmentation of ice crystals in an electric field. — D. Atmos. Sci., 1973, v. 30, p. 1657—1664.

9. *Garraud C.* Role du givrage des electrodes dans l'electrocongelation des brouillards surfondues. — C. R. Acad. Sci. 1969, v. 268, p. 1024—1044.

10. *Loeb L. B.* A tentative explanation of the electric field effect on the supercooled water drops. — J. Geophys. Res., 1963, v. 68, p. 4475—4476.

11. *Morachevsky V. G., Dubrovich N. A.* Molecular studies of the ice-forming capabilities of different surfaces. — Journ. Atmos. Sci. 1976, v. 33, p. 375—379.

12. *Poc M.* Electrocongelation des broillards surfondues. — J. Rech. Atmos., 1967, v. 3, p. 127—134.

13. *Pruppacher H. R.* The effect of external electric field on the supercooling of water drops. — J. Geophys. Res. 1963, v. 68, p. 4463—4474.

14. *Pruppacher H. R.* Electrofreezing of water. — Pure Appl. Geophys. 1973, v. 104, p. 623—633.

15. *Rau W.* Eiskeimbildung durch dielectriche polarization. — Z. Naturforsh. 1951, v. 6a, p. 319—324.

16. *Roulleau M.* Influence of electric field on the freezing of water. — Ann. Geophys. 1964, v. 20, p. 319—324.

17. *Salt R. W.* Effect of electrostatic fields on freezing of supercooled water and insects. — Science. 1961, v. 133, p. 458—459.

18. *Schaffer V. J.* Project Cirrus RL n. 785, 1953, NY, 54 p.

19. *Schaffer V. J.* The generation of large numbers of ice crystals in an electric field. — J. Appl. Meteor. 1968, v. 7, p. 452—455.

20. *Smith M. H.* The freezing of drops falling through strong electric fields. — Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 1971, v. 94, p. 495—505.

21. *Zettlemoyer A. C.* Hydrophobic surfaces. — J. Coll. Interface Sci. 1968, v. 28, p. 343—369.

УДК 551.509 : 314

Ю. Н. ВОЛКОНСКИЙ, Ю. Б. ОНАНАШВИЛИ (ВИКИ)

ДВЕ СТРАТЕГИИ ОПТИМАЛЬНОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ ПРИ МАРКОВСКОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ПОГОДНЫХ УСЛОВИЙ

При реализации байесовской стратегии принятия решений на основе климатологической информации авторы публикаций последних лет ограничиваются, как правило, учетом безусловных распределений соответствующих характеристик состояния атмосферы [1]. Так, например, в одном из простых вариантов задачи нахождения оптимальной климатической стратегии, когда потребитель располагает возможностью выбора одного из двух решений a_1 и a_2, ориентированных на осуществление благоприятных (B_1) и неблагоприятных (B_2) условий погоды соответственно, требуется по известной матрице затрат вида

$$\begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} \end{bmatrix}$$

и климатическим вероятностям $\pi_1=\pi$, $\pi_2=1-\pi$ состояний B_1, B_2 определить правило выбора решений a_1 и a_2, обеспечивающее минимум математического ожидания затрат потребителя. Здесь $\sigma_{ij}=\sigma(a_i, B_j)$ — материальные затраты потребителя при принятии решения a_i и осуществлении погоды B_j $(i, j=1, 2)$.

Если потребитель принимает решение a_1, то математическое ожидание затрат будет равно:

$$R_{a_1}=M(m_1)\sigma_{11}+M(m_2)\sigma_{12}, \tag{1}$$

и если он принимает решение a_2, то

$$R_{a_2}=M(m_1)\sigma_{21}+M(m_2)\sigma_{22}, \tag{2}$$

где $M(m_1)=n\pi$, $M(m_2)=n(1-\pi)$ — математическое ожидание числа осуществлений событий B_1 и B_2 соответственно; n — число случаев принятия решения.

Из условия $R_{a_1}=R_{a_2}$ находим значение пороговой вероятности π^*:

$$\pi^*=\frac{\sigma_{12}-\sigma_{22}}{\sigma_{12}+\sigma_{21}-\sigma_{11}-\sigma_{22}}, \tag{3}$$

которая зависит только от элементов матрицы затрат. Оптимальная стратегия, минимизирующая математическое ожидание затрат, состоит в принятии решения a_1 при $\pi \geqslant \pi^*$ и решения a_2

при $\pi<\pi^*$. Такая стратегия получила широкое распространение при учете климата в перспективном планировании работы агропромышленного комплекса, энергетики, строительства, транспорта и других отраслей народного хозяйства [2].

Отметим, что данная стратегия применима как для одношаговой задачи, когда потребителю необходимо принять оптимальное решение на однократные действия (например, сегодня принять решение на завтра), так и в ситуации, когда период деятельности потребителя состоит из n шагов (этапов), с неизменными климатической вероятностью и матрицей затрат, и надлежит принять одно решение на все n шагов [3]. Однако в последнем случае ее применимость ограничивается требованием стохастической независимости событий B_j на каждом шаге. В самом деле, при независимости распределение числа событий $m_1=m(B_1)$ и $m_2=m(B_2)$ подчиняется закону Бернулли, в соответствии с которым $M(m_1)=n\pi$, $M(m_2)=n(1-\pi)$. Отсюда следует, что использование рассмотренной стратегии при количестве этапов $n\geqslant 2$ возможно лишь после проверки последовательности B_j на независимость.

Поскольку, вообще говоря, этапы взаимосвязаны, и предположение о независимости является скорее исключением, чем правилом, климатическая стратегия в многошаговой задаче может оказаться вовсе не оптимальной. Повысить эффективность использования метеорологической информации, очевидно, можно путем учета условных распределений состояний погоды.

Обратимся к простейшему виду зависимости, когда метеоусловия B_1 и B_2 на каждом шаге образуют простую регулярную цепь Маркова с вектором начального распределения вероятностей $\pi_0=[p_0, 1-p_0]$ и матрицей перехода

$$P=\begin{bmatrix} p_{11} & p_{12} \\ p_{21} & p_{22} \end{bmatrix},$$

где p_{ij} — условная вероятность перехода из состояния B_i в состояние B_j за один шаг $(i, j=1, 2)$.

Обозначим через $m_j^{(k)}$ $(j=1, 2)$ число осуществлений события B_j на k-м шаге (число успехов). Очевидно, что число успехов на n шагах есть сумма:

$$m_j=m_j^{(1)}+m_j^{(2)}+\ldots+m_j^{(k)}.$$

Легко видеть также, что

$$M[m_j]=M\left[\sum_{k=1}^{n} m_j^{(k)}\right]=\sum_{k=1}^{n} M\left[m_j^{(k)}\right]=\sum_{k=1}^{n} p_j^{(k)}, \qquad (4)$$

где $p_j^{(k)}$ — вероятность нахождения цепи в состоянии B_j на шаге k.

Пусть $p^{(k)}=[p_1^{(k)}, 1-p_1^{(k)}]$ — вектор безусловного распределения вероятностей $p_j^{(k)}$ на шаге k, $M(m)=M[(m_1), M(m_2)]$ — век-

гор математических ожиданий. Из теории цепей Маркова [4] известно, что $p^{(k)}$ связан с π_0 и матрицей перехода P соотношением:

$$p^{(k)}=\pi_0 P^k, \tag{5}$$

поэтому

$$M(m)=\pi_0 \sum_{k=1}^{n} P^k. \tag{6}$$

Решив характеристическое уравнение

$$\det(P-\lambda I)=0,$$

найдем матрицу собственных чисел Λ, матрицу собственных векторов V и обратную матрицу V^{-1}:

$$\Lambda=\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & p_{11}-p_{21} \end{bmatrix}; \quad V=\begin{bmatrix} 1 & -\frac{p_{11}}{p_{21}} \\ 1 & 1 \end{bmatrix}; \quad V^{-1}=$$

$$=\frac{p_{21}}{p_{12}+p_{21}}\begin{bmatrix} 1 & \frac{p_{12}}{p_{21}} \\ -1 & 1 \end{bmatrix},$$

с помощью которых матрица перехода P приводится к диагональному виду:

$$V^{-1}PV=\Lambda.$$

В силу того, что матрица P^k имеет те же собственные векторы, что и P, а матрица собственных чисел в этом случае есть Λ^k [5], можно показать, что

$$P^k=V\Lambda^k V^{-1}=\begin{bmatrix} \pi+(1-\pi)\rho^k & (1-\pi)(1-\rho^k) \\ \pi(1-\rho^k) & (1-\pi)+\pi\rho^k \end{bmatrix}, \tag{7}$$

где $\pi=\frac{p_{21}}{p_{12}+p_{21}}$ — предельная (климатическая) вероятность состояния B_1; $\rho=p_{11}-p_{21}$ — коэффициент регрессии состояния B_1 на шаге k относительно B_1 на шаге $k-1$.

Путем диагонализации матрицы P нетрудно также найти выражение для суммы $\sum_{k=1}^{n} P^k$, а вслед за ним по формуле (6) — составляющие вектора математических ожиданий числа событий B_1 и B_2;

$$M(m_1)=n\pi+b_n,$$

$$M(m_2)=n(1-\pi)-b_n, \tag{8}$$

где $b_n = (p_0 - \pi)\,\dfrac{\rho(1-\rho^n)}{1-\rho}$ — дополнительный член, обусловленный нестационарностью цепи в основном на начальном участке (10—12 шагов).

Если потребитель, как и прежде, принимает одно решение на все n этапов, то в соответствии с (1), (2), (8) выражения для R_{a_1} и R_{a_2} запишутся в виде:

$$\begin{aligned} R_{a_1} &= n\pi\sigma_{11} + n(1-\pi)\sigma_{12} + b_n(\sigma_{11} - \sigma_{12}), \\ R_{a_2} &= n\pi\sigma_{21} + n(1-\pi)\sigma_{22} + b_n(\sigma_{21} - \sigma_{22}). \end{aligned} \tag{9}$$

Оптимальная стратегия теперь будет состоять в принятии решения a_1 при $\pi + B_n \geqslant \pi^*$ и решения a_2 при $\pi + B_n < \pi^*$, где $B_n = n^{-1} b_n$. Так как B_n в ряде случаев достигает $\pm 10\%$ от величины π, оптимальная стратегия с учетом марковости может существенно отличаться от климатической оптимальной.

С другой стороны, если заданы начальное распределение вероятностей и матрица перехода, то цепь Маркова задана. Это значит, что мы можем найти безусловные вероятности состояний B_j на любом шаге. Тогда в соответствии с распределением вероятностей $p_j^{(k)} = p^{(k)}(B_j)$ потребитель имеет возможность поступать более гибко, выбирая последовательность оптимальных решений $a_i^{(k)}$ на каждом шаге, минимизирующую математическое ожидание суммарных затрат на всех n шагах. После несложных преобразований формулы (5) с учетом (7) получаем выражение для вероятности $p_k = p_1^{(k)}$ на k-м шаге:

$$p_k = (p_0 - \pi)\rho^k + \pi. \tag{10}$$

Теперь оптимальная последовательность решений может быть определена достаточно просто. Принимая решение на последнем шаге, поступаем так же, как и в одношаговой задаче: $p_n \geqslant \pi^*$ влечет решение a_1, $p_n < \pi^*$ — решение a_2. Пусть $R_{a_1}^{(n)}$ и $R_{a_2}^{(n)}$ — величины математического ожидания затрат при оптимальном решении a_1 и a_2 соответственно. Математическое ожидание суммарных затрат $\Sigma^{(n)}$ с учетом только последнего шага при этом, очевидно, равно:

$$\Sigma^{(n)} = \begin{cases} R_{a_1}^{(n)}, & p_n \geqslant \pi^*, \\ R_{a_2}^{(n)}, & p_n < \pi^*. \end{cases}$$

На предпоследнем шаге по значениям p_{n-1} и π^* находим оптимальное решение в соответствии с прежним алгоритмом. В силу того, что вероятность p_{n-1} и матрица перехода согласно уравнению Колмогорова — Чэпмена однозначно определяют вероятность на последнем шаге:

$$p_n = p_{n-1}\,p_{11} + (1 - p_{n-1})\,p_{21},$$

величина p_{n-1} определяет оптимальное решение и значение оптимума затрат на шаге n. Тогда оптимальное значение математического ожидания суммарных затрат на двух шагах будет равно:

$$\Sigma^{(n-1,\,n)}=\begin{cases} R_{a_1}^{(n-1)}+R_{a_1}^{(n)}, & p_{n-1}\geqslant\pi^*,\ p_n\geqslant\pi^*,\\ R_{a_2}^{(n-1)}+R_{a_1}^{(n)}, & p_{n-1}<\pi^*,\ p_n\geqslant\pi^*,\\ R_{a_1}^{(n-1)}+R_{a_2}^{(n)}, & p_{n-1}\geqslant\pi^*,\ p_n<\pi^*,\\ R_{a_2}^{(n-1)}+R_{a_2}^{(n)}, & p_{n-1}<\pi^*,\ p_n<\pi^*. \end{cases}$$

Иными словами, оптимальное значение на двух последних шагах есть сумма оптимальных значений R_{a_1} и R_{a_2} на этих шагах. Продолжая описанную процедуру по индукции, приходим к шагу 0. Так как закон изменения p_k в зависимости от k известен, по значению p_0 и рассчитанным значениям p_k мы можем определить последовательность оптимальных решений. Оптимальная стратегия в этом случае формулируется следующим образом: на шаге k принимается решение $a_1^{(k)}$, если

$$p_0\geqslant\frac{\pi^*-\pi}{\rho^k}+\pi,\ \rho\neq0. \tag{11}$$

В противном случае лучшим решением будет a_2 ($k=0, 1, 2\ldots$). Итак, мы рассмотрели три стратегии: климатическую оптимальную (обозначим ее S_1), недифференцированную оптимальную стратегию с учетом марковости, когда принимается одно решение на все n этапов (S_2), и дифференцированную оптимальную стратегию выбора последовательности решений на каждом этапе (S_3), построенную также с учетом марковской зависимости состояний погоды. Для сравнения эффективности этих стратегий упростим выражения для математического ожидания суммарных затрат, полагая $\sigma_{11}=\sigma_{22}=0$. Тогда пороговая вероятность определится соотношением:

$$\pi^*=\frac{\sigma_{12}}{\sigma_{12}+\sigma_{21}}, \tag{12}$$

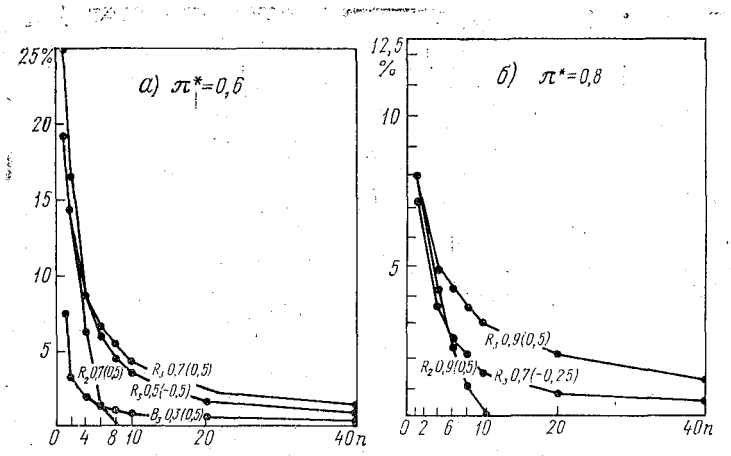
а выражения для оптимумов математического ожидания средних затрат при различных стратегиях запишутся в виде:

$$R_{S_1}=\begin{cases}\pi^*(1-\pi), & \pi\geqslant\pi^*,\\ \pi(1-\pi^*), & \pi<\pi^*;\end{cases} \tag{13}$$

$$R_{S_2}=\begin{cases}\pi^*(1-\pi-B_n), & \pi+B_n\geqslant\pi^*,\\ (\pi+B_n)(1-\pi^*), & \pi+B_n<\pi^*;\end{cases} \tag{14}$$

$$R_{S_3}=n^{-1}\left[\sum_{p_k\geqslant\pi^*}\pi^*(1-p_k)+\sum_{p_k<\pi^*}p_k(1-\pi^*)\right]. \tag{15}$$

На рис. 1 приведены графики зависимости от количества шагов n величины снижения математического ожидания средних затрат при стратегиях S_2, S_3 по отношению к стратегии S_1, полученные для различных значений климатической вероятности и коэффициента регрессии, отражающих особенности цепи Маркова.



Относительное снижение математического ожидания средних затрат при стратегиях S_2 и S_3 по сравнению с климатической оптимальной стратегией для потребителя с пороговой вероятностью 0,6 (*а*); 0,8 (*б*). Первая цифра у кривых означает величину климатической вероятности, вторая (в скобках) — величину коэффициента регрессии.

Оба графика построены для положительно ориентированных потребителей, цена ошибки «пропуска» σ_{12} для которых больше цены ошибки «ложной тревоги» σ_{21}, в связи с чем выбраны пороговые вероятности 0,6 и 0,8. Это обусловило, как видно из рисунков, заметное возрастание сравнительной эффективности стратегий S_2 и S_3 при увеличении климатической вероятности.

С ростом числа шагов марковская цепь стационирует, поэтому, как и следовало ожидать, эффективность стратегий S_2, S_3 уменьшается, асимптотически приближаясь к некоторым предельным значениям.

Снижение затрат, получаемое при использовании стратегий S_2 и S_3, в сильной степени зависит от коэффициента регрессии. При увеличении ρ растет «связанность» цепи, что в сочетании с высокой климатической вероятностью вызывает тенденцию цепи к нахождению в состоянии B_1. Это в свою очередь приводит к уменьшению числа ошибочных решений, особенно при использовании стратегии S_3.

Наоборот, при уменьшении ρ и переходе в область $\rho<0$ марковская цепь приобретает тенденцию к частой смене состояний,

поэтому эффективность даже стратегии S_3 в целом ниже, чем при положительных значениях ρ.

При $\rho=0$ цепь эквивалентна независимой последовательности Бернулли, поэтому стратегии S_2, S_3 снижения затрат не дают.

Наконец, сравнивая стратегии S_3 и S_2, можем отметить, что последняя имеет преимущества перед климатической оптимальной лишь при больших ρ в сочетании с высокой вероятностью π и малом количестве шагов и всегда не лучше дифференцированной стратегии.

Приведенные результаты позволяют считать лучшей из рассмотренных стратегий стратегию S_3 выбора последовательности оптимальных решений на каждом этапе. При малом числе этапов она снижает математическое ожидание затрат потребителя по сравнению с климатической оптимальной стратегией на величину до 25%. При большом числе этапов снижение составляет 1—2%.

В заключение отметим, что описанные выше стратегии предполагают известную «инерционность» потребителя: решения принимаются перед началом периода и в дальнейшем не меняются. Такая ситуация характерна при перспективном планировании крупных хозяйственных мероприятий, в частности, при планировании на пятилетку, когда принятые решения обретают силу закона и в главном не изменяются. Для потребителя, имеющего возможность оперативно выбирать решения перед началом каждого этапа с учетом складывающейся обстановки, стратегии S_2 и S_3 допускают корректировку решений.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Жуковский Е. Е.* Метеорологическая информация и экономические решения. — Л.: Гидрометеоиздат, 1981. — 303 с.
2. *Монокрович Э. И.* Гидрометеорологическая информация в народном хозяйстве. — Л.: Гидрометеоиздат, 1980. — 175 с.
3. *Волконский Н. Ю., Волконский Ю. Н.* Оптимальная организация специализированного обеспечения прогнозами. — Метеорология и гидрология, 1985, № 12, с. 12—19.
4. *Кемени Дж., Снелл Дж.* Конечные цепи Маркова. — М.: Наука, 1970. — 271 с.
5. *Ланкастер П.* Теория матриц. — М.: Наука, 1978. — 280 с.

УДК 528.7 : 502

Ю. А. ФЕДОРОВ (ЛГМИ)

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МАТЕРИАЛОВ АЭРОФОТОСЪЕМКИ ДЛЯ ОХРАНЫ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

В связи с увеличением темпов промышленного и жилищного строительства в городах и населенных пунктах нашей страны остро встает проблема охраны окружающей городской среды.

При составлении генеральных планов развития городов очень важно предусматривать планировку и застройку городских территорий так, чтобы сохранить окружающую среду и тем более не нарушать тепло- и массообмен внутри жилых кварталов и промышленных комплексов.

Использование материалов аэрофотосъемки является одним из наиболее эффективных способов комплексной передачи сложного характера города и контроля за состоянием окружающей среды в связи с интенсивным развитием промышленности. По материалам аэрофотосъемки (аэроснимкам, ортофотопланам, фотокартам) обеспечивается возможность наблюдения за факторами, воздействующими на окружающую городскую среду, оценки этого воздействия и прогноза состояния городской среды на перспективу.

Зоны загрязнения, связанные с осаждением кислотных, щелочных аэрозолей, других химических соединений на земную поверхность, а также загрязнения водной среды, достаточно отчетливо определяются на аэрофотоснимках по изменению оптической плотности фотоизображения водной поверхности и изменению спектральных характеристик растительного покрова, подверженного вредному влиянию выпадающих загрязнений.

Изготавливаемые для оценки влияния вредных факторов на природную среду ортофотопланы, как правило, являются не окончательной продукцией, а основой для непосредственного дешифрирования и цифровой обработки в целях составления различных инженерных документов [1].

Достоверность определения характера и границ зон загрязнения окружающей городской среды во многом зависит от дешифровочных свойств аэрофотоизображения, которые в свою очередь зависят от многих факторов, в том числе и от времени выполнения аэрофотосъемки городских территорий.

Серьезной помехой для дешифрирования возможных зон загрязнений городских территорий являются тени от зданий, которые могут закрывать до 50% площади. Имеются рекомендации [2, 3 и др.] выполнять аэрофотосъемку городов с многоэтажной застройкой при сплошной, но тонкой высокой облачности, что увеличивает дешифровочные качества аэрофотоизображения.

Вместе с тем хорошо известно, что вероятность распознавания объектов местности по аэрофотоснимку повышается с увеличением тоновых контрастов объектов, а выполнение аэрофотосъемки под облачностью неизбежно ведет к их снижению.

Поэтому для определения технических условий проведения аэрофотосъемочных работ для создания ортофотопланов на территории городов была выполнена опытная аэрофотосъемка города со среднеэтажной застройкой в масштабе 1 : 5000 аэрофотоаппаратом с $f_к = 100$ мм под тонкой высокой облачностью и в ясную погоду. Аэрофотосъемка выполнена в мае месяце. Интервал выполнения двух залетов составил 6 дней. Время выполнения

аэрофотосъемок: при солнечной погоде — 10 часов утра, под сплошной облачностью — 9 часов утра. При производстве аэрофотосъемки использовалась мелкозернистая аэропленка тип-22 ($S=1100$ ед. ГОСТ) с повышенной разрешающей способностью.

Выполненные сенситометрические измерения по аэронегативам обоих залетов показали преимущества аэронегативов, полученных в ясную погоду по значениям минимальной и максимальной оптической плотности, то есть по тем параметрам, которые, в основном, характеризуют качество аэрофотоизображения.

Контрастность аэрофотоизображения на «бестеневых» аэронегативах оказалась явно ниже, чем на аэронегативах, полученных в ясную погоду, что естественно, поскольку при сплошной облачности местность освещается только рассеянным солнечным светом. По этому параметру аэронегативы, полученные в ясную погоду, также имеют преимущество перед «бестеневыми» аэронегативами.

Сравнительные данные по дешифрируемости объектов местности на аэроснимках, полученных при аэрофотосъемках в облачную и ясную погоду, выполнены по контактным отпечаткам, изготовленным на фотобумаге «Унибром».

Общий характер фотоизображения на «бестеневых» аэроснимках вялый, рыхлый, с плохим стереоэффектом и отсутствием мелких деталей. На аэроснимках, выполненных в ясную погоду, аэрофотоизображение объектов четкое и контрастное.

На «бестеневых» аэроснимках у отдельно стоящих деревьев дешифрируются только кроны, основания стволов не дешифрируются полностью. Из-за отсутствия теней на аэрофотоизображении невозможно судить о высоте деревьев как отдельно стоящих, так и в массиве. На фоне серого фона луговой растительности мелкие кусты не дешифрируются.

Основания отдельно стоящих деревьев на аэроснимках, выполненных в ясную погоду, дешифрируются уверенно по перспективному их изображению и по теням, высота древесной и кустарниковой растительности определяется сравнительно легко, хорошо дешифрируются все самые маленькие кусты.

Результаты анализа качественных показателей аэроснимков указывают на то, что «бестеневые» аэроснимки для выявления пораженности, угнетенности растительного покрова в результате загрязнения природной среды малопригодны.

Аэроснимки, полученные в ясную погоду дают возможность определять границы промышленных и городских загрязнений как по изменению альбедо поверхности за счет выпадающих загрязнений, так и по изменению спектральных коэффициентов яркости почв, растительных образований и водных поверхностей, определяемых по аэронегативам с помощью спектрофотометров.

Для городской территории с многоэтажной застройкой и значительным озеленением дешифрирование зон загрязнений значительно облегчается, если аэрофотосъемку выполнять узкоуголь-

ными аэрофотоаппаратами с $f_к = 500$ или 350 мм, позволяющими получить ортофотоплан с минимальным смещением контуров зданий и, соответственно, с возможно большей передачей существенных деталей аэрофотоизображения.

С целью повышения надежности определения зон загрязнений для производства аэрофотосъемки города рекомендуется любой месяц теплого периода года, ясная погода и близполуденные часы, когда тени от зданий наиболее короткие.

Таким образом, использование материалов аэрофотосъемки при составлении генерального плана развития города с учетом природных особенностей данной территории и, в частности, при размещении промышленных предприятий, решении конкретных задач планировки и застройки новых районов при сохранении их ландшафтного облика повышает эффективность изучения и рационального использования природных ресурсов и охраны окружающей среды в целях сохранения в чистоте воды и воздуха и обеспечения воспроизводства природных богатств.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Дюбюисон Б.* Картографирование окружающей городской среды с использованием ортофотокарт. — Доклад на VIII Международной картографической конференции. М., 1976.

2. *Соколова Н. А.* Технология крупномасштабных аэротопографических съемок. — М.: Недра, 1973.

3. Руководство по созданию топографических фотокарт. ГУГК, ОНТИ ЦНИИГАиК. М., 1974.

УДК 502.5(203)+551.593.54

Е. И. НЕСМЕЛОВА (МГУ)

МОНИТОРИНГ ОПТИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ АТМОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ СЕТЕВОЙ ИНФОРМАЦИИ

В настоящей публикации в качестве показателя антропогенного воздействия на атмосферу используется комплекс оптических характеристик: интегральные коэффициент прозрачности P_2 и фактор мутности T_2, приведенные к массе 2; аэрозольная составляющая фактора мутности T_d и ее доля в интегральном — T_d/T_2. В качестве исходных данных использованы наблюдения актинометрической сети СССР за последнее десятилетие (1976—1985 гг.) в различных климатических зонах для условий регионального фона загрязнения и городов. Чтобы иметь возможность распространения полученных данных оптического состояния атмо-

сферы, полученных для локальных условий, на окружающую территорию (региональный фон), была проведена специальная статистическая обработка, основанная на разделении рядов оптических характеристик по направлению переноса воздуха у земной поверхности или на АТ-700 гПа. Такое разделение позволило получить набор оптических характеристик для воздушных масс различного происхождения, проследить за их трансформацией в отсутствии локального антропогенного воздействия, выяснить степень и дальность влияния крупных городов на окружающую территорию и соседних районов друг на друга. В результате были рассчитаны широтные и меридиональные градиенты всех указанных характеристик прозрачности для фоновых условий, которые в дальнейшем использованы для расчета среднего многолетнего регионального фона прозрачности.

Комплекс указанных характеристик прозрачности (мутности) атмосферы рассматриваем в дальнейшем в качестве критерия метеорологического потенциала загрязнения атмосферы. Важно, что эти характеристики являются информативным набором сведений о содержании в атмосфере аэрозоля, концентрация которого прямо связана с локальным загрязнением нижней тропосферы и потому сильно меняется даже на небольших расстояниях. В то же время при отсутствии таких локальных влияний (хозяйственно-промышленных объектов) в условиях регионального фона загрязнения атмосферы, изменчивость оптического ее состояния также велика, что связано с активностью процессов междуширотного обмена (циклонической деятельностью).

Рассмотрим изменение характеристик прозрачности атмосферы для основных направлений переноса воздуха на примере умеренных широт СССР в летний период. Оптические характеристики воздушных масс различного происхождения при переносе от очага формирования претерпевают значительную трансформацию (табл. 1).

Во многих случаях на больших территориях отмечаются заметные как широтные, так и меридиональные градиенты всех оптических характеристик, в особенности их аэрозольной составляющей. Даже в среднем для ЕТ СССР в пределах тридцати градусов широты наблюдаются весьма существенные различия оптических характеристик, которые, например, для T_2 меняются от $(2—4)\times10^{-4}$ в чистых воздушных массах арктического происхождения до $(3—8)\times10^{-4}$ на 100 км широты — в воздухе, поступающем с южными потоками. В восточном направлении при общем снижении мутности атмосферы меридиональные градиенты невелики. Лишь в слабо трансформированном воздухе, поступающем на ЕТ СССР с северо-западными потоками, меридиональные градиенты T_2 близки к широтным. Таким образом, наибольшие изменения оптических свойств воздушной массы происходят во всех случаях вторжений для слаботрансформированного воздуха, т. е. при меридиональном переносе слабо увлажненной воз-

душной массы или в западном переносе хорошо увлажненного воздуха. Следует отметить также, что широтные градиенты оптических характеристик атмосферы нарастают к югу практически для всех направлений переноса, что связано с двумя причинами: запыляющей и увлажняющей ролью самой подстилающей поверхности и возрастающей ролью промышленной нагрузки на нижнюю тропосферу, так как плотность населения, как интегральный показатель антропогенного воздействия, нарастает в большинстве районов с севера на юг.

Таблица 1

Средние характеристики прозрачности атмосферы для различных направлений переноса воздуха на АТ-700 гПа в условиях регионального фона загрязнения (летний период)

Район	С — СВ			З — СЗ			В — ЮВ			Ю — ЮЗ		
	Оптическая характеристика											
	P_2	T_2	T_d/T_2	P_2	T_2	T_d/T_2	P_2	T_2	T_d/T_2	P_2	T_2	T_d/T_2
Северо-запад ЕТ СССР	0,793	2,32	0,11	0,766	2,67	0,19	0,722	3,27	0,34	0,702	3,54	0,38
Центр ЕТ СССР	0,782	2,46	0,13	0,761	2,74	0,21	0,696	3,63	0,39	0,713	3,40	0,38
Юго-запад ЕТ СССР	0,734	3,10	0,17	0,724	3,24	0,22	0,655	4,24	0,38	0,658	3,20	0,37
Север Зап. Сибири	0,806	2,15	0,06	0,777	2,53	0,18	0,750	2,88	0,25	0,723	3,23	0,34
Центр Вост. Сибири	0,804	2,18	0,09	0,783	2,45	0,15	0,758	2,77	0,21	0,755	2,82	0,22
Казахстан	0,783	2,45	0,11	0,727	3,21	0,31	0,695	3,62	0,37	0,657	3,21	0,39

Анализ обширного материала показывает также, что в условиях регионального фона доля аэрозольной компоненты T_d в любой воздушной массе, как правило, не превышает 30—40% (табл. 1). Таким образом, изменение условий помутнения атмосферы при различных направлениях ветра под действием термодинамических процессов нижней тропосферы, а также под действием поступления аэрозоля антропогенного происхождения, приводит к чрезвычайному многообразию оптического состояния атмосферы. Значительное обогащение нижних слоев атмосферы антропогенным аэрозолем осуществляется при прохождении воздушной массы в любом направлении над районами высокого промышленного потенциала и над отдельными большими городскими агломерациями.

Интересно рассмотреть пространственные различия оптических свойств атмосферы для крупного промышленного района, в качестве которого возьмем центральный промышленный район (табл. 2). В таких условиях общий фон загрязнения складывается под действием весьма различных объектов: это прежде всего очень большой город (Москва), ряд средних городов (Смоленск, Курск и др.); множество небольших городов (Кострома, Нолинск, Ростоши и др.), сельская местность на значительном удалении от локальных очагов загрязнения (д. Красновидово, д. Сатино, район Пущино) и, наконец, пригород (станции им. Небольсина и Подмосковная). Все перечисленные станции с актинометрическими наблюдениями относятся к району с единым климатическим потенциалом загрязнения атмосферы, практически для всех одновременно развивается однотипный циркуляционный процесс. Но поскольку условия облачности все же различаются, в обработку были взяты ряды разной длительности.

Прежде всего четко проявляется общая закономерность: снижение прозрачности в направлении к городам. Одновременно возрастает изменчивость оптических характеристик; в условиях регионального фона и в средних и небольших городах вариация фактора мутности составляет 17—18%, а в Москве и ее пригородах возрастает до 24—33% (табл. 2). Характерным является снижение различий его изменчивости между городом и пригородом, причем в большом городе из-за множества рассеянных на его территории источников загрязнения изменчивость снижается на 10%.

Таблица 2

Характеристики прозрачности атмосферы в Центральном районе (средние за летний период)

Объект	Оптическая характеристика						T_d/T_2 %	Число случаев
	P_2			T_2				
	$\bar{X}$	σ	C %	$\bar{X}$	σ	C %		
Региональный фон	0,730	0,03	4	3,20	0,60	18	31	473
Небольшой город	0,724	0,04	5	3,27	0,60	18	33	306
Средний город	0,709	0,05	7	3,45	0,59	17	39	251
Большой город	0,675	0,08	9	3,81	0,92	24	45	231
Пригород	0,687	0,08	9	3,70	1,20	33	42	283
Областной фон	0,700	0,05	7	3,58	1,03	30	40	167

Не менее показательным критерием антропогенного влияния является, как уже упоминалось, доля аэрозольного помутнения — она закономерно увеличивается от регионального фона (32%) до

города (42—46%), оставаясь в то же время в пригороде и в об ласти такой же, как в средних городах, и мало различаясь о большого города, так как в больших городах вместе с ростом выбросов в атмосферу растет и площадь, над которой происхо дит рассеивание примеси. Но в крупной городской агломерации увеличены не только характеристики помутнения атмосферы; за метно растут их горизонтальные градиенты, что прямо связано с взаимным влиянием очагов загрязнения друг на друга. Напри мер, в центре рассматриваемого района градиент T_2, возрастая в целом по сравнению с фоном на порядок, равен при северных переносах $(3—6)\times10^{-3}$ на 100 км, а для остальных направлений $(6—8)\times10^{-3}$ на 100 км. Доля аэрозольной составляющей T_d/T уменьшается по мере удаления от города на 5% на 100 км при переносе в сторону пригорода и на 10—15% в тех ситуациях когда вынос городского аэрозоля в данном направлении отсутствует. Приведенные примеры убеждают в том, что использо вание оптических характеристик атмосферы является весьма удоб ным приемом для оценки изменчивости и степени антропогенного влияния не только в условиях фонового загрязнения, но и для выяснения степени взаимного влияния отдельных очагов загряз нения.

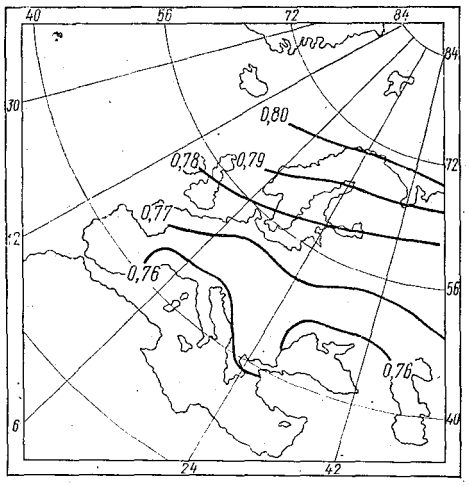
Преимущество использованной методики оценки степени антропогенного воздействия на атмосферу особенно проявляется в тех случаях, когда актинометрическая сеть недостаточна или вовсе отсутствует. Для таких территорий воспользуемся расчетом средней величины оптического показателя, для которой имеются данные об изменчивости в воздушных массах различного происхождения и рассчитаны горизонтальные градиенты. С этой целью используются сетевые данные по повторяемости направления ветра у земной поверхности или переноса на изобарических поверхностях, опубликованные в [1] и средние за сезон величины прозрачности (мутности) атмосферы или оптические толщины для данного направления ветра и широты. Так например, можно получить среднюю величину фактора мутности T_2:

$$\bar{T}_2=\frac{T_{2,\text{ с–св}}\times P_{\text{с–св}}+T_{2,\text{ с–сз}}\times P_{\text{з–сз}}+T_{2,\text{ ю–юв}}\times P_{\text{ю–юв}}}{100}.$$

Здесь $T_{2,\text{ с–св}}$ — интегральный фактор мутности для направлений ветра, объединенных по двум румбам (можно без объединения если имеются соответствующие сведения), а $P_{\text{с–св}}$ — сумма повторяемости ветра этих же направлений. Таким путем была рассчитана карта зимнего распределения интегрального коэффициента прозрачности P_2 для Европы (см. рисунок). Оценка величин расхождений расчетных значений P_2 с наблюдениями показала, что различия укладываются для фоновых условий в погрешность 1—6%.

В заключение отметим, что к наиболее информативным показателям оптического состояния атмосферы, отражающим степень

нтропогенной нагрузки на нижнюю атмосферу, следует отнести е параметры, которые выражают долю аэрозольной компоненты. Для интегральных характеристик это прежде всего отношение T_d/T_2, которое меняется в значительных пределах не только в городах, но и в условиях регионального фона загрязнения.



Распределение интегрального коэффициента прозрачности на территории Европы (зимний сезон).

ЛИТЕРАТУРА

1. Авиационно-климатические характеристики зарубежных стран. — М. идрометеоиздат, 1980, вып. 1, т. 2.

ДК 551.591.7 : 551.571.7 : 551.515

Г. М. ОРЛОВ, Л. Г. СТРУЖЕНКОВА (ЛГУ)

О СВЯЗИ СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ РАССЕЯННОГО СВЕТА НЕБА С КОЭФФИЦИЕНТОМ ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ

Оптическая прозрачность атмосферы связана с процессами оглощения и рассеяния в ней света. Эти процессы

определяются довольно постоянной газовой и весьма изменчивыми аэрозольной и влажной компонентами. Под влажной компонентой необходимо иметь в виду полное влагосодержание атмосферы, т. е. содержание в воздухе воды во всех трех агрегатных состояниях: в виде водяного пара, капель или кристаллов. В современных радиозондах в качестве приемника гигрометра применяется гигроскопическая органическая пленка, деформация которой происходит не только за счет влияния молекулярного водяного пара, но и под воздействием обводненных частиц, постоянно присутствующих в реальной атмосфере уже при относительной влажности окружающего воздуха 25—30% [1]. Эти частицы и оказывают основное влияние на интенсивность рассеяния солнечной радиации. Если размеры обводненных частиц небольшие, то они долгое время могут находиться в воздухе во взвешенном состоянии в большем или меньшем количестве в зависимости от характера воздушной массы.

В ряде работ [2, 3] за характеристику влажности воздуха принята удельная влажность, выражающаяся в граммах водяного пара на килограмм влажного воздуха. Удельная влажность имеет преимущества перед другими характеристиками влажности (абсолютной, относительной и т. д.), т. е. она является консервативной характеристикой в отношении основных процессов (сухоадиабатических и изобарических), имеющих место в атмосфере.

Одной из характеристик прозрачности атмосферы, как известно, является интегральный коэффициент прозрачности атмосферы. Результаты последних работ [2, 3] привели к установлению высокой корреляции и функциональной линейной связи между интегральным коэффициентом прозрачности при массе атмосферы (m), равной 2 (P_2), и средней удельной влажностью ($\overline{q}$) в пределах изменения этих величин в утренние сроки наблюдений при различных синоптических процессах.

Ослабление интегрального потока солнечной радиации при $m \leqslant 3$ практически хорошо описывается формулой Бугера — Ламберта

$$P_2 = e^{-\tau}, \tag{1}$$

где τ — коэффициент ослабления атмосферой интегрального потока солнечной радиации.

В общем виде τ можно представить, как сумму коэффициентов ослабления:

$$\tau = \tau_р + \tau_{оз} + \tau_п + \tau_к + \tau_а, \tag{2}$$

где $\tau_р$ — коэффициент ослабления «релеевской атмосферы»; $\tau_{оз}$ — коэффициент ослабления слоем озона; $\tau_п$ — коэффициент ослабления молекулярным водяным паром; $\tau_к$ — коэффициент ослабления водяным паром, находящимся в жидкой фазе; $\tau_а$ — коэффициент ослабления сухим аэрозолем, вовлекаемым в атмосферу в дневные часы за счет термической турбулентности.

Таким образом, исключаем капли воды из понятия атмосферного аэрозоля, считая их составной частью влагосодержания атмосферы.

Учитывая методику обработки материала наблюдений, которая описана в [3], влиянием τ_a на ослабление солнечной радиации можно в утренние сроки пренебречь.

Если коэффициент прозрачности начальной атмосферы при $m=2$ представить как

$$P_н = e^{-(\tau_р + \tau_{оз})}, \tag{3}$$

то формулу Бугера — Ламберта для расчетов интегрального коэффициента прозрачности атмосферы, по данным наблюдений в утренние часы (9 часов местного времени), можно выразить следующим образом:

$$P_2 = P_н \cdot e^{-(\tau_п + \tau_к)} \tag{4}$$

или

$$P_2 = P_0 \cdot e^{-\tau_к}, \tag{5}$$

где P_0 — коэффициент прозрачности идеальной влажной атмосферы при $m=2$ [4].

Зависимость P_2 от $\bar{q}$ представим в виде:

$$P_2 = P_н \cdot e^{-b(\bar{q}_п + \bar{q}_к)} \tag{6}$$

или

$$P_2 = P_0 \cdot e^{-b\bar{q}_к}, \tag{7}$$

где $\bar{q}_п + \bar{q}_к = \bar{q}$ — полное влагосодержание, т. е. содержание воды в реальной атмосфере в виде водяного пара $\bar{q}_п$ и капель $\bar{q}_к$; b — коэффициент пропорциональности. Но соотношения (4)—(7) не отражают зависимости P_2 от характера воздушных масс.

Путем довольно простых алгебраических расчетов и преобразований данных наблюдений за P_2 в зависимости от $\bar{q}$ и D^*_λ, а также синоптической обстановки (всего рассмотрено 63 случая), были получены выражения, имеющие вид:

$$P_2^{I} = 0{,}85\, e^{-1{,}08\,\tau_к} \text{ или } P_2^{I} = 0{,}85\, e^{-2{,}49\, D^*_\lambda}, \tag{8}$$

$$P_2^{I} = 0{,}85\, e^{-0{,}07\,\bar{q}_к}, \tag{9}$$

$$P_2^{I} = 0{,}89\, e^{-0{,}08\,\bar{q}}, \tag{10}$$

$$P_2^{II} = 0{,}85\, e^{-1{,}16\,\tau_к} \text{ или } P_2^{II} = 0{,}85\, e^{-2{,}67\, D^*_\lambda}, \tag{11}$$

$$P_2^{II} = 0{,}85\, e^{-0{,}044\,\bar{q}_к}, \tag{12}$$

$$P_2^{II} = 0{,}89\, e^{-0{,}055\,\bar{q}}, \tag{13}$$

где D_λ^* — спектральная оптическая аэрозольная толща атмосферы, вычисленная для длины волны $\lambda = 0{,}55$ мкм.

Из полученных соотношений следует:

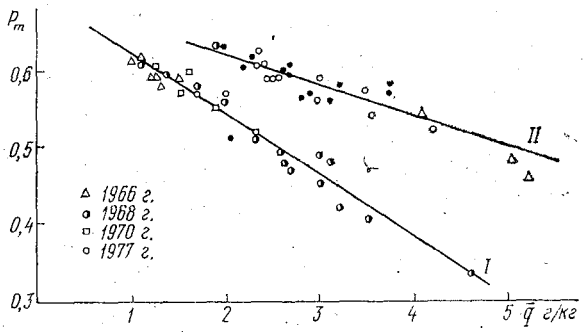
1) коэффициент прозрачности идеальной атмосферы для интегрального потока радиации при $m = 2$, в условиях аридной зоны, в утренние сроки наблюдений (9 часов местного времени) составляет величину порядка 0,89, что хорошо согласуется с величиной, полученной С. И. Сивковым (0,904), для той же массы атмосферы, путем сложных вычислений [5];

2) величина коэффициента прозрачности идеальной влажной атмосферы, для $m = 2$, близка 0,85;

3) спектральная аэрозольная толща (D_λ^*), вычисленная для длины волны 0,55 мкм, в утренние сроки наблюдений, когда еще не развита термическая турбулентность и не происходит вовлечения сухого аэрозоля в атмосферу с поверхности почвы, в условиях аридной зоны, представляет собой десятичный коэффициент ослабления солнечной радиации водяным паром, находящимся в жидкой фазе ($D_\lambda^* = 0{,}434\,\tau_к$).

Другой характеристикой прозрачности атмосферы является степень поляризации рассеянного небом света в точке максимальной поляризации солнечного вертикала (P_m).

Исходя из закономерностей рассеяния света, можно сказать, что степень поляризации, как и интегральный коэффициент прозрачности, в основном зависит от содержания в атмосфере капель воды, а следовательно, и от характера воздушной массы, или типа синоптического процесса, обуславливающего погодные условия района в момент наблюдений.



Зависимость степени поляризации P_m от средней влажности $\bar{q}$ в утренние сроки наблюдений (9 ч местного времени) в слое от земли до изобарической поверхности 500 гПа.

В настоящей работе приводятся результаты поляриметрических измерений за 64 дня наблюдений, в период с 1966 по 1978 гг., проведенных в аридной зоне (пустыня Кара-Кум), в утренние

сроки, в виде графиков зависимости P_m от $\bar{q}$, представленных на рисунке. Здесь хорошо видно разделение всего ряда наблюдений на две группы (I и II), каждой из которых соответствуют определенные синоптические процессы, уже описанные ранее [2].

При обработке материала нами было замечено, что наиболее высокая степень поляризации отмечается на вторые сутки после вторжения континентального или арктического воздуха в район наблюдений.

Анализ зависимости P_m от $\bar{q}$ выявил высокую корреляцию между этими величинами. Так, для первой группы наблюдений коэффициент корреляции составил 0,97, а для второй — 0,92. Меньший коэффициент корреляции во втором случае объясняется тем, что с воздушными массами, вторгающимися вслед за прохождением холодной ветви арктического фронта на вторые сутки, связана настолько высокая степень поляризации, что их следовало бы выделить в отдельную группу. Но в связи с тем, что таких вторжений за весь период наблюдений состоялось три-четыре, они были отнесены ко второй группе. Это и привело к некоторому ухудшению связи P_m и $\bar{q}$.

Учитывая довольно высокую корреляцию P_m и $\bar{q}$ в пределах изменения этих величин в период экспедиций, зависимость P_m от $\bar{q}$ может быть представлена в виде уравнений прямых. В действительности связь P_m и $\bar{q}$ будет иметь более сложный характер. Можно предположить, что зависимость P_m от $\bar{q}$ будет удовлетворять выражению вида

$$P_m = P_{m_0} \cdot e^{-k\bar{q}}, \tag{14}$$

где P_{m_0} — степень поляризации идеальной сухой атмосферы в точке максимальной поляризации солнечного вертикала в утренний срок наблюдений (9 часов местного времени); k — коэффициент, в основном, зависящий от характера воздушной массы. Тогда, учитывая данные рядов наблюдений, составленных для P_m и $\bar{q}$, соотношения между этими характеристиками для первой группы будут иметь вид

$$P_m^{\mathrm{I}} = 0{,}76\ e^{-0{,}17\,\bar{q}} \tag{15}$$

и для второй группы

$$P_m^{\mathrm{II}} = 0{,}76\, e^{-0{,}09\,\bar{q}}. \tag{16}$$

Таким образом, из выражений (15) и (16) следует, что степень поляризации, рассеянного небом света в точке максимальной поляризации солнечного вертикала, в утренние сроки наблюдений, для идеальной сухой атмосферы (P_m) составляет величину, рав-

ную 0,76. Обращает на себя внимание то, что полученное нами значение для P_{m_0} путем несложных преобразований, хорошо согласуется с результатами теоретических расчетов, проведенных в работе И. И. Тихановского [6] для чистой релеевской атмосферы и учитывающих альбедо подстилающей поверхности, анизотропию молекул и вторичное рассеяние.

Данные о ходе значений P_2 и P_m могут оказаться очень полезными для метеоспециалистов при анализе и прогнозировании синоптической обстановки, уточнении местонахождения фронтальных разделов, определении характера воздушных масс, поступающих в исследуемый район, и их влагосодержании. Поэтому определенный интерес представляет собой выявление возможности выражения степени поляризации через коэффициент прозрачности и наоборот.

Установлению такой связи, например, посвящено исследование [7], где было выявлено существование корреляционного характера между степенью поляризации (измеренной в альмукантарате Солнца) и коэффициентов прозрачности. Но эта связь оказалась настолько слабой, что пришлось сделать вывод о невозможности выражения рассматриваемых характеристик одну через другую.

В настоящей работе также предпринята попытка установления связи между интегральным коэффициентом прозрачности, при $m=2$, и степенью поляризации в точке максимальной поляризации. С этой целью были рассмотрены значения P_2 и P_m двух групп наблюдений, сопровождавшихся определенными синоптическими процессами в утренние часы. Всего рассмотрено 52 дня, причем, 27 из них при синоптических процессах, относящихся к первой группе и 25 — ко второй. Анализ этих данных позволил установить существование довольно высокой корреляции между P_2 и P_m. Так, коэффициент корреляции, рассчитанный для первой группы наблюдений, составил 0,97, а для второй — 0,91.

Дальнейшие несложные расчеты позволили связь между P_2 и P_m выразить следующим образом. Для первой группы наблюдений

$$P_2^{\mathrm{I}}=0{,}40+0{,}67\,P_m \tag{17}$$

и для второй

$$P_2^{\mathrm{II}}=0{,}44+0{,}54\,P_m. \tag{18}$$

Из выражений (17) и (18) следует, что при значениях коэффициента прозрачности атмосферы 0,40—0,44, поток интегральной солнечной радиации полностью деполяризован. Степень поляризации примерно в 1,7 раза более чувствительна к изменениям влагосодержания в атмосфере, чем интегральный коэффициент прозрачности.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность О. Д. Бартеневой и Н. И. Никитинской за предоставленные данные поляриметрических наблюдений.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Розенберг Г. В., Татарский В. И., Дианов-Клоков В. И.* Некоторые особенности распределения света в различных слоях атмосферы. — Вестник АН СССР, 1970, № 2, с. 21—3[illegible].
2. *Орлов Г. М.* О связи прозрачности атмосферы с ее влагосодержанием при различных синоптических процессах. — Метеорология и гидрология, 1983, № 10, с. 35—38.
3. *Бартенева О. Д., Богданов Э. О., Веселова Л. К., Никитинская Н. И., Орлов Г. М.* О связи характеристик мутности и степени поляризации дневного неба с влажностью в пограничном слое атмосферы над пустыней. — Труды ГГО, 1980, вып. 445, с. 19—23.
4. *Хромов С. П., Мамонтова Л. И.* Метеорологический словарь. — Л.: Гидрометеоиздат, 1974, с. 166.
5. *Сивков С. И.* Методы расчета характеристик солнечной радиации. — Л.: Гидрометеоиздат, 1968, с. 67—74.
6. *Тихановский И. И.* Теория поляризации и яркости небесного света для абсолютно чистой земной атмосферы. — Известия Крымского педагогического ин-та им. М. В. Фрунзе, 1928, т. 2, отд. 5, с. 31—35.
7. *Бойко П. Н., Харитонова Г. А.* Максимальная поляризация рассеянного света дневного неба и прозрачность атмосферы. — В кн.: Актинометрия и оптика атмосферы. — М.: Наука, 1964, с. 160—164.

УДК 551.511.32

Л. Т. МАТВЕЕВ (ЛГМИ), Е. В. ДУШИЧЕВА (ГГИ)

РОЛЬ БАРОКЛИННОСТИ АТМОСФЕРЫ В ЗАРОЖДЕНИИ ТРОПИЧЕСКИХ ЦИКЛОНОВ

Одним из основных уравнений, широко используемых в современной динамике атмосферы, служит уравнение для относительного вихря $\vec{\Omega}$ скорости движения воздуха. Выпишем здесь уравнение для вертикальной составляющей Ω_z этого вихря, характеризующей скорость вращательного движения воздуха в горизонтальной β-плоскости (на уровенной поверхности):

$$\frac{d\Omega_z}{dt} = -(2\omega_z + \Omega_z)\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) - \beta v + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z}\frac{\partial w}{\partial y}\right) - \\ - \frac{1}{\rho^2}\left(\frac{\partial p}{\partial y}\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial \rho}{\partial x}\frac{\partial p}{\partial y}\right) + \left(\frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y}\right), \qquad (1)$$

где u, v, w — проекции скорости движения на оси x, y декартовой (правой) системы координат (ось x направлена вдоль круга широты на восток, ось y — вдоль меридиана на север, ось z — по вертикали вверх); $\Omega_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$; $2\omega_z = 2\omega \sin\varphi$ — кориолисов

параметр (ω — угловая скорость вращения Земли, φ — широта); $\beta = \frac{2\omega\cos\varphi}{a}$ — параметр Россби (a — радиус Земли); p и ρ — давление и плотность воздуха; F_x и F_y — проекции силы трения на оси x и y.

Уравнение (1), как известно [1], является непосредственным следствием уравнений движения.

Напомним, что составляющая Ω_z, нередко называемая завихренностью, в северном полушарии положительна ($\Omega_z > 0$) в циклонах и ложбинах и отрицательна ($\Omega_z < 0$) в антициклонах и гребнях (в южном полушарии — наоборот). Согласно уравнению (1), изменение вихря во времени в движущейся воздушной массе ($d/dt = \partial/\partial t + u\,\partial/\partial x + v\,\partial/\partial y + w\,\partial/\partial y$ — знак полной (индивидуальной) производной происходит под влиянием: дивергенции горизонтальной скорости, движения вдоль меридиана (β-эффект), изменения вертикальной скорости в горизонтальном направлении, бароклинности атмосферы и сил трения. Если воспользоваться уравнением состояния влажного воздуха $p = R_c \rho T_v$ (где $T_v = T(1 + 0{,}61\,q)$ — виртуальная температура, q — массовая доля водяного пара, R_c — удельная газовая постоянная сухого воздуха), согласно которому

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial s} = \frac{1}{p}\frac{\partial p}{\partial s} - \frac{1}{T_v}\frac{\partial T_v}{\partial s}, \quad (s = x, y), \tag{2}$$

а также соотношениями для составляющих геострофического ветра

$$u_g = -\frac{1}{2\omega_z\rho}\frac{\partial p}{\partial y}, \quad v_g = \frac{1}{2\omega_z\rho}\frac{\partial p}{\partial x}, \tag{3}$$

то бароклинный фактор приведен к виду *

$$\left(\frac{d\Omega_z}{dt}\right)_{\text{баркл}} = -\frac{1}{\rho^2}\left(\frac{\partial\rho}{\partial y}\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial\rho}{\partial x}\frac{\partial p}{\partial y}\right) = \frac{2\omega_z}{T_v}\left(u_g\frac{\partial T_v}{\partial x} + v_g\frac{\partial T_v}{\partial y}\right). \tag{4}$$

Согласно этому соотношению, под влиянием геострофической адвекции более низких значений виртуальной температуры (более холодного или сухого воздуха) в движущейся воздушной массе зарождается новый или усиливается существующий циклониче-

* Как ни просты рассуждения и выкладки, позволившие привести бароклинный фактор к виду соотношения (4), впервые они были проведены в статье [2]. Подчеркнем, что соотношение (4) — точное, а не приближенное, полученное якобы путем замены реальных проекций скорости движения геострофическими составляющими. Наоборот, замена u_g и v_g на u и v в выражении (4) будет означать переход от точного представления бароклинного члена к приближенному.

ский вихрь, под влиянием геострофической адвекции более высоких значений T_v (более теплого или влажного воздуха) возникает новый или усиливается существующий антициклонический вихрь.

Многочисленные факты, установленные на основе анализа данных наблюдений (синоптических приземных и высотных карт, материалов зондирования атмосферы и др.), указывают на важную роль бароклинного фактора в зарождении и эволюции синоптических вихрей (циклонов и антициклонов) как в умеренных, так и в низких (тропических) широтах.

Укажем ряд признаков, которые в качественном смысле характеризуют роль бароклинности в зарождении и эволюции тропических циклонов (ТЦ).

1. Согласно данным наблюдений, ТЦ зарождаются, а после возникновения предпочитают двигаться по областям (пятнам) с аномально высокой температурой поверхности воды (ТПВ). Сошлемся здесь на статью [3], в которой проанализированы траектории 12 ТЦ в западной части Тихого океана, а также приведены сведения о движении ТЦ по данным других авторов. Правило это оправдывается в 80—90% случаев. По развиваемым представлениям роль высокой ТПВ сводится к созданию горизонтальных контрастов температуры и адвекции холода в атмосфере. Под влиянием активного тепло- и влагообмена между океаном и атмосферой над пятнами высокой ТПВ формируются области высоких температур воздуха. Поскольку над такими областями под влиянием сил плавучести возникает восходящее движение, то компенсационное движение по горизонтали должно быть направлено от окружающего более холодного воздуха в сторону области тепла, т. е. наблюдается адвекция холода, порождающая, в свою очередь, циклонический вихрь.

2. Силы трения увеличивают радиальную составляющую скорости движения, а вместе с ней адвекцию холода и вертикальную скорость. Обратим внимание на то, что сходимость (конвергенция) воздушных потоков наблюдается не только в пограничном слое, но и в средней и даже верхней тропосфере, о чем свидетельствуют результаты расчетов по данным наблюдений [4], а также снимки облачного покрова со спутников: они имеют вид спиралей, сходящихся к центральной части циклона. Размеры этих спиралей указывают на то, что в область ТЦ вовлекаются массы воздуха с площади, значительно превосходящей площадь самого циклона.

Вертикальная скорость в сочетании с турбулентным обменом способствуют переносу явного и скрытого тепла от океана к атмосфере, под влиянием которого растет температура в области циклона, увеличивается разность температур между ним и окружением (в развитом ТЦ эта разность колеблется между 3 и 15° С), а вместе с ней и адвекция холода, усиливающая циклонический вихрь. Таким образом, циклон вообще и ТЦ, в частности, представляет самовозбуждающуюся систему, определяющим момен-

том для возникновения которой служит горизонтальная разность температур и адвекция холода. Подчеркнем, что важна не сама по себе высокая ТПВ и температура воздуха, а горизонтальная разность температур.

3. В увеличении горизонтальной разности температур воздуха большую роль играет скрытое тепло, выделяющееся при образовании облачности в ТЦ. Поэтому представляется физически понятной известная из наблюдений связь между мощностью облаков и интенсивностью осадков, с одной стороны, и глубиной циклона и скоростью ветра, с другой.

4. В согласии с развиваемыми представлениями находятся эмпирические правила (критерии), устанавливающие связь условий зарождения ТЦ с характеристиками состояния атмосферы и океана. Так, введенный В. Греем [5] сезонный потенциал зарождения ТЦ включает вертикальный градиент эквивалентно-потенциальной температуры, относительную влажность воздуха вблизи уровня моря, отклонение температуры воды от 26° С до глубины 60 м и др. С ростом каждой из этих величин увеличивается перенос тепла от океана к атмосфере и, как следствие, растет горизонтальная разность температур (между циклоном и его окружением) и адвекция холода. Согласуются с обсуждаемым подходом и те уточнения сезонного потенциала зарождения ТЦ, которые получены в статье [6].

Приведенные выше данные, хотя и представляются очень важными, однозначно указывающими на существенную роль бароклинности в зарождении синоптических вихрей вообще и ТЦ, в частности, носят все же качественный характер.

Количественных оценок бароклинного фактора (4) в уравнении (1), кроме приведенных в статье [2], обнаружить не удалось. Поэтому нами предпринята попытка расчета этого фактора по данным синоптических карт тропической зоны Земли (30° с. ш.÷30° ю. ш.), которые составляются в Гидрометцентре СССР. После анализа полей температуры и давления в районе зарождения ТЦ выполнялся расчет производных по горизонтальным координатам, а затем и бароклинного фактора (4) для квадратов 300×300 км и 600×600 км, центр которых совпадал с центром депрессии. При этом расчеты проводились за сутки до того срока, когда зарождающийся циклон изображался на карте хотя бы одной замкнутой изобарой (кратной 5 гПа); в дальнейшем циклон углублялся и достигал стадии шторма (скорость ветра 17—33 м/с) или урагана (скорость ветра больше 33 м/с). Результаты расчета по двум океанам представлены в таблице.

Наряду с оценкой бароклинного фактора, определенного по квадратам 300×300 км и 600×600 км в таблице приведены значения Ω_z в начальный момент (когда на карте, в лучшем случае, можно было наметить слабо выраженную депрессию) и через 24 ч от этого момента (когда циклон изображался хотя бы одной замкнутой изобарой, кратной 5 гПа).

Скорость изменения $N=(d\Omega_z/dt)_{баркл}$ завихренности Ω_z под влиянием бароклинного фактора и значения в начальной стадии зарождения тропического циклона

Номер циклона	Дата (03 ч мск)	300×300 км		600×600 км	
		$10^{11} N c^{-2}$	$10^5 \Omega_z c^{-1}$	$10^{11} N c^{-2}$	$10^5 \Omega_z c^{-1}$
	Атлантический океан (северное полушарие)				
1	04.05.1981 г.	0,72	5,55	0,52	—2,60
	05.05.1981 г.	0,15	16,7	0,23	38,9
2	07.08.1981 г.	0,03	0,75	—0,05	2,98
	08.08.1981 г.	0,14	68,4	0,07	20,8
3	04.09.1981 г.	0,16	—4,16	0,18	—6,92
	05.09.1981 г.	0,18	48,2	0,13	11,1
4	03.11.1981 г.	0,47	1,11	0,22	1,52
	04.09.1981 г.	—1,60	25,0	—0,43	13,9
5	13.09.1982 г.	0,59	1,56	0,01	8,05
	14.09.1982 г.	0,11	22,2	0,11	14,6
6	30.09.1982 г.	3,12	1,22	0,29	6,80
	1.10.1982 г.	0,86	98,3	0,08	28,5
7	10.09.1983 г.	0,03	2,31	0,04	5,53
	11.09.1983 г.	0,14	14,1	0,12	15,9
8	27.09.1983 г.	0,75	6,83	—0,22	3,77
	28.09.1983 г.	0,06	89,1	0,03	31,9
9	08.09.1984 г.	0,96	1,22	3,45	1,14
	09.09.1984 г.	1,9	30,6	1,82	26,4
10	16.09.1984 г.	0,16	—4,23	0,78	—6,04
	17.09.1984 г.	0,21	4,44	0,80	12,8
11	17.09.1984 г.	0,85	1,46	—0,25	7,50
	18.09.1984 г.	2,52	26,8	1,01	43,1
12	06.10.1984 г.	0,28	8,15	0,14	6,42
	07.10.1984 г.	2,89	31,1	0,60	24,3
13	04.11.1984 г.	0,20	3,12	0,31	1,05
	05.11.1984 г.	0,58	22,2	0,43	16,7
	Тихий океан (северное полушарие)				
14	07.07.1984 г.	—0,06	0,07	—0,07	1,14
	08.07.1984 г.	—0,45	3,6	0,96	1,17
15	24.07.1984 г.	0,25	—0,07	0,21	0,01
	25.07.1984 г.	0,39	3,45	0,07	1,08
16	23.10.1984 г.	0,81	0,11	0,13	—0,02
	24.10.1984 г.	0,61	7,0	0,53	1,97
17	01.11.1984 г.	1,06	0,35	—0,20	0,19
	02.11.1984 г.	0,34	10,8	0,06	3,57
18	08.11.1984 г.	0,95	0,95	—0,86	0,41
	09.11.1984 г.	0,50	6,35	0,35	1,94

Сопоставление Ω_z в начальный момент и через сутки от него позволяет составить представление об усилении вихря во времени (углублении циклона).

Согласно данным таблицы, во всех 13 проанализированных случаях зарождения ТЦ над Атлантикой в квадрате 300×300 км наблюдалась адвекция холода (бароклинный член (4) положителен).

В одном, правда, случае (3.11.1981 г.) произошла смена знака адвекции: за сутки до зарождения циклона наблюдалась адвекция холода ($N>0$), а в тот срок (4.11.1981 г.), когда циклон уже обозначился на карте, отмечена адвекция тепла ($N<0$). Во всех других случаях адвекция холода наблюдалась в течение всего того промежутка времени (24 ч), когда происходило зарождение циклона (о чем свидетельствуют положительные значения N как в начальный момент, так и через сутки от него). Над Тихим океаном в одном случае при зарождении ТЦ отмечена адвекция тепла и в четырех — адвекция холода.

Таким образом, в целом по обсуждаемой выборке правило, вытекающее из уравнения переноса вихря — адвекция холода способствует зарождению и последующему углублению ТЦ, оправдалось в 95% (в 17 случаях из 18). При этом в трех случаях (циклоны 3, 10 и 15) антициклонический вихрь ($\Omega_z<0$), наблюдавшийся в начальный момент, преобразовался в циклонический ($\Omega_z>0$), в остальных 15 случаях произошло существенное (от нескольких раз до многих десятков раз) усиление вихрей (углубление циклонов).

Отметим, что сама температура воздуха в области формирующегося циклона, несмотря на адвекцию холода, со временем, как правило, не только не понижалась, но и повышалась. Это означает, что на поле температуры существенное влияние оказывают, кроме адвекции, другие факторы (прежде всего, перенос тепла от океана к атмосфере). Поддерживаемые этими факторами высокие (по сравнению с окружением) температуры позволяют и в дальнейшем сохранить знак бароклинного члена ($N>0$) и тем самым способствуют углублению (самовозбуждению) циклона.

При оценке бароклинного фактора по более крупному квадрату (600×600 км) положительные значения N наблюдаются: в начальный момент (за 24 ч до обнаружения циклона на карте) — в 13 случаях (72%), в момент обнаружения — в 16 случаях (89%).

Отсюда следует, что оценка бароклинного фактора (равно как и всех других) по области с горизонтальным размером около 300 км приводит к более высокой оправдываемости обсуждаемого правила, что физически вполне объяснимо, поскольку размер самих ТЦ в стадии зарождения не превышает 200—300 км (возможно, эти оценки следовало бы производить по областям меньшего, чем 300 км, размера, однако данные наблюдений в тропической зоне не позволяют этого сделать).

Что касается самих значений Ω_z, то они при оценке по квадрату 600×600 км в трех случаях (циклоны 1, 3 и 16) в течение 24 ч изменили знак с отрицательного на положительный, в оставшихся 15 случаях произошло существенное (хотя, как правило, и несколько меньшее, чем при оценке по квадрату 300×300 км) усиление циклонического вихря.

Кратко проанализированные данные таблицы и те сведения, которые приведены в первой части статьи, свидетельствуют о важной роли бароклинного фактора (4) в формировании синоптических вихрей в умеренных и низких широтах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Глобальное поле облачности. Под ред. Л. Т. Матвеева. — Л., Гидрометеоиздат, 1986, с. 105—113.
2. *Матвеев Л. Т.* Качественные правила условий вихреобразования в атмосфере и некоторые результаты проверки их. — Метеорология и гидрология, 1956, № 4, с. 28—31.
3. *Агренич Е. А.* Влияние температуры поверхности океана на траектории тропических циклонов. — Метеорология и гидрология, 1984, № 5, с. 57—63.
4. *Петросянц М. А., Снитковский А. И., Фалькович А. И.* К вопросу эволюции внутритропической зоны конвергенции. — В сб.: «ТРОПЭКС-74». Под ред. М. А. Петросянца и др. Л., Гидрометеоиздат, 1976, с. 5—14.
5. *Gray W. M.* Resent advances in tropical cyclone research from rawinsonde composite analisis. Dept. Atm. Sci., Colorado State Univ., 1981, 407 p.
6. *Иванов В. Н., Хаин А. П.* О сезонном потенциале зарождения тропических циклонов. — В сб.: «Тропическая метеорология», Л., Гидрометеоиздат, 1985, с. 5—14.

УДК 551.510; 551.521

Л. С. ИВЛЕВ (ЛГУ)

СТРУКТУРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОРСКИХ АЭРОЗОЛЕЙ

1. Введение. Несмотря на большой экспериментальный материал [1—5] по структуре, химическому составу и оптическим свойствам морских аэрозолей, накопленный за последние годы, полной и однозначной картины формирования структуры морских аэрозолей даже для удаленных от континентов районов Тихого и Атлантического океанов нет.

Экспериментальный материал, полученный в последние годы позволяет уточнить ряд аспектов проблемы физического моделирования морских аэрозолей и более определенно ответить на эти вопросы.

2. Процессы образования и химический соста морских аэрозолей. Значительная доля вещества морски аэрозолей возникает в результате испарения капель морской вод и содержит, в основном, легкорастворимые гигроскопичные мор ские соли. Процессы генерации диспергированного вещества в ре зультате разбрызгивания и высыхания капель и образование со левых частиц при схлопывании всплывающих на поверхность пу зырьков газа рассматривались в [1, 4]. Интенсивность генераци морских аэрозольных частиц определяется скоростью ветра, на личием прибойных зон и температурным режимом приповерх ностного слоя воды. Генерация частиц при разбрызгивании ка пель происходит при скорости ветра больше 7 м/с и максимальн при $u \approx 15$ м/с. Образующиеся при этом частицы имеют размер $d \geqslant 2$ мкм и концентрацию не выше $5 \cdot 10^{-2}$ см$^{-3}$. Лабораторны исследования Б. Мейсона показали, что солевое содержание ча стиц при этом механизме генерации лежит в пределах $10^{-15} \div 2 \cdot 10^{-14}$ г, что соответствует размерам капель $d \approx 0{,}2 \div 0{,}5$ мкм Результаты более поздних экспериментов [1] свидетельствуют что в общую концентрацию образующихся частиц существенны вклад вносят частицы с солевым содержанием $10^{-16} \div 10^{-15}$ г т. е. с $d \approx 0{,}1 \div 0{,}2$ мкм.

Механизм разрыва пузырьков зависит от величины относитель ной влажности, температуры воздушной среды и концентраци поверхностно-активных веществ (ПАВ) в пленке. Количество об разующихся из пузырька частиц пропорционально величине пере насыщения и увеличивается с температурой окружающей среды Присутствие ПАВ влияет на размер пузырей, увеличивает интен сивность генерации частиц примерно в 3 раза, препятствует ко алесценции образующихся частиц.

После генерации капель и их последующего высыхания воз можно разбивание солевых кристаллов. В лаборатории физик аэрозолей НИИФ ЛГУ Н. М. Куртиным и С. С. Власенко прово дились эксперименты по изучению устойчивости искусственны аэродисперсных систем при различных внешних воздействиях В качестве диспергируемых веществ использовался, в частности хлористый натрий. Раскалывание частиц хлористого натрия н более мелкие частицы происходило при облучении ультрафиоле товым светом ртутной лампы, при создании напряженности элек тростатического поля больше 500 В/см и при нагреве частиц н 10—15° С относительно воздуха (до 30—40° С). Эффект отчетлив выявлялся при относительных влажностях меньше 30—35%. Можно предполагать, что в природных условиях могут реализо ваться условия, способствующие раскалыванию крупных ($d \geqslant 1{,}0 \div 2{,}0$ мкм) частиц.

Химический состав образующихся частиц должен соответство вать химическому составу растворенных в морской воде солей однако в натурных экспериментах часто наблюдается обогащени содержания некоторых элементов. Так как лабораторные экспе

›именты не показывают сильного эффекта обогащения, то остается предполагать, что поднимающийся на морскую поверхность пузырек газа захватывает вещество поверхностного микрослоя, где коэффициент обогащения для ряда элементов достигает величин $\gg 1$.

Результаты электронно-микроскопического анализа проб аэрозолей [4] свидетельствуют о том, что значительная доля частиц имеет размеры меньше $d=0{,}1$ мкм. Причем морфологическая структура этих частиц соответствует структуре сульфатных частиц. Значительная доля более крупных частиц ($d \geqslant 0{,}2$ мкм) также имеет морфологическую структуру, отвечающую сульфатным частицам. Поэтому необходимо предположить, что в воздухе над морской поверхностью происходит интенсивная генерация аэрозольного вещества из газообразных сернистых соединений: SO_2, H_2S, $(CH_3)_2S$. Газофазный процесс окисления этих соединений до SO_3 не объясняет имеющиеся экспериментальные данные по дисперсности сернокислотных и сульфатных морских аэрозолей, по крайней мере, не может объяснить наличие сульфатных частиц $d \geqslant 0{,}2$ мкм с $N \geqslant 2 \div 5$ см$^{-13}$. Наличие солнечного света может конечно ускорить процессы конверсии сернистых соединений в сернистый ангидрид, но этого фактора недостаточно для объяснения наблюдающихся функций распределения частиц по размерам. При газофазном образовании серного ангидрида, а в дальнейшем серной кислоты и сульфатов, концентрация частиц с $d \leqslant 0{,}1$ мкм должна быть значительно выше (см. рис. 1). Послойное определение химического состава таких частиц методом электронной спектроскопии показало, что ядра частиц часто содержат NaCl. Поэтому можно считать доказанным, что гетерофазное окисление сернистых соединений происходит в основном в каплях растворов морских солей. Например, реакция образования сульфата аммония в водной капле содержащей абсорбированный аммиак, сернистый газ и ионы переходного металла идет на два порядка быстрей реакции фотохимического окисления SO_2 и достигает значений 10% в час ($3 \cdot 10^{-5}$ с$^{-1}$). Продуктам гетерофазных реакций соответствуют сульфатные частицы в диапазоне размеров $d \approx 0{,}3 \div 2$ мкм, а сульфатные частицы с $d \leqslant 0{,}1$ мкм являются, вероятно, продуктами газофазных реакций окисления. Возможен вариант окисления на кластерах, содержащих ион Na^+ или других металлов. Прямое испарение от поверхностного слоя толщиной $150 \div 200$ мкм, нагреваемого солнечным излучением, ответственно за наличие в приповерхностном слое элементов с коэффициентами обогащения относительно морской воды порядка $10 \div 100$ и более. Среди этих элементов много тяжелых металлов, являющихся хорошими катализаторами и фотокатализаторами реакций окисления сернистых соединений. При насыщении воздуха парами воды с поверхности жидкости помимо одиночных молекул испаряются неравновесные нейтральные кла-

стеры. Распадаясь до равновесного состояния по схе
$(H_2O)_{c+d+1} \rightleftarrows H^+(H_2O)_c + OH^-(H_2O)_d$, они образуют ионы.

Х. Карлоном показано, что влажный воздух над поверхност
воды содержит кластеры типа $(H_2O)_\nu$ размером $\nu = 10—30$ м
лекул.

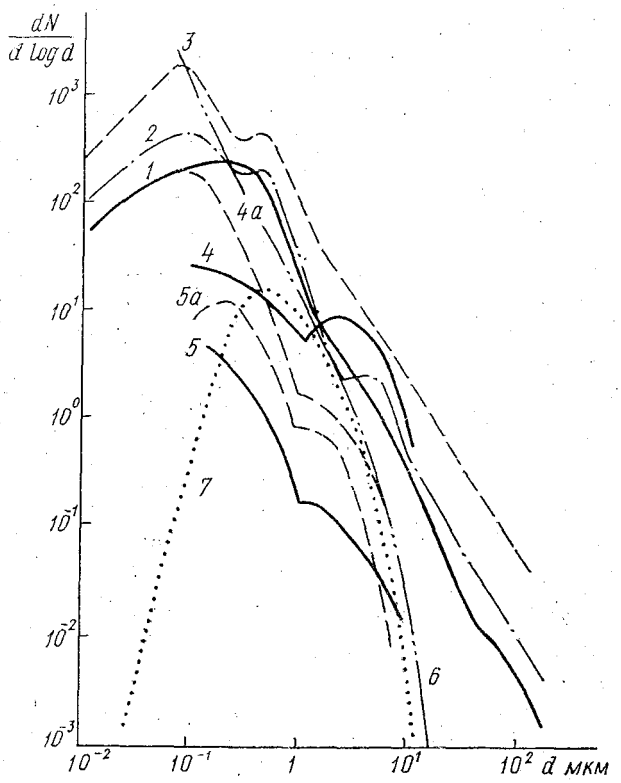


Рис. 1. Экспериментально измеренные и модельные распределения аэрозолей:

1 — относительно чистые районы Атлантического океана; *2* — приземный слой в районе г. Рыльска (лето); *3* — сахарская пыль над Атлантикой (лето); *4*, *4а* — приводный и приземный слой атмосферы (Е. М. Патерсон); *5*, *5а* — тропосфера над морем и континентом (Е. М. Патерсон); *6* — приводный слой в Северной Атлантике (Ван де Вен, 1980 г.); *7* — солевая компонента по осенним измерениям 1973—1983 гг.

В лаборатории физики аэрозолей НИИФ ЛГУ Е. Ф. Миха ловым были проведены эксперименты по определению концентр ции водных кластеров акустическим методом при относительн

ажностях $S=0{,}1—1{,}0$ и температуре 300 К. Для диапазона $=0{,}8—1{,}0$ относительное содержание молекул воды в кластех составило $0{,}11\div0{,}05$. Следовательно, при среднеэффективном змере кластера $\nu\approx15$, их концентрация достигает значений подка 10^{12} см$^{-3}$. В этом случае может оказаться справедливой сказанная С. Фридлендером гипотеза роста аэрозольных частиц счет осаждения на них молекулярных кластеров.

Также достаточно вероятно образование морских аэрозолей из ганических веществ. В случае загрязнения морской поверхсти нефтяной пленкой концентрация органических аэрозолей зко возрастает и может превалировать над концентрацией аэролей другого происхождения. Автором совместно с сотрудними ЛГМИ В. Г. Сиротой и В. П. Челибановым образование ганических аэрозолей наблюдалось над поверхностью Каспийого моря в 1983—1984 гг. Концентрация этих частиц достигала я $d\geqslant0{,}4$ мкм величины 60 см$^{-3}$ с максимумом распределения области $0{,}5\div0{,}6$ мкм.

В пользу предположения о гетерофазном механизме окисле-я до серной кислоты и сульфатов свидетельствует отсутствие точного и сезонного хода концентрации сульфатных частиц над еанами, в то время как для продукта окисления диметилсульда $(CH_3)_2S$ в $CH_3SO_3^-$ разница в содержании его летом и мой примерно в 10 раз. Очевидно, окисление диметилсульфида оисходит в результате газофазной реакции с гидроксилом. родукт окисления содержится в частицах с $d<0{,}1$ мкм и его нцентрация примерно в 16 раз меньше, чем сульфатов аммоя и различных металлов (Na, Ca, Mg).

Для мелкодисперсных вторичных аэрозолей обнаруживается четливый суточный ход концентрации частиц: максимум конентрации в полдень и минимум в ночное время. Повышенное держание вторичных аэрозолей в экваториальных районах глантического океана согласуется с фотохимической газофазной рсией их образования. Участие иона Na^+ в процессах окисления рнистого газа приводит к изменению отношения [Cl]/[Na] аэрозольных частицах: обеднению содержания [Cl] в аэрозоих. Ион Cl^- идет на образование соляной кислоты в приводном ое атмосферы, а также нитрозила (NOCl). Изменение отношеия [Cl]/[Na] наблюдается лишь в частицах с $d\leqslant2$ мкм: от $4\div1{,}5$ для $d=2\div0{,}4$ мкм до $1{,}2\div1{,}3$ для $d<0{,}4$ мкм.

Сравнения измерений концентрации [Na] и органического лерода в разных фракциях морских аэрозолей свидетельствует том, что последний содержится, в основном, в частицах с $d<$ $0{,}5$ мкм, т. е. органическое аэрозольное вещество образуется результате газофазных реакций. Максимум содержания Na приодится на область размеров $d=1{,}5\div10$ мкм. При концентрациях орской соли больше 10 мкг/м^3 отношение $[C_{орг}]/[NaCl]\approx$ $\approx0{,}01\div0{,}03$, тогда как при уменьшении [NaCl] до 2,5 мкг/м^3

отношение $[C_{орг}]/[NaCl]$ возрастает до 0,19, а концентрация ор ганического углерода остается в пределах 0,15÷0,47 мкг/м³.

Средняя концентрация морских аэрозолей равна 30 мкг/м³ причем на долю частиц с $d>3{,}5$ мкм приходится всего ≈ 12 мкг·м³ а на $[NaCl] \geqslant 3{,}5$ мкг/м³, т. е. порядка 11% от всей массы мор ских аэрозолей, т. е. $\geqslant 60\%$ аэрозольной массы для $d>2$ мкм приходится на сернистые соединения, 30% — на соединения со держащие элементы H, C, N, O и лишь 10% на морскую сол (Cl, Na, Ca, K). Содержание сульфатов в морских аэрозолях су щественно падает в высоких широтах, тогда как содержание N наоборот возрастает. Для частиц с $d \geqslant 0{,}1$ мкм при $N \approx 50$ см⁻³ на долю солевых частиц приходится ≈ 10 см⁻³.

Наличие в аэрозольных частицах тяжелых металлов опреде ляется в первую очередь переносом над океанами пылевых части континентального происхождения. Концентрации последних могу варьировать в очень широких пределах (до 10^2 мкг/м³ и более)

3. Пространственная структура и дисперсност морских аэрозолей. Структура морских аэрозолей опре деляется особенностями их химического состава и физическим свойствами подстилающей (морской или океанической) поверх ности.

Для описания концентрации гигантских частиц над морско поверхностью при логарифмической зависимости скорости ветр от высоты и отсутствии взаимодействия атмосферы с волнам используется экспоненциальный профиль концентрации частиц [4

$$N(z) = N_0 \exp\{-[w_s/D + \beta]/z\},$$

где w_s — скорость седиментации частиц; D — коэффициент тур булентной диффузии; коэффициент $\beta = g/RT$. Однако эксперимен тальные наблюдения показывают значительные отклонения о этой формулы (см. рис. 2). Высокая эффективность захвата ча стиц морской поверхностью, ветровая деятельность, наличие кон вективных движений воздушных масс в зависимости от времен суток, различных альбедо и теплоемкостей подстилающей повер ности приводят к довольно разнообразным вертикальным про филям счетной концентрации аэрозольных частиц. Отмечаетс слабое убывание счетной концентрации до высот 150—500 м В отдельных случаях может наблюдаться возрастание счетно концентрации с высотой. Первый максимум концентрации пр $u \geqslant 2$ м/с находится на высоте 1—2 м. В летнее время нередк наличие аэрозольных слоев в тропосфере, особенно в послеполу денное время.

Отчетливо проявляется зависимость концентрации частиц о континентальных источников, а для удаленных от суши участко океана от широты места измерений. Средняя концентрация яде Айткена в Атлантике 200÷600 см⁻³, повышаясь до 700÷1000 см при умеренных континентальных загрязнениях. Для районо

близких к континентальным источникам концентрация ядер Айткена достигает больших значений.

Существование нескольких процессов генерации и формирования спектра частиц приводит к образованию полимодальной структуры функции распределения частиц с $d \approx 0{,}002$ мкм, обязанных своим существованием вероятно кластерному механизму

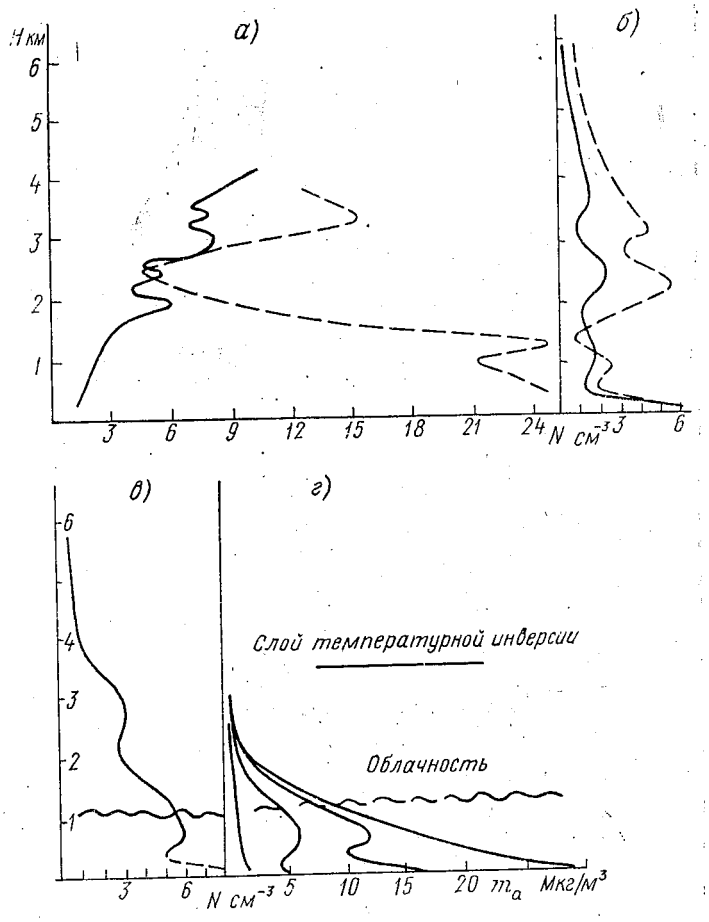


Рис. 2. Вертикальные профили счетной ($d \leqslant 0{,}2$ мкм) и массовой (*г* — модель Р. Янике) концентрации; Каспийское море (лето); *б* — Атлантика (лето); *в* — Черное море (лето).

генерации. Второй максимум распределения, находящийся в области $d_{02} \approx 0{,}08 \div 0{,}12$ мкм, и третий — $d_{03} \approx 0{,}30 \div 0{,}40$ мкм, соответствуют газофазному фотохимическому и гетерофазному процессам образования частиц. Максимум при $d_{04} \approx 3{,}0 \div 4{,}0$ мкм определяется процессами диспергирования пузырьков и капель

и состоит, в основном, из частиц морской соли. Максимумы с большими размерами модальных радиусов обусловлены присутствием над океанами пылевой материи континентального происхождения. Пыль вносит существенный вклад в образование других мод, а также смещению по размерам, способствует повышению относительной влажности.

Доля хлоридных частиц с размерами $d>20$ мкм может быть велика: на высотах больше 1 км над океаном их концентрация достигает 10^{-4} см$^{-3}$ [4].

Аналитическое описание полимодального спектра морских аэрозолей осуществляют с помощью суммы функций с нормировочными весами. Вид параметрических функций не имеет принципиального значения, так как подбором параметров можно добиться удовлетворительного согласия с экспериментальными данными. С точки зрения теоретического обоснования функций распределения предпочтение имеют нормально-логарифмические и обратные гамма-функции.

При представлении распределений обратными гамма-функциями

$$dN_i/dr = cr^{-\nu} \exp(-\nu r_{0i}/r)$$

имеем при $\nu=6$: $d_{V_1}=0{,}004$ мкм, $d_{V_2}=0{,}16$—$0{,}24$ мкм, $d_{V_3}=0{,}6$—$0{,}8$ мкм, $d_{V_4}\approx 6\div 8$ мкм.

4. Оптические свойства морских аэрозолей. Экспериментальные исследования оптических свойств морских аэрозолей ведутся достаточно интенсивно в последние двадцать лет [2, 4, 5]. Выявлен тренд убывания аэрозольных оптических толщ в видимой области спектра с увеличением широты. Обнаружены определенные типы спектральных зависимостей аэрозольных оптических толщ в видимой и ближней ИК-областях спектра для различных воздушных масс [5].

Относительный максимум аэрозольного ослабления в области 0,45—0,53 мкм, обнаруживаемый в ряде измерений обычно в летние периоды, связан с образованием и ростом вторичных аэрозолей с $d_{03}\approx 0{,}30\div 0{,}40$ мкм. Максимум ослабления в области $\lambda\approx 9\div 10$ мкм обусловлен присутствием в аэрозолях сернокислотной и сульфатной фракций, а возрастание ослабления для $\lambda>10$ мкм, вероятно, объясняется наличием в океанической атмосфере большой доли частиц с $d\geqslant 10$ мкм. Контрольными, легко измеряемыми параметрами морских аэрозолей, которые могут использоваться для валидации расчетных моделей, являются оптическая аэрозольная толща атмосферы τ для $\lambda\approx 0{,}55$ мкм, метеорологическая дальность видимости $S_м$, относительная влажность приводного слоя атмосферы s %, общая концентрация аэрозольных частиц (ядер Айткена) в приводном слое $N_я$. При создании уточненных, локальных оптических моделей аэрозолей могут использоваться также данные о температурной стратификации, вертикальном профиле влажности и скорости ветра в приводном слое. Динамические модели суточного хода спектральных зави-

симостей аэрозольного ослабления в упрощенном варианте строятся с учетом суточного хода величины относительной влажности и роста частиц в результате различных химических реакций.

Наиболее вероятные значения τ_a (0,55) заключены для океанов в области 0,08÷0,12 и 0,16÷0,20 для внутренних морей при очень чистой атмосфере и 0,32÷0,42 — в условиях замутнения. Высота однородной атмосферы для морских аэрозолей варьирует от 1,2 до 1,7 км.

Влияние величины относительной влажности на комплексный показатель преломления отражено в таблице монографии [2], а на дисперсность частиц в первом приближении учитывается смещением размеров, т. е. $dn/dr = dn/dr\,(r_0(s))$.

Здесь
$$r_0(s) = r_0 \left\{ [1+\rho_0/\rho_в)\,\mu(s)\,(s/(1-s))]^{1/3} - \frac{2\sigma V_в}{R_в T r_0 (1-s)} \times \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_в}\,\mu(s)\,\frac{s}{(1-s)}\right)^{-1/3} \right\},$$

где μ — линейный коэффициент возрастания массы; ρ_0, $\rho_в$ — удельные плотности сухого вещества и воды соответственно; σ — поверхностное натяжение воды.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Жуланов Ю. В., Невский И. А., Петрянов И. В.* Исследование параметров морских субмикронных аэрозолей и их роль в атмосферных процессах. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1982, т. 18, № 8, с. 933—940.
2. *Ивлев Л. С., Андреев С. Д.* Оптические свойства атмосферных аэрозолей. — Л., 1986, 360 с.
3. *Ивлев Л. С.* Уточненная блочная модель атмосферных аэрозолей для оптических расчетов. — В кн.: 6-ой Всесоюзн. симп. по распространению лазерного излучения в атмосфере, ч. 1. Томск, 1981, с. 112—114.
4. *Кондратьев К. Я., Москаленко Н. И., Поздняков Д. В.* Атмосферный аэрозоль. — Л., 1983, 224 с.
5. Оптические свойства атмосферы над водной подстилающей поверхностью. (Авдюшин С. И., Артемкин Е. М., Емельянов В. Н., Микиров А. Н.) — Труды ИПГ, 1980, вып. 40, с. 65—73.

УДК 551.991

А. Ф. ФИНАЕВ (АН Тадж. ССР)

ВЕРТИКАЛЬНЫЙ ПРОФИЛЬ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОСЛАБЛЕНИЯ АТМОСФЕРЫ В ГОРНЫХ РАЙОНАХ СРЕДНЕЙ АЗИИ

Радиационный режим горных районов Средней Азии представляет значительный интерес для научных целей и хозяйственного освоения этих территорий. Из-за малого количества актино-

метрических станций трудно оценить радиационный климат всего диапазона высот. Расчет режима солнечной радиации возможен при наличии вертикального профиля коэффициентов ослабления атмосферы. В последнее время в ряде исследований [1, 2] представлены оптические характеристики атмосферы различных районов, в том числе и аридный регион, к которому относится Средняя Азия. Результаты этих исследований в основном разработаны по данным самолетных, аэростатных и лазерных зондирований, то есть для высот свободной атмосферы. В горных районах близость подстилающей поверхности на различных высотах вносит свой вклад как в поступление аэрозоля и влаги, так и в более интенсивное перемешивание и повышение уровня приземного слоя.

Методика и расчеты

Нам представляется возможным получить средний многолетний вертикальный профиль коэффициента ослабления атмосферы τ (оптической толщины) по сезонам в горных условиях Таджикистана. Особенностями этих условий являются: во-первых, большой диапазон высот метеостанций, во-вторых, длительный период наблюдений (от 18 до 30 лет). Для расчетов использовались данные измерений четырех имеющихся актинометрических станций УГКС Таджикской ССР: Курган-Тюбе (426 м), Душанбе (803 м), Харамкуль (2800 м), л. Федченко (4169 м), а также полевые наблюдения, проведенные автором с 1980 по 1986 гг. в разных районах Таджикистана. Чтобы исключить влияние облачности и изменение спектрального состава, использовалась информация за ясные дни в срок измерения 12 ч 30 мин солнечного времени. При этом высота солнца изменялась от 28° в декабре до 74° в июне. Коэффициент ослабления вычислялся по формуле Бугера — Ламберта:

$$\tau = (-1/m)\ln(S/S_0), \qquad (1)$$

где m — оптическая масса атмосферы; S_0 — солнечная постоянная; S — прямая солнечная радиация. По этой формуле был рассчитан многолетний ход среднегодового коэффициента ослабления по всем станциям. Для выявления общего тренда проведено нелинейное сглаживание при семи ординатах. Анализ полученных результатов показал, что в течение всего периода коэффициент ослабления хотя и испытывал колебания с периодом примерно 11 лет, но в среднем возрастал. Особенно интенсивно проходил рост в шестидесятых годах, что совпадает с периодом бурного развития в Таджикистане городов и промышленности. В связи с этим наиболее реально отражает уровень современного запыления атмосферы период с 1970 по 1985 гг. Этот период мы и использовали для расчета вертикальных сезонных профилей τ. В табл. 1 представлены результаты расчетов средней многолетней оптической толщины по сезонам для исследуемых

станций (τ) и среднее квадратическое отклонение (σ). Наибольший коэффициент ослабления отмечается в летний период: от 0,55 в долинах до 0,28 в высокогорье. Минимум τ наблюдается зимой. В весенний период τ несколько выше чем осенью. Коэффициент вариации за все сезоны меняется от 0,09 до 0,26.

Таблица 1

Коэффициент ослабления (τ) и среднее квадратическое отклонение (σ) в среднем за сезон

Высота в км	0,426		0,803		2,800		4,200		1,860	
Станция	Курган-Тюбе		Душанбе		Харамкуль		Федченко		Автор	
Параметр	τ	σ	τ	σ	τ	σ	τ	σ	τ	σ
Зима	0,31	0,08	0,32	0,04	0,15	0,04	0,15	0,03	—	—
Весна	0,44	0,10	0,44	0,08	0,26	0,09	0,24	0,06	—	—
Лето	0,55	0,07	0,55	0,05	0,36	0,07	0,28	0,05	0,42	0,05
Осень	0,40	0,09	0,40	0,07	0,24	0,08	0,19	0,04	0,28	0,03

Наибольший вклад в изменчивость τ вносит коэффициент аэрозольного ослабления τ_a. Следует выделить аэрозольную составляющую оптической толщины $\tau_a(h)$, которая характеризует уровень аэрозольного загрязнения атмосферы данного региона. Известно, что

$$\tau(h)=\tau_i(h)+\tau_n(h)+\tau_a(h), \qquad (2)$$

где $\tau(h)$ — коэффициент ослабления; $\tau_i(h)$ — коэффициент ослабления идеальной атмосферы; $\tau_п(h)$ — коэффициент ослабления водяного пара на высоте h. Рассмотрим каждый член суммы в отдельности. Расчет $\tau_i(h)$ не представляет труда, так как

$$\tau_i(h)=\tau_{i0}\cdot P(h)/P_0, \qquad (3)$$

где $\tau_{i0}=0{,}123$ — коэффициент релеевского ослабления на уровне моря; $P_0=1013$ гПа — давление воздуха на уровне моря и $P(h)$ — давление на высоте h.

Коэффициент ослабления водяного пара можно рассчитать по формуле

$$\tau_п(h)=\tau_i(h)\cdot W, \qquad (4)$$

где W — влажная мутность, которую можно выразить через давление водяного пара e по формуле С. И. Сивкова [3]:

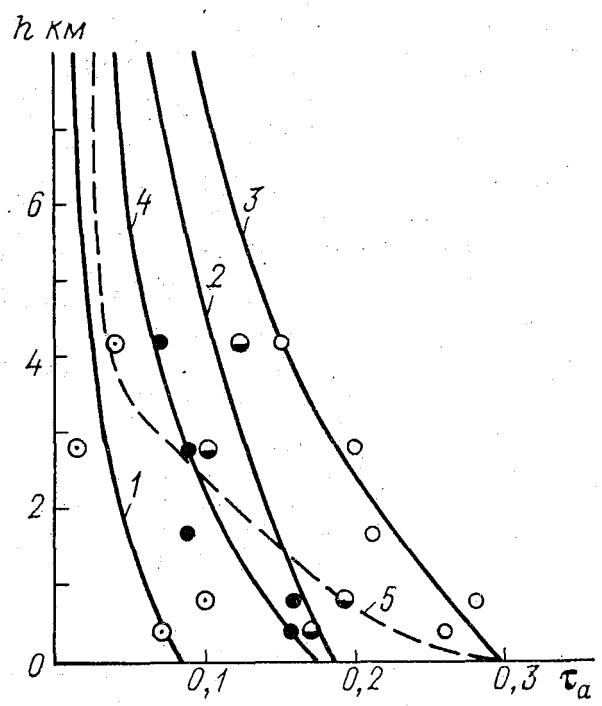
$$W=0{,}451\cdot e^{0{,}435}, \qquad (5)$$

если e в гПа. С учетом (3) и (5), формулу (4) можно записать:

$$\tau(h) = [\tau_{i0} \cdot P(h)/P_0] \cdot 0{,}451 \cdot e(h)^{0{,}435}. \qquad (6)$$

После подстановки констант формул (3), (6) в формулу (2) и преобразований получим

$$\tau(h) = 1{,}214 \cdot 10^{-4} \cdot P(h) \cdot [1 + 0{,}451 \cdot e(h)^{0{,}435}] + \tau_a(h). \qquad (7)$$



Вертикальный профиль $\tau_a(h)$ по станциям Таджикистана и полевым исследованиям. Аппроксимирующие кривые до высоты 4,2 км рассчитаны по формуле (8) или (9), выше — по формуле (10): *1* — зима; *2* — весна; *3* — лето; *4* — осень; *5* — по Г. М. Крекову и др. [7].

Таким образом, используя данные исследуемых станций, полевые измерения и решая уравнение (7) относительно $\tau_a(h)$, мы получили среднюю аэрозольную оптическую толщину по сезонам на четырех и пяти высотах (см. рисунок). Увеличение $\tau_a(h)$ на высоте 800 м отражает повышенный уровень аэрозольного загрязнения в Душанбе и не может характеризовать $\tau_a(h)$ в других районах. В связи с тем, что необходимо получить средний профиль

по всей территории республики, полученные данные можно аппроксимировать экспоненциальной зависимостью вида

$$\tau_a(h) = a \cdot \exp(b \cdot h), \qquad (8)$$

где a и b эмпирические коэффициенты (табл. 2), полученные методом наименьших квадратов для различных сезонов года.

Если сравнить уравнение (8) с экспоненциальной зависимостью, предложенной ранее Пендорфом [4], то следует отметить однотипность уравнений. Коэффициент a соответствует $\tau_a(0)$, а $b = 1/H$, где H — высотный масштаб в км. Переходя от (8) к уравнению Пендорфа, запишем:

$$\tau_a(h) = \tau_a(0) \cdot \exp(-h/H), \qquad (9)$$

где $\tau_a(0) = a$ и $H = -1/b$. В этом случае следует отметить, что $\tau_a(0)$ и H имеют сезонные изменения (табл. 2).

Таблица 2

Сезонные значения a, b, τ (0) и высотного масштаба H км для формул (8) и (9)

Параметр	Зима	Весна	Лето	Осень
$a = \tau_a(0)$	0,0830	0,1858	0,2936	0,1713
b	—0,3030	—0,1365	—0,1596	—0,2299
H	3,30	7,33	6,27	4,30

При выполнении Альпийского эксперимента по программе ALPEX [5] были проведены измерения на пяти горных станциях до высоты 1654 м и использована формула (9). Однако высотный масштаб существенно отличается от полученного нами (H меняется от 0,9 до 1,4 км). Следовательно, для вычисления осредненных климатических параметров с использованием формулы (9) необходимо определять высотный масштаб в зависимости от региональных особенностей и сезона года.

Выводы

1. Для получения климатических характеристик солнечной радиации на территории Таджикистана можно использовать среднесезонный коэффициент ослабления для разных высот подстилающей поверхности, рассчитанный по формуле (7).

2. Аэрозольная составляющая $\tau_a(h)$ рассчитывается по эмпирической формуле (8) или (9), расчет по которой можно проводить до высоты 4200 м. Для больших высот $\tau_a(h)$ необходимо рассчитывать по формуле, изложенной в работе [1], согласно которой

$$\tau_a(h) = \tau_a(H) \cdot \exp[(H - h)/8], \qquad (10)$$

где $H = 4{,}2$ км.

3. Для сравнения, на рисунке представлена τ_a рассчитанная по формуле: $\tau_a = \tau_\lambda / 1{,}3$, если $\lambda = 0{,}53$ км [6]. Модель вертикального профиля $\tau_{\lambda=0{,}53}$ заимствована из работы [7]. Анализ такого сравнения показывает, что в горных условиях аридного региона τ_a с высотой убывает значительно медленнее, чем в континентальной атмосфере средних широт. Это говорит об интенсивном поступлении аэрозоля в среднюю тропосферу исследуемого региона. Горные хребты, расположенные на пути продвижения запыленных воздушных масс, горно-долинная циркуляция способствуют увеличению верхней границы пограничного слоя и интенсивному поступлению аэрозоля вверх.

4. Анализ данных о влажности по станциям Таджикистана за отдельные годы [8] показал постоянство давления водяного пара в течение длительного периода. Таким образом, следует отметить, что рост τ за исследуемый период происходил под влиянием увеличения аэрозольного запыления атмосферы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Первый глобальный эксперимент ПИГАП. Т. 1. Аэрозоль и климат / Под ред. К. Я. Кондратьева, В. Ф. Исвалева. — Л.: Гидрометеоиздат, 1981. — 166 с.
2. Современные проблемы атмосферной оптики. Т. 2. Зуев В. Е., Креков Г. М. Оптические модели атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1986. — 256 с.
3. *Сивков С. И.* Методы расчета характеристик солнечной радиации. — Л.: Гидрометеоиздат, 1968. — 232 с.
4. *Pendorf R.* The vertical distribution of Mie particles in the troposphere. — J. Met., 1954, v. 11, p. 245—247.
5. *Tomasi C., Vitale V.* Vertical variations of aerosol particle extinction in an Alpine Valley. — J. Aerosol Sci., 1984, v. 15, N 3, p. 413—416.
6. *Гольдин В. Е., Шифрин К. С.* Связь между интегральной прозрачностью, спектральной прозрачностью и влажностью атмосферы. — Метеорология и гидрология, 1976, № 5, с. 56—64.
7. *Креков Г. М., Рахимов Р. Ф.* Оптико-локационная модель континентального аэрозоля. — Новосибирск: Наука, 1982. — 198 с.
8. Справочник по климату СССР. — Л.: Гидрометеоиздат, 1971, вып. 31, ч. 5. — 284 с.

УДК 551.507

М. Н. ГРИНЬ (ВИКИ)

СИНОПТИКО-КЛИМАТОЛОГИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПОЛЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ НАД СЕВЕРНОЙ АМЕРИКОЙ

В настоящее время большое значение приобретают глобальные исследования спектральной прозрачности атмосферы. Они направлены на решение проблем теории климата и моделирования атмосферных процессов, а также ряда прикладных задач.

Такого рода исследованиям посвящено значительное число работ, выполненных преимущественно в ГГО им. А. И. Воейкова, являющейся Центром сбора и публикации материалов мировой актинометрической сети ВМО [1—4]. К сожалению, эти работы, как и публикации материалов регулярных наблюдений за спектральной прозрачностью атмосферы [5], касаются лишь территории Советского Союза. Причиной такого положения является отсутствие по зарубежной территории данных наблюдений непосредственно за спектральной прозрачностью атмосферы.

Для преодоления указанной односторонности исследований нами была предложена методика определения значений коэффициентов спектральной прозрачности атмосферы для длин волн λ видимой области спектра (т. е. для λ от 0,380 до 0,760 мкм) по данным наблюдений за уровнем загрязнения атмосферы на специальной сети фоновых станций ВМО [6]. Архивные материалы наблюдений фоновых станций содержат сведения о средних за день значениях десятичных коэффициентов аэрозольного ослабления для длины волны $\lambda=0{,}500$ мкм ($B_{0,500}$) и параметров Ангстрема α, представляющих собою обобщенные показатели распределений атмосферных аэрозолей по размерам [3, 7]. Посредством применения упомянутой методики к настоящему времени произведен климатологический анализ поля спектральной прозрачности атмосферы для λ видимой области спектра над большинством регионов северного полушария. В настоящей статье приводятся результаты анализа по наиболее полно освещенному исходной информацией Североамериканскому региону.

В качестве исходных данных по Северной Америке нами использовались сведения о $B_{0,500}$ и α 38 фоновых станций за 1972—1978 гг. [8]. Географическое положение этих станций приведено на рис. 1.

Ввиду ограниченности объема статьи рассмотрим климатические особенности поля прозрачности атмосферы относительно лишь одной длины волны $\lambda=0{,}500$ мкм. Для обеспечения возможности суждений о вариациях коэффициентов прозрачности для длин волн, отличных от $\lambda=0{,}500$ мкм, приводятся климатические характеристики параметра α и графики (рис. 2), отражающие зависимости между коэффициентами прозрачности для $\lambda=0{,}500$ мкм ($p_{0,500}$) и для различных других волн видимой области спектра (p_λ) при близких к экстремальным значениях параметра α и примерно среднегодовом значении приведенного слоя атмосферного озона $\omega=300$ см [9].

При анализе будем оперировать преимущественно понятиями «качественных градаций» значений коэффициента $p_{0,500}$, которые приведены в таблице. Эти градации рассчитаны в соответствии с принятыми в актинометрии градациями для коэффициентов интегральной прозрачности [3].

По каждой из фоновых станций получены средние значения, среднеквадратические отклонения, коэффициенты вариации, асимметрии и эксцесса, а также повторяемости градаций $p_{0,500}$ за все сезоны года.

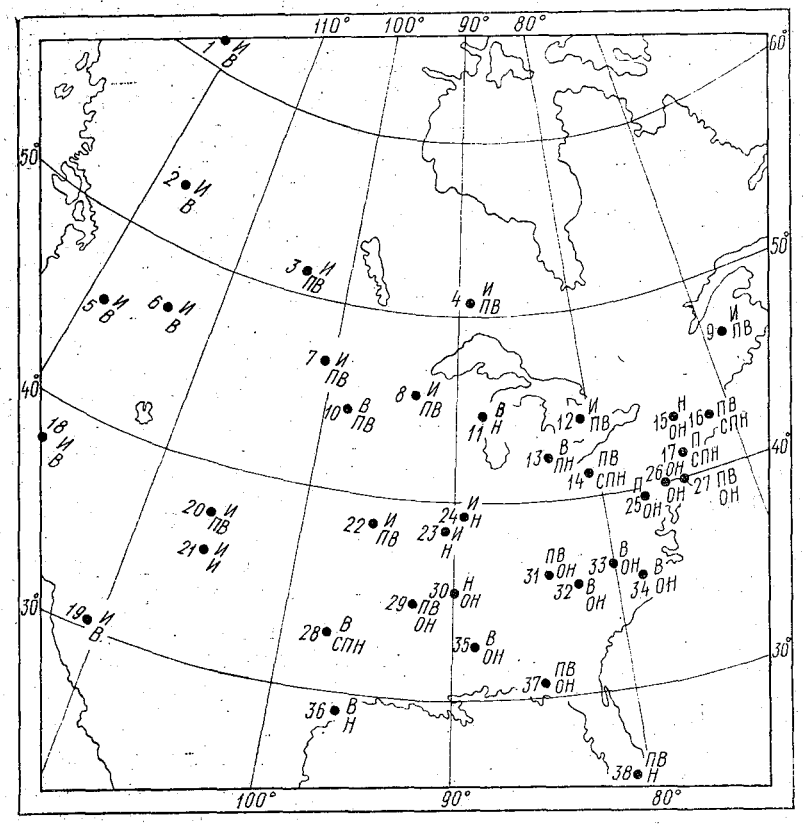


Рис. 1. Градации прозрачности, на которые приходятся средние сезонные значения $p_{0,500}$ (числитель — зима, знаменатель — лето), на фоновых станциях Северной Америки.
Условные обозначения градаций: И — идеальная, В — высокая, ПВ — повышенная, Н — нормальная, ПН — пониженная, СПН — сильно пониженная, ОН — очень низкая.

Что касается параметра Ангстрема α, то оказалось, что он не подвержен сезонным вариациям. Поэтому для него получены только среднегодовые характеристики — средние значения, среднеквадратические отклонения, коэффициенты вариации и повторяемости различных градаций.

Анализ полученных характеристик показал, что прозрачность атмосферы в видимой части спектра над Северной Америкой но

сит четко выраженный годовой ход, понижаясь к лету и возрастая к зиме, и отличается стабильностью особенностей пространственного распределения. Особенности пространственного распределения заключаются в том, что во все сезоны года прозрачность атмосферы над территорией материка к западу от 100° з. д. и к северу от 44° с. ш. («Запад» и «Север») значительно выше, чем над остальной территорией («Юго-Восток»). В связи с этим представляется целесообразным подробно остановиться на анализе именно именно зимнего и летнего климатического режима прозрачности атмосферы по указанным районам.

Зима. Средние сезонные значения коэффициентов прозрачности ($\bar{p}_{0,500}$) в градациях таблицы по фоновым станциям представлены на рис. 1.

Как видно из рис. 1, прозрачность атмосферы практически над всей Северной Америкой характеризуется высокими показателями. По району Запад и Север значения $\bar{p}_{0,500}$ приходятся на градации «идеальная и «высокая». Повторяемость случаев понижения прозрачности до значений $\bar{p}_{0,500}<0,700$ на большинстве фоновых станций не превосходит 5%.

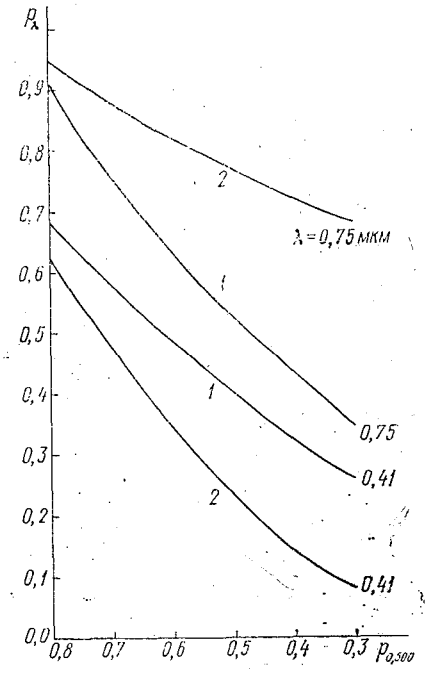


Рис. 2. Пределы изменчивости коэффициентов прозрачности атмосферы для длин волн видимой области спектра (p_λ) при различных значениях $p_{0,500}$ и параметра Ангстрема α: 1 — $\alpha=0,0$; 2 — $\alpha=3,0$.

Градации значений коэффициента $\bar{p}_{0,500}$

Спектральная прозрачность (градация)	Значение $\bar{p}_{0,500}$
Очень низкая	<0,490
Сильно пониженная	0,490—0,539
Пониженная	0,540—0,599
Нормальная	0,600—0,639
Повышенная	0,640—0,699
Высокая	0,700—0,740
Идеальная	>0,740

Характерно, что в пределах градаций высокой прозрачности ($p_{0,500}>0,700$) над Севером и Западом изменчивость $p_{0,500}$ значительна: коэффициенты вариации $p_{0,500}$ повсеместно превосходят 0,3, а на ряде фоновых станций достигают 0,6 и более (*9* — Карибу, *10* — Хьюрон, *11* — Гринбэй, *28* — Гранд Прэйри).

Над Юго-Востоком материка прозрачность атмосферы характеризуется значениями $\overline{p}_{0,500}$ от 0,680 до 0,740, что соответствует градациям «высокая» и «повышенная». При этом отчетливой закономерности распределения по району $\overline{p}_{0,500}$ этих градаций не прослеживается. Часто на соседних фоновых станциях, находящихся на расстоянии около 200 км друг от друга, значения $\overline{p}_{0,500}$ различаются весьма существенно. Так, например, на фоновых станциях *15* — Албани и *16* — Блухилл $\overline{p}_{0,500}$ равны соответственно 0,640 и 0,700. Такая неоднородность поля $\overline{p}_{0,500}$ Юго-Востока обусловлена, по-видимому, местными индустриальными источниками аэрозольного загрязнения атмосферы. В этом отношении особенно выделяется фоновая станция *26* — Балтимор, где $\overline{p}_{0,500}=0,405$ (градация — «очень низкая»).

Над Юго-Востоком прозрачность атмосферы характеризуется также существенно большей изменчивостью, чем над Севером и Западом. На большинстве фоновых станций района повторяемость дней с $p_{0,500}<0,600$ (градации — «пониженная», «сильно пониженная» и «очень низкая») составляет около 5%. Наибольшая повторяемость таких дней на станциях *15* — Албани и *30* — Мемфис, где она составляет соответственно 48 и 36%. Что касается станции *26* — Балтимор, то здесь малооблачных дней с $p_{0,500}>0,600$ лишь 33%, а дней с $p_{0,500}<0,500$ около 40%.

Коэффициенты вариации $p_{0,500}$ на большинстве фоновых станций Юго-Востока находятся в пределах от 0,4 до 0,6. Исключение составляет станция *25* — Колледж Парк, находящаяся вблизи Балтимора, где этот коэффициент превышает 1,0.

Лето. Летние значения $\overline{p}_{0,500}$ представлены на рис. 1.

К лету на Севере и Западе материка значения $\overline{p}_{0,500}$ повсеместно понижаются на одну-две градации. При этом на фоновых станциях, расположенных западнее 105° з. д., $\overline{p}_{0,500}$ приходятся на градацию «высокая», а на всех остальных станциях района — на градацию «повышенная». Кроме того, летом, в отличие от зимы, по этому району отмечается значительный процент случаев ухудшения прозрачности атмосферы до градаций «пониженная» и «сильно пониженная». В частности, выделяются фоновые станции *4* — Ангстрем, *9* — Карибу и *11* — Гринбэй, где повторяемость $p_{0,500}<0,600$ соответственно 23, 15 и 40%.

Над Юго-Восточным районом прозрачность атмосферы летом исключительно низкая. Значения $\overline{p}_{0,500}$ на 12 фоновых станциях

(из 19 по району) ниже 0,500, т. е. относятся к градации «очень низкая», и только на пяти станциях превышают 0,600.

Особого внимания заслуживает тот факт, что летом над Юго-Востоком очень высокая повторяемость дней с $p_{0,500}<0,400$ и даже с $p_{0,500}<0,300$. Так, на фоновых станциях *15* — Албани, *17* — Нью-Йорк, *25* — Колледж Парк, *27* — Атлантик Сити, *34* — Роли повторяемость дней с $p_{0,500}<0,400$ превосходит 30%. На станциях *30* — Мэмфис, *31* — Окридж, *32* — Ашвилл более 30% дней с $p_{0,500}<0,300$, а на станции *26* — Балтимор таких дней около 70%.

Сопоставление выявленных особенностей поля прозрачности и климатического режима циркуляции атмосферы (синоптических процессов) над Северной Америкой показывает, что фоновый уровень спектральной прозрачности определяется прежде всего оптическими свойствами воздушных масс, преобладающих над материком в каждом из сезонов, и физико-географическими условиями Северного, Западного и Юго-Восточного районов [10].

Зимой высокий уровень прозрачности атмосферы обусловлен частыми вторжениями на материк (в особенности на Север и Запад) чистого арктического воздуха в тылу циклонов, перемещающихся главным образом с акватории Тихого океана.

Летом циклоническая деятельность ослабевает и над материком преобладает континентальный умеренный воздух, а над Юго-Востоком, кроме того, и морской тропический воздух, для которых характерна повышенная аэрозольная замутненность [4].

Что касается физико-географического фактора, то его влияние особенно сильно проявляется относительно Запада и Юго-Востока. Так, средняя высота материка к западу от 105° з. д. превышает 1500 м над уровнем моря. Поэтому естественно, что аэрозоль, особенно крупный, в воздушных массах над этим районом содержится в малом количестве. С другой стороны, Приатлантическая, Примексиканская и Миссисипская низменности в системе с Аппалачскими горами представляет собой благоприятный естественный географический бассейн для накопления в атмосфере, особенно в ее пограничном слое, аэрозолей, постоянно и интенсивно поступающих от многочисленных источников индустриально развитого Юго-Восточного района.

На длинах волн видимого участка спектра, отличных от $\lambda=0,500$, прозрачность атмосферы характеризуется параметром Ангстрема α (рис. 2).

На большинстве фоновых станций значения α в 60—90% случаев варьируют в пределах от 0,500 до 2,000. Эта закономерность наиболее существенно нарушается в сторону низких значений на фоновых станциях *16* — Блухилл, *19* — Маунт-Хопкинс, *20* — Аламоса, *38* — Майями, а в сторону высоких значений — на станциях *10* — Хьюрон, *21* — Лос-Аламос, *35* — Меридиан. Среднегодовые значения α на этих станциях составляют соответственно 0,135, 0,280, 0,601, 0,482 и 1,401, 1,563, 1,327. На фоновых станциях *16* — Блухилл, *19* — Маунт-Хопкинс, *20* — Аламоса и *38* — Майями

в 20—40% случаев параметр α принимает отрицательные зна чения.

В работе была предпринята попытка выявления зависимост между $p_{0,500}$ и α. Определенной зависимости не обнаружено. Боле того, при анализе междусуточных вариаций параметра выявлено что весьма часто отмечаются случаи, когда значения α изме няются в очень больших пределах, в то время как значения $p_{0,50}$ остаются неизмененными или изменяются незначительно.

Значения коэффициентов вариации α на большинстве фоно вых станций составляют от 0,5 до 1,0, а на станциях *16* — Блухил и *19* — Маунт-Хопкинс достигают соответственно 3,3 и 1,9.

Выявленные особенности изменчивости α свидетельствую о неоднородности и нестационарности эволюционных процессо атмосферных аэрозолей даже в пределах одной и той же воздуш ной массы в течение небольших временных интервалов. Поэтом для детального анализа поля спектральной прозрачности атмо сферы на основе данных измерений фоновых станций необходим конкретно задавать длины волн, которые важны для решени тех или иных прикладных задач.

ЛИТЕРАТУРА

1. Использование данных о солнечной радиации в народном хозяйстве. — Л.: Гидрометеоиздат, 1979, с. 84—113.

2. *Пивоварова З. И.* Радиационные характеристики климата СССР. — Л Гидрометеоиздат, 1977, с. 85—116.

3. *Русин Н. П.* Прикладная актинометрия. — Л.: Гидрометеоиздат, 197 с. 81—173.

4. *Русина Е. Н.* Некоторые закономерности изменения характеристик мут ности атмосферы по данным фоновых станций. — Труды ГГО, 1979, вып. 41 с. 24—32.

5. Общее содержание атмосферного озона и спектральная прозрачност атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1972—1983.

6. *Гринь М. Н.* Методика интерпретации данных наблюдений фоновы станций за уровнем загрязнения атмосферы показателями ее спектральной пр зрачности. — Межвузовский сборник «Метеорологические прогнозы», изд. ЛПИ 1985, вып. 88 (ЛГМИ).

7. Временные методические указания по наблюдениям за загрязнение атмосферы на фоновых станциях ВМО. Часть 2. — Л., ГГО ГУГМС, 1976. — 18

8. Atmospheric Tyrbidity and Precipitation Chemistry Data for World. 1972-1978, WMO. NOAA.

9. *Хргиан А. Х.* Физика атмосферного озона. — Л.: Гидрометеоиздат, 197 с. 54, 83—173.

10. *Буховкин Б. А.* Климат США. — Л.: Гидрометеоиздат, 1960. — 103

ДК 551.511.32

Т. И. ВАСИЛЬЕВА, А. С. ГАВРИЛОВ,
Э. Л. ПОДОЛЬСКАЯ (ЛГМИ)

МОДЕЛЬ АТМОСФЕРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ С УЧЕТОМ РАДИАЦИОННОГО ТЕПЛООБМЕНА И ЕЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА

Важным направлением уточнения изложенной в [1] трехмерой численной модели для расчета тонкой структуры атмосферого пограничного слоя (АПС) является включение в нее той ли иной параметризации радиационного теплообмена. Хотя моельные оценки вклада лучистых притоков тепла в формирование оля температуры в АПС производились и ранее [2, 3], а различого рода параметризации этого процесса используются в разраотанных к настоящему времени мезомасштабных моделях [4, 5], опрос о характере влияния этого типа теплообмена на процессы АПС остается открытым. В данной работе авторами преследоалась цель оценить систематические погрешности при расчете оля температуры с помощью модели АПС с учетом и без учета адиационных притоков на основе использования специально соданного архива данных метеоизмерений, полученных в процессе роведения комплексного эксперимента «Вангара» (Австралия, 967 г.) [6], который до настоящего времени остается наиболее олным из доступных экспериментов подобного рода. При этом итывалась специфика мезометеорологической модели [1], заючающаяся в ее сравнительно невысоком вертикальном разреении, использовании интегральной параметризации приземного ioя и ограничении области расчета сверху уровнем 2 км.

Для тестирования модели использовался подготовленный на агнитном носителе архив данных эксперимента «Вангара», включающий следующие результаты практически непрерывных (в тение сорока суток) наблюдений:

— ежечасные данные градиентных наблюдений в приземном ioe скорости ветра (на шести уровнях до высоты 16 м), темпеатуры (на трех уровнях до высоты 4 м), а также значений темратуры и влажности в психрометрической будке (на высоте 2 м);

— ежечасные данные шаропилотных измерений компонент скости ветра, интерполированные на 30 уровней до высоты 2 км;

— данные аэрологического зондирования температуры и влажсти, интерполированные на 30 уровней до высоты 2 км;

— компоненты геострофического (градиентного) ветра, раситанные по полю приземного давления.

С помощью модели атмосферного пограничного слоя [1], которой уравнение турбулентного теплообмена включало радиаионный приток (входящий после перехода к облачным инвариан-

там в уравнение для эквивалентной температуры), решала краевая задача Коши, с начальными значениями температуры влажности, которые непосредственно брались из данных аэрол гического зондирования. Что касается начальных значений ко понент скорости ветра, то здесь с целью уменьшения последу щих фиктивных инерционных колебаний (связанных с несогл сованностью начальных полей) первоначально решалась зада стационирования поля ветра. При этом уравнения динамики АГ интегрировались совместно с уравнениями переноса турбулентн энергии при фиксированных начальных профилях температур влажности и компонент геострофического ветра до выхода стационарный режим.

В качестве граничных условий для компонент скорости вет предполагалось их равенство нулю на уровне шероховатос подстилающей поверхности и совпадение со своими геострофи ческими значениями на верхней границе расчетной области H $=2$ км. При задании нижних граничных условий для темпер туры и влажности использовались их текущие значения на уров 2 м, а для уровня H они полагались совпадающими со свои фоновыми значениями (в качестве которых, в свою очередь, и пользовались данные измерений на высоте 2 км). Все рассч тываемые характеристики турбулентности считались равны нулю на уровне H, а в приземном слое определялись из униве сальных зависимостей теории подобия Монина — Обухова д приземного слоя, полученных в [7].

Радиационный блок модели предназначен для экономично расчета радиационных притоков тепла как в безоблачной атм сфере, так и внутри облачных слоев. Поскольку радиационн потоки формируются во всей атмосфере, а не только в погран ном слое, к расчетным уровням основной мезомасштабной моде добавляются несколько уровней в свободной атмосфере (впло до верхней границы) и уровень, соответствующий подстилающ поверхности. В качестве исходных данных используются значен температуры, массовой доли водяного пара и водности, рассч танные в основной модели. На дополнительных уровнях эти в личины принимаются совпадающими с фоновыми, а на подст лающей поверхности определяются путем экстраполяции. На вс указанных уровнях рассчитываются потоки радиации, а затем разности потоков — средние радиационные притоки, которые д лее интерполируются на расчетные уровни при строгом сохран нии суммарного теплосодержания атмосферных слоев.

При безоблачном небе рассеяние в близкой инфракрасной длинноволновой областях спектра пренебрежимо мало. Погл щение радиации водяным паром и углекислым газом учитывает с помощью интегральных функций пропускания; методика и то ность таких расчетов обсуждаются в работах [8, 9]. В видим и ультрафиолетовой областях спектра существенно поглощен в слое озона, которое учитывается только для падающей солн

ой радиации с помощью интегральной функции пропускания, также консервативное (т. е. не сопровождающееся поглощением) релеевское рассеяние во всей толще атмосферы.

Методика расчета рассеяния представляет собой сочетание метода учета последовательных порядков рассеяния с упрощенным вариантом двухпотокового приближения δ-Эддингтона. Прежде всего начиная от верхней границы атмосферы рассчитываются релеевские оптические толщины, пропорциональные массе воздуха в единичном столбе, т. е. перепаду давления. Далее рассчитываются потоки прямой и рассеянной радиации вплоть до 5-го порядка рассеяния. На первом этапе, начиная от верхней границы атмосферы, рассчитывается и запоминается часть прямой и первичной рассеянной вниз радиации, отраженная (рассеянная вверх) в каждом элементарном слое, проходящая через его верхнюю границу (1-й и 2-ой порядки рассеяния). Вместе с тем определяются ослабленные потоки прямой и однократно рассеянной нисходящей радиации на нижних границах элементарных слоев. На втором этапе, начиная от подстилающей поверхности, суммируются отраженные от земли и рассчитанные ранее вклады элементарных слоев в поток отраженной вверх радиации. При этом попутно рассчитывается отраженная вниз радиация на нижних границах элементарных слоев (2-ой и 3-й порядки рассеяния). Третий этап расчета аналогичен первому (однако здесь уже отсутствует прямая радиация и ее первичное рассеяние), а четвертый этап аналогичен второму. На пятом этапе суммируются вклады в нисходящий поток радиации 4-х и 5-кратно рассеянных лучей во всех элементарных слоях. Затем суммируются нисходящие и восходящие потоки всех порядков рассеяния.

В пределах элементарных слоев ввиду их малой оптической толщины, как и в методе δ-Эддингтона, считается справедливым приближение однократного рассеяния. Релеевская индикатриса рассеяния схематически представляется в виде суммы потоков, рассеянных вверх, вниз, в направлении антизеркального отражения и в направлении падающего луча. Эта последняя часть при расчетах не вычитается из прямой солнечной радиации. Параметры приближенной индикатрисы оптимизировались так, чтобы альбедо атмосферы наилучшим образом совпадало с результатами точных эталонных расчетов. Так, например, при косинусах зенитного угла солнца $\mu=1$; 0,5; 0,3 согласно точным расчетам Лаписа — Хансена [10] альбедо безоблачной атмосферы равно 0,059; 0,076; 0,086, а с помощью настоящей методики получено 0,059; 0,071; 0,086 — соответственно.

Методика экспериментальной проверки модели была построена таким образом, чтобы исключить на первом этапе влияние адвекции тепла и многочисленных трудноучитываемых факторов, воздействующих на временной ход температуры и других метеовеличин. Для этой цели исследовалось систематическое расхожде-

ние экспериментальных данных и результатов прогноза на ра
личных уровнях в АПС, получаемые в среднем по всему набо
вариантов расчета.

Во всем ряде наблюдений эксперимента «Вангара» выдел
лись двухсуточные фрагменты, удовлетворяющие условию полн
комплектности данных. В имеющемся в нашем распоряжен
варианте архива таких фрагментов удалось выделить пока толь
десять (частично с перекрытием) за следующие числа авгус
1967 г.: 9—11, 10—12, 13—15, 14—16, 15—17, 16—18, 17—19, 22
24, 23—25, 24—26. В качестве исходной временнóй точки расче
был принят срок наблюдений за 6 ч утра местного времени, ко
рую можно приближенно рассматривать как естественную грани
между различными сутками, поскольку в это время наблюдает
минимум температуры и, следовательно, максимум развития пр
земной инверсии, сопровождающийся ослаблением вертикальнс
турбулентного переноса.

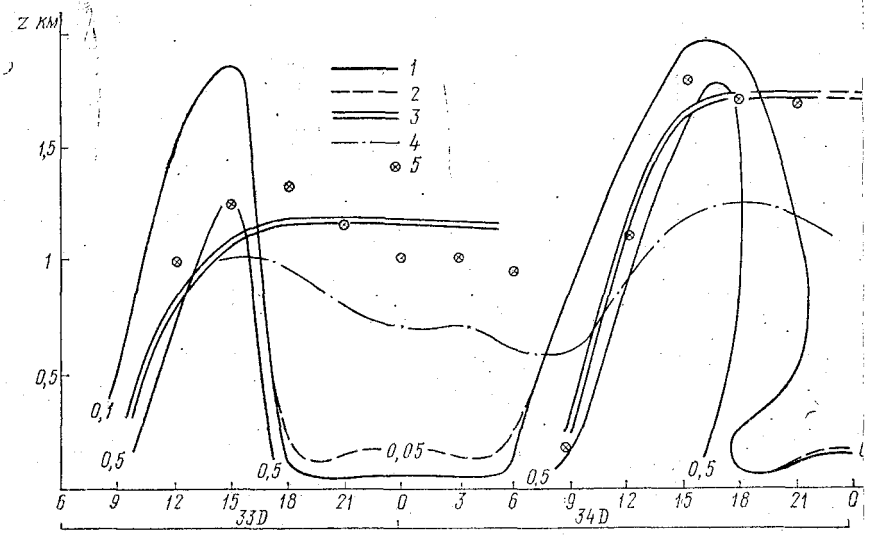


Рис. 1. Пример расчета характеристик атмосферного пограничного слоя для 33—34 дней эксперимента «Вангара»:

1, *2* — изоплеты интенсивности турбулентных флуктуаций вертикальной скорости σ^2 (м²/с²); *3* — расчетные значения высоты АПС по модели «М2»; *4* — расчетные значения высоты АПС по модели Ямады — Меллора [11]; *5* — экспериментальные значения высоты АПС.

Рассмотрим первоначально один из вариантов расчета
период 33—34 дней эксперимента (16—17 августа 1967 г.).
рис. 1 представлены результаты расчета временного хода инт
сивности турбулентных флуктуаций вертикальной скоро
$\sigma^2 = \overline{w'^2}$ (изолинии 0,05; 0,1 и 0,5 м²/с²), а также высоты АП
определяемой по излому в профиле потенциальной температу

Здесь же приведены расчеты по модели Ямады и Меллора [11], схема замыкания в которой базируется на использовании параболических уравнений турбулентной диффузии средней кинетической энергии турбулентности b^2 и дисперсии турбулентных флуктуаций температуры σ_T^2, а также приближенных диагностических соотношений для расчета других вторых одноточечных моментов. В этом отношении упомянутая модель близка к модели «М1» работы [1].

Из представленных результатов следует, что используемая нами схема замыкания, основанная на гиперболической системе уравнений турбулентного переноса σ^2 (модель «М2» по [1]), заметно улучшает согласие с экспериментом по сравнению с вариантом модели [11], в которой радиационный теплообмен не учитывался и применялась более простая схема замыкания.

Систематические погрешности расчета температуры $\delta T(z, t) = T_{\text{рас}}(z, t) - T_{\text{изм}}(z, t)$, определенные по совокупности 10 прогнозов, приведены на рис. 2. Для первого варианта расчета (*а*) использовалась модель турбулентного переноса «М1» без учета радиационного теплообмена, второй вариант (*б*) базировался на использовании модели «М2» также без учета радиационных притоков, а третий (*в*) — на модели «М2» с учетом радиации. Из приведенных данных следует, что переход к уточненной схеме описания турбулентности приводит к снижению погрешности прогноза температуры в АПС в дневное время первых суток прогноза приблизительно на 50%, но почти не сказывается на погрешностях прогноза в ночное время. Последнее объясняется резким ослаблением интенсивности турбулентного переноса (см. пример на рис. 1), когда обе модели без учета радиационного выхолаживания оказываются не состоятельными. Об этом свидетельствует третий вариант расчета, в котором учет радиационных притоков позволил уменьшить систематическую погрешность в ночное время суток почти в три раза.

Не вполне ясна пока причина возрастания абсолютных значений δT при учете радиации в дневное время вторых суток прогноза. По всей видимости это связано с процессом общего накопления ошибок при прогнозе на срок более суток. Что касается снижения в этот период значений $|\delta T|$ при расчете без учета радиации (рис. 2, *б*), то оно было обусловлено, вероятно, отсутствием выхолаживания в нижних слоях АПС в предшествующую ночь с последующим перераспределением сохраненного избыточного теплосодержания во всем АПС.

В заключение отметим, что, несмотря на заметное влияние радиационных притоков на поле температуры, их учет практически не сказывается на особенностях распределения других метеовеличин, что подтверждает основной вывод работы [3].

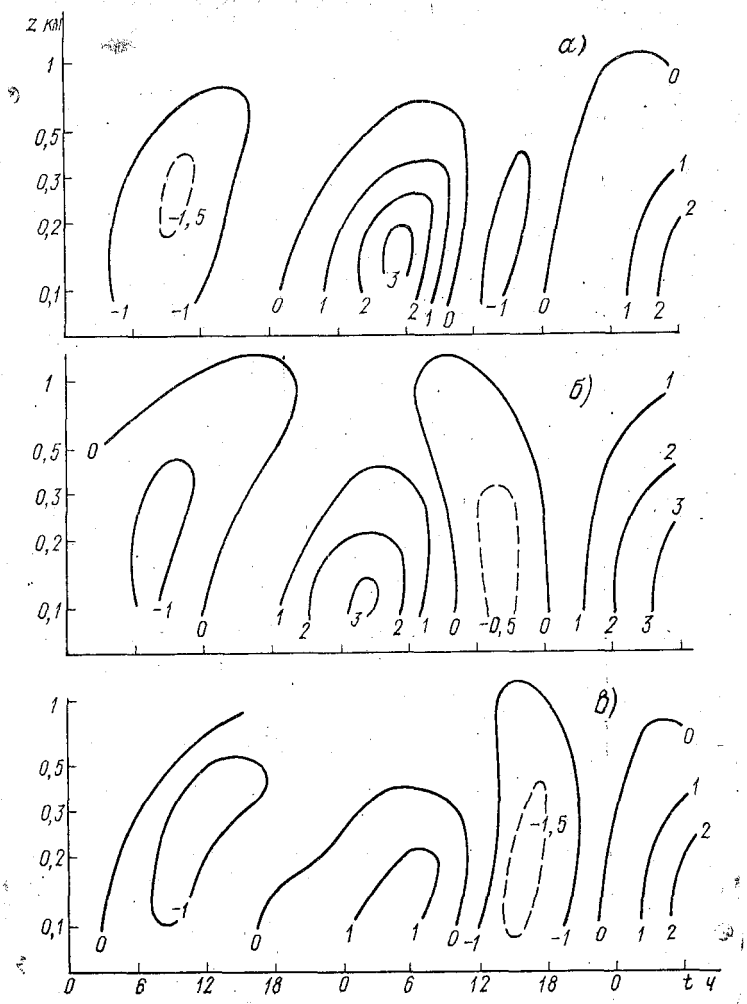


Рис. 2. Систематические погрешности расчета поля температуры на основе модели «М1» (*а*), модели «М2» (*б*) и модели «М2» с учетом радиационного теплообмена (*в*).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гаврилов А. С.* Трехмерная численная модель для расчета тонкой структуры атмосферного пограничного слоя над океаном (см. наст. сб.).

2. *Гаврилов А. С., Лайхтман Д. Л.* О влиянии радиации на режим приземного слоя атмосферы. — Изв. АН СССР, ФАО, 1973, т. 9, № 1, с. 27—33

3. *Гаврилов А. С., Гутман Л. Н., Лыкосов В. Н.* Нестационарная задача о строении пограничного слоя атмосферы с учетом радиационного теплообмена. — Труды Зап.-Сиб. НИИГМИ, 1974, вып. 11, с. 35—48.

4. *Кондратьев К. Я., Хворостьянов В. И.* Трехмерная численная модель мезомасштабных процессов в энергоактивных зонах океана при взаимодействии облачности и радиации. — Изв. АН СССР, ФАО, 1986, т. 22, № 11, с. 1142—1153.
5. *Kiselnikova V. Z., Pekelis E. M., Pressman D. Ya., Veltishev N. P., Zhelnin A. A.* Application of mesoscale numerical model to local weather prediction. — «Nowcasting II», Proc. 2 nd Int. Symp. Norrkoping, 3—7 Sept., 1984, Paris, 1984, p. 301—307.
6. *Clarke R. H., Dyer A. J., Brook R. R.* et al. The Wangara experiment: boundary layer data. CSIRO Australia, Div. of meteorol. phys. tech. paper, N 19. 1971.
7. *Гаврилов А. С.* К вопросу о строении приземного слоя атмосферы. — В кн.: Физика и исследование атмосферы. Межвед. сб. тр. — Л., изд. ЛПИ, 1977, вып. 62, с. 3—14.
8. *Васильева Т. И., Евсеева М. Г., Подольская Э. Л.* Сравнение радиационных потоков и притоков тепла, рассчитанных с помощью различных функций пропускания при ясном небе. — Изв. АН СССР, ФАО, 1983, т. 19, № 6, с. 622—630.
9. *Подольская Э. Л., Ривин И. Г.* Коррекция интегральной функции пропускания и длинноволновой области спектра. — Изв. АН СССР, ФАО, 1988, т. 24, № 8, с. 883—886.
10. *Laciss A. A., Hansen J. E.* A parameterization for the absorption of solar radiation in the earth's atmosphere. — J. Atmos. Sci., 1974, v. 31, N 1, p. p. 118—133.
11. *Yamada T., Mellor G.* A simulation of the Wangara atmospheric boundary layer data. — J. Atmos. Sci., 1975, v. 32, p. 2309.

УДК 556.131 : 112

Н. Н. БОЛОТОВ (ЛГМИ)

УСОВЕРШЕНСТВОВАННАЯ МЕТОДИКА РАСЧЕТА ИСПАРЕНИЯ С НЕИЗУЧЕННЫХ И ПРОЕКТИРУЕМЫХ ВОДОЕМОВ

Несмотря на важность оценки величины испарения с поверхности водоемов, этот вопрос еще недостаточно изучен. Применение различных приемов и методов расчета дает расхождение в оценке сезонной величины испарения до 30...40%, для неизученных и проектируемых водоемов ошибки расчета существенно возрастают. Поэтому целью работы явилось построение усовершенствованной схемы расчета месячной величины испарения с неизученных и проектируемых водоемов на базе метода испарителей. Для реализации этой схемы была установлена связь между процессами испарения с поверхности сетевых и экспериментальных испарителей, испарительных бассейнов-эталонов площадью 20 м^2, малых и средних водоемов, расположенных в различных природно-климатических зонах.

Многочисленные попытки совершенствования метода испарителей велись путем уточнения переходных (поправочных) коэффи-

циентов от показаний различного вида приборов к величинам испарения с поверхности реальных водоемов, что приводило к положительному результату лишь для достаточно изученных водных объектов [1].

В то же время контрольные расчеты среднемесячного испарения для 35 испарительных бассейнов-эталонов площадью 20 м^2, выполненные по известным зависимостям для расчета испарения с поверхности водоемов [2], подтвердили, что наиболее точной в настоящее время следует считать формулу, предложенную Зайковым и уточненную Браславским и Викулиной. Поэтому упомянутая зависимость рекомендована для расчета испарения с поверхности водоемов, расположенных в любых природных зонах для любых промежутков времени, и принята за основу в нормативном документе [3].

Между тем известно [4], что точность расчета испарения с поверхности водоемов повышается почти в 2 раза, когда в расчетной зависимости используются данные наблюдений, полученные водноиспарительной сетью станций. Таким образом, методологическая основа усовершенствованной схемы расчета испарения с поверхности неизученных и проектируемых малых и средних водоемов должна учитывать некоторый интегральный параметр (например, величину испарения с поверхности испарительного бассейна-эталона) и соответствующий поправочный коэффициент, позволяющий оперативно учитывать особенности гидрометеорологической обстановки над сушей и водоемом. Упомянутый интегральный параметр замечателен тем, что позволяет учесть как комплексное влияние различных факторов на процесс испарения с поверхности водоема, так и наиболее характерные особенности его термического режима за период, предшествовавший расчетному. Основная задача поправочного коэффициента, используемого в предлагаемой схеме расчета, — максимально учесть различия термодинамических процессов, протекающих в атмосфере над поверхностями испарительного бассейна-эталона, установленного на суше, и водоема. При анализе особенностей упомянутого процесса особое внимание уделялось повышению надежности расчета поправочного коэффициента при любых сочетаниях факторов, определяющих процесс испарения с водоемов. При этом рассматривались наиболее устойчивые связи основных гидрометеорологических параметров, для расчета которых могут быть использованы данные стандартных метеорологических наблюдений [3, 5].

С учетом такого подхода и подготовки данных наблюдений на ряде водоемов и испарительных бассейнов-эталонов, расположенных в различных природно-климатических зонах, была получена зависимость

$$E_{\text{В}} = E_{20}\,\frac{e_0 - e^{\text{в}}_{200}}{e'_0 - e^{\text{с}}_{200}} \cdot \frac{1 + 0{,}72\,u^{\text{в}}_{200}}{1 + 0{,}72\,u^{\text{с}}_{200}}, \qquad (1)$$

где $E_В$ и E_{200} — среднемесячные значения испарения с поверхностей водоема и испарительного бассейна-эталона; e_0 и e_0' — максимальные упругости водяного пара; $e_{200}^{в}$ и $u_{200}^{в}$, $e_{200}^{с}$ и $u_{200}^{с}$ — упругости водяного пара и скорости ветра на высоте 2 м соответственно над водоемом и сушей.

Результаты статистической оценки расчетов по формуле (1) сопоставлялись с расчетами $E_В$, полученными по формуле

$$E_В = 0{,}14\, n\, (e_0 - e_{200}^{в})\, (1 + 0{,}72\, u_{200}^{в}), \qquad (2)$$

где n — число суток в расчетном месяце.

За фактические принимались месячные суммы испарения с поверхности выбранных для сравнения водоемов, определенные по показаниям плавучих испарителей. Выбор формулы (2) и корректировка показаний плавучих испарителей были выполнены с учетом рекомендаций нормативного документа [3].

Для сравнения результатов расчета привлекались данные гидрометеорологических наблюдений на водоемах, водоиспарительных установках и метеорологических станциях. Период наблюдений для оценки точности результатов расчета $E_В$ по формулам (1) и (2) охватывал 8—10 лет.

Теснота связи между фактическими суммами среднемесячного испарения и рассчитанными по формулам (1) и (2) определялась соответствующими значениями коэффициентов корреляции $r_1 = 0{,}90 \pm 0{,}01$ и $r_2 = 0{,}82 \pm 0{,}01$ и средних квадратических ошибок $\sigma_1 = 14\%$ и $\sigma_2 = 18\%$. Численные эксперименты, кроме того, выявили, что в качестве критерия, показывающего целесообразность введения в формулу (1) поправочного коэффициента, следует принимать E_{20}. При этом для значений $E_{20} \leqslant 4{,}5$ мм/сут. введение упомянутого коэффициента привело к уточнению среднемесячных сумм испарения с поверхности водоемов более чем в 85% случаев. Преимущество расчета $E_В$ по формуле (1) по сравнению с (2) проявилось и в более точном соответствии сезонного хода испарения его фактическим значениям, полученным по показаниям плавучих испарителей.

Из построения формулы (1) видно, что наибольшей точности расчета испарения с поверхности любых водоемов следует ожидать, когда входящие (исходные) параметры могут быть измерены. При этом в первую очередь целесообразно получить данные о значении интегрального параметра E_{20}. Известно, что E_{20} наиболее надежно получают по показаниям сетевого испарителя ГГИ-3000 [3]. Однако показания этих испарителей в значительной мере зависят от величины и направления теплопотоков между их водной массой и прилегающими почво-грунтами [1, 6].

В работах [1, 6] дан количественный анализ влияния теплопотоков вода — грунт на показания сетевого испарителя и сделан вывод о целесообразности внедрения на водноиспарительную

сеть Госкомгидромета нового модернизированного теплоизолированного испарителя ГГИ-3000 ТМ.

В результате многолетних полевых испытаний были выявлены теплофизические и эксплуатационные преимущества нового прибора, а для уточненного расчета интегрального параметра E_{20}, получена зависимость

$$E_{20}=0{,}92\,E_{\text{ТМ}}, \qquad (3)$$

где $E_{\text{ТМ}}$ — величина испарения с поверхности испарителя ГГИ-3000 ТМ.

Численный анализ, проведенный для оценки точности расчета по формуле (3), показал, что коэффициент корреляции между рядами измеренных и рассчитанных на независимом материале значений интегрального параметра E_{20} увеличился до $r_{\text{ТМ}}=0{,}92$, а среднеквадратическое отклонение уменьшилось до $\sigma_{\text{ТМ}}=11\%$, в то время как при расчетах по методике В. И. Кузнецова $r_{0,3}=0{,}81$, $\sigma_{0,3}=21\%$.

Дополнительный анализ, кроме того, показал, что наибольшая точность при расчете E_{20} характерна для южных районов страны, где испарение с поверхности сетевых испарителей ГГИ-3000 превышает 150 мм/мес., а теплопоток большую часть теплого сезона направлен из грунта в воду. В то же время результаты сравнительных полевых испытаний испарителей ГГИ-3000 и ГГИ-3000 ТМ показали, что формула (3) позволяет существенно повысить точность расчета интегрального параметра E_{20} в различных природно-климатических зонах за счет значительного уменьшения пространственно-временной неоднородности показаний, характерной для сетевого испарителя ГГИ-3000. Для месячного интервала времени случайная погрешность перехода от показаний испарителя ГГИ-3000 ТМ к испарению с поверхности бассейна E_{20} оказалась почти вдвое меньше, чем для ГГИ-3000, а величина переходного коэффициента (0,92) значительно меньше отличается от единицы во всех диапазонах измеренного испарения. Учитывая упомянутые преимущества испарителя ГГИ-3000 ТМ, следует ожидать, что по мере внедрения его на водноиспарительную сеть формула (3) получит широкое применение в соответствующих гидрологических расчетах.

Приведенные в работе [7] графические зависимости позволяют рассчитать декадные значения E_{20} по данным стандартных метеорологических наблюдений. В то же время ввиду существенной нелинейности представление их в аналитическом виде оказалось весьма сложным, что затруднило разработку соответствующего программного обеспечения. Используя для методики [7] машинный вариант метода остаточных отклонений [8], при доверительных границах 95%-ной обеспеченности удалось получить линейную связь E_{20} с основными метеорологическими пара-

метрами (см. рисунок). Полученные связи были аппроксимированы в виде зависимостей:

$$E_{20}(T_{200}) = 3{,}18\ T_{200} - 13, \quad (4)$$

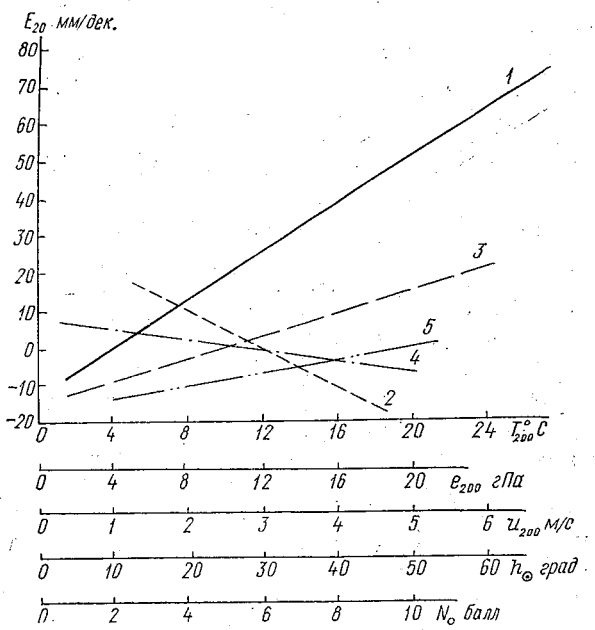
$$\Delta_1 E_{20}(u_{200}) = 5{,}7\ u_{200} - 14, \quad (5)$$

$$\Delta_2 E_{20}(e_{200}) = -2{,}5\ e_{200} + 29, \quad (6)$$

$$\Delta_3 E_{20}(h_{\odot}) = 0{,}35\ h_{\odot} - 18, \quad (7)$$

$$\Delta_4 E_{20}(N_0) = -1{,}4\ N_0 + 7, \quad (8)$$

где E_{20} и $\Delta_i E_{20}$ — декадные значения испарения с поверхности бассейна и поправки к нему, рассчитанные по T_{200} — температуре (°С), e_{200} — упругости водяного пара (гПа) воздуха, u_{200} — скорости ветра (м/с), $h_{\odot}$ — полуденной высоте стояния солнца (град.) и N_0 — общей облачности (балл.).



Зависимость декадных сумм испарения с поверхности бассейна-эталона площадью 20 м² (мм/дек) от средних декадных значений: температуры T_{200} °С (*1*), упругости водяного пара e_{200} гПа (*2*) воздуха, скорости ветра u_{200} м/с (*3*), общей облачности N_0 балл. (*4*) и полуденной высоты стояния солнца h_0 град. (*5*).

Зависимости (4)—(8) позволяют поэтапно уточнять значение E_{20}, используя как машинный, так и оперативный (ручной) ва-

рианты расчета, что существенно расширяет и повышает возможности их практического применения. Можно отметить, что для ориентировочных расчетов испарения с поверхности неизученных и проектируемых водоемов по формуле (1) значения E_{20} получают только по формуле (4). Для уточненных расчетов декадных значений E_{20} целесообразно учесть поправки $\Delta_i E_{20}$ (5)—(8) или использовать уравнение

$$E_{20}=3{,}37\ T_{200}+5{,}2\ u_{200}-3{,}17\ e_{200}-0{,}7\ h_{\odot}+0{,}48\ N_0-12{,}4, \quad (9)$$

полученное по тем же данным, методом множественной линейной регрессии.

По вкладам в значения интегрального параметра E_{20} предикторы распределились следующим образом: T_{200} — 62,2%, $h_{\odot}$ — 16,6%, e_{200} — 11,9%, u_{200} — 5,8% и N_0 — 3,1%.

Оценка тесноты связи измеренных и рассчитанных по формулам (4)—(8), а так же (9), декадных сумм испарения E_{20} производилась при 5%-ном уровне значимости. Для независимого материала было показано, что в том и другом случаях сводный коэффициент корреляции $r=0{,}92\pm0{,}01$, среднеквадратическое отклонение $\sigma=19\%$.

Таким образом, когда отсутствуют наблюдения за испарением с поверхности и испарителя, и испарительного бассейна-эталона, для расчета интегрального параметра E_{20} удалось получить единые расчетные зависимости, в которых использованы пять метеорологических параметров, стандартно измеряемых ГМС Госкомгидромета.

Помимо интегрального параметра E_{20} для расчета $E_{\text{В}}$ по формуле (1) необходимо знать максимальные упругости водяного пара над поверхностями испарительного бассейна-эталона и водоема, для определения которых пользуются соответствующими значениями температур бассейна $T_{\text{ПБ}}$ и водоема $T_{\text{ПВ}}$. Однако используемые методики расчета $T_{\text{ПБ}}$ и $T_{\text{ПВ}}$ сложны, трудоемки и требуют получения большого объема исходной информации. Для неизученных и проектируемых водоемов необходимой информации, как правило, не располагают. С учетом этого обстоятельства были разработаны упрощенные методики расчета среднемесячных значений температуры поверхности испарительного бассейна и водоема для отдельных лет [9, 10].

В основу расчета $T_{\text{ПБ}}$ положена физическая связь ее с температурой T_{200} и упругостью водяного пара e_{200} воздуха, измеренными в психрометрической будке на высоте 2 м от поверхности почвы. При этом для уточнения результатов расчета $T_{\text{ПБ}}$ в значения T_{200} и e_{200} вводятся уточненные в [9] универсальные сезонные поправки на инерционность тепло- и влагообмена водной поверхности бассейна-эталона с атмосферой, которые рассчитываются по данным стандартных метеорологических наблюдений для любых природно-климатических зон. В работе [9] приведена статистическая оценка точности расчета декадных значений $T_{\text{ПБ}}$

как в целом для страны, так и для отдельных зон увлажнения. Там же показано, что наиболее точных результатов расчета следует ожидать для зон избыточного увлажнения.

Как уже отмечалось, для целого ряда гидрологических и водохозяйственных расчетов, в том числе для определения $E_В$ по формуле (1), необходимы данные о среднемесячной температуре поверхности водоема $T_{ПВ}$. Однако пока не выработано общепринятой и перспективной методики расчета $T_{ПВ}$ для неизученных и проектируемых водоемов, т. е. для случаев, когда наблюдения не производились или осуществить их невозможно (например, для проектируемых водоемов). Поэтому в работе [10] рассмотрен упрощенный способ определения среднемесячных значений $T_{ПВ}$ по данным стандартных метеорологических наблюдений. При этом были использованы нормированные кривые сезонного хода температуры поверхности водоемов [5], а так же график амплитуд температуры поверхности водоемов разной глубины для отдельных лет [10]. В основу расчета величины амплитуды была положена ее связь с суммарной солнечной радиацией, поглощенной водоемом, и глубиной водоема. Статистическая оценка точности определения $T_{ПВ}$, приведенная в работе [10], позволила рекомендовать эту методику для практических расчетов $E_В$.

Остальные параметры, необходимые для определения $E_В$ по формуле (1), без особых затруднений и с достаточной точностью могут быть получены по методике [3]. Следует отметить, что расчет $e^{в}_{200}$ и $u^{в}_{200}$ по методике [3] вносит в точность определения $E_В$ дополнительные погрешности. Однако это обстоятельство не создает каких-либо ограничений для оценки преимуществ расчета $E_В$ по предложенной выше схеме.

Отметим, что для повышения надежности при оценке точности расчетов испарения с поверхности водоемов с использованием зависимостей (1) и (2) в качестве фактических, как и ранее, представилось целесообразным использовать среднемесячные значения $E_В$, полученные по показаниям плавучих испарителей [3]. Остальные параметры, входящие в формулу (1), кроме $e^{в}_{200}$ и $u^{в}_{200}$, были получены по приведенной методике, а в формулу (2) — по нормативному документу [3]. При этом для детальной статистической оценки точности расчета $E_В$ по формуле (1) значения интегрального параметра E_{20} рассчитывались двумя способами: по формуле (3) и по формуле (9). Как в первом, так и во втором случаях температура $T_{ПВ}$ определялась по расчетным таблицам [9], температура $T_{ПВ}$ — по упрощенной методике [10].

Для рассмотренной методики средние квадратические отклонения рассчитанных на независимом материале месячных значений $E_В$ от фактических получились наименьшими $\sigma_1 = 21\%$, зна-

чения σ_1 для отдельных месяцев меняются от 12 до 37%, $r_1 = 0{,}80 \pm 0{,}02$.*

Расчеты $E_В$ по формуле (2), показали, что $\sigma_2 = 31\%$, значения σ_2 для отдельных месяцев меняются от 15 до 95%, $r_2 = 0{,}71 \pm 0{,}02$. Статистический анализ, кроме того, показал, что наилучших результатов расчета месячных значений $E_В$, выполненных по формуле (1), следует ожидать, когда среднесуточное значение интегрального параметра $E_{20} \leqslant 4{,}5$ мм/сут., т. е. для внутренних водоемов, расположенных в центральных и северных районах страны.

Таким образом, для определения средних месячных значений испарения при отсутствии каких-либо данных наблюдений на водоеме необходимо иметь следующие основные сведения: местоположение, конфигурация, площадь, средняя глубина, средние месячные значения температуры, упругости водяного пара воздуха, скорости ветра, полуденной высоты стояния солнца, общей и нижней облачности.

При наличии вблизи водоема нескольких метеостанций зачастую целесообразно получить необходимые материалы со всех метеостанций с последующим анализом полученных материалов.

Выполненный статистический анализ позволил сделать вывод, что как в целом расчетная схема, так и предложенные аналитические зависимости могут быть использованы для практических расчетов среднего месячного испарения с поверхности неизученных и проектируемых водоемов для отдельных лет.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Голубев В. С., Калюжный И. Л., Федорова Т. Г.* Теплоизолированный испаритель ГГИ-3000 ТМ и результаты его испытаний. — Тр. ГГИ, 1980, вып. 266, с. 74—86.

2. *Голубев В. С., Федорова Т. Г.* Методы измерения и расчета испарения с водной поверхности. — В кн.: Методы изучения и расчета водного баланса. — Л., Гидрометеоиздат, 1981, с. 249—263.

3. Указания по расчету испарения с поверхности водоемов. — Л.: Гидрометеоиздат, 1969. — 82 с.

4. *Кузнецов В. И., Федорова Т. Г.* Сравнительная оценка методов расчета испарения с водоемов. — Тр. ГГИ, 1968, вып. 152, с. 94—114.

5. *Константинов А. Р.* Испарение в природе. — Л.: Гидрометеоиздат, 1968, 530 с.

6. *Болотов Н. Н., Калюжный И. Л.* Конструктивные особенности и некоторые результаты полевых испытаний теплоизолированного испарителя ГГИ-3000 ТМ. — Труды III конференции молодых ученых ЛГМИ. — Л., 1979, с. 106—113.

7. *Константинов А. Р., Болотов Н. Н.* Уточненная методика расчета испарения с бассейна площадью 20 м². — Межвузовский сборник: Гидрологические прогнозы и расчеты. — Л., изд. ЛПИ, 1982, вып. 79, с. 45—51. (ЛГМИ).

---

* При этом E_{20} рассчитывался по формуле (3), а $e^{в}_{200}$ и $u^{в}_{200}$ по методике [3].

8. *Константинов А. Р., Химин Н. М.* Об использовании остаточного метода статистического анализа для исследования гидрометеорологических процессов. — Метеорология и гидрология, 1980, № 2, с. 81—89.

9. *Константинов А. Р., Болотов Н. Н., Гридасова Т. В.* Уточненная методика расчета температуры поверхности воды испарительного бассейна с площадью 20 м². — Тр. ГГИ, 1984, вып. 291, с. 42—48.

10. *Констатинов А. Р., Болотов Н. Н., Дивногорская Е. Ю.* К вопросу о расчете температуры поверхности водоемов по данным метеорологических наблюдений. — Межвузовский сборник: Динамика русловых потоков. — Л., изд. ЛПИ, 1987, вып. 98, с. 36—39. (ЛГМИ).

СОДЕРЖАНИЕ

Введение 3

К. Я. Кондратьев, В. И. Биненко. Особенности спектральных радиационных характеристик слоистообразных облаков над городом 5

С. А. Солдатенко. Математическое моделирование эволюции бароклинно-неустойчивых возмущений во влажной атмосфере 9

П. Н. Белов, А. Ю. Щербаков. Численное моделирование мезометеорологического режима крупного города 14

А. Ю. Щербаков. Моделирование поля загрязнения в городе от точечного источника в зависимости от его высоты 20

И. Г. Ривин, В. Г. Туриков. Моделирование крупномасштабной циркуляции атмосферы 28

А. С. Гаврилов. Трехмерная численная модель для расчета тонкой структуры морского пограничного слоя над океаном 35

Г. И. Мазуров, В. Б. Орлов. Упрощенный способ расчета характеристик смерча 45

Г. И. Воронов, А. М. Кригель. Диффузия монодисперсного аэрозоля в растительных покровах 51

С. М. Пономарева. Тепло- и влагообмен атмосферы и океана при возмущенных и невозмущенных условиях 57

Е. Г. Головина, Л. А. Соколова, Н. И. Корягина. Исследование изменчивости оптической прозрачности атмосферы крупного промышленного города 63

Л. П. Бурова, В. Д. Петрушенко, Т. В. Ушакова. Интегральное влагосодержание атмосферы в Арктике 67

Г. Х. Исмаилов. Определение связи между влагосодержанием и приземными температурой и относительной влажностью воздуха 77

Н. А. Добрович, А. В. Лысяк, А. Н. Потанин. Замерзание переохлажденных капель воды в ионизированном воздухе 81

Ю. Н. Волконский, Ю. Б. Онанишвили. Две стратегии оптимального использования метеорологической информации при марковской последовательности погодных условий 87

Ю. А. Федоров. Использование материалов аэрофотосъемки для охраны окружающей среды 93

Е. И. Несмелова. Мониторинг оптического состояния атмосферы с помощью сетевой информации 96

Г. М. Орлов, Л. Г. Струженкова. О связи степени поляризации рассеянного света неба с коэффициентом прозрачности атмосферы . . . 101

Л. Т. Матвеев, Е. В. Душичева. Роль бароклинности атмосферы в зарождении тропических циклонов 107

Л. С. Ивлев. Структурные и оптические характеристики морских аэрозолей 113

А. Ф. Финаев. Вертикальный профиль коэффициентов ослабления атмосферы в горных районах Средней Азии 121

М. Н. Гринь. Синоптико-климатологический анализ поля спектральной прозрачности атмосферы над Северной Америкой 126

Т. И. Васильева, А. С. Гаврилов, Э. Л. Подольская. Модель пограничного слоя с учетом радиационного теплообмена и ее экспериментальная проверка 133

Н. Н. Болотов. Усовершенствованная методика расчета испарения с неизученных и проектируемых водоемов 139

Межвузовский сборник научных трудов, вып. 104

ПРИКЛАДНЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ АТМОСФЕРЫ

Редактор *З. Б. Ваксенбург*

Корректор *С. В. Холина*

Сдано в набор 27.01.89. Подписано в печать 23.11.89. М-17711.
Печ. л. 9,3. Уч.-изд. л. 9,6. Тир. 300 экз. Зак. 34. Цена 1 р. 50 к.
Темплан 1989 г., поз. 287.

Типография ВСОК ВМФ