ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР
ПО ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИИ И КОНТРОЛЮ
ПРИРОДНОЙ СРЕДЫ

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

Выпуск

405

303026

ФИЗИКА ОБЛАКОВ И АКТИВНЫЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ

Под редакцией
доктора физ.-мат наук Н. С. ШИШКИНА
и канд. физ.-мат. наук Ю. А. ДОВГАЛЮК

Ленинградский
Гидрометеорологический ин-т
БИБЛИОТЕКА
Л-д 193196, Малоохтенский пр., 98

ЛЕНИНГРАД ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ 1979

УДК 551.576+551.509.616

Сборник посвящен теоретическим и экспериментальным исследованиям конвективных облаков и физических процессов, протекающих в них при естественном ходе развития и при воздействиях. Приводятся данные лабораторных исследований электризации капель разных растворов. Обсуждаются результаты радиолокационных исследований ливневых и грозовых облаков на разных стадиях их развития. Приводятся материалы по исследованию облачных ресурсов в различных климатических районах СССР применительно к задаче тушения лесных пожаров искусственно вызываемыми осадками.

Сборник рассчитан на научных сотрудников, работающих в области физики облаков и активных воздействий.

The publication includes articles dealing with theoretical and experimental studies of convective clouds and physical processes occurring in then under natural development and under influences. Results of ladoratory studies of the electrization of drops of different solutions are presented. There are discussed results of radar investigations of shower and thunderstorm clouds at different stages of their development. Some articles contain data of studying cloud resources in different climatic regions of the USSR as applied to the problem of forest fires extinguishing by artificially produced precipitation.

The publication is intended for researchers working in the field of cloud physics and weather modifications.

Ф $\frac{20807\text{-}038}{069(02)\text{-}79}$ 12-78(1)

© Главная геофизическая обсерватория им. А. И. Воейкова (ГГО), 1979 г.

В. И. Бекряев, Ю. А. Довгалюк, А. В. Зинченко

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕКОТОРЫХ СВОЙСТВ АНСАМБЛЯ КОНВЕКТИВНЫХ ОБЛАКОВ ПО ДАННЫМ АЭРОЛОГИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

В настоящей работе рассматривается возможность установления диагностических связей между крупномасштабными полями температуры, влажности и ветра в атмосфере и свойствами ансамбля конвективных облаков.

Описание ансамбля облаков важно как для целей прогноза конвективной облачности в качестве одного из элементов погоды, так и для параметризации влияния конвективной облачности на циркуляцию атмосферы. Одним из возможных подходов к решению этой проблемы является совместное применение какой-либо численной модели облака и статистических характеристик ансамблей облаков, полученных в результате прямых наблюдений.

Статистические характеристики полей кучевых облаков. В работе [15] приведены эмпирические данные о геометрической структуре ансамблей облаков (см. также [6]). Эти данные получены при обработке аэрофотографий полей конвективной облачности с высотного самолета, т. е. дают картину мгновенного состояния облачности. По данным этой работы в пределах площади наблюдений, обеспечивающей статистически полную картину ансамбля облаков (около 800 км^2), горизонтальные размеры отдельных облаков меняются от некоторого минимального значения, которое при аппроксимации было принято равным нулю, до максимального размера D_{max}. Функция распределения облаков по горизонтальным размерам может быть аппроксимирована экспоненциальной зависимостью

$$N(D) = N_0 \exp(-\alpha D), \quad 0 < D \leqslant D_{max}, \tag{1}$$

где D — диаметр облака на уровне его основания, $N(D)$ — плотность распределения облаков по их диаметрам, N_0 и α — параметры.

Значение N_0 может быть выражено через непосредственно наблюдаемые значения $N_0(S, D_{max})$, S — часть площади, занятая облаками.

Вертикальная структура облачного ансамбля описывается формулой

$$\frac{\Delta H}{D} = \nu\left(\frac{D}{D_{\max}}\right)^{\beta}, \qquad (2)$$

где ΔH — вертикальная мощность облака, ν и β — параметры.

По данным эксперимента [15], значение параметра ν, которое указывает отношение вертикальных и горизонтальных размеров наиболее крупных облаков, близко к единице. В случае преобладания активных растущих облаков (до 15—16 часов местного времени) наиболее крупные облака сопровождались большим количеством более вытянутых по вертикали конвективных облаков с меньшими горизонтальными размерами (т. е. в этих случаях $\beta<0$).

Следует отметить, что в работе [15] изучались конвективные тропические облака типа Cu—Cu cong. Поэтому применимость полученных результатов к другим районам и к облакам типа Cb должна быть оговорена особо. При сильно возмущенных погодных условиях, сопровождающихся ливневыми осадками, отнощение $\Delta H/D$ для большей части активных облаков существенно больше единицы. Однако и в этих случаях, как показывают данные радиолокационных наблюдений [2, 8], наиболее крупные облака, находящиеся на стадии зрелости, имеют примерно равные горизонтальные и вертикальные размеры.

В работах [9, 10, 17] указывается, что зависимость типа (1) справедлива не только для облаков Cu—Cu cong., но и для ансамблей, включающих облака Cb, причем аналогичные зависимости найдены для континентальных районов США и для внутритропической зоны конвергенции Атлантики. Будем поэтому в дальнейшем считать, что вид зависимостей, аппроксимирующих геометрические свойства ансамбля облаков, устойчив. Тем самым задача описания геометрии ансамбля облаков сводится к нахождению численных значений параметров, входящих в формулы (1) и (2): $D_{\max}$, ν, β, S, α.

Расчет параметров конвекции. Для того чтобы смоделировать вертикальную структуру ансамбля облаков, была использована стационарная струйная модель облачной конвекции. Применение для этих целей стационарной модели основано на допущении, что облачность как относительно малоинерционная система успевает в каждый момент времени адаптироваться к медленно меняющимся внешним условиям. Таким образом, процесс развития конвективных облаков во времени рассматривается как последовательность квазиравновесных состояний.

Расчет по струйной модели (см. [3]) позволяет найти зависимости вертикальной скорости w, водности q_w, диаметра облака D и температуры воздуха в облаке T от высоты. При расчете учитывается влияние на интенсивность конвекции как стратификации температуры и влажности в атмосфере, так и сдвига горизонталь-

ного ветра в крупномасштабном потоке. За верхнюю границу облака принимался уровень, на котором $w=0$.

В работе [4] представлены результаты проверки возможности применения струйной модели для описания конвективных облаков, наблюдавшихся в морских тропических районах (по материалам АТЭП). Результаты расчетов оказались обнадеживающими. Однако расчет по струйной модели не является замкнутым в том смысле, что необходимо всякий раз задавать, исходя из некоторых дополнительных соображений, значения рассчитываемых переменных на уровне основания облаков. В наибольшей степени интенсивность

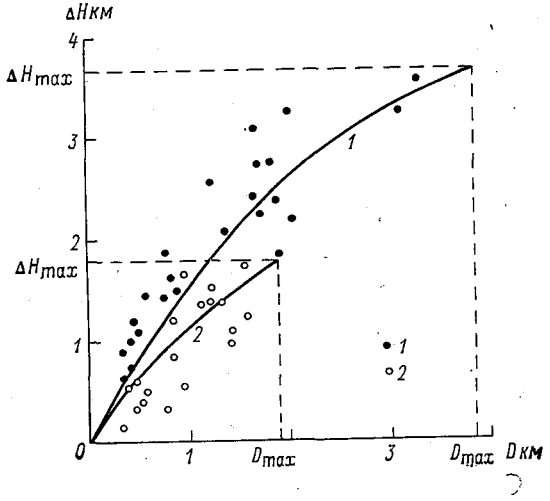


Рис. 1. Зависимость мощности облаков от их диаметров для двух групп облаков (*1* и *2*) при разных метеорологических условиях.
1) 10 августа 1957 г., *2*) 16 августа 1957 г.

облачной конвекции определяется значением диаметра облака на уровне его основания. Значения вертикальной скорости и разности температуры воздуха в облаке и в окружающей среде на этом уровне могут быть в первом приближении заданы одинаковыми для всех облаков ($w_0=1$ м/с, $\Delta T_0=0{,}1$°С).

Учитывая, что на геометрию облака наложено определенное ограничение (см. формулу (2)), может быть построена схема выбора максимального диаметра (D_{max}) облаков в данной популяции. Ограничение на геометрию заключается в том, что при расчете по струйной модели «разрешены» облака с $\Delta H/D \geqslant \nu$. Для того чтобы найти параметры наиболее крупных облаков, использовался метод последовательных приближений, причем значение $\nu=1$ вводилось как эмпирическая константа. На первом шаге итерационного цикла задавалось минимальное значение D_1 ($D_1=200$ м) и по струйной

модели рассчитывалось соответствующее значение H_1, на каждом следующем шаге значение D определялось как $D_{i+1} = \frac{\Delta H_i}{\nu}$.

Для выхода из цикла использовалось условие $\frac{\Delta H_{i+1} - \Delta H_i}{H_i} \leqslant 10^{-2}$.

Найденному таким образом предельному значению D_{max} соответствует максимальная вертикальная мощность облака и максимальные значения других переменных, характеризующих интенсивность конвекции. Кроме значений D_{max} и соответствующего ΔH_{max} при расчете по приведенной выше схеме оказываются найденными горизонтальные и вертикальные размеры, а также термодинамические параметры облаков во всем диапазоне их «разрешенных» размеров. Для проверки возможности использования описанной схемы нами был рассчитан ряд примеров.

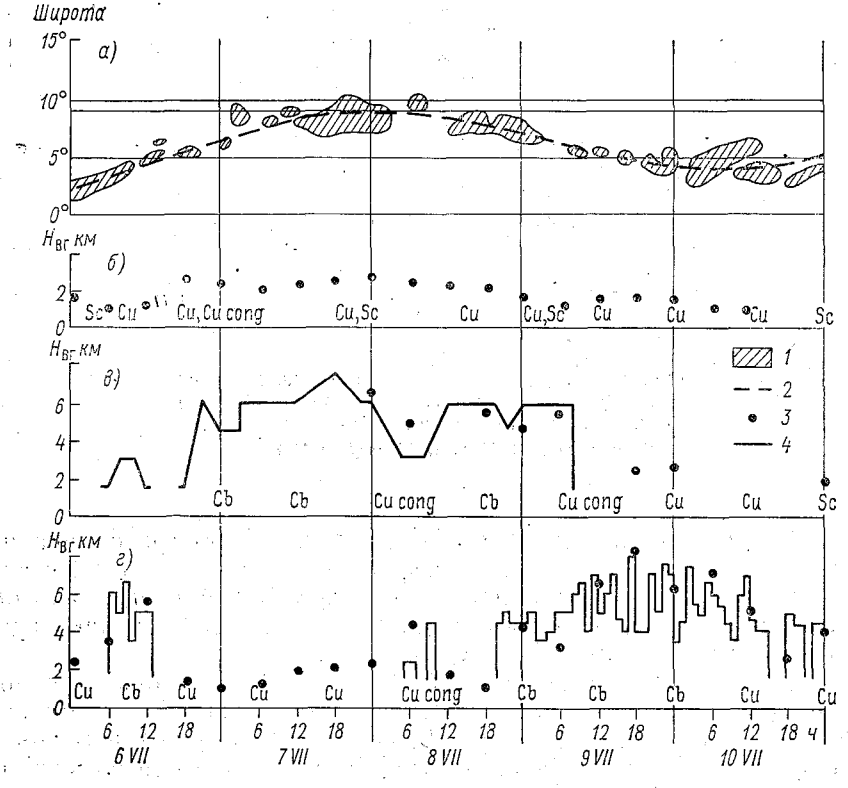


Рис. 2. Изменение со временем положения ВЗК (*а*) и высоты верхней границы конвективной облачности (*б, в, г*) (вертикальные разрезы на *б, в, г* соответствуют широтам 10°00′, 9°15′, 5°00′ N, отмеченным на (*а*).
1 — облачность по данным геостационарного спутника, *2* — ось ВЗК, *3* — расчетные данные, *4* — радиолокационные данные.

На рис. 1 показаны экспериментальные точки [15], дающие в совокупности зависимость мощностей облаков ΔH от их параметров D.

В работах [12] и [14] приводятся результаты радиозондирований атмосферы, позволяющие провести расчеты для случаев, описанных в работе [15]. Результаты расчетов с применением струйной модели и описанного выше итерационного цикла показаны также на рис. 1 (сплощные линии). Из рисунка видно, что полученная расчетная зависимость ΔH от D удовлетворительно согласуется с данными наблюдений. Значения максимального диаметра облаков D_{max} и соответствующей максимальной мощности H_{max} также достаточно близки к фактическим.

Во втором примере (рис. 2) рассмотрено применение изложенной выше схемы для анализа конкретного метеорологического процесса: прохождения зоны внутритропической конвергенции (ВЗК) через наблюдательный полигон международного метеорологического эксперимента (АТЭП) в Восточной Атлантике. Как было показано ранее [5], обычно применяемые методы анализа аэрологических зондирований, основанные на адиабатическом приближении, не дают удовлетворительного описания облачной конвекции в этом районе.

В рассматриваемый период (6—10 VII 1974 г.) наблюдалось прохождение синоптического возмущения (восточной волны) через полигон, поэтому ВЗК была ясно выражена и ее ось значительно перемещалась по широте. На рис. 2*а* показано построенное по спутниковым данным смещение облачности, связанной с ВЗК, с течением времени (для долготы центра полигона) [11]. На этом же рисунке показаны широты, на которых находились научно-исследовательские суда (НИС), данные с которых привлекались для анализа.

Как видно из рисунка, имели место последовательные пересечения пунктов стоянки судов с осью ВЗК, что должно было вызывать соответствующие усиления развития конвективных облаков в этих районах.

На рис. 2 *б*, *в*, *г* показан рассчитанный по данным радиозондирования и наблюдавшийся временной ход конвективной облачности в районах стоянки судов «Профессор Визе» (2 *б*), «Квадра» (2 *в*) и «Профессор Зубов» (2 *г*) для соответствующих моментов времени.

НИС «Профессор Визе» занимало крайнюю северную позицию и, судя по данным рис. 2*а*, было захвачено лищь краем облачного поля, связанного с ВЗК. Результаты визуальных наблюдений за облачностью, а также отсутствие дождей на этом судне говорит о том, что кучевые облака в его районе не достигали стадии осадкообразования, т. е. их вертикальная мощность, как правило, не превосходила 2 км. Этот результат в основном согласуется с результатами расчета.

На рис. 2 *в* и 2 *г* сплошными линиями показан временной ход высоты верхней границы конвективной облачности по данным

радиолокационных наблюдений. Для НИС «Профессор Зубов» значения $H_{ВГ}$ получены путем осреднений за каждый час максимальной высоты радиоэха в радиусе 100 км от судна (отдельные отсчеты проводились через 15 мин). Экспериментальные данные для НИС «Квадра» даны с интервалами по времени 3 часа, а по высоте разбиты на градации по 1,65 км [13, 16]. Из рисунка видно, что рассчитанные значения $H_{ВГ}$ удовлетворительно согласуются с фактическим временным ходом $H_{ВГ}$ конвективной облачности. Отсутствие расчетных точек на рис. 2 *в* для 6 VII и 7 VII объясняется пропуском в данных радиозондирований за эти дни.

В заключение можно сделать следующие выводы. Совместное применение струйной модели облачной конвекции и эмпирических зависимостей позволяет установить диагностические связи между крупномасштабным состоянием атмосферы и некоторыми свойствами ансамбля конвективных облаков.

При применении описанной выше итерационной схемы моделируется последовательно ряд облаков, начиная от наиболее мелких и кончая облаками максимального размера. Таким образом определяются термодинамические характеристики (w, T, q_w) и геометрические свойства облаков данной популяции. Одним из наиболее важных геометрических параметров, характеризующих ансамбль кучевых облаков, является значение диаметра наиболее крупных облаков D_{max} и соответствующее значение их вертикальной мощности. Последняя величина определяет толщину слоя, в котором развивается конвекция. Значение S (доля площади, занятая облаками) можно, по-видимому, найти из условия баланса влаги для всего ансамбля облаков. Для этого модель облачности надо рассматривать совместно с моделью пограничного слоя. Вопрос об определении параметра α из формулы (1) рассматривается в работе [1].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Амитина И. М., Довгалюк Ю. А. К расчету характеристик конвективных облаков.— См. наст. сб.
2. Баттан Л. Дж. Радиолокационная метеорология. Пер. с англ. Л., Гидрометеоиздат, 1962. 196 с.
3. Бекряев В. И., Воробьев Б. М. Струйная модель облачной конвекции. Численный эксперимент. «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1972, т. 8, № 9, с. 925—933.
4. Бекряев В. И., Довгалюк Ю. А., Зинченко А. В. О применении струйной модели для расчета облачной конвекции в тропиках. Труды ГГО, 1977, вып. 389, с. 32—39.
5. Завельская Н. А. и др. Метеорологические исследования в национальном и международном тропическом эксперименте (ТРОПЭКС-72 и АТЭП).— «Вестник МГУ», 1976, сер. V, № 3, с. 36—46.
6. Шметер С. М. Физика конвективных облаков. Л., Гидрометеоиздат, 1972, 230 с.
7. Betts A. K. A relationship between stratification, cloud depth and permitted cloud radii.—"J. Appl. Met.", 1973, vol. 12, p. 890—893.
8. Byers H. R., Braham R. R. The thunderstorm. Whash, 1949, 287 pp.
9. Denis A. S., Fernald F. G. Frequency distributions of shower sizes.— "J. Appl. Met.", 1963. vol. 2, p. 767—769.

10. Fraedrich K. Mass budget of an ensemble of transient cumulus clouds determined from direct cloud observations.—"J. Atm. Sci.", 1976, vol. 33. p. 262.
11. GATE, report № 17. Meteorological Atlas, ICSU — WMO, 1975. 179 p.
12. Hill G. H. Factors controlling the size and spacing of cumulus clouds as revealed by numerical experiment.—"J. Atm. Sci", 1974, vol. 31, N 3.
13. Marks F. Study of diurnal variations in convection using "Quadra" Radar Data — Phases I and II. GATE Rep. N 14, vol. 1, ICSU—WMO, 1975, p. 191—205.
14. Northern Hemishere data tabulation. Synoptic weather maps. (Daily series). P. II, Wash., 1957.
15. Plank V. G. The size distribution of cumulus clouds in representative Florida populations.—"J. Appl. Met." 1969, vol. 8, N 1.
16. Rodenhius D. R., Hyo-Duch Chang. Composite mass budgets for the inner hexagon of the East Atlantic ship-array. GATE Rep. N 14, vol. 1, ICSU—WMO, 1975, p. 145—157.
17. Ruprecht E. Vertikale Massenflüsse in tropishen wolkenarealen.— "Annalen der Meteorologie", 1977, N 12, S. 14—18.

И. М. Амитина, Ю. А. Довгалюк

К РАСЧЕТУ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЕЙ КОНВЕКТИВНЫХ ОБЛАКОВ

Изучение динамики конвективных облаков и процессов образования в них осадков производится обычно в рамках модели единичного облака. К настоящему времени разработано достаточно много таких моделей, описывающих с той или иной степенью точности эволюцию полей движений воздуха, температуры и влажности внутри облака и микрофизические процессы в нем. Краткий обзор моделей можно найти, например в работах [1] и [4].

Известно, однако, что в естественных условиях наблюдается развитие ансамблей конвективных облаков разной горизонтальной и вертикальной протяженности. Примерами таких ансамблей являются поля внутримассовых конвективных облаков, гряды фронтальных конвективных облаков, поля конвективных облаков зон сходимости воздушных потоков.

Протяженность и внутренняя структура таких ансамблей определяется совокупностью движений разных масштабов [8], а также процессами взаимодействия облаков друг с другом внутри ансамбля. На перенос тепла и влаги в атмосфере существенное влияние оказывают именно такие скопления. Поэтому весьма важно решить задачу описания ансамбля конвективных облаков и его эволюции во времени. В качестве первого шага к решению такой задачи в настоящей статье рассматривается вопрос об определении характеристик ансамбля внутримассовых конвективных облаков по данным аэрологического зондирования атмосферы в предположении, что вид функции распределения облаков по размерам известен. Рассмотрение выполнено на основе результатов, полученных Планком [8], так как в этой работе содержатся практически пока единственные детальные данные об ансамблях конвективных облаков.

Метод расчета параметров распределения облаков по размерам состоит в следующем.

Ансамбль облаков, как и любой ансамбль «частиц», можно описать с помощью некоторой функции распределения. Согласно данным работ [6] и [8], функция распределения внутримассовых

конвективных облаков по горизонтальным размерам является двупараметрической и имеет вид:

$$n(D,\ t) = ke^{-\alpha D}, \tag{1}$$

где $k(t)$ и $\alpha(t)$ — параметры распределения, D — диаметр облака. Для нахождения величин $k(t)$ и $\alpha(t)$ введем в рассмотрение функцию распределения покрытости неба облаками:

$$s(D) = \frac{\pi D^2}{4} n(D) = \frac{\pi k(t) D^2}{4} e^{-\alpha D}. \tag{2}$$

Суммарная площадь покрытости неба облаками S при условии, что в ансамбле наблюдаются облака всех размеров, будет равна

$$S = \int_0^\infty s(D)\,dD = \frac{\pi k}{2\alpha^3}. \tag{3}$$

Отсюда

$$k(t) = \frac{2S\alpha^3}{\pi}. \tag{4}$$

Для определения величины S воспользуемся результатами работы [4], в которой было показано, что оптимальное количество конвективных облаков, при котором развитие конвекции приводит к максимальному высвобождению энергии, равно

$$S_{\text{опт}} = 1 - \sqrt{\frac{\gamma_c - \gamma(t)}{\gamma_c - \gamma_в}}, \tag{5}$$

где γ — вертикальный градиент температуры в слое атмосферы, γ_c, $\gamma_в$ — сухоадиабатический и влажноадиабатический градиенты температуры в этом же слое.

Так как $S = AS_{\text{опт}}$, где A — рассматриваемая площадь, на которой происходит развитие конвективных облаков, то

$$k(t) = \frac{2A\alpha^3}{\pi}\left(1 - \sqrt{\frac{\gamma_c - \gamma(t)}{\gamma_c - \gamma_в}}\right). \tag{6}$$

Продифференцируем функцию (2) по D и приравняем производную к нулю, тогда получим

$$\alpha(t) = \frac{2}{D_0}, \tag{7}$$

где D_0 — диаметр облаков, при котором функция распределения $s(D)$ имеет максимум

Из (6) и (7) видно, что для нахождения параметров $k(t)$ и $\alpha(t)$ необходимо по данным радиозондирования атмосферы рассчитать величину $S_{\text{опт}}$, а затем на основании некоторых дополнительных соображений найти величину D_0, тогда функция распределения (1) будет определена полностью.

Для нахождения D_0 используем экспериментальные данные о размерах облаков в ансамбле. Согласно [8], диаметры конвективных облаков меняются в пределах от D_{min} до D_{max}, причем $D_{min} \ll D_{max}$.

Тогда площадь покрытости неба облаками будет равна

$$S = \int_{D_{min}}^{D_{max}} s(D)\,dD \simeq \frac{\pi k}{2\alpha^3}\left[1 - e^{-\alpha D_{max}}\left(\frac{\alpha^2 D_{max}^2}{2} + \alpha D_{max} + 1\right)\right]. \quad (8)$$

Потребуем, чтобы второй член в скобках был достаточно мал и равен 0,1. Тогда можно показать, что $\alpha D_{max} = 6{,}09$, т. е.

$$\frac{D_{max}}{D_0} \approx 3 \quad \text{и} \quad \alpha(t) = \frac{6{,}09}{D_{max}}. \quad (9)$$

В работе [11] показано, что используя модель стационарной струи и эмпирические данные Планка, можно достаточно просто

Таблица 1

Цифра кода	D_{max} км	ΔH_{max} км	D_0 км	$k\frac{2A}{\pi}$	β	ν	α
I	0,6	1,5	0,2	480	—0,86	2,5	10,0
II	2,0	2,0	0,7	7,0	—0,75	1,0	2,86
III	3,8	2,5	1,3	0,83	—0,84	0,7	1,53
IV	4,5	5,2	1,5	0,59	—0,99	1,2	1,33
V	9,5	9,0	3,2	0,09	—0,97	0,95	0,63

рассчитать величину D_{max}, если известна стратификация атмосферы. Таким образом, оба параметра функции распределения облаков по горизонтальным размерам могут быть определены.

Для распределения облаков по вертикальным размерам Планк [6] предложил выражение:

$$\frac{\Delta H}{D} = \nu\left(\frac{D}{D_{max}}\right)^{\beta}, \quad (10)$$

где ΔH — мощность облака, ν и β — параметры.

Из (10) следует, что

$$\nu = \frac{\Delta H(D_{max})}{D_{max}} \quad (11)$$

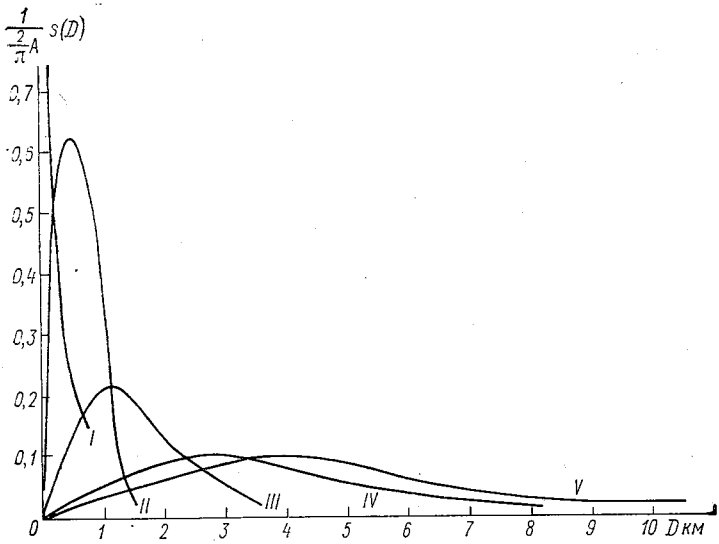
и легко рассчитывается по стационарной струйной модели [1].

Для определения величины β положим в (10), что $D = D_0$, тогда, учитывая связь между D_0 и D_{max}, будем иметь

$$\beta \approx -0{,}99 - \frac{\ln \frac{\Delta H(D_0)}{\Delta H(D_{max})}}{1{,}11}. \quad (12)$$

Зная величины β и ν, можно построить функцию распределения облаков ансамбля по вертикали.

Итак, формулы (6), (9) и (11), (12) позволяют рассчитать параметры распределения облаков по размерам и построить функции распределения (1) и (10) для полей конвективных облаков,



1. Функция распределения степени покрытости неба облаками для различного состояния поля облачности (по конвективному коду).

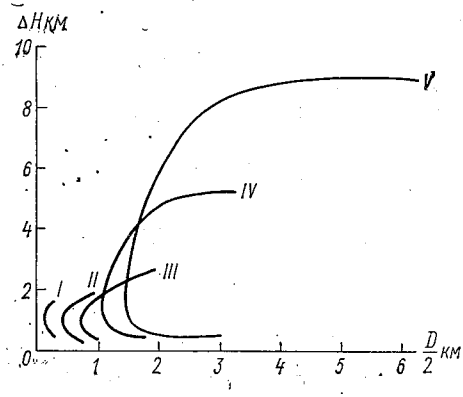


Рис. 2. Зависимость максимальной мощности облака от его горизонтального размера для полей облачности I—V.

наблюдавшихся в Восточной Атлантике. В нашем распоряжении имелся соответствующий атлас облаков, согласно которому состояние поля конвективной облачности могло быть описано в терминах так называемого конвективного кода, содержащего пять основных градаций поля облачности. Цифра кода I соответствует безоблачному небу, II — развитию пассатных кучевых облаков, III — небольшому дождю, IV и V — кучевым и кучево-дождевым облакам и усилению дождя.

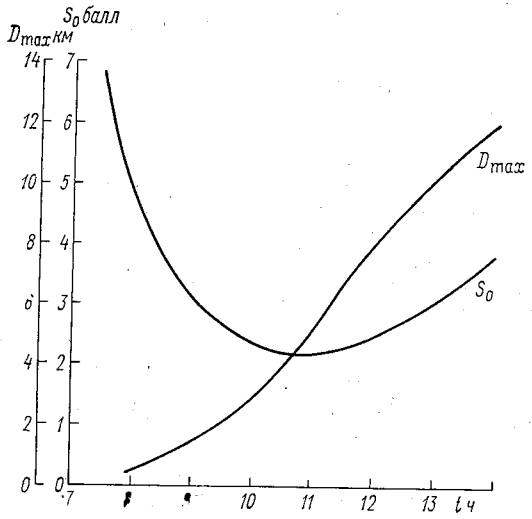


Рис. 3. Зависимость изменения максимального диаметра облаков ансамбля и степени покрытости неба от времени суток.

Здесь же в атласе прилагаются данные о стратификации атмосферы, характерные для указанных состояний развития конвекции. Полученные нами результаты расчетов приведены в табл. 1 и показаны на рис. 1, 2, 3.

Из данных табл. 1 видно, что при развитой конвекции в атмосфере увеличиваются значения D_{max}, ΔH_{max} и D_0, в то время как значения α, ν уменьшаются, однако при этом произведение αD_{max} остается постоянным. В результате оказывается, что площадь покрытости неба облаками вначале быстро уменьшается по мере развития облаков, достигает минимума, а затем опять начинает возрастать. При этом спектр распределения $s(D)$ быстро расширяется и его максимум резко понижается. Таким образом, предлагаемый подход позволяет проследить за эволюцией ансамбля облаков, если известна стратификация атмосферы и ее изменение в течение дня.

В заключение отметим, что учет факта развития ансамблей конвективных облаков весьма важен для практики активных воздействий. Однако предлагаемый в статье способ описания эволюции ансамбля облаков не учитывает по существу фактора взаимодействия облаков в ансамбле. Известно, однако, что результат воздействия должен, по-видимому, существенно зависеть от степени взаимодействия облаков в ансамбле. Так, авторами [9] и [10] было установлено, что при слабом переносе в атмосфере, когда взаимодействие выражено, по мнению авторов, наиболее четко и искусственное усиление одних облаков приводит к ослаблению соседних, суммарный эффект воздействия по площади близок к нулю, тогда как в других условиях увеличение осадков было абсолютным. Поэтому учет взаимодействия при описании ансамблей конвективных облаков должен быть обязательно введен в будущем.

Вероятно, это можно будет сделать, решая при заданных начальных и граничных условиях кинетическое уравнение, описывающее эволюцию функции распределения облаков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зинченко А. В. Струйные модели облачной конвекции и параметризации вовлечения.— Труды ГГО, 1974, вып. 290, с. 51—67.
2. Петерсен С. Анализ и прогноз погоды. Л., Гидрометеоиздат. 1961, с. 500—509.
3. Планк В. Г. Конвекция кучевых облаков над Флоридой.— В кн.: Динамика кучевых облаков. М., Мир, 1964, с. 38—43.
4. Пастушков Р. С. Физико-математические модели конвективных облаков.— Труды ЦАО, 1973, вып. 112, с. 3—14.
5. Шишкин Н. С. Облака, осадки и грозовое электричество. Л., Гидрометеоиздат, 1964. 351 с.
6. Шметер С. М. Физика конвективных облаков. Л., Гидрометеоиздат, 1972. 230 с.
7. Aircraft Meteorologist (GATE) Convective Cloud Cool. Univercity of virginia, April 1974, p. 1—22.
8. Plank V. G. She size distribution of cumulus clouds in representative Florida populations.—"J. Appl. Met.," 1969, vol. 8, N 1.
9. Simpson J., Dennis A. S. Cumulus clouds and their modification. NOAA Tech. Memo., Boulder, Colorado, USA, 1972. 148 p.
10. Simpson J., Woodley W. L. Florida area cumulus experiments. 1970—1973 rainfall results. 4-th Conf on Weather Modification of AMS, 1974, AMS, USA, 58—64.
11. Бекряев В. И., Довгалюк Ю. А., Зинченко А. В. Определение некоторых свойств ансамбля конвективных облаков по данным аэрологического зондирования.— См. наст. сб.

Т. В. Винникова, Ю. А. Довгалюк

ПРОГРАММА РАСЧЕТА ПОКАЗАТЕЛЯ ИНТЕНСИВНОСТИ АТМОСФЕРНОЙ КОНВЕКЦИИ, ИСПОЛЬЗУЕМОГО ПРИ СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОМ ПРОГНОЗЕ КОНВЕКТИВНЫХ ОБЛАКОВ

В настоящей статье приводятся алгоритм, программа и ее описание для расчета показателя интенсивности атмосферной конвекции, используемого при специализированном прогнозе конвективных облаков. Программа написана на входном языке транслятора ТА-1М и предназначена для выделения ареалов ливневого положения в районах работ по искусственному вызыванию осадков из конвективных облаков. Программа реализует алгоритм, разработанный авторами работ [1] и [2].

Методика расчета показателя интенсивности атмосферной конвекции

В качестве показателя интенсивности мезомасштабной свободной конвекции в [2] предложена функция вида

$$\varepsilon = \frac{w_{\text{эф. расч}}}{w_{\text{эф. кр}}}, \tag{1}$$

где

$$w_{\text{эф. кр}} = 6{,}0 + 2{,}5 \cdot 10^{-2} \sum_{i=1}^{3} \Delta T_{di} \tag{2}$$

критическое значение эффективной скорости (выраженной в м/с) восходящих движений в конвективном облаке, при которой осуществляется переход мощных кучевых облаков в кучево-дождевые; $\sum_{i=1}^{3} \Delta T_{di}$ — суммарный дефицит точки росы на уровнях 850 ($i=1$), 700 ($i=2$) и 500 мбар ($i=3$);

$$w_{\text{эф. расч}} = w^*_{\max} \sqrt{1 + \frac{\bar{w}}{\bar{u} + u_{\text{т}}} \left(\frac{\bar{w}}{w^*_{\max}} \right)^2}. \tag{3}$$

Здесь $w_{\text{эф. расч}}$ — максимальное значение скорости восходящих движений в конвективном облаке, рассчитанное с учетом синоптиче-

ских условий вертикальной структуры поля ветра в слое 850—500 мбар, $\bar{u}$, $u_т$ — средние скорости переноса воздушных масс и термического ветра в указанном слое атмосферы [2]:

$$\left.\begin{aligned} \bar{u} &= \frac{1}{14}\sqrt{(S1)^2+(S2)^2} \\ u_т &= \frac{1}{7}\sqrt{(S3)^2+(S4)^2} \end{aligned}\right\}, \qquad (4)$$

где

$$\begin{aligned} S1 &= 4u_1\cos\alpha_1 + 7u_2\cos\alpha_2 + 3u_3\cos\alpha_3, \\ S2 &= 4u_1\sin\alpha_1 + 7u_2\sin\alpha_2 + 3u_3\sin\alpha_3, \\ S3 &= -4u_1\cos\alpha_1 + u_2\cos\alpha_2 + 3u_3\cos\alpha_3, \\ S4 &= -4u_1\sin\alpha_1 + u_2\sin\alpha_2 + 3u_3\sin\alpha_3. \end{aligned}$$

Как и выше, индексы $i=1$, 2, 3 соответствуют уровням 850, 700 и 500 мбар,

$$w^*_{max} = a_l w^2_{max} + b_l w_{max} + c_l \quad (l = 1,\ 2,\ 3). \qquad (5)$$

Коэффициенты a_l, b_l, c_l различны для разных синоптических ситуаций [3]. Значения w_{max}, а также средней скорости восходящих движений в облаке $\bar{w}$ определяются из расчета профиля вертикальной скорости в облаке по формулам из [1]:

$$\left.\begin{aligned} w_n^2 &= \frac{3{,}27}{T_0}\sum_{k=1}^{n}\Delta H_k \Delta T_k \\ \bar{w} &= \frac{\sum_{k=1}^{n}\Delta H_k}{t}. \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

Здесь w_n — скорость (в м/с) восходящего потока в облаке на высоте $H=\sum_{k=1}^{n}\Delta H_k$, T_0 — абсолютная температура воздуха на уровне нижней границы облака, ΔH_k—мощность k-го слоя, $\Delta T_k = (T_в - T)_k$, T — абсолютная температура воздуха на уровне верхней границы k-го слоя, $T_в$— абсолютная температура воздуха, поднимающегося от нижней до верхней границы k-го слоя по влажной адиабате (влажная адиабата выходит из точки $(T, P)_{k-1}$ на нижней границе слоя k и пересекает верхнюю границу в точке $(T_в, P)_k$; t — общее время роста облака, n — число слоев, начиная с уровня конденсации.

Исходными данными для расчета показателя ε по формулам (1)—(6) служат данные аэрологического зондирования атмосферы за 03 часа. При расчетах по прилагаемой программе используются данные аэрологического зондирования, поступающие в виде

Ленинградский
Гидрометеорологический ин-т
БИБЛИОТЕКА

303026

телеграмм (используются части А и В телеграммы, включая две первые группы цифр, несущие информацию о пункте, числе и времени зондирования).

Основной принцип расшифровки телеграммы состоял в следующем: все группы цифр в телеграмме представляются целыми пятизначными числами; пусть они имеют вид: pphhh, tttDD, fffdd, где pp — цифры кода давления, hhh — цифры кода высоты; ttt — цифры кода температуры, DD— цифры кода дефицита точки росы, fff— цифры кода направления ветра, dd — цифры кода скорости ветра. Чтобы выделить группы цифр, соответствующие перечисленным величинам, выполняются следующие операции:

$$p = \text{pphhh} \div 1000,$$
$$t = \text{tttDD} \div 100,$$
$$f = \text{fffdd} \div 100,$$
$$k = \text{pphhh} - p \times 1000,$$
$$D = \text{tttDD} - t \times 100,$$
$$d = \text{fffdd} - f \times 100,$$

затем в соответствии с кодом [4] раскодируются значащие цифры телеграммы. Аналогичный прием используется и для расшифровки заголовка телеграммы, в который входят число, месяц, год и время зондирования, максимальная температура и синоптическая ситуация на данный день.

Вычисление разностей температур ($T_в$—T_k) оформлено в виде отдельного блока программы, что позволяет осуществлять расчет этих величин, используя либо выражение для влажноадиабатического градиента температуры [3], либо матрицу температур влажных адиабат. В прилагаемой программе для вычисления $T_в$ задается матрица влажных адиабат ad $[1:k,\ 1:l]$. Значения этого массива соответствуют части аэрологической диаграммы, определяемой следующим образом: первый индекс означает изменение давления от 1000 до 200 мбар с шагом 100 мбар ($k=9$), второй индекс означает номер адиабаты, с которой снимались значения температур. Первая адиабата проходит через точку с давлением 1000 мбар и температурой 0°С, вторая — через точку $p=1000$ мбар и $t=2$°С и т. д. ($l=14$). Значение температуры $T_в$ на уровне $P(i+1)$, соответствующее влажной адиабате, которая проходит через точку $p(i)$, $T(i)$, рассчитывалось методом линейной интерполяции по формуле:

$$T_в = g3 + E \times (g4 - g3), \tag{7}$$

где

$$g3 = \text{ad}[k-1,\ l] + (\text{ad}[k,\ l] - \text{ad}[k-1,\ l]) \times L,$$
$$g4 = \text{ad}[k-1,\ l-1] + (\text{ad}[k,\ l-1] - \text{ad}[k-1,\ l-1]) \times L,$$
$$g1 = \text{ad}[k-1,\ l] + (\text{ad}[k,\ l] - \text{ad}[k-1,\ l] \times L,$$
$$g2 = \text{ad}[k-1,\ l-1] + (\text{ad}[k,\ l-1] - \text{ad}[k-1,\ l-1]) \times L;$$

$$E = \frac{T[i] - g1}{g2 - g1},$$

$$L = \frac{(100 - p[i+1] + 1000 - k \times 100)}{100}.$$

Описание программы

Основная структура программы: I) описание переменных; 2) расшифровка телеграммы; 3) формирование массива исходных данных и вычисление нижней границы облака; 4) вычисление разностей температур $(T_в - T)_k$ для каждого из слоев; 5) вычисление характеристик восходящего потока и показателя интенсивности конвекции; 6) печать результатов.

Начальными данными для расчета ε в исследуемом районе является число телеграмм (i 2) в одном варианте расчета; массив данных аэрологического зондирования атмосферы, содержащийся в частях кода А и В i 2 телеграмм x 1 [1 : i 2,—1 : 83] (по 85 чисел для каждой телеграммы); значение максимальной за сутки температуры воздуха у поверхности земли t_{max}; прогнозируемая на сутки синоптическая ситуация [2].

Подготовка данных проводится в следующем порядке: содержание каждой телеграммы заносится на восемь перфокарт; на первой перфокарте набивается только одно число (ГГММТТС), в котором закодированы год (ГГ), месяц (ММ), максимальная температура у земли (ТТ) и синоптическое положение (С). На остальных семи перфокартах набивается содержание телеграммы, по 12 чисел на каждую. Первое число 99999 на второй перфокарте отмечает начало части А телеграммы; затем заносится содержание части А телеграммы. Второе число 99999 означает конец части А и начало части В телеграммы, далее заносится содержание части В телеграммы, следующее число 99999 означает конец части В телеграммы. Если после занесения части В остались не заполненными до конца семь перфокарт, отведенные под телеграмму, то они должны быть дополнены нулями, вплоть до предпоследней строки седьмой перфокарты включительно, а последним заносится число 99999. Если часть В не вмещается в отведенные семь перфокарт, то та часть, которая не вмещается, отбрасывается; последнее число на седьмой перфокарте должно быть 99999. При подготовке колоды к счету перфокарта с числом телеграмм ставится перед массивом данных аэрологического зондирования и прокладывается тремя чистыми перфокартами. На печать выдается расшифрованная телеграмма аэрологического зондирования и результаты расчета динамических параметров конвективных облаков.

В табл. 1 приведен пример выдачи на печать результатов расчета. Разработанная нами программа расчета показателя интенсивности конвекции имеет следующий вид:

```
1. BEGIN INTEGER I, J, K, Q, R, L, N, I1, I2, K1;
2. REAL A, F, G, T0;
```

Таблица 1

Выдача на печать результатов расчета 28/06 1974 г., 19 ч. Номер станции 00002. Прогнозируемая дневная T_{max}=22°С, прогнозируемая ситуация С=1

w_{max} м/с 6,4	$w_{эф}$ м/с 6,4	$w_{ср}$ м/с 2,6	t с 548	ΔH_{max} м 1406	ε 0,90

Давление, мбар	Высота, м	Температура, °С	Разность температур, °С	Сумма разностей температур, °С	Скорость, м/с	Средняя скорость, м/с	Время, с
967	467	22,3	0,0	0,0	0,00	0,00	0
909	1013	18,5	1,7	1,7	3,23	1,61	339
879	1287	16,5	0,7	2,4	4,69	3,96	69
850	1560	14,6	0,6	3,0	6,06	5,39	51
845	1615	14,2	0,2	3,2	6,42	6,25	9
821	1873	16,4	—3,2	0,0	0,00	3,21	81

```
3. ARRAY AD [1:9,1:14];
4. P0042 (AD);
5. P1041 (AD);
6. P0042 (12);
7. BEGIN
8. INTEGER Z, Z1, Z2, Z3, Z4, Z5, Z6, Z7, Y, Y1, Y2, Y3;
9. INTEGER ARRAY P, P1, H, H1, D, D1 [0:27];
10. INTEGER ARRAY X[—1:83], X1[1:12, —1:83];
11. ARRAY T, T1, d, d1, f, DT, DH, SDH, DTI, SDT, V,
    VS[0:27], U(1:9];
12. DP [0:20];
13. C[1:3,1:3], W[1:3,1:2], VW[1:5,1:2], NB[1:6];
14. REAL TMAX ГОД, МЕСЯЦ, ЧИСЛО, ВРЕМЯ, СИТУАЦИЯ,
    NC;
15. P0042(X1);
16. FOR I1:=1 STEP 1 UNTIL 12 DO BEGIN
17. REAL p;
18. REAL VЭФ, t, DZ; INTEGER k;
19. FOR J:=—1 STEP 1 UNTIL 83 DO X(J):=X1(I1, J);
20. P1041(X);
21. Z:=X(—1); Z4:=Z—:—100000; ГОД :=1900+Z4; Z5:=
    =Z—Z4×100000;
22. МЕСЯЦ :=Z4:=Z5—:—1000; Z5:=Z5—Z4×1000; TMAX:=
    =Z5—:—10;
23. СИТУАЦИЯ :=Q:=Z5—TMAX×10; Y; =X(1); Z1:=
    =Y—Y—:—10×10;
24. ЧИСЛО :=Z2:=Y—:—1000; Z3:=Y—Z2×1000—Z1
    ВРЕМЯ:=Z3/10; NC:=X(2);
25. A:=0; P0160(A, 5L);
26. P0160(A, 5L10XDD, /DD, 2XDDDD, X ГОД DDX ЧАС,
27. ЧИСЛО, МЕСЯЦ, ГОД, ВРЕМЯ);
28. P0160(A, 2L10X НОМЕР СТАНЦИИ 2XDDDDD, NC);
29. P0160(A, 2L6X ПРОГНОЗИРУЕМАЯ ДНЕВНАЯ TMAX=
    =DD, TMAX);
30. P0160 (A, 2L6X ПРОГНОЗИРУЕМАЯ СИТУАЦИЯ S=D,
    СИТУАЦИЯ);
31. P0160 (A, 5L40X ТЕЛЕГРАММА L);
32. Z:=Z5; J:=—1;
33. FOR I:=3 STEP 3 UNTIL 27 DO BEGIN
34. J:=J+1;
35. Y1:=X(I); Y2:=X(I+1); Y3:=X(I+2);
36. Z1:=Y1—:—1000; Z2:=Y1—Z1×1000;
37. Z3:=Y2—:—100; Z4:=Y2—Z3×100; Z5:=Z3—Z3—:—10×10;
38. T(J):=IF Z5—Z5—:—2×2=0 THEN Z3/10 ELSE —Z3/10;
39. D(J):=IF Z4>50 THEN Z4—50 ELSE Z4/10;
40. D(J):=Z6:=Y3—:—1000×10; F(J):=Z7:=Y3—Z6×100;
41. IF Z7>400 THEN BEGIN F(J):=F(J)—500; D(J):=D(J)+5
    END;
42. IF I=3 THEN BEGIN IF Z2>100 THEN BEGIN P(0):=Z2;
```

43. H(0):=0; I:=1+3; GO TO MK END ELSE BEGIN P(0):= =1000+Z2; H(0):=0 END;
44. END;
45. IF I=6 THEN BEGIN P(J):=1000; H(J):=Z2 END 6;
46. IF I=9 THEN BEGIN P(J):=850; H(J):=1000+Z2 END 9;
47. IF 1=12 THEN BEGIN P(J):=700; IF Z2>500 THEN H(U):=2000+Z2 ELSE
48. H(J):=3000+Z2 END 12;
49. IF I=15 THEN BEGIN P(J):=500; H(J):=Z2×10 END 15;
50. IF I=18 THEN BEGIN P(J):=400; H(J):=Z2×10 END 18;
51. IF I=21 THEN BEGIN P(J):=300; H(J):=Z2×10 END 21;
52. IF 1=24 THEN BEGIN P(J):=250; H(J):=10000+Z2×10 END 24;
53. IF 1=27 THEN BEGIN P(J):=200; H(J):=10000+Z2×10 END 27;
54. MK:,
55. END;
56. I:=30; M6: IF X(I)≠99999 THEN BEGIN I:=I+1; GO TO M6 END;
57. I:=I+5; K:=I;
58. P1(0):=2000;
59. M7:Y1:=X(I); Y2:=X(I+1);
60. IF Y1=41414 OR Y2=41414 THEN GO TO M11;
61. IF Y1=21212 THEN GO TO M12; IF Y1=31313 THEN GO TO M9;
62. IF Y2=21212 THEN GO TO MI2 IF Y2=31313 THEN GO TO M9;
63. PI (K):= Z1:=Y1—Y1—:—1000×1000;
64. IF P1 (1) 50 THEN PI (I):=P1(I)+1000;
65. IF P1(K)>P1 (K—1) THEN GO TO MR;
66. Z3:=Y2—:—100; Z4:=Y2—Z3×100; Z5:= Z3—Z3—:—10×10;
67. IF Z5—Z5—:—2×2=0 THEN T1(K):=Z3/10 ELSE T1(K):= =—Z3/10;
68. IF Z4>50 THEN D1(K):=Z4—50 ELSE D1(K):=Z4/10;
69. IF P1(K) НЕ БОЛЬШЕ P (J+0) THEN GO TO M12;
70. FOR N:=0 STEP 1 UNTIL J+1 DO BEGIN IF P1(K)=P(N) THEN GO TO MR END;
71. IF P1 (K)=250 THEN GO TO MR;
72. K:=K+1; MR:I:=I+2; GO TO M7;
73. M12:I:=I+1; IF X(I)=31313 THEN GO TO M9 ELSE GO TO M12;
74. M9:I:=I+1; Y1:=X(I); Y2:=X(I+1); Y3:=X(I+2); Z1:=Y1—:—1000;
75. M10:I:=I+1; IF X(I)=99999 THEN GO TO M11 ELSE GO TO MI0;
76. M11:
77. FOR L:=0 STEP 1 UNTIL J DO BEGIN
78. IF F(L)>100 THEN F(L):=F(L)—F(L)—:—100×100 END;

```
79. FOR I:= 0 STEP 1 UNTIL 5 DO IF P(1)=850 THEN GO
    TO MU;
80. MU:FOR L:=1 STEP 3 UNTIL 8 DO BEGIN U(L):=F(I);
    U(L+1):=D(I);
81. U(L+2):=D(I); I:=I+1 END U;
82. FOR L:=1 STEP 1 UNTIL K DO BEGIN I:=0; MZ: IF
    P(I)>P1(L) THEN
83. BEGIN I:=I+1; IF I НЕ МЕНЬШЕ J+1 THEN GO TO MT;
    GO TO MZ END
84. ELSE H1(L):=H(I)
85. P0160(A, 3L17X ИЗОБАРИЧЕСКИЕ ПОВЕРХНОСТИ L);
86. P0160(A, 2L2X P (МБ) H (M) T(ГРАД) ДЕФИЦИТ H. ВЕТРА
    V ВЕТРА L);
87. FORI:=0 STEP 1 UNTIL J DO
88. P0160 (A, L2X3Z—D, 5X4Z—D. D, 5XZ — D. D, 4ZX — D. D,
    6X2Z — D, 4X2Z — D. D,
89. P(I), H(I), T(I), d(I), D(I), f(I));
90. P0160 (A, 3L10X ОСОБЫЕ ТОЧКИ);
91. P0160 (A, 2L2X P (МБ) H(M) T ГРАД ДЕФИЦИТ L);
92. FOR I:=1 STEP 1 UNTIL K —1 DO
93. P0160 (A, L2X3Z—D, 5X4Z—D. D, 4ZX—D. D, P1(I), H1(I),
    T1(I), d1(I));
94. P0160 (A, 3L);
95. I:=J; L:=K—1; MI: IF P(I)<P1 (L) THEN
96. BEGIN P(I+L):=P(I); H(I+L):=H(I); T(I+L):=T(I);
    I:=I—1 END
97. ELSE BEGIN P(I+L):=P1(L); T(I+L):=T1(L);
98. H(I+L):=H1(L); L:=L—1 END;
99. IF I>—1 THEN GO TO MI;
100. J:=J+K—1;
101. FOR I:=J+1 STEP 1 UNTIL 27 DO P(I):=H(I):=T(I):=
     =d(I):=D(I):=f(I);
102. Z:=TMAX;
103. Z:=200+110×(Z—T(0)+d(0));
104. I:=0; M2: IF H(I)<Z THEN BEGIN I:=I+1; GO TO M2
     END ELSE BEGIN
105. F:=P(I)—P(I—1); G:=H(I)—H(I—1); P(0):=P(I—1)+F×
     ×(Z—H(I—1))/G;
106. T(0):=T(I—1)+(T(I)—T(I—1))×(P(0)—P(I—1))/F END;
107. H(0):=Z;
108. FOR K:=1 STEP 1 UNTIL J—I+1 DO
109. BEGIN P(K):=P(K+I—1); T(K):=T(K+I—1); H(K):=
     =H(K+I—1) END;
110. DT(0):=0; J:=J—I+1;
111. BEGIN REAL p, t, l, e, Q1, Q2, Q3, Q4;
112. p:=1000; K:=1;
113. FOR I:=0 STEP 1 UNTIL J—1 DO BEGIN
114. MARC: IF P(I) НЕ БОЛЬШЕ p THEN BEGIN p:=p—100;
     K:=K+1;
```

```
115. GO TO MARC END; L:=2; 1:=(100 — P(I) + p)/100;
116. MKK:Q1:=AD(K — 1, L) + AD(K, L) — AD(K — 1, L))×l;
117. Q2:=AD(K—1, L—1) + (AD(K, L—1) — AD(K — 1, L—1))×l;
118. IF QZ НЕ БОЛЬШЕ T(I) AND T(I)<Q1 THEN GO TO
     MARK;
119. L:=L + 1; GO TO IF L>14 THEN M1 ELSE MKK;
120. MARK: e:=(T(I) — Q1)/(Q2 — QI);
121. MAKK; IF P(I + 1) НЕ БОЛЬШЕ p THEN BEGIN
122. p:=p — 100; K:=K + 1; GO TO MAKK END;
123. l:= (100 — P(I + 1) + p)/100;
124. Q3:=AD(K — 1, L) + (AD(K, L) — AD(K — 1, L))×l;
125. Q4:=AD(K—1, L—1) + (AD(K, L—1) — AD(K—1, L—1))×l;
126. t:=Q3 + e×(Q4 — Q3); DT(I + 1):=t — T(I + 1);
127. END I;
128. END ADIABATE;
129. F:=0; FOR K:=1 STEP 1 UNTIL J DO F:=F + DT(K);
130. IF DT(1) НЕ БОЛЬШЕ 0 THEN GO TO MO1;
131. IF F НЕ МЕНЬШЕ 0 THEN GO TO MA;
132. C(1, 1):=0.0356; C(1, 2):=0.12; C(1, 3):=2.5; C(2, 1):=
     =0.0265; C(2, 2):=0,17;
133. C(2, 3):=4.9; C(3, 1):=0.0245; C(3, 2):=0.058; C(3, 3):=8.2;
134. BEGIN REAL VMAX, VЭФКР, VЭФ, VCP, ТОБЩ, HMAX,
135. ЭПСИЛОН, S, S1, S2, S3, S4, UCP, UT;
136. ARRAY VCOS VSIN (1:3);
137. V(0):=VS(0):=DT(0):=SDT(0):=DH(0):=SDH(0):=
     =DTI(0):=0;
138. VMAX:=ТОБЩ:=VЭФКР:=0;
139. FOR I:=3 STEP 3 UNTIL 9 DO VЭФКР:=VЭФКР + U(I);
     VЭФКР:=6 + 0.025×VЭФКР;
140. FOR R:=1 STEP 1 UNTIL J DO BEGIN
141. SDT(R):=DT(R) + SDT(R — 1); IF ABS(SDT(R))<.01 THEN
     SDT(R):=0;
142. IF SDT (R)<0 THEN BEGIN F:=SDT(R)/(SDT(R) —
     — SDT(R — 1)); G:=1 — F;
143. SDT(R):=0; P(R):=P(R—1)×F + P(R)×G; T(R):=T(R—1)×
     ×F + T(R)×G;
144. H(R):=H(R — 1)×F + H(R)×G; DT(R):=—SDT(R—1) END;
145. DH(R):=H(R) — H(R — 1); SDH(R):=H(R) — H(0);
146. IF SDH(R) НЕ БОЛЬШЕ 0 THEN GO TO MI;
147. V(R):=SQRT(3.27×SDH(R)/(T(0) + 273)×SDT(R));
148. IF V(R)>VMAX THEN VMAX:=V(R); VS(R):=(V(R) +
     + V(R — 1))/2;
149. IF VS(R)=0 THEN GO TO M1;
150. DT1(R):=DH(R)/VS(R); ТОБЩ:=ТОБЩ + DTI(R);
151. IF SDT(R)=0 THEN GO TO M END R;
152. M:HMAX:=SDH(R); VCP:=HMAX/ТОБШ;
153. P0160(A, 3L);
154. P0160(A, 2L2X V MAX (M/CEK) VЭФ (M/CEK) V CP
```

```
(М/СЕК) 5X//xx ОБЩЕЕ ВРЕМЯ 7X Н МАХ (М) ИНТЕН-
СИВНОСТЬ L);
155. P0160 (A, 53X РОСТА (СЕК) 23X КОНВЕКЦИИ L);
156. S:=0.174532925₁₀—1; FOR I:=1 STEP 3 UNTIL 7 DO BEGIN
157. VCOS(I—:—3+1):=U(I)×COS(U(I+1)×S); VSIN(I—:—3+
+1):=U(1)×SIN(U(I+1)×S) END;
158. S1:=4×V COS(1)+7×V COS(2)+3×V COS(3);
159. S2:=4×V SIN(1)+7×V SIN(2)+3×V SIN(3);
160. S3:=—4×V COS(1)+V COS(2)+3×V COS(3);
161. S4:=—4×V SIN(1)+V SIN(2)+3×V SIN(3);
162. UCP:=SQRT(S1×S1+S2×S2)/14;     UT:=SQRT(S3×S3+
+S4×S4)/7;
163. FOR Q:=1 STEP 1 UNTIL 3 DO BEGIN;
164. FOR I:=1 STEP 1 UNTIL R DO BEGIN IF DT (I)<0 AND
DT (I)×DT (I—1) НЕ БОЛЬШЕ 0
165. THEN BEGIN VMAX:=V(I—1); GO TO MAX END END I;
166. MAX: VMAX:=VMAX×VMAX×C(Q, 1)+VMAX×C(Q, 2)+
+C(Q, 3);
167. F:=UCP+UT; IF F<1 THEN VЭФ:=VMAX ELSE
168. VЭФ:=SQRT(VMAX×VMAX+VCP↑3/F);     ЭПСИЛОН:=
=VЭФ/VЭФКР;
169. P0160(A, L3(5X2Z—D.D6X), 2(4X4Z—D7X), 4XZ—D.DD,
5XDL,
170. VMAX VЭФ VCP, ТОБЩ, НМАХ, ЭПСИЛОН, Q) END Q;
171. END
172. P0160 (A, L ДАВЛЕНИЕ (МБ) ВЫСОТА (М) ТЕМПЕРА-
ТУРА РАЗНОСТЬ//xx СУММА РАЗНОСТЕЙ СКОРОСТЬ
СРЕДНЯЯ ВРЕМЯ);
173. P0160(A, L29X (ГРАД) ТЕМПЕРАТУР ТЕМПЕРАТУР 5X);
174. P0160 (A, (М/СЕК) СКОРОСТЬ (СЕК));
175. P0160 (A, L41X (ГРАД) 18X (М/СЕК) L);
176. FOR 1:=0 STEP 1 UNTIL R DO BEGIN
177. P0160 (A, L3X3Z—D, 6X4Z—D, 7X2Z—D. D, 6X2Z—D. D,
9X2Z—D. D,//xx 7XZ—D. DD, 6XZ—D. DD, 5X3Z—D,
178. P(I), H(I), T(I), DT(I), SDT(I), V(I), VS(I), DTI(I));
179. END; GO TO M3;
180. M1:P0160(A, L ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ НЕВЕРНЫЕ ДЛЯ
K=DDL, L);
181. P1041 (I, P(I), K);
182. GO TO M3;
183. M01:P0160 (A, L5X ПЕРВЫЙ СЛОЙ УСТОЙЧИВЫЙ);
GO TO M3;
184. MA: P0160 (A, L10X СУММА DT БОЛЬШЕ НУЛЯ):
185. M3:P0160 (A, 3L) END
186. END II END I2;
```

Опыт работы с данной программой показал, что в одном варианте расчета целесообразно вводить не более пятнадцати телеграмм. Время счета одного варианта на ЭВМ составляет 7—

10 мин, что позволяет за короткое время обсчитывать большой объем исходного материала.

В заключение отметим, что данная программа может быть использована не только для расчета величин ε, используемых в специализированном прогнозе конвективных облаков. Она допускает без существенных изменений (убираются ненужные расчетные блоки и заменяется блок печати) решение следующих задач: а) расшифровать части А и В телеграмм аэрологического зондирования с частичным контролем данных; в) рассчитывать динамические характеристики конвективных облаков: среднюю и максимальную скорости вертикальных движений в облаке, высоты нижней и верхней границ облаков при заданной стратификации атмосферы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шишкин Н. С. Облака, осадки и грозовое электричество. Л., Гидрометеоиздат, 1964. 351 с.
2. Будилова Е. П., Леншин В. Т. О краткосрочном прогнозе ареалов «ливневого положения» по данным вертикального зондирования атмосферы.— Тр. ГГО, 1973, вып. 302, с. 62—78.
3. Будилова Е. П., Довгалюк Ю. А., Скороденок М. А. К расчету профиля вертикальных скоростей в конвективных облаках.— Тр. ГГО, 1974, вып. 290, с. 11—15.
4. Код телеграмм для передачи данных вертикального зондирования. КН-04. Л., Гидрометеоиздат, 1967. 16 с.

А. И. Русанов, В. Л. Кузьмин,
С. П. Гирс, Ю. А. Довгалюк

К ИССЛЕДОВАНИЮ МЕХАНИЗМА ВЛИЯНИЯ ЗАРЯДА КАПЛИ НА СКОРОСТЬ ЕЕ КОНДЕНСАЦИОННОГО РОСТА

Измерения микроструктуры капельных конвективных облаков показали, что уже на ранней стадии жизни облака в нем формируется достаточно широкий спектр капель по размерам. Для объяснения этого предложено несколько гипотез, базирующихся на влиянии стохастической конденсации на уширении облачного спектра, на роли гигантских атмосферных ядер конденсации в процессах формирования и последующего роста крупных облачных капель и др.

Известно, что скорость конденсационного роста капель существенно зависит от активности ядер конденсации, которая определяется обычно геометрическими размерами ядра, содержанием растворимых примесей, смачиваемостью поверхности [5, 7]. Роль электрических сил в процессах формирования и последующего роста капель практически не обсуждалась. Имеются, однако, отдельные экспериментальные данные, свидетельствующие о том, что электрические силы могут существенно влиять на процессы фазовых переходов в облаках. Целью настоящей статьи является обсуждение возможного механизма влияния заряда капли на скорость конденсационного роста.

Влияние электрического поля на поверхностное натяжение воды. Известно, что упругость насыщенного пара p_r над поверхностью заряженной капли радиуса r равна (см., например, [2]):

$$p_r = p_\infty \exp A\left(\frac{2\sigma}{r} - \frac{q^2}{8\pi r^4}\right), \tag{1}$$

где $A = \mu/\rho RT$, ρ — плотность вещества капли, σ — поверхностное натяжение, R — универсальная газовая постоянная, T — температура капли, q — заряд капли, p_∞ — упругость насыщенных паров над плоской поверхностью раздела.

Из формулы (1) следует, что при малых q понижение упругости пара над каплей за счет находящегося на ней заряда пропорционально q^2, т. е. зависит только от величины заряда и не зави-

сит от его знака. При этом величина понижения существенна только для очень мелких частиц ($r \sim 10^{-7}$ см) [4]. Поэтому при расчетах конденсационного роста капель в облаках эта поправка обычно отбрасывается.

Формула (1) получена в предположении, что заряд капли находится в ее центре, а наличие заряда изменяет энергию только объемных фаз системы пар—капля. Очевидно, что такой подход не является достаточно строгим, так как поверхностная фаза, т. е. поверхность раздела газ — капля, также испытывает влияние электрического поля, что должно быть учтено в выражении для термодинамического потенциала системы. Учет этого эффекта может быть выполнен на основе представлений статистической термодинамики.

Рассмотрим систему газ — полярная жидкость. Будем считать, что в жидкости нет свободных ионов, а приложенное внешнее электрическое поле однородно и направлено нормально к поверхности раздела.

Найдем зависимость поверхностного натяжения σ от напряженности приложенного поля E, для чего проведем функциональное разложение логарифма большой статистической суммы Θ в ряд по малому параметру $(-\beta u)$, где $\beta = 1/kT$, $u = \mathbf{d}\mathrm{E}$, $\mathbf{d}$ — дипольный момент отдельной молекулы воды, k — постоянная Больцмана, T — температура. В результате получим

$$\ln \Theta = \ln \Theta_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \int \left(\frac{\delta^n \ln \Theta}{\delta[-\beta\, u(1)] \ldots \delta[-\beta\, u(n)]} \right)_0 \times$$
$$\times [-\beta\, u(1)] \ldots [-\beta\, u(n)]\, d1 \ldots dn, \qquad (2)$$

где индекс 0 относится к случаю, когда внешнее поле отсутствует.

Ограничиваясь двумя членами в разложении (2) и используя производящие свойства большой статистической суммы, получим

$$\ln \Theta = \ln \Theta_0 + \beta E \int \rho_0(1) d_z(1) d1 + \frac{1}{2} \beta^2 E^2 \int g_0(1, 2) d_z(1) d_z(2) d1 d2\,, \qquad (3)$$

где d_z — составляющая дипольного момента отдельной молекулы вдоль оси z, направленной вдоль поля $\mathbf{E}$.

Первый интеграл в (3) описывает составляющую дипольного момента всей системы в отсутствие внешнего поля

$$P_{z0} = \int \rho_0(1) d_z(1) d1 = \int P_{z0}(x, y, z) dx dy dz. \qquad (4)$$

Здесь P — вектор поляризации.

Для однофазной системы $p_{z0} = 0$; для двухфазной системы $P_{z0} \neq 0$ из-за образования слоя ориентированных диполей на поверхности разрыва. Следовательно, наличие первого интеграла в правой части (3) связано с поверхностными явлениями. Второй интеграл в этом же выражении содержит вклады и объемных фаз и поверхностного слоя.

Обозначая

$$\varkappa = \frac{1}{VkT} \int g_0(1,\ 2) d_z(1) d_z(2)\, d1 d2, \tag{5}$$

где V — объем системы, перепишем (3) в виде

$$\Omega = \Omega_0 - P_0 E - \frac{1}{2} V \varkappa E^2. \tag{6}$$

Здесь $\Omega = -kT \ln \Theta$ — большой термодинамический потенциал. Выражение (6) описывает влияние внешнего электрического поля на большой термодинамический потенциал всей системы при постоянстве температуры и химических потенциалов.

Выделяя из (6) поверхностную часть термодинамического потенциала Ω, получим

$$\overline{\Omega} = \overline{\Omega}_0 - P_0 E - \frac{1}{2} s \bar{\varkappa} E^2. \tag{7}$$

Так как $\overline{\Omega} = \sigma s$ и $P_0 = \frac{s \Delta\varphi_0}{4\pi}$, где s — площадь поверхности разрыва, $\Delta\varphi_0$ — скачок потенциала на границе газ — жидкость, отсюда

$$\sigma = \sigma_0 - \frac{\Delta\varphi_0 E}{4\pi} - \frac{\varkappa E^2}{2}. \tag{8}$$

Формула (8) описывает влияние приложенного электрического поля на поверхностное натяжение полярной жидкости, причем в ней содержится член, линейный по напряженности внешнего поля. Следовательно, поверхностное натяжение зависит не только от величины, но и от знака приложенного поля, так как при перемене направления поля второй член в выражении (8) также меняет свой знак.

Как было показано в работе [8], $\Delta\varphi_0 > 0$ при переходе из пара в жидкость. Тогда из формулы (8) следует, что если в жидкость внести отрицательный заряд ($E > 0$), то σ_- будет меньше, чем в случае, когда в жидкость внести положительный заряд ($E < 0$). Следовательно, поверхностное натяжение заряженной капли всегда меньше, чем незаряженной, за счет наличия третьего члена в уравнении (8), а для заряженной капли $\sigma_+ > \sigma_-$.

Полученная зависимость поверхностного натяжения от электрического поля справедлива для любой системы газ — полярная жидкость, в том числе и для системы водяной пар — вода (капля воды). Отклонение значений σ при наличии поля от его значений при отсутствии поля незначительно, но может, по-видимому, играть значительную роль для процессов, происходящих в облаках на начальной стадии их развития.

Сравнение с экспериментом. В настоящее время мы располагаем весьма ограниченным количеством экспериментальных данных о процессах электризации в облаках, в частности о зарядах облачных капель. Однако можно провести качественное сопоставление результатов экспериментов с результатами, которые получают

по формуле (8). Из (8) следует, что работа образования равновесного зародыша Гиббса—Фолмера на положительно заряженном центре больше, чем на отрицательном, тогда вероятность образования зародышевых капель на отрицательно заряженных центрах больше, чем на положительных. Из этого следует, что на начальной стадии жизни облака в его нижней части должны преобладать отрицательно заряженные капли. Измерения, проведенные в естественных облаках, подтверждают этот вывод.

На рис. 1 показаны распределения капель по зарядам в нижней и верхней частях облака, построенные по экспериментальным данным [12]. Как видно из рисунка, в нижней части облака отношение положительно заряженных капель к отрицательно заряженным составляет 0,55, а в верхней части 2,1.

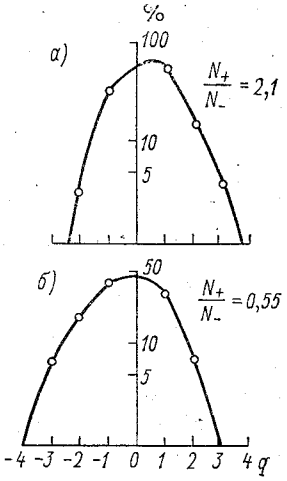


Рис. 1. Распределение капель по зарядам q в верхней (*а*) и нижней (*б*) частях облака.

Аналогичное асимметричное распределение капель по зарядам разных знаков, приведенное в работе [11], показано на рис. 2. В работе [9] также отмечалось, что на начальной стадии развития облака количество отрицательно заряженных капель в 2,5 раза больше, чем положительных.

Подтверждают вышеуказанный вывод и опыты, проведенные в камере Вильсона, показавшие, что конденсация на отрицательно заряженных ионах происходит при четырехкратных пересыщениях, а на положительных — при шестикратных пересыщениях.

При исследованиях изменений электрических характеристик атмосферного аэрозоля с ростом относительной влажности от 30 до 90% было установлено, что отрицательный объемный заряд увеличивается в области тяжелых и сверхтяжелых ионов ($u<10^{-3}$ см^2/(с·В), а положительный объемный заряд сосредоточивается в области промежуточных ионов ($u=10^{-2}\div 1$ см^2/(с×В) [6]. Эти результаты свидетельствуют о том, что с ростом влажности происходит более сильное обводнение отрицательных ионов. В работе [1] было получено, что при росте относительной влажности от 35 до 60% отношение полярных проводимостей λ_+/λ_- возрастает от 1,1 до 1,5, что также говорит о бо́льшем уменьшении подвижности отрицательных ионов.

Из формулы (8) следует также, что не только процесс зарождения капель, но и их последующий конденсационный рост зависит от знака заряда капли, причем в силу соотношения $\sigma_+>\sigma_-$ должен происходить преимущественный рост отрицательно заряженных капель. Подтверждают это результаты измерений электри-

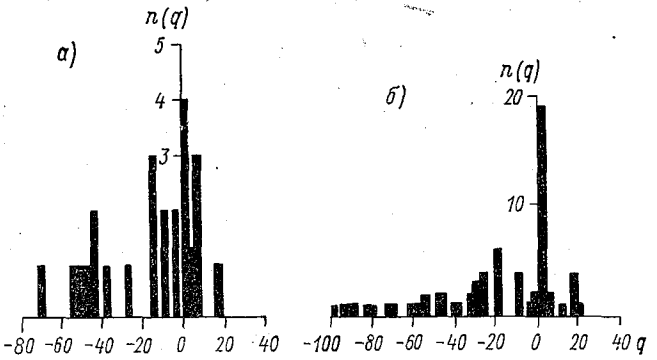


Рис. 2. Распределение по зарядам капель различных размеров ($n(q)$ — число капель, имеющих заряд q), *а*) для капель 5,5 мкм $\leqslant d \leqslant$ 6,75 мкм, *б*) для капель 7,0 мкм $\leqslant d \leqslant$ 8,5 мкм.

ческих характеристик адиабатических туманов в большой аэрозольной камере Института экспериментальной метеорологии [10].

На рис. 3 показан типичный ход градиента потенциала, полученный с помощью электростатистического флюксметра, установленного на высоте 4 м от пола камеры. Вертикальной чертой отмечено время образования тумана. Как видно из рисунка, до начала образования тумана в камере имеется большой отрицательный объемный заряд. После образования тумана изменяется знак объемного заряда в камере и значительно увеличивается его абсолютное значение. Мы предполагаем, что отрицательный объемный заряд был связан с обводненными отрицательно заряженными ядрами конденсации, а положительный объемный заряд после образования тумана обусловлен преимущественной седиментацией отрицательно заряженных капель, которая связана с их более быст-

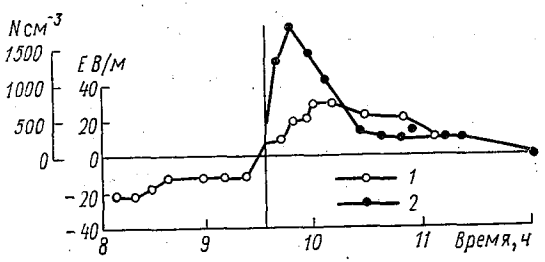


Рис. 3. Ход напряженности электрического поля (*1*) и концентрации капель (*2*) при образовании адиабатических туманов.

рым конденсационным ростом. Ход концентрации капель тумана N полностью подтверждает высказанное предположение, также как и результаты измерений зарядов отдельных облачных капель. Прибор для измерения зарядов капель был установлен на высоте 1,5 м от пола камеры и фиксировал в большинстве случаев отрицательно заряженные капли.

В заключение следует отметить, что учет изменения энергии поверхностной фазы под влиянием внешнего электрического поля приводит к появлению поправки к величине поверхностного натяжения линейной относительно значения приложенного поля. Это означает, что на равновесную упругость пара влияет не только значение, но и знак приложенного поля. Высказанные в статье представления о возможном влиянии знака заряда на процессы гетерогенного фазового перехода в системе пар — жидкость и его роли в облачных процессах являются лишь первым шагом в решении этой задачи и требуют в дальнейшем более детальных теоретических и экспериментальных подтверждений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гирс С. П. и др. О влиянии изменения относительной влажности на электрические и структурные характеристики аэрозоля. — «Тр. ГГО», 1976, вып. 372, с. 46—54.
2. Гирс С. П., Довгалюк Ю. А., Шварц Я. М. К изучению начальной стадии электризации адиабатических туманов. Тр. ГГО, 1975, вып. 356, с. 58—62.
3. Крыстанов Л. Избранные труды по физике атмосферы. Л., Гидрометеоиздат, 1968. 213 с.
4. Леонтович М. А. Введение в термодинамику. Л., Гостехиздат, 1961. 199 с.
5. Мейсон Б. Дж. Физика облаков. Л., Гидрометеоиздат, 1961. 542 с.
6. Савченко А. В., Смирнов В. В. Исследование кинетики электризации облачной среды путем моделирования процесса в большой аэрозольной камере.— Тр. ИЭМ, 1973, вып. 4(38) с. 3—28.
7. Седунов Ю. С. Физика образования жидкокапельной фазы в атмосфере. Л., Гидрометеоиздат, 1972. 207 с.
8. Русанов А. И., Кузьмин В. Л. О влиянии электрического поля на поверхностное натяжение полярной жидкости.— Коллоидный журнал, 1977, т. XXXIX, вып. 2, с. 388—391.
9. Сергиева А. П. Об электрических зарядах облачных частиц.— Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1959, № 7, с. 1018—1025.
10. Шварц Я. М., Гирс С. П., Першина Т. А. Измерения напряженности электрического поля и зарядов частиц при образовании адиабатических туманов. — Тр. ГГО, 1974, вып. 323, с. 129—136.
11. Stirling A. Colgate and John M. Romero Charge versus Drop Size in an Electricfield cloud.—"J. of Geophys. Res." 1970. vol. 75. N 30, p. 5873—5881.
12. Takahashi T. Electric charge of cloud droplets and drizzle drops in warm clouds along the Maune Loa — Mauna Kea saddle road of Hawaii Island.— "J. of Geoph. Res.," 1972, vol. 77, N 21, p. 3869—3878.

Д. Д. Сталевич, Т. С. Учеваткина

ЧИСЛО СБЛИЖЕНИЙ КАПЕЛЬ ДОЖДЯ В ОСАДКАХ РАЗЛИЧНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

В работах [4] и [5] было высказано предположение о том, что одной из причин, приводящих к грозовой деятельности облака, является возникновение в облаках коронных разрядов между падающими относительно друг друга заряженными частицами осадков (дождя, крупы, града, снега). При этом коронный разряд может происходить не только при их столкновении, но и при сближении этих частиц на некоторое расстояние, сопоставимое с их размерами.

Задачей настоящей работы являлась оценка числа сближений между частицами дождя в осадках различной интенсивности. Подобные расчеты позволят в дальнейшем оценить вероятность явлений, которые происходят при сближении капель, например таких, как появление коронных разрядов между заряженными частицами, их влияние на процесс электризации облака, замерзание переохлажденных капель и т. п.

Схема расчета. При расчете числа сближений предполагалось, что дождевые капли радиусом r_1 и r_2 с концентрацией частиц соответственно N_1 и N_2 равномерно распределены в некотором объеме. Спектр капель разбивался на 48 частей от 0,2 до 5,0 мм (с интервалом 0,1 мм), и исследовалось последовательно взаимодействие каждой капли радиусом r_1 с каплями большего размера. Таким образом, было рассмотрено взаимодействие 1175 пар капель для каждого случая с определенными значениями начальных параметров. В силу разности скоростей падения дождевых капель v_1 и v_2 капли взаимодействуют между собой. Можно произвести оценку числа сближений между каплей радиусом r_1 с каплями радиусом r_2 в единице объема за единицу времени по формуле

$$W = \pi(r_1 + r_2 + s)^2 (v_2 - v_1) N_1 N_2,$$

где s — зазор между краями капель.

Скорость падения капель вычислялась по формуле Крастанова — Шмидта [6]

$$v = \frac{10^6}{\frac{0{,}787}{r^2} + \frac{503}{\sqrt{r}}}.$$

Выражается скорость в см/с, если r дано в см.

Концентрация капель N_1 и N_2 определялась, исходя из следующих соображений. По экспериментальным данным И. В. Литвинова и В. В. Цыкунова [2], основной вклад и интенсивность осадков дает крупнокапельная часть спектра. Они показали также, что функция Маршалла—Пальмера удовлетворительно описывает именно эту часть спектра и, кроме того, дает среднее распределение за длительный интервал времени. Поэтому для расчета концентрации частиц использовалась именно функция Маршалла—Пальмера [7], описывающая зависимость концентрации частиц определенного размера от интенсивности дождя I:

$$N = N_0 e^{-\lambda d},$$

где $\lambda = 4{,}1 \cdot I^{-0{,}21}$, $N_0 = 8 \cdot 10^3$ м$^{-3}$ мм$^{-1}$, d — диаметр капли.

Концентрация частиц N_1 и N_2 определялась путем интегрирования кривой распределения в пределах от $(r_i - 0{,}05)$ мм до $(r_i + 0{,}05)$ мм.

Известно, что по мере выпадения осадков из облака спектр капель меняется. Одной из существенных причин этого явления следует назвать эффект опережения. В самом начале выпадения дождя более крупные капли, имеющие большие скорости падения, раньше достигают земной поверхности, поэтому спектр капель сдвигается в крупнокапельную часть. По мере выпадения дождя, а следовательно, и выпадения в первую очередь крупных частиц спектр капель сдвигается в мелкокапельную часть.

В работе [2] показано также, что в зависимости от стадии выпадения дождя коэффициенты, входящие в формулу Маршалла — Пальмера, принимают разные значения, а именно $N_0 = 5{,}5 \cdot 10^3$ и $\lambda = 3{,}7\, I^{-0{,}37}$ для осадков в первые 15 мин выпадения; $N_0 = 1 \cdot 10^4$ и $\lambda = 4{,}3\, I^{-0{,}23}$ для осадков спустя 30 мин после их начала.

В работе [2] также определены коэффициенты для описания спектра дневных и ночных осадков.

Разница в этих спектрах наблюдается за счет того, что ночью относительная влажность воздуха больше, а следовательно, испарение капель под облаком меньше, чем днем.

Коэффициенты в формуле Маршалла—Пальмера имеют такие значения: $N_0 = 8 \cdot 10^3$ и $\lambda = 3{,}8\, I^{-0{,}22}$ для дня; $N_0 = 1{,}4 \cdot 10^4$ и $\lambda = 4{,}6 I^{-0{,}23}$ для ночи.

В настоящей работе на ЭВМ М-220 были произведены расчеты числа сближений дождевых капель для средних характеристик дневного дождя. Кроме того, некоторые расчеты проведены для осадков в первые 15 мин их выпадения и для осадков спустя 30 мин после начала.

Начальные параметры — интенсивность I и зазор s — от расчета к расчету изменялись следующим образом: $I=0{,}5$, 1, 5 и 10 мм/ч; $s=0$, 1, 2, 5 мм.

Обсуждение результатов. На рис. 1 представлены данные числа сближений W для различных пар капель. Расчет производился с интервалом $\Delta r=0{,}1$ мм, на графике приведены кривые для r_1 через 0,2 мм.

Число сближений W в первую очередь зависит от размера капель. Чем крупнее капли, тем меньше значение W, особенно при малых значениях интенсивности осадков. В рассмотренных пре-

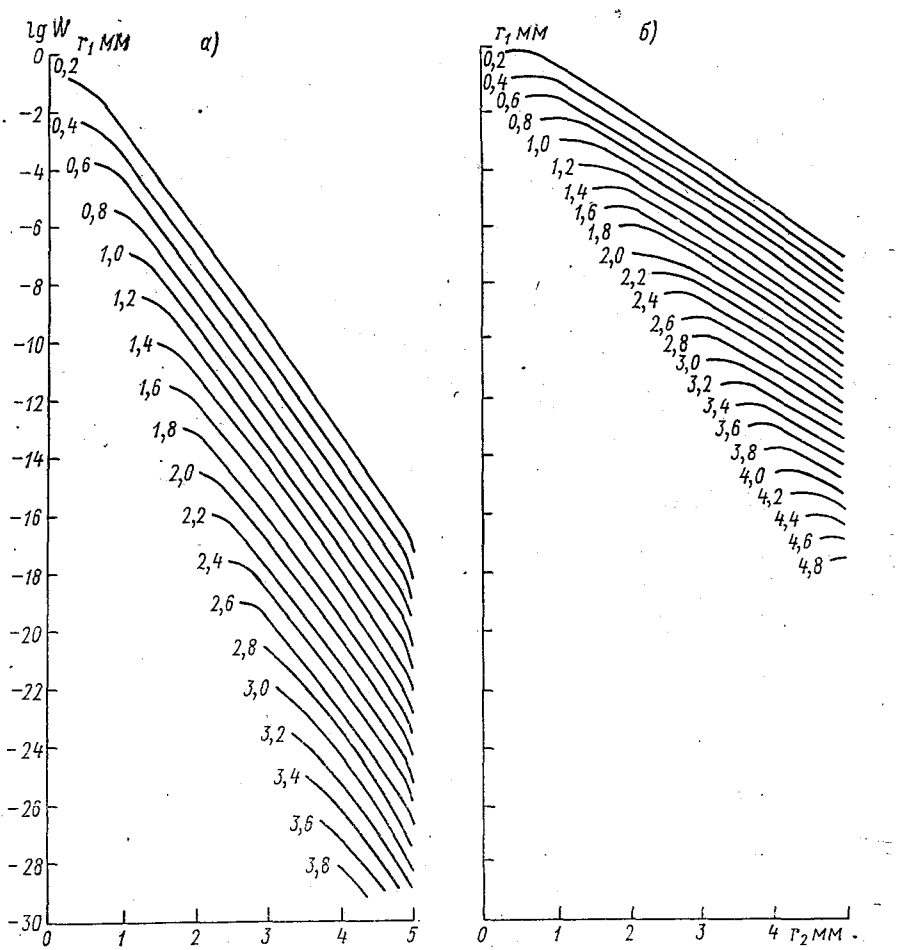


Рис. 1. Число сближений W между каплями размером r_1 и r_2.
а) $I=0{,}5$ мм/ч, $s=2$ мм; *б)* $I=10{,}0$ мм/п, $s=2$ мм.

делах изменения размеров капель в спектре от 0,2 до 5,0 мм число сближений для I=0,5 мм/ч изменяется от 1 до 10^{-30} в $м^{-3} \cdot с^{-1}$, т. е. на 30 порядков (рис. 1 *а*). Для I=10 мм/ч (рис. 1 *б*) это изменение находится в пределах 1—10^{-18} $м^{-3} \cdot с^{-1}$, т. е. составляет 18 порядков.

При больших интенсивностях осадков максимум числа сближений между каплями также приходится на наименьшие размеры, но в то же время крупнокапельная часть спектра вносит уже более существенный вклад в суммарную картину.

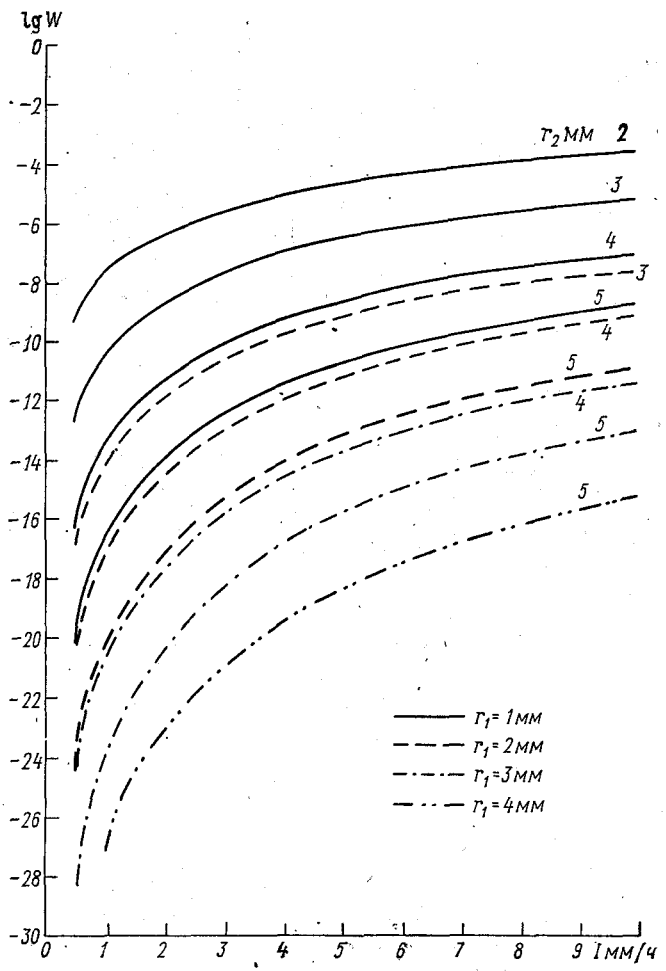


Рис. 2. Зависимость числа сближений капель W от интенсивности осадков I при зазоре s=2 мм.

На рис. 2 представлен расчет W для пар капель, начиная с $R_1=1$ мм с интервалом $\Delta R=1$ мм при различных значениях интенсивности осадков. Для капель радиусом 1 мм с изменением интенсивности от 0,5 до 10 мм/ч число сближений увеличивается в 10^4—10^5 раз, для более крупных капель ($R=4\div5$ мм) рост интенсивности осадков в рассматриваемых пределах приводит к увеличению W в 10^{15}—10^{16} раз.

Интенсивности более 10 мм/ч в данных расчетах не были рассмотрены, но из полученных результатов видна тенденция к дальнейшему увеличению W с ростом I.

На рис. 1 и 2 приведены примеры расчета W для случая, когда расстояние между рассматриваемыми каплями $s=2$ мм. Этот случай интересен при рассмотрении вопроса о возможности возникновения коронного разряда между падающими крупными заряженными каплями и будет в дальнейшем использован в применении к конкретной задаче.

В настоящих расчетах расстояние между каплями s изменялось от 0 до 5 мм. Этот параметр оказывает существенное влияние на число сближений. Чтобы отчетливее представить зависимость числа сближений между падающими дождевыми каплями от зазора между ними рассчитанные значения числа сближений W_s при различных s относились к числу столкновений — W_0 при $s=0$. Величина W_s/W_0 находилась как функция от $s/(r_1+r_2)$.

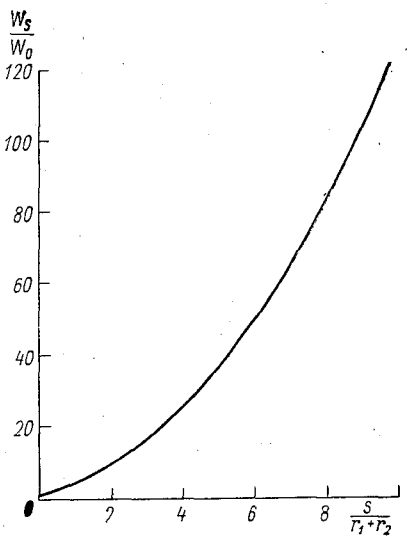


Рис. 3. Отношение числа сближений капель W_s при определенном s к числу их столкновений W_0 при $s=0$ для различных пар капель в зависимости от величины $\frac{s}{r_1+r}$

Из рис. 3 видно, что для капель небольших размеров, например $r_1=0{,}2$ мм и $r_2=0{,}3$ мм, и при малом зазоре $s=1$ мм $W_s/W_0=9{,}5$. При бо́льших размерах капель, например при $r_1=2$ мм и $r_2=3$ мм, это отношение меньше и равно 1,3. При увеличении зазора между каплями до 5 мм отношение W_s/W_0 для первой пары оказывается равным 120, для второй оно составляет лишь 4. Вполне естественно, что при зазоре между каплями, во много раз превышающим сумму радиусов рассматриваемых капель, получаются и сравнительно бо́льшие значения числа сближений.

Изменение спектра дождевых капель в процессе выпадения осадков, перестройка его в сторону мелких капель к окончанию осадков естественно накладывает отпечаток на число сближений

капель внутри рассматриваемых спектров. Примером таких расчетов для первых 15 мин и спустя 30 мин после начала выпадения осадков являются графические данные (рис. 4). Как видно из графика, в первые 15 мин число сближений между различными каплями в спектре при одной и той же интенсивности ($I=10$ мм/ч) значительно больше, чем в последующие 30 мин. В первом случае (рис. 4 *а*) по сравнению со вторым случаем (рис. 4 *б*) сближение

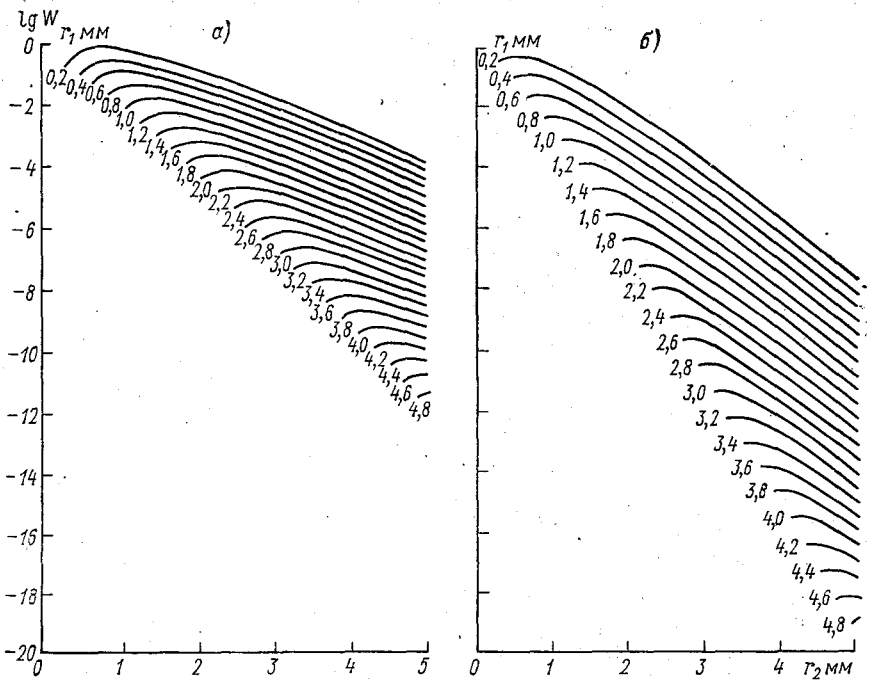


Рис. 4. Число сближений W между каплями размером r_1 и r_2 при $I=10$ мм/ч и $s=r_1+r_2$.

а — в первые 15 мин выпадения осадков, *б* — спустя 30 мин после начала осадков.

мелких капель с крупными больше в 10^4 раз, а крупных капель с крупными — в 10^7 раз.

Как мы видели, значения числа сближений между дождевыми каплями малы, даже если рассматривать самую мелкокапельную часть спектра при больших интенсивностях осадков (порядка 1—10 $м^{-3}$ $с^{-1}$). Однако в любом объекте происходят сближения самых разных размеров дождевых капель друг с другом. Интегрируя по всем размерам капель в спектре можно получить суммарное максимально возможное количество сближений различных пар.

На рис. 5 представлены кривые зависимости суммарного значения числа сближений дождевых капель ΣW в 1 $м^{-3} с^{-1}$ от интенсивности осадков для различных зазоров между каплями в дневном дожде при средних характеристиках. Из рисунка видно, что при интенсивности $I=0{,}5$ мм/ч независимо от величины зазора суммарное число сближений меняется сравнительно мало: от 0,1 $м^{-3} с^{-1}$ при $s=0$ до 2 $м^{-3} с^{-1}$ при $s=5$ мм. При большей интенсивности дождя суммарное число сближений капель в зависимости от s сильно возрастает, например, при $I=10$ мм/ч суммарное число сближений изменяется от 1,4 $м^{-3} с^{-1}$ при $s=0$ до 58,2 $м^{-3} с^{-1}$ при $s=5$ мм.

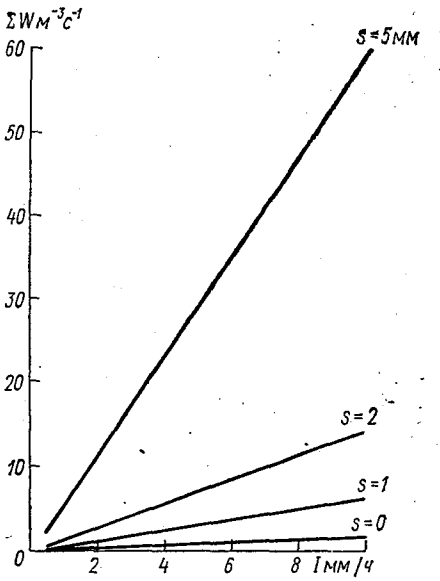


Рис. 5. Суммарное значение числа сближений дождевых капель внутри всего спектра ΣW в зависимости от интенсивности осадков I и зазора между каплями s.

Согласно данным лабораторных исследований [1, 3], коронный разряд между заряженными замерзшими или жидкими каплями диаметром 0,7—1,1 мм, имеющими заряд до 2 эл. ст. ед.*, наблюдается при расстоянии между ними до 1,5 мм, а для частиц с шероховатой поверхностью — даже до расстояния 2,3 мм. По данным расчета, для $s=1{,}5$ мм число сближений достигает 10 $м^{-3} с^{-1}$ при $I=10$ мм/ч, а для $s=2$ мм — при $I=7$ мм/ч.

На основании изложенного можно сделать следующие выводы.

1. Число сближений между падающими дождевыми каплями существенно зависит прежде всего от размеров взаимодействующих капель; при малых интенсивностях осадков ($I=0{,}5$ мм/ч) значение W для мелких частиц осадков ($r=0{,}2$ мм) в 10^{30} раз больше W для крупных ($r=4\div5$ мм), а при больших интенсивностях ($I=10$ мм/ч) — примерно в 10^{18} раз.

2. Рост интенсивности осадков приводит к увеличению числа сближений падающих частиц осадков. С ростом интенсивности осадков от 0,5 до 10 мм/ч число сближений для мелких капель увеличивается в 10^4—10^5 раз, а для крупных капель — в 10^{15}—10^{16} раз.

3. Чем больше зазор между каплями, тем больше число возможных сближений между ними по сравнению с числом столкно-

* Это соответствует реальному заряду капель или градин равного размера.

вений ($s=0$). Так, для мелких капель и $s=5$ мм отношение W_s/W_0 равно примерно 100, а для крупных — примерно 2.

4. В первые 15 мин выпадения ливневых осадков сближение мелких капель с крупными происходит в 10^4 раз чаще, чем спустя 30 мин после начала их выпадения, а крупных с крупными — в 10^7 раз.

5. Суммарное количество сближений различных пар капель в спектре при $s=2$ мм достигает значения 10 $м^{-3}$ $с^{-1}$ при интенсивности осадков $I \geqslant 7$ мм/ч.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Башкирова Г. М., Першина Т. А., Шишкин Н. С. Исследование замерзания крупных водяных капель в области коронного разряда.— См. наст. сб.
2. Литвинов И. В., Цыкунов В. В. Средние спектры распределения капель в дождях центра Европейской территории СССР и их относительная изменчивость при различных условиях выпадения осадков.— «Метеорология и гидрология», 1971, № 5, с. 30—37.
3. Першина Т. А., Шишкин Н. С. Исследование заряжения кристаллического тумана в поле коронного разряда между замерзшими каплями.— «Тр. ГГО», 1976, вып. 372, с. 22—27.
4. Шишкин Н. С. О максимально возможной электризации облаков при наличии коронных разрядов между падающими частицами осадков.— «Тр. ГГО», 1974, вып. 290, с. 16—20.
5. Шишкин Н. С., Першина Т. А. Исследование заряжения капель тумана при наличии коронных разрядов между заряженными крупными каплями.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 302, с. 55—61.
6. Шишкин Н. С. Облака, осадки, грозовое электричество. Л. Гидрометеоиздат, 1964. 351 с.
7. Marshall I. S., Palmer M. K. The distribution on raindrops with size.— "J. Met." 1948, vol. 5, N 4.

В. В. Клинго, Г. Д. Кудашкин

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЧАСТИЦ ЛЬДООБРАЗУЮЩЕГО РЕАГЕНТА Б ОБЛАКАХ НА ОСНОВЕ ДИФФУЗИОННОЙ МОДЕЛИ СЕТТОНА

Большинство современных методов искусственного воздействия на облака основано на стимулировании роста облачных элементов посредством введения частиц кристаллизующих реагентов в переохлажденную часть облаков. Особенности распространения реагента в облаках описываются либо уравнением турбулентной диффузии, либо с помощью диффузионной модели Сеттона. Оба эти подхода имеют известные ограничения даже применительно к распространению примеси в пограничном слое атмосферы [3, 4].

При описании диффузии в облаках более сложным становится установление диффузионных параметров. Кроме того, льдообразующие частицы в результате конденсационно-коагуляционного роста не являются строго пассивной примесью.

Однако несмотря на все недостатки, диффузионная модель Сеттона, обладая завидной простотой в применении благодаря аналитическому виду выражения для концентрации как функции координат и времени, отражает главные особенности распространения ледяных частиц в облаках слоистых форм [2, 7]. Эта модель служит основой при определении оптимальных расходов реагента с целью вызывания осадков из кучевых облаков [5, 6].

Очевидным преимуществом модели Сеттона является и выбор простейших с точки зрения практических измерений параметров интенсивности турбулентного обмена: температурная стратификация и скорость ветра. Использование каких-либо пульсационных величин в качестве характеристик турбулентной диффузии в облачных средах и их соотнесение наблюдаемым метеорологическим ситуациям связано со значительными трудностями.

В задачу данной статьи входит исследование некоторых дополнительных возможностей применения формулы Сеттона к диффузии реагента в облаках, а именно: вывод и анализ формул для из-

менения со временем скорости и протяженности зоны кристаллизации. Помимо этого, рассматриваются некоторые оптимальные способы введения льдообразующего реагента как условия минимального его расхода для получения требуемой зоны воздействия.

Основные формулы для мгновенных источников различной формы. В предположении пространственной изотропности распределение концентраций в момент времени t в точке с координатами x, y, z по формуле Сеттона имеет вид

$$q(x,\ y,\ z;\ t)=\frac{Q\cdot e^{-\frac{x^2+y^2+z^2}{C^2(\bar{u}\cdot t)^{2-n}}}}{\pi^{3/2}\cdot C^3(\bar{u}t)^{3/2\cdot(2-n)}}, \qquad (1)$$

где $\bar{u}$ — средняя скорость ветра, n — параметр, зависящий от температурной стратификации, C — коэффициент, который определяется параметрами $\bar{u}$, n и высотой над поверхностью земли; предполагается, что в момент $t=0$ в начале координат произошло введение количества реагента Q.

Выражения для удаления участков с заданным уровнем концентрации q_0 от места введения реагента применительно к точечному и плоскому источникам разбираются, например, в [2].

Из (1) для точечного источника имеем

$$r(t)=Bt^{\frac{2-n}{2}}\sqrt{\ln\left[\frac{Q}{q_0}A^3\frac{t^{3/2n}}{t^3}\right]}, \qquad (2)$$

где

$$A^{-1}=\pi^{1/2}C\bar{u}^{\frac{2-n}{2}};\qquad B=C\bar{u}^{\frac{2-n}{2}}.$$

Рассмотрим случай, когда реагент вводится в форме мгновенного линейного источника, например, при выстреле пиропатрона вертикально вниз. При этом горение пиросостава происходит на участке от 0 до $-z_0$.

Интегрируя правую часть (1) по всему набору источников от $-z_0$ до 0, находим изменение со временем расстояния точек с концентрацией q_0: 1) в плоскости $z=-\frac{z_0}{2}$ (середина источника), 2) в плоскости $z=0$ (верхний край источника), 3) $x=y=0$ (в направлениях вертикально вверх или вниз от начала источника):

$$r(t)_{z=-\frac{z_0}{2}}=Bt^{\frac{2-n}{2}}\sqrt{\ln\left[\frac{Q_1}{q_0}A^2t^{n-2}\cdot 2\cdot\Phi\left(\frac{\sqrt{2}z_0A}{2t^{\frac{2-n}{2}}}\right)\right]}, \qquad (3)$$

$$r(t)_{z=0}=Bt^{\frac{2-n}{2}}\sqrt{\ln\left[\frac{Q_1}{q_0}A^2t^{n-2}\Phi\left(\frac{\sqrt{2}z_0A}{t^{\frac{2-n}{2}}}\right)\right]}, \qquad (4)$$

где Q_1 — начальное число частиц на единицу длины источника, а

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x e^{\frac{\xi^2}{2}} d\xi$$

— нормальный интеграл вероятностей.

Для третьего случая получим уравнение, где неизвестная функция $z(t)$ входит в верхний предел интегрирования

$$\frac{q_0}{Q_1 A^2} \frac{1}{t^{n-2}} = \left[\Phi\left(\frac{z_0 + z(t)}{\frac{C\overline{ut}}{\sqrt{2}(\overline{ut})^{n/2}}} \right) - \Phi\left(\frac{z(t)}{\frac{C\overline{ut}}{\sqrt{2}(\overline{ut})^{n/2}}} \right) \right]. \tag{5}$$

Прямым дифференцированием обеих частей по t может быть получено для $z(t)$ дифференциальное уравнение. Однако его решение достаточно сложно. Поэтому для каждого t_i практически целесообразно искать $z(t_i)$ простым подбором с помощью таблиц для $\Phi(x)$, например [8].

Дифференцируя (2), (3) и (4) по времени, находим соответствующие скорости распространения зон с концентрацией q_0.

Для точечного источника имеем

$$v(t) = B \frac{2-n}{2} t^{-n/2} \sqrt{\ln\left[\frac{Q}{q_0} A^3 \frac{t^{3/2 n}}{t^3}\right]} \times$$

$$\times \left\{ 1 - {}^3/_2 \frac{1}{\ln\left[\frac{Q}{q_0} A^3 \frac{t^{3/2 n}}{t^3}\right]} \right\}. \tag{6}$$

В общем случае для линейного источника из-за функции $\Phi(x)$ выражение для $v(t)$ будет громоздким. Но если

$$\frac{\sqrt{2} A z_0}{2t^{\frac{2-n}{2}}} > 2, \tag{7}$$

то с большой степенью точности можно отбросить член с производной нормального интеграла вероятностей по времени, а значение функции $\Phi\left(\frac{\sqrt{2} A z_0}{2t^{\frac{2-n}{2}}}\right)$ положить равным $\frac{1}{2}$. При этих условиях

$$v(t) = B \frac{2-n}{2} t^{-n/2} \sqrt{\ln\left[\sigma \frac{Q_1}{q_0} A^2 \frac{t^n}{t^2}\right]} \times$$

$$\times \left\{ 1 - \frac{1}{\ln\left[\sigma \frac{Q_1}{q_0} A^2 \frac{t^n}{t^2}\right]} \right\}, \tag{8}$$

$$\sigma = \begin{cases} 1 & \text{для плоскости } z = -\frac{z_0}{2}, \\ 2 & \text{для плоскости } z = 0. \end{cases}$$

Как видно из формул (6) и (8), скорость распространения зоны кристаллизации уменьшается со временем и остается положительной только до некоторого момента времени t_{max}, которое соответствует максимально возможному времени увеличения зоны кристаллизации при данном Q.

Приравнивая нулю выражения в фигурных скобках в (6) и (8), получим t_{max} для точечного или линейного источников:

$$t_{max} = \left[\frac{Q}{q_0} \frac{1}{4{,}48\,\pi^{3/2} C^3}\right]^{\frac{1}{3/2(2-n)}} \frac{1}{\bar{u}}, \tag{9}$$

$$t_{max} = \left[\frac{Q_1}{\sigma \cdot q_0} \frac{1}{2{,}7\,\pi\, C^2}\right]^{\frac{1}{2-n}} \frac{1}{\bar{u}}. \tag{10}$$

Вне зависимости от вида облака и протекания физических процессов в нем степень эффективности воздействия связана с количеством реагента, требуемого для образования заданной зоны кристаллизации. И если распространение реагента осуществляется посредством турбулентной диффузии, то целесообразно ввести коэффициент эффективности засева как отношение числа частиц, необходимых для кристаллизации зоны объемом V, к общему израсходованному при воздействии числу частиц:

$$K = \frac{V q_0}{Q}. \tag{11}$$

Величина K служит критерием применимости изложенных представлений, на основании которых вычисляется величина $r(t)$.

Действительно, чисто диффузионный характер изменения протяженности области кристаллизации предполагает сохранение исходного засеянного числа льдообразующих частиц. Если их число сильно меняется в процессе распространения (что и может иметь место в реальных условиях), то формулы для $r(t)$ (2), (3)—(5) перестают быть верными.

Необходимым условием применимости указанных формул является малость K, т. е. пренебрежение потерями частиц при их распространении.

Следовательно, представляя K как функцию времени, можно установить, до каких времен $r(t)$ все же можно считать справедливым с достаточной степенью точности.

Для определенности положим, что условием правильности расчета по (2)—(5) будет $K<0{,}1$ (не менее 90% введенных частиц формируют их пространственно-временную концентрацию в течение расчетного времени). Доля реагента, использованная непосредственно на образование области с $q \geqslant q_0$, при его распространении не будет превышать 10% его начального количества.

Запишем условие (11) с $K<0{,}1$ применительно к сферически симметричному распространению реагента от точечного источника:

$$\frac{\frac{4}{3}\pi \cdot r^3(t)\, q_0}{Q} < 0{,}1; \qquad r(t) < \sqrt[3]{\frac{0{,}3}{4\pi} \frac{Q}{q_0}}. \tag{12}$$

Фактическое время $t_ф$, до которого можно считать, что распространение частиц происходит по диффузионным законам без их потерь, подчиняется неравенству

$$B t_ф^{\frac{2-n}{2}} \sqrt{\ln\left[\frac{Q}{q_0} A^3 \frac{t_ф^{3/2 n}}{t^3}\right]} < \sqrt[3]{\frac{0{,}3}{4\pi} \frac{Q}{q_0}}. \qquad (13)$$

При больших временах расширение границы зоны с $q=q_0$ продолжается, но с меньшей по величине скоростью, чем это следует из (6) и (8).

Рассмотрим решение следующей задачи: введено NQ частиц реагента в одном месте облака и по Q частиц в N точках. Спрашивается, насколько второй способ введения реагента выгоднее с точки зрения создания объема (или площади) кристаллизации как функции t, Q и N.

Запишем отношение этих объемов и площадей для точечных источников:

$$f_m(N, Q, t) = \frac{N\left(\sqrt{\ln\left[\frac{Q}{q_0} A^3 \frac{t^{3/2 n}}{t^3}\right]}\right)^m}{\left(\sqrt{\ln\left[\frac{NQ}{q_0} A^3 \frac{t^{3/2 n}}{t^3}\right]}\right)^m}, \quad m = 2,\ 3; \qquad (14)$$

$$m = \begin{cases} 2 \text{ — отношение площадей,} \\ 3 \text{ — отношение объемов.} \end{cases}$$

Нетрудно убедиться, определяя знак производной функции $f(N, Q, t)$ по соответствующему аргументу, что $f(N, Q, t)$ при всех N и Q возрастает при увеличении N и Q.

С другой стороны, (14) уменьшается с увеличением времени, т. е. с ростом t выигрыш в объеме и площади за счет разбиения начальной массы льдообразующих частиц на N частей все уменьшается.

Оптимальные задачи могут быть сформулированы следующим образом.

1. Каков максимальный объем области кристаллизации может обеспечить заданное количество реагента Q? Для этого нужно сначала по (9) для точечного источника или по (10) для линейного источника определить максимальное время распространения зоны кристаллизации. А далее подставить найденное значение t_{max} в (2) или в (3)—(5).

По тем же формулам можно решить и обратную задачу об определении минимального значения Q, которое обеспечит кристаллизацию заданного объема облака.

2. Ввести реагент в облако так, чтобы через время t скорость распространения зоны кристаллизации была не менее заданного значения v_0. Формулы (6) или (8) позволяют определить требуемое для этого минимальное количество Q. Введение реагента та-

кими порциями и обеспечит оптимальные с количественной точки зрения затраты реагента.

При этом нельзя не подчеркнуть, что заведомо лишние затраты реагента не только не экономичны, но и могут повести процесс активного воздействия в нежелательном направлении.

На основании приведенных формул произведены конкретные расчеты.

Результаты расчетов. В расчетах будем рассматривать три атмосферные ситуации, соответствующие разным степеням интенсивности турбулентного перемешивания:

$$\left.\begin{array}{ll} 1)\ n=0{,}20, & C=0{,}14 \\ 2)\ n=0{,}25, & C=0{,}06 \\ 3)\ n=0{,}03, & C=0{,}03 \end{array}\right\}\ \overline{u}=10\ \text{м/с}\ (C\ \text{в}\ \text{м}^{n/2}).$$

Величину q_0 как обычно полагаем равной 10^{-3} см$^{-3}$.

Таблица I

Зависимость максимального времени увеличения t_{max} (в минутах) зоны кристаллизации и соответствующего ему максимального удаления уровня концентрации q_0 от места введения реагента r_{max} (в метрах) от количества введенного реагента Q (число частиц) для трех метеорологических ситуаций

Ситуация	Q					
	10^{12}		10^{14}		10^{16}	
	t_{max}	r_{max}	t_{max}	r_{max}	t_{max}	r_{max}
I	9,4	480	51	2200	280	9 100
II	32	440	190	1900	1100	11 000
III	120	580	760	2500	5000	13 000

Числовые значения C взяты для свободной атмосферы на высоте 1000 м по номограмме, которая воспроизведена в [2].

Установление значений C в модели Сеттона, как известно, например [2, 4], весьма затруднительно даже при самых простых условиях атмосферы над однородной подстилающей поверхностью.

Величины C, приведенные в [10] на стр. 226, близки к взятым выше, в то время как эти же величины C по [1] заметно расходятся с их значениями по номограмме.

Поэтому соотнесение коэффициентов C, взятых на высоте 1000 м в свободной атмосфере, облачной области на еще больших высотах весьма приближенно. В пользу такого соответствия может быть лишь компенсация уменьшения интенсивности турбулентности с высотой в свободной атмосфере ее увеличением в облаках по сравнению со свободной атмосферой.

В табл. 1 приведены рассчитанные по формулам (9) и (2) величины t_{max} и соответствующие им r_{max} для трех атмосферных ситуаций и разных мощностей точечного источника.

Расстояния же, до которых можно пренебречь потерей льдообразующего реагента для ситуации I по (12), составляют:

Q	10^{12}	10^{14}	10^{16}
r м	290	1300	6200

Таким образом, для широкого диапазона Q более, чем до половины возможного расстояния, на котором концентрация достигает величины q_0, потерями реагента можно пренебречь. На остальном участке граница зоны кристаллизации с концентрацией реагента q_0 должна перемещаться заведомо медленнее, чем это следует из формулы Сеттона.

Таблица 2

Зависимость удаления зоны кристаллизации в трех направлениях для линейного источника r (в метрах) и ее скорости v (м/с) от времени t ($Q_1=10^{12}$ м$^{-1}$, ситуация I)

Направление	t мин				
	3		5		30
	r	v	r	v	r
$z=-\frac{z_0}{2}$	390	1,76	590	1,59	2340
$z=0$	370	1,62	550	1,45	2190
$x=y=0$	280	—	490	—	1460

По (3)—(5) и (8) найдем удаление зоны кристаллизации и скорости ее удаления в различных направлениях от линейного источника при $z_0>1000$ м. Современные средства воздействия, использующие принцип термической возгонки реагентов, создают линейные источники протяженностью в несколько километров (для ситуации I с $Q_1=10^{12}$ м$^{-1}$). Результаты представлены в табл. 2.

По формуле (6) можно рассчитать скорость распространения зоны кристаллизации в зависимости от числа частиц точечного источника и времени их распространения, в то время как в [2] эта скорость оценивается в среднем по всему времени распространения.

В табл. 3 даны значения вычисленной скорости для различных мощностей точечного источника Q в разные моменты времени при ситуации I. Для ситуации II и III с более слабым турбулентным обменом скорость будет меньшей.

Вычислим

$$f_3(N,\ Q,\ t)=\frac{N\cdot r_1^3(t)}{r_2^3(t)}$$

по (14). Таблица 4 показывает, что введение данного количества

реагента Q в одном месте или в 10 местах по одной десятой его части дает заметный выигрыш в величине объема кристаллизации.

При воздействии на мощные кучевые облака с целью вызвать осадки обычно определяют область распространения реагента за время, требуемое для конденсационно-коагуляционного роста ледяных частиц, предполагаемых сферическими, до размера 100 мкм [5]. Это время в зависимости от водности облака на уровне введения реагента составляет приблизительно 3—5 мин [9]. При этом скорость оседания ледяных частиц достигает 1 м/с.

Таблица 3

Зависимость скорости v (м/с) распространения зоны кристаллизации для мгновенного точечного источника от количества введенного реагента Q и времени его распространения t, ситуация I

Q	t мин		
	0,5	3	5
10^{12}	2,66	0,88	0,55
10^{14}	3,45	1,53	1,28
10^{16}	—	1,98	1,76
10^{18}	3,75	2,36	—
10^{20}	4,1	—	2,56

Формулы (6) для точечного источника и формула (8) для линейного источника с условием (7) дают возможность определить минимальное количество реагента $Q_{\min}$, которое обусловливает в течение заданного времени распространение зоны кристаллизации со скоростью, не меньшей 1 м/с.

Значение $Q_{\min}$ важно знать и для того, чтобы исключить возможность «перезасева» облака.

Вводя сокращенные обозначения

$$a = \frac{1}{q_0 \pi^{3/2} C^3 (\bar{u}t)^{3/2(2-n)}}, \qquad b = \frac{\frac{2}{2-n}}{C\bar{u}(\bar{u}t)^{-n/2}} \tag{15}$$

и приравнивая скорость в левой части (6) и (8) величине 1 м/с, получим уравнение относительно $Q_{\min}$:

$$b = \sqrt{\ln(Q_{\min} a)} - \sigma\left(\sqrt{\ln(Q_{\min} a)}\right)^{-1}, \tag{16}$$

$$\sigma = \begin{cases} {}^3/_2 \text{ — точечный источник,} \\ 1 \text{ — линейный источник } \left(\text{плоскость } z = -\frac{z_0}{2}\right). \end{cases}$$

Из (16) имеем

$$Q_{\min} = \frac{1}{a} \exp\left\{\frac{b^2}{2} + \sigma + b\sqrt{\frac{b^2}{4} + \sigma}\right\}. \tag{17}$$

Таблица 4

Отношение f_3 объемов кристаллизации при введении реагента количества Q в N точках и введении количества NQ в одной точке $f_3(N, Q, t)$ в зависимости от Q (число частиц) и времени распространения t, ситуация I

N	t мин						
	3		5		20		
	Q						
	10^{12}	10^{14}	10^{12}	10^{14}	10^{12}	10^{14}	10^{16}
2	1,65	1,78	1,51	1,75	1,84	1,59	1,78
3	2,20	2,55	1,90	2,47	2,65	2,19	2,5
5	3,18	3,92	2,75	3,8	4,18	3,06	3,86
10	5,45	7,20	4,52	6,20	7,77	5,16	6,95

По формуле (17) находим:

Источник	Величина	t мин	
		3	5
Точечный	Q_{min}	$2{,}07 \cdot 10^{12}$	$1{,}05 \cdot 10^{13}$
Линейный	$Q_{1\,min}$	$4{,}35 \cdot 10^{9}$	$1{,}33 \cdot 10^{10}$

В соответствии с [5] количество выпавших осадков в случае мощных кучевых облаков определяется для точечного источника площадью сечения радиусом $r(t)$.

Определим по (14) отношение площадей осадков при введении количеств реагента Q_{min} в N точках и NQ_{min} в одной точке. Таблица 5 иллюстрирует, что дозировка реагента при его введении может существенно сказаться на результатах воздействия.

Таблица 5

Отношение f_2 площадей осадков при введении количеств реагента Q_{min} в N точках и NQ_{min} в одной точке в зависимости от Q_{min} (число частиц) и времени распространения t, ситуация I

N	t=3 мин, $Q_{min}=2{,}07 \cdot 10^{12}$	t=5 мин, $Q_{min}=1{,}05 \cdot 10^{13}$
2	1,88	1,77
3	2,52	2,52
5	3,88	3,96
10	7,1	7,21

В заключение перечислим основные результаты.

1. На основе диффузионной модели Сеттона найдена связь скорости и максимального времени расширения зоны кристаллизации с параметрами диффузии и количеством введенного реагента для точечного и линейного источников.

2. Распространение частиц реагента в облаке неизбежно связано с непрерывным их уменьшением в результате выпадения. Это должно приводить к уменьшению фактических концентраций частиц по сравнению с тем, что дает формула Сеттона. Получены соотношения для учета потерь реагента в процессе его распространения.

3. Рассмотрены некоторые вопросы оптимизации введения реагента в облака.

Авторы отдают себе отчет в том, что модель Сеттона позволяет учесть только особенности диффузионного распространения реагента. Вместе с тем результаты могут быть использованы в качестве первого приближения и в более полных моделях, описывающих процесс активных воздействий на облака.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Детри Ж. Атмосфера должна быть чистой. М., 1973.
2. Красновская Л. И. Физические основы искусственных воздействий на переохлажденные облака с помощью хладореагентов.— «Труды ЦАО», 1964, вып. 58. 76 с.
3. Метеорология и атомная энергия. Л., Гидрометеоиздат, 1971. 648 с.
4. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. М., «Наука», 1965. 639 с.
5. Сталевич Д. Д., Учеваткина Т. С. Об оптимальных расходах льдообразующих реагентов при воздействии на облака с целью вызывания из них осадков.— «Труды ГГО», 1967, вып. 202, с. 13—21.
6. Сталевич Д. Д., Учеваткина Т. С. О выборе уровня введения реагента при воздействии на развивающиеся конвективные облака.— «Труды ГГО», 1976, вып. 372, с. 3—12.
7. Сумин Ю. П. О влиянии дозировки реагента на размер зоны искусственной кристаллизации.— «Труды ГГО», 1974, вып. 290, с. 108—111.
8. Таблицы нормального интеграла вероятностей, нормальной плотности и ее нормированных производных. М., Изд., АН СССР, 1960.
9. Учеваткина Т. С. Расчеты роста капель и сферических ледяных частиц в облаках при естественном осадкообразовании и при активных воздействиях.— «Труды ГГО», 1965, вып. 176, с. 3—12.
10. Халтинер Дж. и Мартин Ф. Динамическая и физическая метеорология. М., 1960. 435 с.

В. В. Клинго

К РАСЧЕТУ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РЕАГЕНТА В ПОДОБЛАЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОЙ ДИФФУЗИИ

При активных воздействиях на облака льдообразующие или гигроскопические вещества могут вводиться непосредственно в атмосферу с поверхности земли, а также с самолета, летящего ниже основания облака [13, 14].

Задачей теоретического исследования для таких способов введения реагента является определение временного изменения пространственного распределения концентрации реагента прежде всего в облачной среде зоны воздействия при заданных метеорологических условиях и характеристиках подвергающегося воздействию облака.

Однако введенный в атмосферу и далее достигающий земной поверхности реагент представляет собой загрязняющую среду примесь. Поэтому побочной задачей является и расчет возможных наземных концентраций реагента как химического вещества, приводящего к вредным для биосферы последствиям.

Распространение реагента как пассивной примеси в ряде работ по активным воздействиям на облака рассчитывается по диффузионной модели Сеттона [5, 12]. Эта модель предполагает пространственную однородность процесса, что в достаточной степени выполняется при распространении реагента в самом облаке на небольших расстояниях. Кроме того, модель Сеттона не позволяет учесть поглощение части реагента облачными каплями, пока реагент достигает уровня его пороговой активности в облаке.

Учет пространственной неоднородности распространения реагента и его уменьшения за счет поглощения в среде может быть произведен на основе уравнения турбулентной диффузии с различными коэффициентами диффузии в разных направлениях и заданным коэффициентом поглощения.

Обычно используемое уравнение турбулентной диффузии не учитывает поворота направления среднего ветра с высотой. В то время как ясно, что распространение примеси в атмосфере обусловлено как направленным движением по направлению среднего вет-

ра, так и диффузионным рассеянием. Причем направленное движение оказывает превалирующее воздействие. Следовательно, пренебрежение влиянием изменения направления среднего ветра с высотой должно значительно исказить картину распределения концентраций реагента.

Нашей практически важной задачей является вывод уравнения турбулентной диффузии, явно учитывающего поворот среднего ветра с высотой, с тем, чтобы в дальнейшем использовать его для расчета распространения реагента при активных воздействиях на облака.

Таким образом, описание распространения реагента, как пассивной примеси, должно включать как обычно используемые параметры (профиль скорости среднего ветра и коэффициенты турбулентной диффузии), так и новый параметр, характеризующий изменение направления ветра с высотой.

Точное решение полученного уравнения может быть проведено только численными методами. Однако для его проверки целесообразно найти решение в аналитическом виде, хотя и не совсем точное, но позволяющее проанализировать, как проявляется влияние через входящие параметры эффекта поворота ветра с высотой на величины концентраций диффундирующего вещества, а также сопоставить найденное решение с соответствующим известным решением без поворота ветра. Это и будет сделано применительно к величинам наземных концентраций от постоянно действующего приподнятого источника.

Вывод уравнения турбулентной диффузии, в котором учитывается изменение направления ветра с высотой. Уравнение турбулентной диффузии при пространственной однородности процесса распространения по горизонтали имеет вид:

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \bar{u}'(z')\frac{\partial \bar{q}}{\partial x'} = K'_{x'}(z')\frac{\partial^2 \bar{q}}{\partial x'^2} + K'_{y'}(z')\frac{\partial^2 \bar{q}}{\partial y'^2} + \\ + \frac{\partial}{\partial z'}\left[K'_{z'}(z')\frac{\partial \bar{q}}{\partial z'}\right], \qquad (1)$$

где $\bar{q}$ — средняя концентрация вещества, $\bar{u}'$ — средняя скорость ветра, $K'_{x'}$, $K'_{y'}$, $K'_{z'}$ — коэффициенты турбулентной диффузии в направлении соответствующих координатных осей.

Уравнение (1) получено с использованием некоторых гипотез, подробный разбор которых приводится, например, в монографии [9].

Одной из таких гипотез является предположение, что выбранные направления координатных осей (ось x' — по направлению среднего ветра, ось z' — вертикально вверх, ось y' — перпендикулярно направлению ветра) являются выделенными направлениями и совпадают с главными осями тензора коэффициента турбулентной диффузии (привилегированная система координат).

Вместе с тем в монографии [4] отмечается, что это предполо-

жение достаточных оснований не имеет. А в работе [15] обосновывается включение в правую часть (1) членов с недиагональными компонентами тензора коэффициента турбулентной диффузии K_{xz} и K_{zx}.

Таким образом, даже при постоянном направлении среднего ветра на всех высотах справедливость самого общего вида полуэмпирического уравнения (1) подвергается сомнению.

Однако направление среднего ветра меняется с высотой. В качестве примера можно привести величины поворота с высотой по измерениям на высотной мачте в Обнинске за период 1962—1963 гг. [2]. Из этой работы видно, что при малых скоростях ветра и сильно инверсионных условиях наблюдались повороты среднего ветра между уровнями 8 и 217 м до 50°.

В пределах приведенных погрешностей сходные значения величин угла поворота ветра с высотой получены и в [4] по данным наблюдений на той же мачте за 1962—1969 гг.

Существование поворота ветра с высотой в окружающей кучево-дождевое облако атмосфере и его влияние на особенности этого облака рассматривается в [10].

Совершенно очевидно, что при наличии поворота ветра с высотой, т. е. с нарушением условий симметрии, направления координатных осей заведомо не должны совпадать с главными осями тензора коэффициента турбулентной диффузии $K_{\alpha\beta}$ на всех высотах.

Тензор $K_{\alpha\beta}$ в общем горизонтально неоднородном случае определяется девятью компонентами; соответственно уравнение турбулентной диффузии с произвольными направлениями координатных осей должно иметь вид

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}_\alpha \bar{q})}{\partial x_\alpha} = \sum_{\alpha,\,\beta=1}^{3} \frac{\partial}{\partial x_\alpha} K_{\alpha\beta}(x, y, z) \frac{\partial \bar{q}}{\partial x_\beta}, \qquad (2)$$

где $x_1=x$, $x_2=y$, $x_3=z$; $u_1=u$, $u_2=v$, $u_3=w$.

Ясно, что уравнение турбулентной диффузии в случае поворота ветра с высотой при пространственной горизонтальной однородности будет значительно проще по сравнению с самым общим его видом (2), но сложнее его простейшего вида (1).

Прежде чем переходить к нахождению уравнения турбулентной диффузии с учетом изменения направления ветра с высотой, следует подчеркнуть, что для его вывода требуются принципы, выходящие за рамки тех гипотез, которые были использованы при получении (1).

Оказывается, что достаточен всего один новый принцип. Этот принцип состоит в следующем. В случае поворота направления среднего ветра с высотой направление главных осей тензора коэффициента турбулентной диффузии должно зависеть от высоты. Следовательно, соотношение (1) можно считать справедливым только в достаточно тонком слое на определенной высоте z в привилегированной для данной высоты системе координат, т. е. фактически мы используем ту же гипотезу, что и при выводе уравнения (1), но

относим ее к отдельному слою на определенной высоте z, а не ко всему пространству в целом.

Другими словами, в каждом слое можно выбрать локальную систему координат такую, что недиагональные члены тензора коэффициента диффузии исчезают. Устранение же недиагональных компонент коэффициента диффузии одновременно во всем пространстве выбором единой системы координат невозможно.

Нельзя не отметить здесь чисто внешнюю аналогию с локальной эквивалентностью полей тяготения и ускорения в общей теории относительности, например, в [7] п. 9.6. Поле тяготения можно устранить лишь локально введением движущейся с ускорением системы координат.

Чтобы получить искомое уравнение в системе координат с направлением оси ox по направлению среднего ветра у поверхности земли, нужно осуществить координатное преобразование всех входящих в (1) величин, соответствующее повороту (против часовой стрелки в северном полушарии) оси ox' всех координатных систем до направления ветра у поверхности земли. Такая процедура соответствует общему принципу получения уравнения математической физики, сводящемуся к распространению локального выражения индивидуальных свойств системы (в данном случае сохранения диффундирующей субстанции) на все пространство.

Обычно же локальные свойства системы сразу соотнесены к общей координатной системе, а не к собственным системам, как в рассматриваемом случае.

Если функцию угла поворота с высотой обозначить $\varphi(z)$, то координатное преобразование для каждой локальной системы координат x', y', z' будет иметь вид:

$$\begin{aligned} x' &= x\cos\varphi(z) - y\sin\varphi(z), \\ y' &= x\sin\varphi(z) + y\cos\varphi(z), \\ z' &= z, \end{aligned} \tag{3}$$

x, y, z — координаты обычной прямоугольной системы, в которой при $z=0$ (поверхность земли) направление оси ox совпадает с направлением среднего ветра.

Или чисто формально предлагаемая гипотеза может быть сформулирована так: в криволинейных координатах x', y', z', связанных с x, y, z преобразованием (3), уравнение турбулентной диффузии при наличии поворота среднего ветра с высотой имеет вид (1).

Следовательно, чтобы получить искомое уравнение в системе координат x, y, z, нужно выполнить координатное преобразование (3) для всех величин, входящих в (1).

Анализ трансформационных свойств уравнения диффузии в декартовых координатах проведен в [16], где также подчеркивается, что обычно используемый вид уравнения (1) не обоснован.

Тензор коэффициента турбулентной диффузии в криволинейных координатах преобразуется как контравариантный тензор второго ранга

$$K'_{mn} = \sum_{\alpha,\beta=1}^{3} \frac{\partial x'_m}{\partial x_\alpha} \frac{\partial x'_n}{\partial x_\beta} K_{\alpha\beta}(x, y, z). \tag{4}$$

Индексы в (4) и далее точнее было бы писать сверху.

Для получения искомого уравнения остается подставить в (1) все необходимые выражения с учетом (3) и (4). Но такое уравнение не может иметь практического значения, потому что оно будет содержать компоненты тензора коэффициента турбулентной диффузии, вид которых, кроме K_{33}, остается совершенно неизвестным.

В работе [8] считается, что масштаб турбулентности не меняется от действия силы Кориолиса. Если положить, что сила Кориолиса не оказывает воздействия на вертикальную составляющую пульсационной скорости, то компонента K_{33} просто соответствует вертикальному коэффициенту диффузии.

Однако при пространственной однородности коэффициенты турбулентной диффузии в любом направлении могут определяться только высотой и ориентацией данного направления по отношению к направлению среднего ветра. Поэтому, если и в новой системе координат x, y, z оставить коэффициенты диффузии $K'_x(z)$ и $K'_{y'}(z)$ на данной высоте z соответственно по направлению ветра и перпендикулярно ему, то преобразование перехода от системы x', y', z' сильно упростится.

Выпишем преобразование производных по координатам и преобразование вектора скорости:

$$\frac{\partial}{\partial x'} = \cos\varphi \frac{\partial}{\partial x} - \sin\varphi \frac{\partial}{\partial y},$$

$$\frac{\partial}{\partial y'} = \sin\varphi \frac{\partial}{\partial x} + \cos\varphi \frac{\partial}{\partial y},$$

$$\frac{\partial}{\partial z'} = y\varphi' \frac{\partial}{\partial x} - x\varphi' \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}; \quad \varphi' = \frac{\partial\varphi(z)}{\partial z}$$

$$\overline{u}'(z') = \overline{u}(z)\cdot\cos\varphi(z) - \overline{v}(z)\cdot\sin\varphi(z). \tag{5}$$

Заменяя соответствующие величины в (1) по (5), получим искомое уравнение турбулентной диффузии при наличии поворота среднего ветра с высотой:

$$[\cos^2\varphi\cdot K_x + \sin^2\varphi\cdot K_y + \varphi'^2\cdot K_z\cdot y^2]\cdot\frac{\partial^2\overline{q}}{\partial x^2} + [\sin^2\varphi\times$$

$$\times K_x + \cos^2\varphi\cdot K_y + \varphi'^2 K_z\cdot x^2]\frac{\partial^2\overline{q}}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z}\left[K_z\frac{\partial\overline{q}}{\partial z}\right] - [\sin^2\varphi(K_x - K_y) +$$

$$+ 2\varphi'^2\cdot K_z\cdot xy]\frac{\partial^2\overline{q}}{\partial x\partial y} + 2\varphi' K_z\cdot y\cdot\frac{\partial^2\overline{q}}{\partial x\partial z} - 2\varphi' K_z\cdot x\cdot\frac{\partial^2\overline{q}}{\partial y\partial z} =$$

$$= \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \left[(\bar{u} \cdot \cos\varphi - \bar{v} \sin\varphi) \cdot \cos\varphi + \varphi'^2 \cdot K_z \cdot x - y \frac{\partial}{\partial z} (\varphi' \cdot K_z) \right] \times$$

$$\times \frac{\partial \bar{q}}{\partial x} + \left[- (\bar{u} \cos\varphi - \bar{v} \sin\varphi) \sin\varphi + \varphi'^2 K_z \cdot y + x \frac{\partial}{\partial z} (\varphi' K_z) \right] \frac{\partial \bar{q}}{\partial y}. \tag{6}$$

Для упрощения записи у K_x, K_y и K_z опущены штрихи.

Как видно из (6), в коэффициенты при производных явно вошли координаты x, y. Важно еще раз подчеркнуть, что это не нарушает трансляционную инвариантность полей коэффициента диффузии и скорости ветра и является прямым следствием нарушения симметрии относительно плоскости oxz при распространении вещества, вызванной поворотом ветра с высотой.

В уравнении (6) отсутствуют компоненты тензора $K_{\alpha\beta}(x, y, z)$. Это означает, что все они выражаются через $K'_{mm}(z)$.

Действительно, по (4) можно найти эти выражения:

$$\begin{gathered} K_{13} + K_{31} = 2\varphi' K_z y, \\ K_{23} + K_{32} = -2\varphi' K_z x, \\ K_{12} + K_{21} = \operatorname{tg} 2\varphi [K_{22} - K_{11} + \varphi'^2 K_z \cdot (y^2 - x^2)] - \\ - 2\varphi'^2 \cdot K_z \cdot xy, \quad \varphi \neq \frac{\pi}{4}. \end{gathered} \tag{7}$$

$$\begin{gathered} K_{11} = K_x \cos^2\varphi + K_y \sin^2\varphi + K_z \cdot \varphi'^2 \cdot y^2, \\ K_{22} = K_x \sin^2\varphi + K_y \cos^2\varphi + K_z \cdot \varphi'^2 \cdot x^2. \end{gathered}$$

Таким образом, компоненты $K_{\alpha\beta}$ (x, y, z) выпали из полученного уравнения без каких-либо дополнительных предположений. Последнее обстоятельство очень важно для практического использования (6), ибо компоненты тензора в криволинейных координатах не имеют такого наглядного истолкования, как в прямоугольных (см. в [11] § 76).

Факт исчезновения $K_{\alpha\beta}$ (x, y, z) в (6) означает, что хотя поворот ветра с высотой и нарушает свойства симметрии процесса, которые приводят уравнение диффузии к виду (1), но все-таки процесс оказывается в достаточной степени симметричным, чтобы выразить $K_{\alpha\beta}$ по (7).

Остается заметить, что вся процедура получения (6) полностью сохраняется, если правую часть (1) по [15] дополнить членами

$$K'_{x'z'}(z') \frac{\partial^2 \bar{q}}{\partial x' \partial z'} + \frac{\partial}{\partial z'} \left[K'_{z'x'}(z') \frac{\partial \bar{q}}{\partial x'} \right]. \tag{8}$$

Уравнение (6) просто пополнится новыми членами, включающими $K'_{13}(z)$ и $K'_{31}(z)$, относительно количественных значений которых не имеется надежных сведений.

Количественная оценка влияния поворота ветра с высотой на величины концентраций примеси в особых случаях. В прикладных задачах, связанных с распространением льдообразующего реагента, уравнение (6) должно решаться численно с соответствующими начальными и граничными условиями.

Пока же в качестве иллюстрации степени влияния поворота ветра с высотой на диффузию пассивной примеси рассмотрены величины наземных концентраций, для которых имеется аналитическое выражение как решение уравнения турбулентной диффузии без учета поворота ветра с высотой.

Что касается задания значений атмосферных турбулентных характеристик, а также поля среднего ветра, то обратимся к простейшей модели, в которой все коэффициенты турбулентной диффузии и модуль скорости ветра не зависят от высоты. Это простейшее предположение, как отмечается в [9], должно дать по крайней мере правильный качественный ход решения. В этой модели будет последовательным считать и изменение направления модуля скорости ветра с высотой величиной постоянной.

Итак, рассмотрим решение (6) в стационарном случае с постоянными K_x, K_y, K_z, $\bar{u}$, φ' при следующих условиях:

1) постоянно действующий точечный источник мощности Q расположен на высоте H;

2) $\bar{q}(x, y, z) \to 0$ при бесконечном удалении от источника;

3) $\left.\frac{\partial \bar{q}}{\partial z}\right|_{z=0} = 0$ — полное отражение диффундирующей примеси от поверхности земли;

4) $\int \bar{u} \cdot \bar{q}(x, y, z)\, dy\, dz|_{x=0} = Q.$ (9)

Прибегая к искусственным приемам, найдем аналитическое решение (6) в двух наиболее характерных направлениях изменения концентрации на поверхности земли: 1) ось ox — направление среднего ветра у поверхности земли; 2) направление

$$x \cos \varphi_0 + y \sin \varphi_0 = 0, \tag{10}$$

где должен быть максимум наземной концентрации.

Для каждого из этих случаев ищем решение в классе функций

$$\bar{q}(x, y, z) = \frac{Q \cos \varphi_0}{4\pi \cdot \sqrt{K_y K_z}} [f_2(x) \cdot f_3(x)]^{1/2} \times$$
$$\times \exp\left\{-\frac{\bar{u}}{4K_y}(y \cos \varphi_0 + x \sin \varphi_0)^2 f_2(x)\right\} \times$$
$$\times \left[e^{\frac{-\bar{u}(z-H)^2}{4K_z} f_3(x)} + e^{\frac{-\bar{u}(z+H)^2}{4K_z} f_3(x)} \right], \tag{11}$$

где $f_2(x)$ и $f_3(x)$ — некоторые функции, не зависящие от H, которые и требуется отыскать, а φ_0 есть некоторый угол, такой, что

симметрия решения уравнения будет не относительно направления оси ox, а относительно повернутого (по часовой стрелке в северном полушарии) направления (10).

Если φ_σ — полный поворот ветра во всем рассматриваемом слое атмосферы, то, очевидно, что $0<\varphi_0<\varphi_\sigma$. Более точное его значение не может быть установлено. Однако для анализа относительного влияния эффекта поворота при трех указанных ниже метеорологических ситуациях достаточно лишь как-то правдоподобно фиксировать некоторое значение φ_0. Для определенности полагаем

$$\varphi_0=\frac{\varphi_\sigma}{2}.$$

Легко видеть, что (11) удовлетворяет условиям (9) и при $f_2=f_3=\frac{1}{x}$, $\varphi_0=0$ переходит в известное решение при отсутствии поворота ветра с высотой.

Наиболее грубым предположением (как обобщение решения без поворота ветра) является допущение симметрии решения относительно направления (10). Точное общее решение (6), конечно, должно быть существенно несимметричным относительно этого направления. Но, как будет видно далее, вид (11) все же обеспечивает в конечном результате основные качественно объяснимые закономерности изменения концентрации рассеиваемой примеси от параметров переноса. А тот факт, что f_2 и f_3 оказались различными для рассматриваемых областей решения, т. е. вид (11) даже не может быть общим для областей при $z=0$, еще раз подчеркивает значительную степень несимметрии процесса диффузии при наличии поворота ветра с высотой.

Подставляя (11) в (6) и почленно переходя к пределу $y=z=0$, имеем

$$\left(\bar{u}+\varphi'^2 K_x x\right)\frac{\partial\bar{q}}{\partial x}=\left(K_y+\varphi'^2 K_z x^2\right)\frac{\partial^2\bar{q}}{\partial y^2}+K_z\frac{\partial^2\bar{q}}{\partial z^2}. \qquad (12)$$

Членом $K_x\frac{\partial^2\bar{q}}{\partial x^2}$ пренебрегаем.

Подставляя в (12) $\bar{q}$ из (11) и приравнивая нулю коэффициент при H^2 ввиду независимости f_2 и f_3 от H, получаем для f_3 уравнение

$$-(1+\rho x)f_3'=f_3^2, \qquad \rho=\frac{\varphi'^2 K_z}{\bar{u}}; \qquad (13)$$

$$f_3(x)=\frac{\rho}{\ln(1+\rho x)+C_3}=\frac{1+\frac{\rho}{2}x}{x};$$

при $\rho x\ll 1$.

$C_3=0$, чтобы предельный переход $\rho\to 0$ приводил к ситуации без поворота ветра.

Приравнивая нулю остальную часть, получаем уравнение для f_2

$$(1+\rho x)\left\{\frac{[(f_2 f_3)^{1/2}]'}{(f_2 f_3)^{1/2}}-\frac{\bar{u}}{2K_y}\sin^2\varphi_0\cdot x\cdot\left(\tfrac{1}{2}x\cdot f_2'+f_2\right)\right\}=$$

$$=\left(K_y+\varphi'^2 K_z\cdot x^2\right)\frac{1}{2K_y}\cos^2\varphi_0\left[\frac{1}{2K_y}\sin^2\varphi_0\cdot x^2 f_2^2-f_2\right]-\tfrac{1}{2}f_3. \quad (14)$$

В общем случае решение уравнения (14) относительно f_2 достаточно сложно, поэтому для наших целей найдем только максимально большое значение концентрации на оси ox—$\bar{q}_m$ и расстояние x_m, на котором достигается $\bar{q}_m$.

При этом руководствуемся такими соображениями. Из условия экстремума функции (11), а экстремум должен быть максимумом,

$$\left.\frac{\partial\bar{q}(x,\ y,\ z)}{\partial x}\right|_{\substack{y=z=0\\ x=x_m}}=0. \quad (15)$$

Уравнение (14) справедливо для любой точки на оси ox, в том числе и для $x=x_m$. Поэтому, комбинируя (14) с (15), получим квадратное уравнение относительно f_2 в точке $x=x_m$:

$$f_2^2-\frac{a}{b}\frac{1}{x_m^2}f_2-\frac{a}{b^2x_m^2\left[1+\frac{\rho\bar{u}}{K_y}x_m^2\right]}\times$$

$$\times\left[\frac{1}{x_m}-2(1+\rho x_m)\frac{x_{0m}}{x_m^2}\right],\quad a=\frac{2K_y\cdot\mathrm{ctg}^2\varphi_0}{\bar{u}},\quad b=\cos^2\varphi_0. \quad (16)$$

Из (16) получаем

$$f_2(x_m)=\frac{1}{2}\frac{a}{b}\frac{1}{x_m}\times$$

$$\times\left\{1\pm\sqrt{1+\frac{4x_m^2}{a\left[1+\frac{\rho\bar{u}x_m^2}{K_y}\right]}\left[\frac{1}{x_m}-\frac{2x_{0m}\cdot(1+\rho x_m)}{x_m^2}\right]}\right\}. \quad (17)$$

Выбор знака перед квадратным корнем делается из условия предельного перехода: $\rho\to 0$, $b\to 1$, $a\to\infty$, $x_m\to x_{0m}$, $f_2\to\frac{1}{x_{0m}}$. Последнее выполняется со знаком минус перед корнем.

Таким образом,

$$f_2(x)=\frac{1}{2}\frac{a}{b}\frac{1}{x^2}\gamma(x),\qquad 0<\gamma(x)<1; \quad (18)$$

для дальнейших оценок считаем $\gamma(x)=1/2$.

Поскольку $f_2(x_m)$ — действительная положительная величина, получаем условия для определения x_m.

$$1>1+\frac{4x_m^2}{a\left[1+\frac{\rho\,\bar{u}\,x_m^2}{K_y}\right]}\left[\frac{1}{x_m}-\frac{2x_{0m}(1+\rho\,x_m)}{x_m^2}\right]>0 \tag{19}$$

или для верхней границы

$$x_m<2x_{0m}(1+2\rho\,x_{0m}). \tag{20}$$

Нижнюю границу x_m находим из правого неравенства (19). С помощью (11), (13) и (18) получаем:

$$R_1=\frac{\bar{q}_m(x_m,\,0,\,0)}{\bar{q}_{0m}(x_{0m},\,0,\,0)}=\frac{\sqrt{2}\,\sqrt{K_zK_y}\,\operatorname{ctg}\varphi_0\,e^{7/8-1/\xi-1/2\,\rho\,x_{0m}}}{\bar{u}H\,\xi^{3/2}},$$

$$\xi=\frac{x_m}{x_{0m}}>1. \tag{21}$$

Рассмотрим теперь концентрации в направлении (10). Вместо (12) с учетом

$$\frac{\partial^2\bar{q}}{\partial x^2}\sim\frac{1}{x}\,\frac{\partial\bar{q}}{\partial x}$$

для таких x, что

$$\bar{u}\gg\varphi'^2K_zx,$$

получим

$$\bar{u}\frac{\partial\bar{q}}{\partial x}=(K_y+\varphi'^2K_zx^2)\frac{\partial^2\bar{q}}{\partial y^2}+K_z\frac{\partial^2\bar{q}}{\partial z^2}+$$

$$+2\operatorname{tg}\varphi_0\cdot\varphi'^2K_zx^2\frac{\partial^2\bar{q}}{\partial x\partial y}. \tag{22}$$

После подстановки в (22) $\bar{q}$ по (11) и, полагая $y=-\operatorname{tg}\varphi_0\cdot x$, находим, что f_3 имеет вид (13), а уравнение относительно f_2 будет таким

$$\frac{[(f_2\cdot f_3)^{1/2}]'}{(f_2\cdot f_3)^{1/2}}=-f_2\left[\frac{\cos^2\varphi_0}{2}+\frac{\rho\,\bar{u}\,x^2}{K_y}\left(\frac{\cos^2\varphi_0}{2}+\sin^2\varphi_0\right)\right]-{}^1/_2f_3. \tag{23}$$

Отсюда

$$f_2(x)=\frac{1}{x\left(b+\frac{c}{3}x^2\right)}, \tag{24}$$

$$c=\frac{2\rho\,\bar{u}\left(\frac{\cos^2\varphi_0}{2}+\sin^2\varphi_0\right)}{K_y}.$$

С другой стороны, из условия максимума концентрации в направлении (10) в некоторой точке $x=x'_m$ имеем

$$\left.\frac{\partial \bar{q}}{\partial x}\right|_{\substack{y=-x\cdot \mathrm{tg}\varphi_0 \\ z=0,\ x=x'_m}} = \frac{\left[(f_2 f_3)^{1/2}\right]'}{(f_2 f_3)^{1/2}} - x_{0m} f'_3 = 0. \tag{25}$$

Поскольку (23) справедливо для любого x, в том числе и для $x=x'_m$, то из (23), (24) и (25) получаем кубическое уравнение для x'_m;

$$x'^3_m - \frac{x_{0m}}{2} x'^2_m + \frac{3}{2}\frac{b}{c} x'_m - \frac{3}{2}\frac{b}{c} x_{0m} = 0. \tag{26}$$

Уравнение (26) удобнее решать и исследовать, перейдя к безразмерной неизвестной α,

$$x'_m = x_{0m}(1-\alpha), \tag{27}$$

(26) с (27) превращается в

$$\alpha^3 - {}^5/_2\,\alpha^2 + \left(2 + \frac{3b}{2cx^2_{0m}}\right)\alpha - {}^1/_2 = 0. \tag{28}$$

Ясно, что величина α должна быть единственной для заданной метеорологической ситуации.

Из (11), (13) и (24) отношение максимальных концентраций

$$R_2 = \frac{\bar{q}\left(x'_m, -\mathrm{tg}\,\varphi_0 x'_m, 0\right)}{\bar{q}(x_{0m}, 0, 0)} = \frac{2\sqrt{6}\sqrt{K_y K_z}}{\eta H^2 \varphi' \bar{u}\sqrt{{}^1/_2 + \mathrm{tg}^2\varphi_0}}\, e^{1-\frac{1}{\eta}-\frac{\rho x_{0m}}{2}},$$

$$\eta = \frac{x'_m}{x_{0m}} < 1. \tag{29}$$

Для трех модельных метеорологических ситуаций оценим влияние поворота ветра с высотой на величины максимальных концентраций и расстояния от источника, на которых они достигаются. Высота точечного источника всюду берется равной 200 м, $K_y = 15\,K_z$.

Значения всех параметров распространения пассивной примеси для каждой модельной метеорологической ситуации сведены в табл. 1.

Таблица 1

Значения параметров трех метеорологических ситуаций

Ситуация	φ_σ	φ' радиан/м	$\bar{u}$ м/с	K_y м²/с	K_z м²/с	x_{0m} м
I	40°=0,70 радиан	$32\cdot10^{-4}$	2	30	2	10^4
II	25°=0,44 радиан	$20\cdot10^{-4}$	4	75	5	$8\cdot10^3$
III	10°=0,18 радиан	$8\cdot10^{-4}$	10	300	20	$5\cdot10^3$

Вычисление пределов, в которых заключено x_m по (19) для каждой метеорологической ситуации, показывает, что для оценки K_1 (21) с достаточной степенью точности можно положить

$$x_m = 1{,}75 x_{0m}, \quad \xi = 1{,}75.$$

Расстояние до максимума в направлении (10) вычисляем из (28) с (27). Нетрудно проверить по коэффициентам (28), что для всех метеорологических ситуаций (28) дает только один действительный корень; остальные два — комплексные.

Таблица 2

Значения отношений максимальных значений концентраций и расстояния до максимума

Ситуация	x'_m	R_1	R_2
I	0,62 x_{0m}	0,043	0,144
II	0,80 x_{0m}	0,10	0,48
III	0,93 x_{0m}	0,38	0,93

Подставляя x_m и x'_m соответственно в (21) и (29), получаем требуемые отношения, числовые значения которых сведены в табл. 2.

Из формул (21) и (28) видно, что отношения максимальных концентраций определяются величинами $\frac{K_y}{\bar{u}}$, $\frac{K_z}{\bar{u}}$, т. е. отношениями диффузионных характеристик, способствующих рассеянию и ослабляющих тем самым эффект поворота ветра с высотой, к скорости направленного движения. Кроме того, отношения концентраций уменьшаются с возрастанием высоты источника и скорости изменения угла поворота ветра с высотой.

В задачу данного исследования входило прежде всего отыскание в рамках полуэмпирического уравнения турбулентной диффузии строгих принципов учета влияния поворота направления среднего ветра с высотой на рассеяние примеси.

На этом пути было установлено следующее.

1. Для получения уравнения турбулентной диффузии, учитывающего поворот направления среднего ветра высотой, потребовалось лишь гипотезу, используемую ранее в интегральной форме для всего слоя атмосферы, где распространяется диффундирующая примесь, заменить дифференциальным видом для каждого слоя на высоте z.

2. Поворот направления ветра с высотой нарушает свойства симметрии, при которых справедливо уравнение турбулентной диффузии в виде (1) во всем пространстве только с диагональными компонентами тензора $K_{mm}(z)$. Однако при пространственной горизонтальной однородности все компоненты тензора турбулентной диффузии выражаются через те же его компоненты: $K_x(z)$, $K_y(z)$ и $K_z(z)$.

3. Количественная оценка влияния поворота ветра осуществлена на основе простейшей модели пограничного слоя атмосферы с постоянными, не зависящими от высоты характеристиками диффузии и среднего ветра. Кроме того, выбор самого вида решения

полученного уравнения недостаточно точен. Вместе с тем в формулах (21) и (29) зависимость наземных концентраций от величины поворота ветра, его скорости и от коэффициентов дуффузии находит качественное объяснение. На этом основании можно сделать следующие выводы:

а) Максимальное значение концентрации в направлении среднего ветра у поверхности земли при наличии поворота ветра заметно уменьшается; в принятой модели даже для очень малого поворота составляет лишь около 40% от концентрации при отсутствии поворота ветра с высотой. Расстояние до максимума в этом направлении при повороте ветра увеличивается.

б) Эффект поворота ветра с высотой приводит к уменьшению максимально возможной наземной концентрации для средних величин поворота ветра приблизительно в 2 раза. При этом расстояние до максимума уменьшается.

Последние два вывода находятся в согласии с результатами работы [6], в которой изучалось осаждение облака тяжелой полидисперсной примеси. В упомянутой работе отмечается, что изменение направления ветра с высотой оказывает большее влияние на распределение массы осевшей на землю примеси, чем изменение модуля скорости ветра с высотой.

Очевидно, что для пассивной примеси время достижения поверхности земли за счет только вертикального обмена больше, чем при дополнительном воздействии гравитационных сил. Отсюда и влияние поворота ветра на рассеяние пассивной примеси должно быть сильнее, чем для тяжелой.

4. В практических методах расчета рассеяния примесей даже в нижней части пограничного слоя атмосферы [3] нельзя полностью игнорировать эффект поворота ветра с высотой.

Ясно, что с увеличением толщины слоя распространения вещества, например, до нижней границы кучево-дождевых облаков, достигающей высоты 1 км, влияние эффекта поворота среднего ветра на характер распространения реагента должно становиться еще сильнее.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Багаев Ю. М., Матвеев Л. Т. О статистических закономерностях распределения скорости ветра в пограничном слое атмосферы.— «Метеорология и гидрология», 1973, № 1, с. 20—27.
2. Борисенко М. М., Клинго В. В. О вращении ветра с высотой в нижнем слое атмосферы.— «Труды ГГО», 1969, вып. 246, с. 48—55.
3. Детри Ж. Атмосфера должна быть чистой. М., 1973.
4. Зилитинкевич С. С. Динамика пограничного слоя атмосферы. Л., Гидрометеоиздат, 1970.
5. Красновская Л. И. Физические основы искусственных воздействий на переохлажденные облака с помощью хладореагентов. — «Труды ЦАО», 1964, вып. 58. 76 с.
6. Матвеев Л. Т., Быкова Л. П. Влияние метеорологических условий на осаждение облака тяжелой полидисперсной примеси.— «Метеорология и гидрология», 1969, № 10, с. 21—31.
7. Мёллер К. Теория относительности. М., Атомиздат, 1975. 340 с.

8. Монин А. С. О структуре пограничного слоя атмосферы.— «Изв. АН СССР, Физика океана и атмосферы», 1965, 1, № 3, с. 258—265.
9. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика, ч. 1. М., «Наука», 1965. 639 с.
10. Ньютон Ч. У. Динамика кучевых облаков. М., «Мир», 1964. 187 с.
11. Рашевский П. К. Риманова геометрия и тензорный анализ. М., Гостехиздат, 1953. 635 с.
12. Сталевич Д. Д., Учеваткина Т. С. Об оптимальных расходах льдообразующих реагентов при воздействии на облака с целью вызывания из них осадков.— «Труды ГГО», 1967, вып. 202, с. 13—21.
13. Сталевич Д. Д., Учеваткина Т. С. О выборе уровня введения реагента при воздействии на развивающиеся конвективные облака.— «Труды ГГО», 1976, вып. 372, с. 3—12.
14. Тезисы докладов Международной конференции по активным воздействиям на метеорологические процессы. ВМО/АМФА, М., Гидрометеоиздат, 1973. 118 с.
15. Яглом А. М. О турбулентной диффузии в приземном слое атмосферы.— «Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана». 1972, 8, № 6, с. 579—593.
16. Calder K. L. On the equation of atmospheric diffusion. "Quart. J. Roy. Met. Soc." 1965. vol. 91, N 390, p. 514—517.

В. Я. Никандров, В. В. Шлыков

К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА КРИСТАЛЛИЗАЦИЮ ПЕРЕОХЛАЖДЕННОЙ ВОДЫ

Как известно, выше уровня нулевой изотермы капли в облаках нередко остаются жидкими до —40°С. Более раннему выходу капель из такого метастабильного состояния способствует появление среди них ледяных или инородных взвешенных в воздухе частиц, стимулирующих льдообразование. Снижать пределы переохлаждения воды может и сильное электрическое поле [3, 5, 11, 12].

Природа воздействия электрического поля на диэлектрики, состоящие из дипольных молекул, каковыми являются и молекулы H_2O ($p_0=1{,}84\cdot10^{-18}$ эл. ст. ед.) рассмотрена в ряде теоретических работ (см. например, [9]). Из этих работ следует, что поляризация такого рода диэлектриков сводится в основном к повороту диполей в направлении внешнего поля. При этом на процесс поляризации существенно влияет тепловое движение молекул, препятствующее их ориентации по полю. Следовательно, и наоборот, поляризация таких диэлектриков должна изменять тепловое движение в них. Исходя из этих общих предпосылок, нами сделана попытка оценить порядок величины внешнего электрическорго поля E, способного к более раннему выведению атмосферной влаги из метастабильного состояния переохлаждения по сравнению со случаем отсутствия электрического поля.

Влияние электрического поля на изменение состояния дипольного газа. В общем виде для совершенной под действием электрического поля работы можно написать

$$A = W_{эл} + Q, \tag{1}$$

где A — работа внешних сил (электрическое поле), $W_{эл}$ — изменение энергии электрического поля внутри диэлектрика, Q — теплота, передаваемая среде.

Как следует из второго закона термодинамики, количество тепла, передаваемого системой окружающей среде при произвольном обратимом процессе, пропорционально изменению энтропии системы:

$$dQ = -TdS. \tag{2}$$

Для фазовых переходов при постоянном давлении и температуре разность энтропий конечного и начального состояний может быть представлена [1] следующим образом:

$$S_2 - S_1 = \frac{q_{1,2}(T)}{T}, \tag{3}$$

где $q_{1,2}$ — теплота фазового перехода.

Будем считать S_1 энтропией диэлектрика, состоящего из дипольных молекул и не подвергнутого воздействию внешнего электрического поля, а S_2 — при наличии внешнего электрического поля.

В равновесном состоянии энтропия произвольного тела связана с термодинамической вероятностью данного его состояния W соотношением Больцмана [1, 6]:

$$S = k \ln W. \tag{4}$$

Для сферической системы координат при хаотическом расположении молекул и отсутствии внешнего поля число молекул, полярный угол которых, отсчитываемый от произвольной оси, лежит в пределах от θ до $\theta + d\theta$, для одного моля газа

$$dN = f_1 \sin\theta \, d\theta. \tag{5}$$

Считая множитель f_1 не зависящим от угла и интегрируя по θ от θ до π, получим, что $f_1 = \frac{N}{2}$, т. е. равно половине общего числа молекул в моле (числа Авогадро). Имея это в виду, Тамм [8], следуя Зоммерфельду [2], полагает, что для газообразного диэлектрика, состоящего из дипольных молекул,

$$\ln W_1 = -\int_0^{\pi} f_1 \ln f_1 \sin\theta \, d\theta = -2 f_1 \ln f_1. \tag{6}$$

Откуда находим для S_1 в отсутствие внешнего электрического поля

$$S_1 = -kN \ln\left(\frac{N}{2}\right). \tag{7}$$

Найдем теперь энтропию S_2 одного моля газа при наличии внешнего электрического поля.

Потенциальная энергия дипольной молекулы во внешнем электрическом поле

$$U = -p_0 E \cos\theta, \tag{8}$$

где p_0 — дипольный момент молекулы, θ — угол между направлением диполя и вектором внешнего электрического поля. В случае совпадения вектора $\mathbf{E}$ с осью полярных координат угол θ имеет тот же смысл, что и в выражении (5), т. е. является полярным углом. При этом распределение молекул по углам [8] будет

$$dN = f_2 \sin\theta \, d\theta, \tag{9}$$

где $f_2 = ce^{-V/kt} = ce^{p_0 E \cos\theta/kT}$, а c — некоторый постоянный множитель. Тогда

$$\ln W_2 = -\int_0^\pi f_2 \ln f_2 \sin\theta \, d\theta = \frac{c(e^{-a} - e^a)}{a} - c(e^{-a} - e^a), \qquad (10)$$

где

$$a = \frac{p_0 E}{kT}.$$

Для энтропии системы при наличии электрического поля находим

$$S_2 = k \ln W_2 = kc\left[\frac{(e^{-a} - e^a)(\ln c - 1)}{a} - (e^{-a} - e^a)\right]. \qquad (11)$$

Проинтегрируем выражение (9) по всем углам от 0 до π:

$$N = \int_0^\pi ce^{p_0 E \cos\theta/kT} \sin\theta \, d\theta = -\frac{c}{a}(e^{-a} - e^a),$$

откуда

$$c = \frac{aN}{e^a - e^{-a}}. \qquad (12)$$

Тогда

$$\ln c = \ln N + \lg a - \ln(e^a - e^{-a})$$

и

$$S_2 = k \ln W_2 = kN[1 - \ln N - \ln a + \ln 2 \operatorname{sh} a - a \operatorname{cth} a], \qquad (13)$$

где

$$\operatorname{sh} a = \frac{e^a - e^{-a}}{2};$$

$$\operatorname{cth} a = \frac{e^a + e^{-a}}{e^a - e^{-a}}.$$

С учетом (7) находим для разности энтропий:

$$S_2 - S_1 = \frac{q_{1,2}}{T} = kN(1 - \ln a - \ln N + \ln 2 + \\ + \ln \operatorname{sh} a - a \operatorname{cth} a + \ln N + \ln 2) = \\ = kN(1 - \ln a + \ln \operatorname{sh} a - a \operatorname{cth} a) \qquad (14)$$

и

$$q_{1,2} = kNT(1 - \ln a + \ln \operatorname{sh} a - a \operatorname{cth} a), \qquad (15)$$

где N — число Авогадро.

Формулы (14) и (15) описывают изменение энтропии и выделение тепла соответственно для одного моля дипольного газа при приложении к нему электрического поля напряженностью E.

Оценка влияния электрического поля на фазовое состояние воды. Как уже упоминалось выше, в ряде экспериментальных работ [3, 11, 12] обнаружено влияние электрических полей на кристаллизацию переохлажденной воды. При этом отмечалось, что поля стимулируют этот процесс. С другой стороны, дипольные молекулы H_2O как в газообразном, так и в жидком состоянии поляризуются внешним электрическим полем и этот процесс поляризации сопровождается изменением энтропии и выделением тепла. Полагая, что изменение ориентации молекул воды во внешнем поле аналогично их перестройке при фазовом переходе вода — лед, т. е. $Q=q_{1,2}$, найдем значение напряженности внешнего поля, которая нужна для выделения такого же количества тепла на моль воды, как и при его замерзании. Для получения выражения, описывающего выделение тепла при поляризации дипольной жидкости, необходимо учесть взаимодействие молекул в ней при наличии внешнего поля. Для этого воспользуемся тем, что потенциальная энергия дипольной молекулы во внешнем электрическом поле для жидкости, согласно Онзагеру [8, 9], равно

$$V = -p^* E \cos\theta = -p_0 G \cos\theta, \tag{16}$$

где $p^* = \frac{3\varepsilon}{2\varepsilon+1} p_0$ — эффективный дипольный момент молекулы жидкости во внешнем электрическом поле, $G = \frac{3\varepsilon}{2\varepsilon+1} E$ — эффективное поле, ε — диэлектрическая проницаемость жидкости.

Повторяя рассуждения, приведшие к формуле (15), по аналогии с ней для дипольной жидкости получим

$$q = kNT(1 - \ln a^* + \ln \operatorname{sh} a^* - a^* \operatorname{cth} a^*). \tag{17}$$

или

$$q = kNTB,$$

где

$$a^* = \frac{3\varepsilon}{2\varepsilon+1} a,$$

$$B = 1 - \ln a^* + \ln \operatorname{sh} a^* - a^* \operatorname{cth} a^*. \tag{18}$$

В литературе известны два представления о процессах кристаллизации переохлажденной воды (имеется в виду чистая вода):

1) переход от структуры жидкой воды к структуре льда изоморфическим путем, т. е. без образования зародышевых частиц льда в переохлажденной воде;

2) замерзание воды посредством флуктуационного образования ледяных зародышей.

В настоящей работе рассматривается процесс кристаллизации воды вблизи 0°С при незначительном переохлаждении в электрическом поле, что в данном случае позволяет не привлекать представления о флуктуационном образовании ледяных зародышей

в переохлажденной воде. Тогда, подставляя в левую часть уравнения (17) скрытую теплоту фазового перехода вода — лед для одного моля $q=6{,}014\cdot10^{10}$ эрг/г-моль при 273 К, найдем $B=2{,}65$. Решая (18) относительно a^*, находим, что при $B=2{,}65$ $a^*=19{,}1$. Так как $a^*=\frac{3\varepsilon}{2\varepsilon+1}a=\frac{3\varepsilon}{2\varepsilon+1}\frac{p_0E}{kT}$, то при $\varepsilon=87$ для воды при $T=273$ К [9] получим $a^*=1{,}49\,a=1{,}49\frac{p_0E}{kT}$, откуда $E=\frac{a^*kT}{1{,}49p_0}$. При $p_0=1{,}84\cdot10^{-18}$ СГСЭ и $k=1{,}38\cdot10^{-16}$ эрг/К

$$E=2{,}62\cdot10^5\text{СГСЭ}=7{,}9\cdot10^9\ \text{В/м}.$$

Решение уравнения (17) на основе сделанных допущений показывает, что электрическое поле напряженностью $7{,}9\cdot10^9$ В/м при 0°С может существенно повлиять на фазовый переход вода — лед. Это поле намного превосходит пробивную напряженность воздуха. Поэтому замерзание капель при 0°С даже при максимальных значениях реальных полей в атмосфере невозможно. При экспериментальном исследовании влияния электрического поля на кристаллизацию переохлажденного тумана было обнаружено [11, 12], что приложение поля $E=10^5\div3\cdot10^5$ В/м обусловливает интенсивную кристаллизацию при температуре —20°С. Таким образом, мы имеем три точки, характеризующие зависимость необходимой для замерзания капель напряженности электрического поля при различных температурах: при $T=273$ К $E=7{,}9\cdot10^9$ В/м, при $T=253$ К $E=10^5$ В/м, при $T=233$ К $E=0$. Последняя точка взята нами из тех соображений, что при температуре —40°С капли замерзают спонтанно без влияния дополнительных факторов [4]. Эти три точки лежат почти на прямой зависимости $\lg E(T)$.

Значения E для промежуточных температур переохлаждения капель в дальнейшем предполагается исследовать экспериментально. Это особенно актуально в связи с тем, что теоретическое рассмотрение зависимости $E(T)$ в настоящее время затруднительно из-за недостаточности данных о физических и термодинамических свойствах капельной воды при отрицательных температурах.

Рассмотрим теперь единичную каплю воды, помещенную во внешнее однородное электрическое поле **E**. Имеется в виду капля таких размеров, при которых влияние кривизны поверхности практически не сказывается на ее поверхностных свойствах. Из работы [8] известно, что для диэлектрического шара, помещенного во внешнее однородное электрическое поле,

$$E_в=\frac{3}{\varepsilon+2}E \quad \text{и} \quad E_п=E,$$

где $E_в$ и $E_п$ — напряженности электрического поля внутри шара и на его поверхности.

Соответственно и капля воды во внешнем поле в общем будет подчиняться этому же закону. Для такой капли $E_в$ примерно в 30 раз (при $\varepsilon=87$) меньше, чем $E_п$. Таким образом, логично пред-

положить, что замерзание капли, помещенной во внешнее электрическое поле, будет происходить с поверхности. В наших предварительных лабораторных опытах оптические наблюдения в поляризованном свете за замерзанием отдельных капель во внешнем электрическом поле показали именно это.

В заключение можно сделать следующие выводы.

1. В настоящей работе на основе модели дипольного газа оценены значения напряженности электрического поля, которые могут влиять на фазовый переход переохлажденная вода — лед. Показано, что при $T=0°C$ необходимо $E=7{,}9\cdot10^9$ В/м.

2. Так как при $T=-40°C$ капли замерзают и в отсутствие электрического поля, то для замораживания капель при других температурах необходимы поля напряженностью $0<E<10^{10}$ В/м. Более точная оценка величин этих полей должна стать предметом экспериментальных исследований, в особенности в связи с тем, что в грозовых облаках наблюдаются поля напряженностью 10^5—10^6 В/м.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ансельм А. И. Основы статистической физики и термодинамики. М., «Наука», 1973, с. 100—106, 215—227.
2. Зоммерфельд А. Термодинамика и статистическая физика. М., Изд. иностр. лит., 1955, с. 307—312.
3. Козловский М. И., Бурчакова В. И., Мелентьев И. И. Электрическое поле и кристаллизация. Кишинев. «Штиинца», 1976, с. 5—20.
4. Матвеев Л. Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. Л., Гидрометеоиздат, 1976, с. 358—360.
5. Мучник В. М. Физика грозы. Л., Гидрометеоиздат, 1974, с. 133—142.
6. Румер Ю. Б., Рывкин М. Ш. Термодинамика, статистическая физика и кинетика. М., «Наука», 1972, с. 140—146.
7. Сканави Г. И. Физика диэлектриков. Л., ГИТТЛ, 1949.
8. Тамм И. Е. Основы теории электричества. М., «Наука», 1976, с. 131—137, 140—147.
9. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкости. Л., «Наука», 1975. 496 с.
10. Эйзенберг Д., Кауцман В. Структура и свойства воды. Л., Гидрометеоиздат, 1975, с. 17—22.
11. Poc M.-M. Electrocongelation des brouillards surfondus.—"J. de Recherches atmospheriques", 1967, vol 3, № 4, p. 127—137.
12. Roulleau M., Poc M.-M. Electrocongelation des brouillards surfondus.—"C. R. Acad. Sc. Paris", 1967, vol. 264, p. B 1480—1483.

Г. М. Башкирова, Т. А. Першина, Н. С. Шишкин

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАМЕРЗАНИЯ КРУПНЫХ ВОДЯНЫХ КАПЕЛЬ В ОБЛАСТИ КОРОННОГО РАЗРЯДА

Известно, что сильное электрическое поле оказывает влияние на замерзание водяных капель. Первым, кто обнаружил это, был Л. Дюфур [2]. В. Рау [4] и Х. Пруппахер [3] показали, что, помещая капли дистиллированной воды на поверхность диэлектрика в поле плоского или сферического конденсатора, можно заморозить их при температуре от —4 до —10°С, если поле достигает 10—25 кВ/см, в то время как в отсутствие поля средняя температура замерзания составляла —18°С. Слой диэлектрика служил для предотвращения разрядов.

В опытах Г. А. Доусона и Г. Р. Карделла [1] переохлажденные капли радиусом 1,5 мм взвешивались в восходящем потоке, имеющем температуру от —8 до —15°С, при наличии сильного вертикального электрического поля (5—10кВ/см). Авторы не обнаружили увеличения вероятности замерзания капель вследствие поля или коронных разрядов у металлической иглы, расположенной на 14 см ниже сопла установки. Коронный ток варьировался от 20 до 200 мА. М. Рулло и М. Пок [5] исследовали замерзание капельного тумана в электрическом поле 3 и 5 кВ/см. Замерзшие капли, выпадающие в раствор сахара, фотографировались. Если при отсутствии электрического поля в области —10, —20°С замерзали лишь отдельные капли тумана (по-видимому, вследствие присутствия естественных ледяных ядер), то в электрическом поле происходило массовое образование ледяных кристаллов.

В настоящей работе выполнено исследование влияния коронных разрядов между заряженными ледяными частицами на замерзание крупных капель дистиллированной воды.

Аппаратура и методика исследований. Опыты проводились в малой холодильной камере размером 18×18×18 см. В центре камеры располагался микроманипулятор. На нити, вставленные в медицинские иглы, насаживались и замораживались капли дистиллированной воды радиусом 0,5—1,4 мм. Расстояние между замерзшими каплями могло изменяться от опыта к опыту. К одной из медицинских игл подключалось от выпрямителя ВС-22 положительное напряжение 2—3 кВ, а вторая игла заземлялась.

После замораживания капель температура воздуха в камере повышалась до —0,7°С. Вслед за тем над положительно заряженной частицей помещалась капля дистиллированной воды, подвешенная на тонкой металлической нити. В разных опытах радиусы капель заключались в пределах 0,5—0,7 мм. Расстояние между замороженной и жидкой каплей могло меняться в широких пределах.

После того как подготовительные операции заканчивались, подавали потенциал и между ледяными частицами начинался коронный разряд.[1] Затем включалась система охлаждения и начинались наблюдения через горизонтальный микроскоп МИР-1 за жидкой каплей. В процессе наблюдений отмечались время и температура в моменты начала и конца замерзания капли.

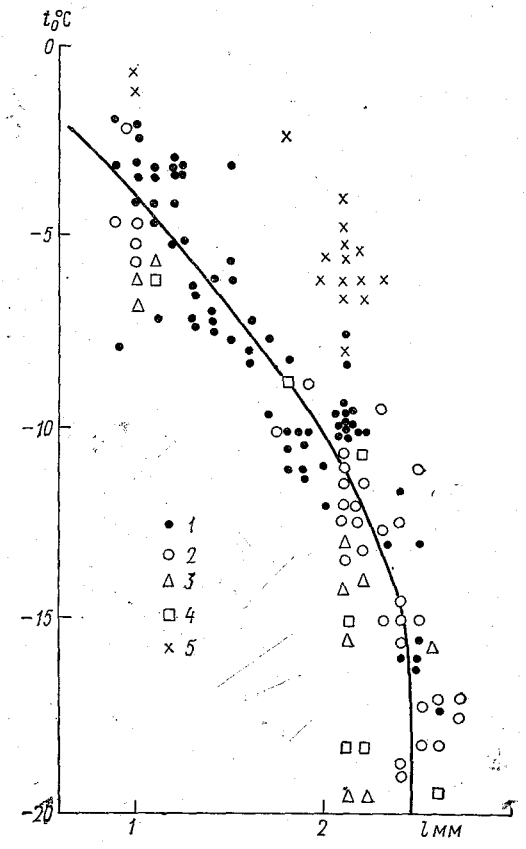


Рис. 1. Зависимость температуры начала замерзания капель t_0 от расстояния l между коронирующими частицами при $\Delta U = 2{,}5$ кВ для гладких ледяных сфер (*1—4*) и шероховатых (*5*).

1) $l_1 = 1 \div 20$ мм, *2)* $l_1 = 2{,}1 \div 3{,}0$ мм, *3)* $l_1 = 3{,}1 \div 4{,}0$ мм, *4)* $l_1 = 4{,}1 \div 5{,}0$ мм.

Замерзание капли при небольшой отрицательной температуре всегда начиналось в условиях опытов с нижнего конца, обращенного к коронирующей частице. При температуре —15°С и ниже происходило быстрое образование ледяной пленки на всей поверхности капли. Скорость охлаждения воздуха в камере варьировалась от 1,0 до 1,5 °С/мин.

Часть опытов проведена при отсутствии короны. Для сопоставления проведено небольшое количество опытов по замораживанию капель водопроводной воды при короне и в ее отсутствие.

Результаты исследований. Определение температуры замерзания капель дистиллированной воды в отсутствие корон-

[1] Если коронный разряд не возникал, то замерзание капель происходило в таком же интервале температур, как и при отсутствии внешнего поля.

ных разрядов проведено в 47 сериях опытов. Средняя температура начала замерзания капель составляла —18,1°С (вариации от —15,0 до 20,6°С). Средняя температура конца замерзания составила —18,5°С (вариации от —15,5°С до —20,7°С). Средняя продолжительность замерзания капель равнялась 25 секундам.

Опыты при наличии коронных разрядов проводились в основном при разности потенциалов между коронирующими ледяными частицами $\Delta U=2{,}5$ кВ. Всего проведено 140 серий наблюдений.

Расстояние между коронирующими частицами удавалось варьировать от 0,9 до 2,7 мм, расстояние от капли до положительно заряженной коронирующей частицы — от 0,9 до 4,6 мм.

На рис. 1 показана зависимость температуры замерзания капель дистиллированной воды от расстояния l между коронирующими частицами при разных расстояниях l_1 от коронирующей частицы до капли. Как видно, при увеличении расстояния l до 2,0 мм средняя температура замерзания капель понижается. При большем расстоянии влияние короны сказывается незначительно и замерзание капель может происходить в широком интервале температур. Капли, находящиеся на больших расстояниях l_1 от области короны, удается заморозить в соответствующем интервале температуры при несколько меньших расстояниях l между коронирующими частицами, а капли, находящиеся на меньших расстояниях l_1 — при несколько больших l. Исключение составляют те случаи, когда поверхность коронирующих частиц приобретала шероховатость при испарении мутного льда, содержащего пузырьки воздуха. Эти случаи обозначены крестиками. Естественно, что наличие неоднородностей на поверхности льдинок благоприятствовало развитию короны. Оно оказалось эквивалентным уменьшению расстояния между коронирующими частицами на 0,5—1,0 мм.

На рис. 2 показано изменение температуры замерзания капель дистиллированной воды в зависимости от их расстояния до коронирующей частицы при разных расстояниях между коронирующими частицами.

Отчетливо видно, что температура замерзания капель понижается с увеличением расстояния от коронирующей частицы до капли.

Так, при $l=1{,}0$ мм все капли замерзают в интервале температуры —1,5, —5,0°С, если расстояние l_1 не превышает 3 мм, и в интервале температуры —5, —10°С при 3 мм$\leqslant l_1 \leqslant$4,3 мм. При расстоянии между коронирующими частицами $l=2{,}1$ мм все капли, находящиеся на расстоянии от области короны $l_1 \leqslant 3$ мм, замерзают в интервале температуры —10, —15°С; на больших l_1 замерзание капель происходит при температуре —15, —19°С. При $l=2{,}5$ мм повышение средней температуры замерзания капель по сравнению со случаем отсутствия короны незначительно.

Эти результаты получены для прозрачных замерзших коронирующих частиц с гладкой поверхностью. Для коронирующих частиц с шероховатой поверхностью (эти случаи на рис. 2 обозначе-

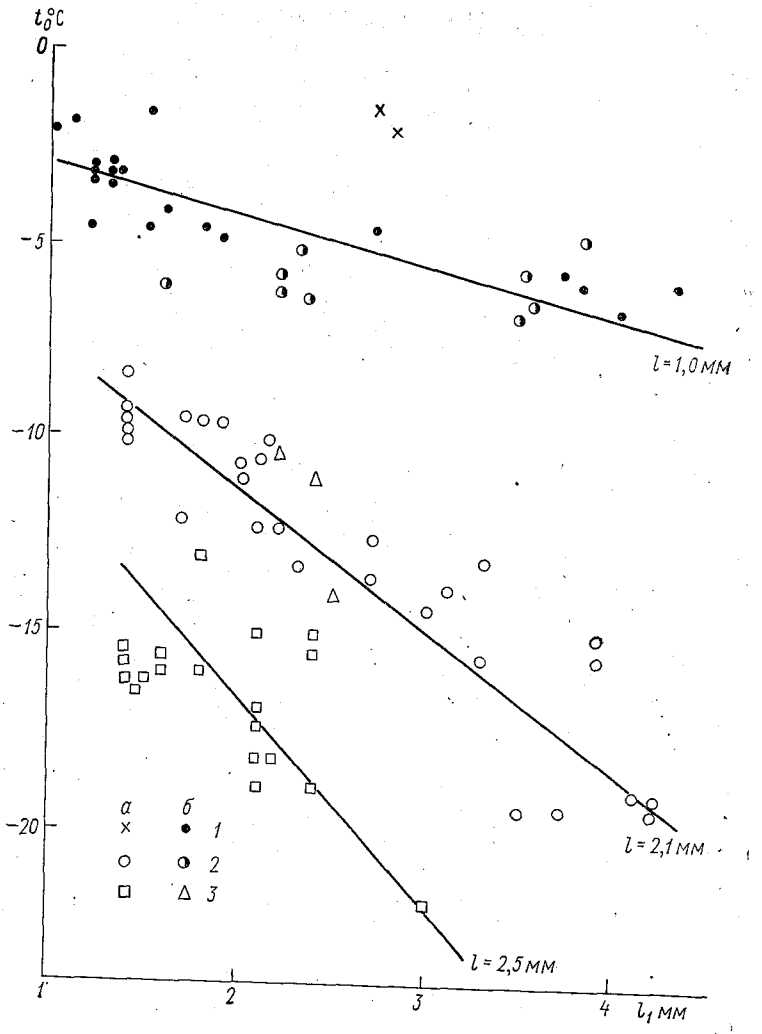


Рис. 2. Зависимость температуры начала замерзания капель t_0 от расстояния l_1 между каплей и коронирующей частицей при ΔU=2,5 кВ для гладких ледяных сфер (*а*) и шероховатых (*б*).
1) l=1,0 мм; *2)* l=2,1; *3)* l=2,5 мм.

ны крестиками) замерзание капель происходило при значительно более высокой температуре по сравнению со случаем короны между частицами с гладкой поверхностью.

Как видно на рис. 2, понижение температуры замерзания капель с увеличением расстояния l_1 происходит примерно линейно. Обращает на себя внимание увеличение наклона прямых t_0 (l_1) по ме-

ре возрастания l. Это представляется естественным, так как при увеличении расстояния между коронирующими частицами условия для образования короны ухудшаются. Опыты проводились также при разности потенциалов между коронирующими частицами $V=3$ кВ (57 опытов) и $V=2$ кВ (45 опытов).

Отметим, что при увеличении разности потенциалов влияние короны на замерзание капель дистиллированной воды проявляется несколько сильнее, а при уменьшении — слабее. Однако число опытов при указанных условиях невелико и данных мы не приводим.

Некоторое количество опытов посвящено исследованию замерзания капель водопроводной воды. Средняя температура замерзания капель того же размера, что и для дистиллированной воды, составляла —12°С (разброс точек от —10,2 до 13,5°С) при отсутствии короны.

При наличии короны между замороженными каплями, находящимися на расстоянии не более 3 мм друг от друга (разность потенциалов между ними равнялась 2 кВ), замерзание капель происходит в интервале температур —3, —5°С.

Повышение температуры замерзания капель дистиллированной и водопроводной воды происходит и в области короны между металлическими остриями.

Таким образом, лабораторные опыты показали, что в области короны между заряженными водяными частицами происходит значительное повышение температуры замерзания жидких капель. При расстояниях между коронирующими частицами до 2 мм и разности потенциалов между ними 2—3 кВ эффект сказывается в условиях опытов до расстояния 3—4 мм от коронирующих частиц. Вопрос о механизме замерзания капель в области коронного разряда остается открытым. Исследованное явление может иметь существенное значение для процесса фазовых преобразований частиц в грозовых облаках.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dawson G. A., Cardell G. R. Electrofreezing of supercooled waterdrops.— "J. Geoph. Res.," 1973, vol. 78, № 36, p. 8864—8866.
2. Dufour L. Über das Gefrieren des Wassers und über die Bildung des Hagels.— "Poggendorfs Ann. Phys.," 1861, Bd 114, S. 530—554.
3. Pruppacher H. P. Electrofreezing of supercooled water.— "Pure and Appl. Geoph.," 1973, vol. 104(3), p. 623—634.
4. Rau W. Eiskeimbildung durch dielektrische Polarization.—"ZS f. Naturforsch," 1951, Bd 6a, S. 649—657.
5. Roulleau M., Poc M.-M. Électrocongelation des brouillards surfoundus.— "C. R. Acad. Sc. Paris," 1967, Ser. B, vol. 264, p. 1480—1483.

С. П. Гире, А. П. Жуковский, М. Н. Серова

К ВОПРОСУ О ПРИРОДЕ ГЕТЕРОГЕННОЙ НУКЛЕАЦИИ ЛЬДА НА ОРГАНИЧЕСКИХ ЯДРАХ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ

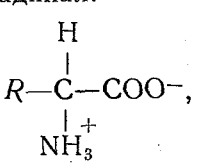
Настоящая работа является продолжением исследований природы гетерогенного льдообразования на ядрах кристаллизующих органических веществ методом ИК-спектроскопии.

В результате исследования водного раствора одного из наиболее активных льдообразующих веществ — метальдегида [1] было установлено существование необычно сильного взаимодействия неполярных групп его молекул с водой. Это обстоятельство позволило авторам высказать предположение о том, что стабилизирующее действие неполярных групп на воду играет определенную роль в процессе гетерогенной нуклеации льда.

Однако для подтверждения этой гипотезы важно провести эксперимент, выявляющий непосредственную связь льдообразующей способности органических веществ и степени стабилизирующего действия неполярных групп их молекул на воду. Для этого необходимо исследовать ряд органических соединений, молекулы которых отличаются друг от друга только строением неполярной части.

Наличие обширного класса аминокислот с известной температурой льдообразования представляет возможность проведения такого эксперимента.

Постановка задачи. Молекула каждой аминокислоты, помимо полярных NH_3^+ и COO^- групп, содержит характерную только для нее R-группу — боковой радикал:



$$R-\underset{\underset{NH_3^+}{|}}{\overset{\overset{H}{|}}{C}}-COO^-,$$

R-группа представляет собой неполярную (гидрофобную) углеводородную цепочку, включающую в себя у некоторых аминокислот полярные и даже заряженные группы атомов.

Так как стабилизирующее действие неполярной части молекул неэлектролитов зависит от ее размера [2], то нами были выбраны следующие аминокислоты: аланин, валин, изолейцин, серин и треонин (рис. 1), молекулярное строение боковых радикалов которых отличается в основном только размерами неполярных групп.

За количественную меру силы универсального взаимодействия неполярных групп органических соединений с водой мы приняли число гидратации [1], которое определяет количество молекул воды, находящихся под воздействием неполярного радикала и образующих вокруг него льдоподобный ассоциат.

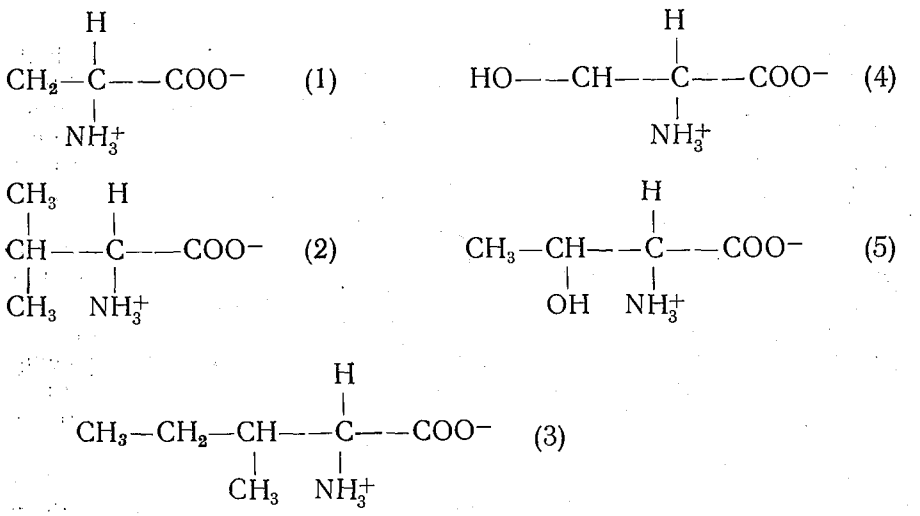


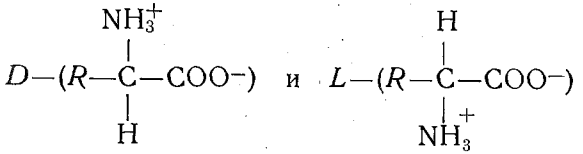
Рис. 1. Структурные формулы аланина (*1*), валина (*2*), изолейцина (*3*), серина (*4*), треонина (*5*).

В качестве характеристики льдообразующей способности аминокислот использовались лишь пороговые температуры кристаллизации, полученные в работе [11], так как данных по температурным зависимостям количества образующихся активных частиц для аминокислот нет.

Если гетерогенная нуклеация льда на органических (в нашем случае аминокислотных) ядрах кристаллизации действительно стимулируется влиянием неполярных групп на водное окружение, то с ростом числа гидратации у аминокислот будет наблюдаться увеличение их пороговой температуры льдообразования. Однако наличие оптической изомерии у аминокислот затрудняет непосредственное сравнение результатов исследований пороговой температуры кристализации и полос поглощения воды в водных растворах аминокислот из-за различных условий проведения экспериментов.

Известно, что соединения, молекулы которых содержат асимметричный атом углерода, могут существовать в двух формах, пред-

ставляющих по своей структуре зеркальные отражения друг друга, что приводит к образованию



изомеров так называемых стереоизомеров. Эквимолярная смесь *D*- и *L*-изомеров обозначается символом *DL* и называется рацемической смесью или рацематом.

Число гидратации не будет зависеть от того, с какой из форм аминокислоты мы будем работать, так как природа неполярных групп отдельных молекул аминокислоты и их взаимодействие с водой не меняется в растворах рацемата и стереоизомеров. Пороговая же температура кристаллизации, как видно из результатов работ [3, 4, 11], определяемая для кристалла аминокислоты, существенно зависит от его оптической формы.

Из работы [11] следует, что пороговые температуры кристаллизации *DL*-смеси и стереоизомеров для одной и той же аминокислоты отличаются в отдельных случаях очень сильно.

Для физически обоснованного выбора величины пороговой температуры кристаллизации следует учесть, что в кристаллах *DL*-формы расположение молекул стереоизомеров другое, чем в кристаллах, образованных из отдельного стереоизомера. При этом будет происходить изменение в упаковке неполярных боковых радикалов молекул, что меняет степень их обнаженности на поверхности кристалла аминокислоты и, следовательно, их число контактов с молекулами воды, адсорбированными на этом кристалле.

Если справедливо наше исходное допущение о преимущественной роли неполярных радикалов в процессе гетерогенной нуклеации, то модификация кристалла аминокислоты, в которой неполярные группы в более полной степени реализуют свою способность структурировать воду, окажется наиболее активной и будет иметь более высокую температуру льдообразования по сравнению с другими модификациями той же аминокислоты. Более низкая температура льдообразования в таком случае соответствует модификации кристалла аминокислоты с минимальным числом контактов между неполярными группами и молекулами воды, так как влияние неполярных групп будет экранировано в результате особенности их расположения в кристалле.

Таким образом, если наши предположения справедливы, то мы должны наблюдать для аминокислот, отличающихся друг от друга только размерами неполярного радикала молекулы, рост наиболее высокой (для каждой аминокислоты) пороговой температуры кристаллизации с увеличением числа гидратации. При ошибочном исходном допущении никакой корреляции между числом гидратации и пороговой температурой кристаллизации наблюдаться не будет.

Методика проведения экспериментов и их результаты. Число гидратации определялось по результатам спектроскопических исследований водных растворов пяти аминокислот. При подсчете числа гидратации в каждом отдельном случае использовалась экспериментально полученная зависимость положения максимума полосы поглощения воды $\nu_2+\nu_{OH}$ (5180 см$^{-1}$) от концентрации раствора соответствующей аминокислоты. В качестве характеристики концентрации раствора наиболее удобно выбрать мольный процент аминокислоты в растворе (x_2). Мольный процент воды в растворе x_1 однозначно связан с x_2, а именно $x_1=100-x_2$.

Подробно методика проведения исследований и подсчета числа гидратации была изложена ранее в работе [1]. В зависимости от строения бокового радикала молекулы аминокислоты были разделены на две группы.

В первую группу входил аланин, валин и изолейцин. Их боковые радикалы отличаются друг от друга количеством CH_3-групп. Например, молекулу валина можно рассматривать как молекулу

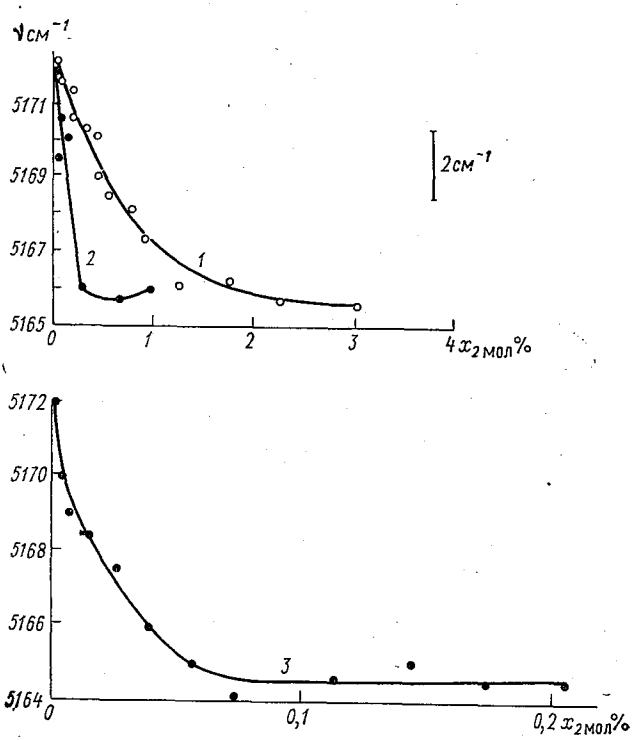


Рис. 2. Зависимость смещения максимума полосы поглощения воды $\nu_2+\nu_{OH}$ (5180 см$^{-1}$) от концентрации *DL*-аланина (*1*), *DL*-валина (*2*), *L*-изолейцина (3) при $T=18°C$

аланина, к боковому радикалу которой присоединены две неполярные CH_3-группы.

Вторую группу представляют серин и треонин. Молекулярная структура треонина отличается от молекулярной структуры серина неполярной CH_3-группой, а отличие боковых радикалов второй группы аминокислот от первой состоит в присутствии в боковых радикалах второй группы аминокислот полярной OH-группы.

На рис. 2 и 3 показаны полученные концентрационные зависимости положения максимума полосы поглощения воды $\nu_2+\nu_{OH}$ в водных растворах различных аминокислот. Из этих рисунков видно, что с ростом концентрации аминокислот в растворе наблюдается низкочастотное смещение максимума полосы поглощения, что так же, как и в случае метальдегида [1], свидетельствует об увеличении прочности водородных связей между молекулами воды за счет вандерваальсовых взаимодействий между неполярными группами молекул аминокислот и молекулами воды.

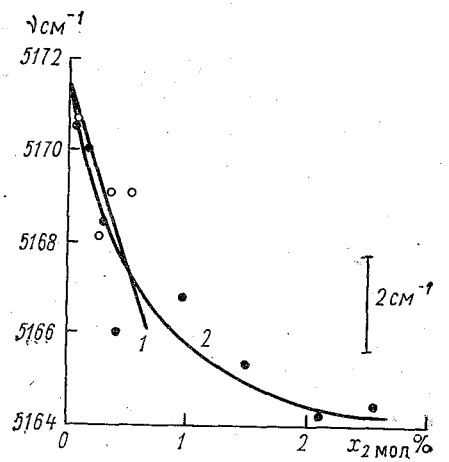


Рис. 3. Зависимость смещения максимума полосы поглощения воды $\nu_2+\nu_{OH}$ (5180 см$^{-1}$) от концентрации *DL*-серина (*1*) и *DL*-треонина (*2*) при $T=18°C$.

Расчет числа гидратации показал, что с ростом неполярного радикала от аланина к изолейцину число гидратации увеличивается. Такая же зависимость наблюдается и при переходе от серина к треонину. Так, для аланина число гидратации равно 24 ± 5 мол$^{-1}$, для валина 100 ± 20 мол$^{-1}$, для изолейцина (1300 ± 300) мол$^{-1}$. Для серина число гидратации равно (37 ± 7) мол$^{-1}$, для треонина (70 ± 10) мол$^{-1}$.

На рис. 4 показана связь между числом гидратации и максимальной пороговой температурой кристаллизации для двух групп аминокислот.

Как видно из рис. 4, для обеих групп аминокислот получена пропорциональная зависимость между числом гидратации и пороговой температурой кристаллизации. Для первой группы аминокислот (аланин, валин, изолейцин) при увеличении числа гидратации от 24 ± 5 мол$^{-1}$ до 1300 ± 300 мол$^{-1}$ пороговая температура кристаллизации возрастает от —7 до —1°C; во второй группе (серин, треонин) увеличение числа гидратации от 37 ± 7 мол$^{-1}$ до 70 ± 10 мол$^{-1}$ приводит к росту пороговой температуры кристаллизации от —12 до —10°C.

Из рис. 4 видно, как изменение строения бокового радикала влияет на пороговую температуру кристаллизации. Неполярные группы молекул аланина и серина одинаковы. Однако при переходе от аланина к валину неполярный радикал молекулы достраивается на две CH_3-группы, а при переходе от серина к треонину — только на одну CH_3-группу. Поэтому закономерно, что разница в числах гидратации у аланина и валина с учетом погрешности в 2 раза больше, чем у серина и треонина. Характер изменения пороговой температуры льдообразования как для аланина и валина, так и для серина и треонина идентичен, однако прирост пороговой температуры льдообразования при переходе от аланина к валину в 2 раза превышает прирост при переходе от серина к треонину. Иными словами, тождественная надстройка неполярных радикалов аминокислот вызывает аналогичные изменения пороговой температуры кристаллизации.

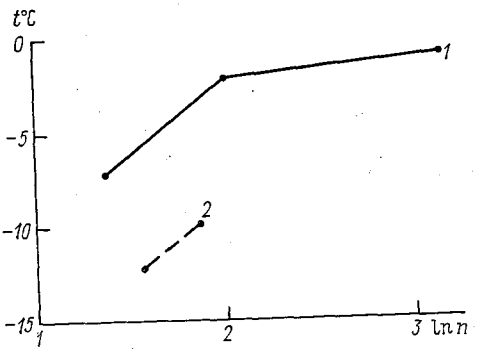


Рис. 4. Зависимость пороговой температуры льдообразования t от числа гидратации n для аминокислот (*1*) и второй (*2*) групп.

До настоящего времени льдообразующая способность аминокислот так же, как и других льдообразующих органических веществ, связывалась только с влиянием полярных групп их молекул на воду [3, 4, 6, 8, 9, 12]. Только в работе [4] отмечалось о возможном влиянии бокового радикала, но его действие рассматривалось лишь в свете расположения полярных групп в кристаллах аминокислот. Согласно взглядам В. А. Гартена и Р. Б. Хеда [8] изменение в расположении полярных групп существенно отражается на льдообразующей способности. Интересно, что сами Гартен и Хед отказались обсуждать природу льдообразующей способности аминокислот из-за отсутствия экспериментальных данных, позволяющих судить о характере пространственного расположения полярных групп в их кристаллах.

Однако, если бы функция неполярных радикалов молекул аминокислот при льдообразовании ограничивалась пассивной ролью подпорки, определяющей конфигурацию полярных групп молекул на поверхности кристалла, то эффекта, полученного в данной работе, вряд ли следовало ожидать.

В нашей работе выявилось также влияние полярной ОН-группы, появляющейся в боковом радикале молекулы аминокислоты. Действительно, молекула серина и треонина содержит в боковом радикале дополнительную полярную гидроксильную группу, что приводит к снижению пороговой температуры кристаллизации. Как

видно из рис. 4, у аминокислот, имеющих одинаковые числа гидратации, из-за наличия в боковом радикале ОН-группы (кривая 2) пороговая температура кристаллизации понижается на 5°С.

На основании изложенного можно сделать следующие выводы.

1. Проведенное сравнение чисел гидратации аминокислот, отличающихся размерами неполярных групп молекул, с их пороговой температурой кристаллизации показало, что с увеличением числа гидратации, являющегося количественной мерой стабилизирующего действия неполярных групп органических соединений на воду, пороговая температура льдообразования тоже возрастает. Это подтверждает высказанную гипотезу о преимущественной роли неполярных радикалов в процессе гетерогенной нуклеации льда на органических веществах.

2. Получено, что у аминокислот, имеющих одинаковые числа гидратации, но отличающихся наличием дополнительной полярной гидроксильной группы в боковом радикале, пороговая температура кристаллизации уменьшается, что свидетельствует о двойственной роли полярных групп в процессах гетерогенной нуклеации льда на органических веществах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гирс С. П., Жуковский А. П., Серова М. Н. Исследование системы метальдегид — вода методом ИК-спектроскопии.— «Тр. ГГО», 1978, вып. 389.
2. Кочнев И. Н., Халоимов А. И. Состояние воды в растворах спиртов.— ЖСХ, 1973, № 5, т. 14, с. 791—796.
3. Barthakur N., Moey Bank J. Anomalous behaviour of some aminoacids as ice nucleators.—"Nature" 1963, vol. 200, N 4909, p. 866—868.
4. Barthakur N., Maybank J. The growth of ice crystals on organic substrates.—"J. Rech. Atm.," 1966, An. 2, N 4, pp. 475—485.
5. Evans L. F. Ice nucleation by aminoacids. "J. Atm. Sci", 1966, vol. 23, N 6, p. 751—752.
6. Fukuta N., Mason B. J. Epitaxial growth of ice on organic crystals. J. Phys. Chem. Solids, 1963, vol. 24., N 6, p. 715—718.
7. Fukuta N. Experimental studies of organic ice nuclei.—"J. Atm Sci.," 1966, vol. 23, N 2, p. 191—196.
8. Garten V. A., Head R. B. A theoretical basis of the ice nucleation by organic crystals.—"Nature", 1965, vol. 205., N 4967, p. 160—162.
9. Langer G., Rosinski J., Bernsen S. Organc crystals as icing nuclei.— "J. Atm. Sci.", 1963, vol. 20, N 6, p. 557—562.
10. Maybank J., Barthakur N. The ice nucleation benavior of aminoacid particles.—"Canad. J. Phys.", 1966, vol. 44, N 10, p. 2431—2445.
11. Parungo F. P., Ladge J. P. Aminoacids as ice nucleators.— "J. Atm. Sci.", 1967, vol. 24, N 3, p. 274—277.
12. Power B. A., Power R. F. Come aminoacids as ice nucleators.—"Nature", 1962, vol. 194, N 4834, p. 1170—1171.

С. П. Гирс, В. Н. Каменцев

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ ВОДЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ПОВЕРХНОСТЬЮ РАЗЛИЧНЫХ ПОДЛОЖЕК

Одним из основных вопросов при изучении процесса гетерогенной нуклеации льда при искусственных воздействиях является вопрос о механизме фазового перехода воды.

Известно, что существуют два механизма: пар → жидкость → кристалл (ПЖК) и пар → кристалл (ПК) [3].

Согласно [3], процессы гетерогенных фазовых переходов для многих веществ идут обычно по механизму ПЖК при условии, что температура процесса не выходит из интервала $^2/_3\ T_{пл} < T < T_{пл}$, где $T_{пл}$ — температура плавления кристаллизующегося вещества в Кельвинах. Причем, если рост новой фазы на подложке носит эпитаксиальный характер, то механизм ПЖК подавляется механизмом ПК.

Большие возможности для подобных исследований открывают экспериментальные работы, позволяющие непосредственно наблюдать и сравнивать процессы фазовых переходов, происходящие одновременно и в одинаковых физических условиях на нескольких веществах.

В настоящей работе изложена методика и результаты предварительных экспериментов по изучению особенностей фазовых переходов воды, проведенных одновременно на двух кристаллизующих веществах в идентичных условиях изменения температуры и влажности. Идентичность условий достигалась благодаря использованию в качестве подложек таблеток, спрессованных из двух веществ, с резкой границей раздела между ними.

Методика получения и контроля образцов-таблеток. Таблетки прессовались из мелкодисперсных порошков AgI, CuS, CdS, PbI_2, CdI_2 и некоторых других без какого-либо связующего (клеящего) вещества.

Размеры таблеток (диаметр 10 мм и высота 8—12 мм) определялись только удобством их крепления в стандартной аппаратуре контроля — держателях электронного микроскопа УЭВМ-100К и рентгеновской установке ДРОН-1. Под эти же размеры был из-

готовлен и держатель холодильной камеры, смонтированной на предметном столике интерферометра Линника (рис. 1).

Пригодность образцов-таблеток для исследования определялась следующими параметрами процесса прессования: а) скоростью V нарастания давления от нуля до некоторого оптимального значения $P_{опт}$; б) временем выдержки при этом оптимальном давлении $t_в$. Величина $P_{опт}$ лежит в некотором интервале $P_{мин} < P_{опт} < P_{макс}$. При условиях $P < P_{мин}$, $t_в < t_{мин}$, $V > V_{макс}$ (величины $P_{мин}$, $t_{мин}$, $V_{макс}$ для разных веществ разные) таблетки получаются недостаточно прочными. Значение критического давления $P_{макс}$ для разных веществ колебалась от 1500 кг/см² для AgI до 4000 кг/см² для CdS. При $P > P_{макс}$ таблетки претерпевали необратимые изменения. Все иодистые соединения при этом начинали разлагаться с выделением и кристаллизацией металла. Так, например, в таблетках из AgI, спрессованных при давлении $P = 2000$ кг/см², на рентгенограмме получены отражения от кристаллографических плоскостей (111), (220), (311) металлического серебра. В таблетках CdI_2 отмечено укрупнение кристаллитов (перекристаллизация), при этом электронограммы на отражение в электронном микроскопе УЭМВ-100К при достаточной фокусировке получались точечными.

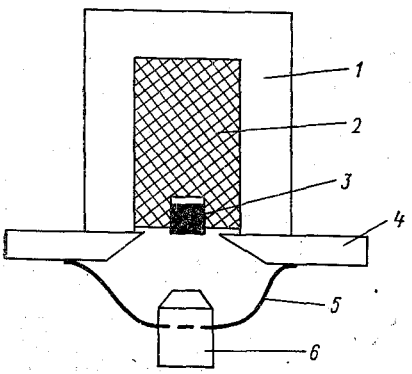


Рис. 1. Схема установки.

1 — термоэлектрический микрохолодильник, *2* — медный хладопровод с держателем образца, *3* — образец-таблетка, *4* — столик интерферометра, *5* — мембрана из резиновой пленки, изолирующая воздушный объем, *6* — объектив интерферометра.

С помощью контрольных рентгенограмм и электронограмм были подобраны режимы прессования для всех исследуемых веществ.

Ввиду того, что $P_{опт}$ для разных веществ оказались различными, при изготовлении таблеток из двух несмешиваемых веществ частицы спрессованного вещества с бо́льшим $P_{опт}$ запрессовывались, как в матрицу, в вещество с меньшим $P_{опт}$. При этом удалось получить двойные таблетки с достаточно резкими, выходящими на рабочую поверхность границами веществ (рис. 2).

Для всех таблеток матрицей служило иодистое серебро как вещество с наименьшим $P_{опт}$. Оно же выступало и в качестве контрольного вещества.

Методика проведения и результаты экспериментов. Образец в виде двойной таблетки помещался в держатель холодильной камеры, смонтированной на столике интерферометра Линника (см. рис. 1).

Средняя скорость охлаждения (измеренная в интервале температур от +16 до —20°С) составляла 0,1°С в минуту. Температура

измерялась с точностью $\pm 0{,}5°C$. Исходная влажность воздуха в камере составляла $40 \pm 10\%$ при температуре 16°C.

Динамика охлаждения поверхности образцов в установке была проверена на одинарных таблетках из AgI, CdS и PbI_2 по характеристикам конденсации и кристаллизации. Было получено, что время начала конденсации и кристаллизации на разных концах диаметра таблеток на одном и том же расстоянии от края таблетки совпадает с точностью до 3—5 секунд (время, необходимое для перестройки микроскопа с одной точки наблюдения на другую).

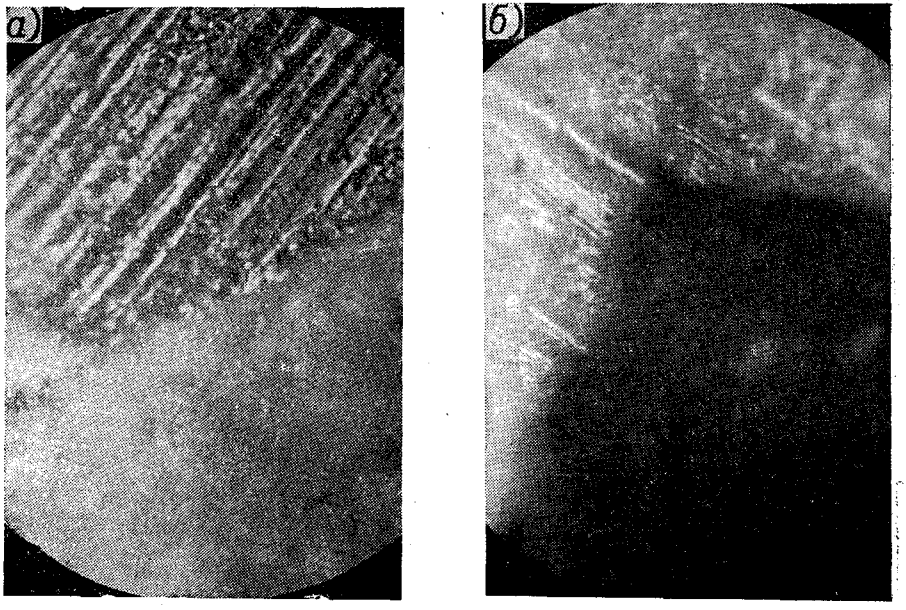


Рис. 2. Части поверхностей двойных таблеток.
а) AgI—CdS (CdS внизу); *б*) AgI—CuS (CuS внизу).

Чтобы исключить влияние неравномерности охлаждения таблетки на результаты эксперимента, для исследования выбирались такие участки ее поверхности, где граница раздела вещества шла вдоль радиуса таблетки или же где вещество с худшей льдообразующей способностью охлаждается не медленнее, чем вещество с лучшей льдообразующей способностью.

Фотографирование производилось на пленку КН-4с с выдержкой 0,3—1 с.

Увеличение на приводимых ниже фотографиях составляло $\times 700$.

Начало конденсации легко наблюдалось по интерференционному зеркалу, так как появление воды на площади с диаметром око-

ло 1 мкм сопровождалось появлением 2—3 замкнутых почти круговых концентрических полос интерференции, число которых увеличивалось по мере роста толщины пленки воды (одной полосе соответствует 0,25 мкм в направлении, перпендикулярном к плоскости подложки).

Мы считали, что если рост капли происходит в основном в плоскости поверхности образца и имеет нерегулярные границы, то действует механизм П→Ж. За начало кристаллизации, т. е. за начало процесса Ж→К, принимался тот момент времени, когда границы

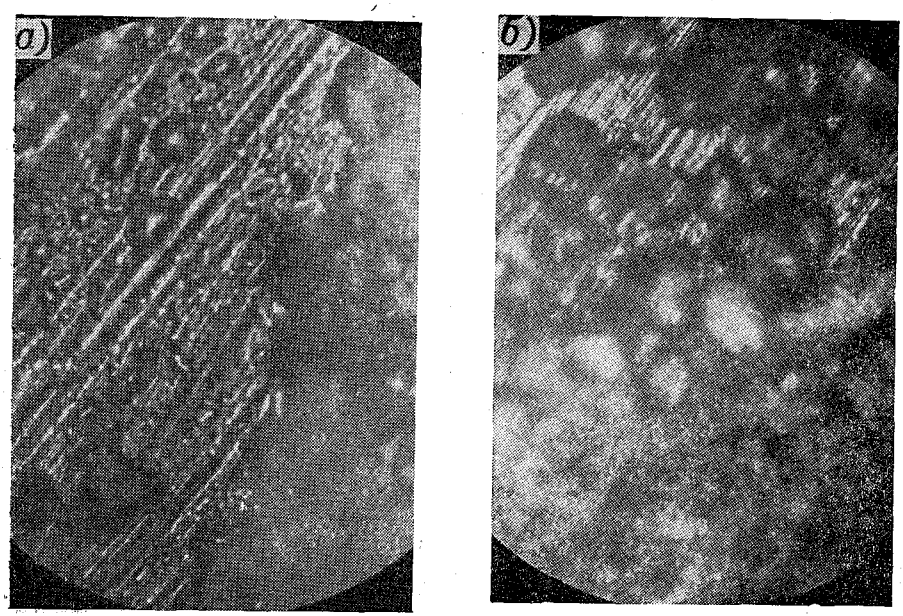


Рис. 3. Двойные таблетки AgI—CdS.
а) AgI слева, $T=-1°C$; *б*) AgI сверху, $T=-5°C$.

капли начинали принимать регулярную тетра- или гексагонально подобную конфигурацию. Одновременно резко возрастала скорость в направлении оси наблюдения. При этом интерференционные полосы стягивались до слияния, что соответствовало увеличению крутизны ската на границе, а это могло наблюдаться только в том случае, когда переставал действовать механизм поверхностного натяжения пленки воды, фиксирующий угол смачивания.

Результаты экспериментов. На исследуемых веществах AgI, CuS, CdS, PbI_2, CdI_2, BiI_3, CuO, PbO, $C_6H_3(OH)_3$ процесс кристаллизации паров воды шел по типу ПЖК. Однако на различных веществах он протекал по-разному. У веществ, имеющих более низкую пороговую температуру кристаллизации $T_п$ (по данным [4]),

фазовый переход П→Ж при охлаждении таблеток начинался при более низких температурах, чем у веществ с более высокой $T_п$. Но скорость кристаллизации сконденсировавшейся на поверхности подложки воды в случае веществ с низкой $T_п$ больше, чем у веществ в более высокой $T_п$.

На рис. 3 приведены примеры фазового перехода воды на двойной таблетке AgI—CdS. На рис. 3 *а* изображена часть таблетки с границей между AgI и CdS при $T=-1°C$. На поверхности AgI хорошо видны капельки воды размером от 1 до 30 мкм, замкнутые интерференционные линии расположены в плоскостях, параллельных плоскости наблюдения, через 0,03 мкм по высоте. На поверхности CdS следов воды не обнаруживалось. На рис. 3 *б* представлен следующий этап при $T=-5°C$, когда на поверхности AgI идет кристаллизация сконденсировавшейся воды и рост кристаллов льда, а на поверхности CdS обнаруживаются следы воды только у границы с AgI. Лишь при $T=-15°C$ на поверхности CdS сконденсировалась вода.

Рис. 4. Двойная таблетка AgI—CuS (AgI сверху) при $T=-5°C$.

Наводка на резкость в верхней плоскости растущего гексагонального кристалла льда; плоскость образца вне границ резкости и граница AgI – CuS видна только за счет разной отражательной способности веществ.

Следует отметить, что на снимке кристаллы льда находятся вне зоны резкости оптической системы; при получении резкой картины кристаллов льда на снимке пропадает граница между веществами. Пример подобной фокусировки приведен на рис. 4.

Конденсация и кристаллизация воды на обеих частях двойной таблетки AgI—CuS происходит практически одновременно (рис. 5). Для этой пары веществ характерно различие в размерах

кристаллитов льда: в среднем их размер на CuS в 1,5—3 раза меньше, чем на AgI.

В условиях эксперимента рост кристаллов льда происходил в основном в направлении осей *a* и *b*, однако отдельные кристаллы льда росли вдоль оси *c*, как это видно на рис. 6 (светлый кристалл у центра снимка).

Интересным оказалось то, что скорость нарастания новых слоев льда на уже покрытых льдом таблетках зависела от вещества подложки: как правило вещества с более высокой $T_п$ обеспечивали

Рис. 5. Двойная таблетка AgI—CuS (AgI сверху) при $T=-5°C$.
Кристаллизация воды происходит как на AgI, так и на CuS.

Рис. 6. Двойная таблетка AgI—CdS (AgI сверху) при $T=-5°C$.
Левее центра снимка виден кристалл льда с гексагональной огранкой.

бо́льшую скорость роста. Однако и среди них также имелись различия.

Оценка скорости нарастания льда проводилась по отсчетам микрометрического винта тонкой наводки на резкость через минутные интервалы времени. Оказалось, что скорости роста льда на AgI и PbI_2 приблизительно одинаковы. На CuS скорость роста вдвое меньшая по сравнению с AgI. На CdS скорость роста льда в 3—5 раз меньше, чем на AgI.

Скорость роста верхних граней отдельных кристаллитов можно определить по скорости смещения интерференционных полос (рис. 7).

Авторы связывают различные скорости роста льда на слоях льда, образовавшихся на различных подложках, с тем, что, согласно [2], кристаллизация есть репликационный процесс, при котором в структуре дефектов кристаллизующегося вещества сохраняется существенная информация о свойствах подложки.

Влияние подложки на некоторые физические свойства (величину кристаллитов, электропроводность, диэлектрическую проницаемость) растущего на ней льда установлено ранее авторами в работе [1].

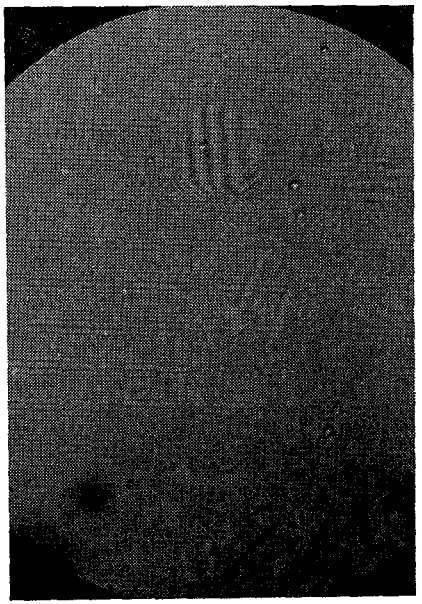


Рис. 7. Рост кристаллов льда на поверхности CuS (наводка на резкость в плоскости верхних растущих граней кристаллов льда; включено зеркало интерферометра и зеленый фильтр).

Обнаруженные в данной работе зависимости скорости роста льда от свойств подложки подтверждаются результатами работы [5]. В ней было обнаружено прямое влияние свойств льда, выращенного на PbI_2 с различными добавками, на гетерогенную нуклеацию. В работе [5] были получены температуры контактной нуклеации капель воды при соприкосновении их с покрытыми льдом частицами PbI_2 из ракет «Облако» и «Алазань». Разные добавки в PbI_2 и разная технология его изготовления привели, видимо, к столь большому различию поверхностных свойств частиц, что температуры контактной нуклеации для веществ из разных ракет существенно отличаются (—4,7°С для веществ из ракет «Облако» и —5,3°С для веществ из ракет «Алазань»).

Принятые в настоящее время такие характеристики льдообразующей способности веществ, как $T_п$ и температура полной кристаллизации, практически соответствуют начальной стадии процессов,

происходящих в облаках при искусственных воздействиях. Стадия роста ледяных частиц, вплоть до размеров гидрометеоров, когда активным фактором в фазовом переходе выступает не кристаллизующее вещество, а лед, выросший на нем (автоэпитаксия), при определении пороговой температуры не рассматривалась. Поэтому авторам представляется целесообразным при исследовании кристаллизующей способности веществ учитывать не только их влияние на начальную стадию фазового перехода воды, но и на последующий рост ледяных частиц, вплоть до размеров в несколько миллиметров.

В заключение можно сделать следующие выводы.

1. Кристаллизация воды на веществах AgI, CuS, CdS, PbI_2, CdI_2, BiI_3, CuO, PbO, $C_6H_3(OH)_3$ идет через жидкую фазу, т. е. осуществляется механизм фазового перехода пар→жидкость→→кристалл.

2. Скорость нарастания ледяного слоя зависит от вещества подложки по крайней мере до толщины в несколько миллиметров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гирс С. П. и др. О влиянии льдообразующих веществ на электрические свойства льда и коронирование ледяных частиц.— «Тр. ГГО», 1977, вып. 389.
2. Дистлер Г. И. и др. Декорирование поверхности твердых тел. М., «Наука», 1976. 112 с.
3. Палатник А. С., Рукс М. Я., Косевич В. Н. Механизм образования и субструктура конденсированных пленок. М., «Наука», 1972. 320 с.
4. Плауде Н. О. Исследование льдообразующих свойств аэрозолей иодистого серебра и иодистого свинца. — «Труды ЦАО», 1967 вып. 80. 88 с.
5. Levkov L. Über die Eisbildung in untergekühtem Nebl unter der Eimvirkung von Pb I_2— Aerosolen. «Докл. Болг. АН», 1976, т. 29. № 7, с. 975—977.

Т. Н. Громова, И. А. Скородёнок,
Н. Д. Татаренко, Т. М. Унгерман

О ХИМИЧЕСКОМ СОСТАВЕ ОСАДКОВ ИЗ КОНВЕКТИВНЫХ ОБЛАКОВ

Атмосферные осадки среди прочих природных вод отличаются наименьшей минерализацией. Природные воды, являясь растворами сложного состава, содержат многие вещества в виде ионов, недиссоциированных молекул (например, газы) и коллоидов (макроэлементы). Однако только некоторые из них встречаются в значительных количествах. К основным макроэлементам природных вод относятся: Cl^-, SO_4^{2-}, HCO_3^-, CO_3^{2-}, NO_3^-, Na^+, K^+, Ca^{2+}, Mg^{2+}. Данные по среднему содержанию основных ионов в различных природных водах представлены в табл. 1.

Кроме концентраций отдельных ионов и их суммы, для характеристики природных вод используют отношения между различными ионами. Отношение концентраций ионов в морской воде довольно постоянно по всему Мировому океану [9], поэтому срав-

Таблица 1

Содержание основных ионов в природных водах

Ионы	Морская вода, г/л [1]	Речная вода ЕТС, мг/л [2]	Атмосферные осадки (теплое полугодие), мг/л [5]
Cl^-	19,8	11,8	2,0
HCO_3^-	0,2	74,3	9,0
SO_4^{2-}	2,8	15,9	11,7
Ca^{2+}	0,4	31,0	4,0
Mg^{2+}	1,3	8,4	0,4
Na^+	11,0	11,7	2,0
K^+	0,4	4,8	0,3
Σ	35,9	157,9	29,4
SO_4^{2-}/Cl^-	0,14	1,4	6,0
Cl^-/Na^+	1,8	1,0	1,1

нение их с этими же отношениями в выпадающих атмосферных осадках может быть использовано для характеристик последних.

Источником минерализации дождевой воды являются соли, содержащиеся в атмосфере. Достаточно большую роль играет захват солевых частиц падающими дождевыми каплями, приводящий к очищению атмосферы. На это указывает тот факт, что обычно наибольшая концентрация солей наблюдается в осадках в начальный период их выпадения [7]. В атмосферных осадках континентальных районов отмечена сравнительно высокая (до 60% от общего количества анионов) концентрация анионов SO_4^{2-} и HCO_3^- [11]. Это может быть связано с поступлением в облако частиц как с поверхности почвы, так и от промышленных предприятий.

Содержание ионов хлора значительно ниже (18%). Однако даже при очень длительных дождях ионы хлора постоянно присутствуют в атмосферных осадках. По-видимому, это связано с тем, что хлор попадает в облака в начальной стадии их образования. По данным [5], хлор часто обнаруживается в осадках в конце дождя в тех же количествах, что и в начале их выпадения. К этому же выводу пришли авторы статьи [10] при изучении солевого состава атмосферных осадков в районе Дели.

По оценке Р. И. Грабовского [4], дождевые капли могут захватывать на пути падения лишь крупные частицы, радиус которых превышает 10^{-5} см. Более мелкие ядра обтекают падающие капли с воздушным потоком.

В большинстве литературных источников, посвященных химическому составу атмосферных осадков, приводятся средние значения содержания макроэлементов за определенный период времени, например за год, месяц или (реже) сутки [3, 5, 7, 10], по данным химического анализа осадков, проведенного, как правило, не раньше чем через месяц после их выпадения.

В данной работе была поставлена задача проследить изменение солевого состава осадков в течение выпадения отдельного дождя из облаков грозового и негрозового характера по результатам химического анализа, проводимого сразу же после отбора проб дождевой воды. Такие данные в дальнейшем могут использоваться для оценки эффекта воздействия на конкретное облако, а при большой сети пунктов сбора осадков они позволят проследить за распространением вводимых в облако реагентов.

Методика отбора проб осадков и проведения их химического анализа. В течение летнего сезона 1976 г. в районе Сорокского противоградового отряда МПЭ (пос. Баксаны МССР) были отобраны и проанализованы пробы атмосферных осадков 10 отдельных дождей, из них 8 в июле (все дожди, выпавшие за этот месяц) и по одному дождю в июне и августе. В зависимости от интенсивности дождя пробы атмосферных осадков, выпадающих в течение одного дождя, отбирались непрерывно в течение 3—20 мин каждая. Общее количество последовательно отобранных проб в период выпадения каждого отдельного дождя составляло 3—8.

Для сбора проб дождевой воды применялись полиэтиленовые ведра с крышками, установленные на специально оборудованной площадке на высоте 2 м от поверхности земли. Приемная поверхность одного ведра составляла 700 см². После окончания сбора пробы собранная в четырех ведрах вода переливалась в предварительно подготовленную чистую полиэтиленовую банку и поступала в лабораторию на анализ.

Химический анализ проб атмосферных осадков производился в полевой лаборатории в день отбора пробы дождевой воды или на следующий день с тем, чтобы исключить возможность изменения концентрации ионов в пробе, особенно существенную при малых содержаниях примеси.

Химическим путем определялся макрокомпонентный состав (Cl^-, HCO_3^-, SO_4^{2-}, Ca^{2+}, Mg^{2+}, $Na^+ + K^+$) и производилось измерение pH с помощью прибора «pH-121». За основу определения химического состава атмосферных осадков были взяты методики, разработанные для анализа природных вод [8].

Таблица 2

Среднее содержание ионов (мг/л) в пробах дождевой воды в июле за разные годы

Определяемые ионы	Кишинев	Баксаны	
	1965 г.	1975 г.	1976 г
Cl^-	2,0	2,4	2,0
HCO_3^-	8,6	8,0	10,4
SO_4^{2+}	7,5	9,7	10,8
Ca^{2+}	2,6	2,8	3,2
Mg^{2+}	1,5	2,0	2,8
$Na^+ + K^+$	1,7	3,6	1,8
Σ	23,9	28,5	31,0
SO_4^{2+}/Cl^-	3,7	4,0	5,4
$Cl^-/Na^+ + K^+$	1,2	0,7	1,1
Число проб	1	19	40

Примечание. В Кишиневе исследовалась суммарная проба за месяц.

Результаты исследования. По данным анализов 43 проб атмосферных осадков за июль 1976 г. вычислены средние значения концентраций отдельных ионов и их общая сумма за месяц (табл. 2). В табл. 2 включены также результаты химического анализа проб дождевой воды, собранной нами по той же методике в том же районе (пос. Баксаны) при проведении в этом районе противоградовых работ в июле 1975 г. Анализ этих проб производился В. М. Дроздовой в химической лаборатории ГГО спустя несколько месяцев после отбора осадков. Кроме того, в таблицу включены результаты сетевых наблюдений за химическим составом атмосферных осадков по ст. Кишинев за июль 1965 г.

Из данных табл. 3 прежде всего следует, что преобладающими примесями в осадках являются: из анионов SO_4^{2-} или HCO_3^-, из катионов Ca^{2+}. В порядке убывания концентрации ионы, содержащиеся в осадках, можно записать в следующей последовательности: для анионов $SO_4^{2-} > HCO_3^- > Cl^-$, для катионов $Ca^{2+} > Mg^{2+} > Na^+ + K^+$. Эта последовательность убывания сохраняется как

при выражении концентрации в мг/л, так и при пересчете на мг-экв/л.

Такие же результаты получены в других исследованиях [5, 9], так что указанное соотношение ионов довольно устойчиво для континентальных районов.

Заслуживает внимания рассмотрение значений концентрации ионов и общей минерализации дождевой воды в зависимости от типа осадков. Сбор осадков производился нами из грозовых (33 пробы) и ливневых (70 проб) облаков. Сбор проб производился в районе проведения градозащиты.[1] Осадки из грозовых (градовых) облаков отбирались как в случае воздействия на них иодистым свинцом или поверхностно-активными веществами (17 проб), так и в тех случаях, когда воздействия на грозовые облака не производились (16 проб) (табл. 3).

Таблица 3

Среднее содержание ионов (мг/л) в осадках из ливневых и грозовых облаков (пос. Баксаны, июль 1976 г.)

Ионы	Облака		
	ливневые	грозовые	
		без воздействия	с воздействием
Cl^-	2,1	1,9	1,9
HCO_3^-	6,2	11,6	13,6
SO_4^{2-}	6,8	10,4	15,3
Ca^{2+}	2,3	3,0	4,1
Mg^{2+}	1,5	3,0	3,0
$Na^+ + K^+$	0,6	1,3	3,0
Σ ионов	19,5	31,2	40,9
SO_4^{2-}/Cl^-	3,4	5,5	8,1
$Cl^-/Na^+ + K^+$	3,5	1,5	0,6
Число проб	10	16	17

Как видно из табл. 3, атмосферные осадки из грозовых и негрозовых облаков отличаются по общей минерализации и по содержанию макрокомпонентов в них. Концентрация всех макрокомпонентов, за исключением Cl-иона, в осадках из грозовых облаков выше, чем в ливневых осадках. В осадках, выпавших при воздействии, концентрация выше, чем в естественных осадках как из грозовых, так и негрозовых облаков.

Для всех проб определены также значения показателя концентрации водородных ионов (pH). Среднее значение pH, по нашим данным, составляет 5,6. Отклонения от этого значения укладываются в пределах ±1,1. Подобные же значения pH получены при исследовании осадков другими авторами [5, 9].

При измерении pH в пробах атмосферных осадков из ливневых облаков оказалось, что эта величина изменяется в интервале 4,5—5,6. Для атмосферных осадков из грозовых облаков pH изменяется в интервале 5,4—6,8. При этом значение pH ниже 5,0 отмечено только для негрозовых дождей. Таким образом, осадки из ливне-

[1] В условиях, когда в облако вводятся десятки и сотни килограммов льдообразующих реагентов (PbI_2) и неактивных веществ, составляющих пиросмесь.

вых облаков характеризуются более низкими значениями pH по сравнению с осадками из грозовых облаков.

Известно, что величина pH влияет на электрические процессы в облаках. В работе [6] предложен способ подавления грозовых явлений в облаках путем введения веществ, снижающих pH.

При анализе атмосферных осадков, выпавших в течение отдельного дождя, было отмечено изменение во времени концентраций измеренных ионов. В качестве примера (рис. 1 и 2) представлено изменение во времени общей минерализации осадков (M мг/л)

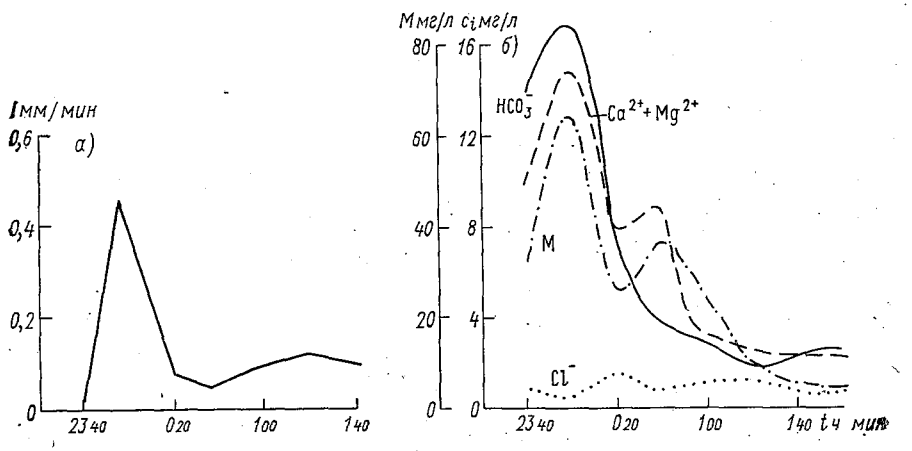


Рис. 1. Изменение со временем интенсивности осадков (*а*) и общей минерализации и концентрации отдельных ионов (*б*) в осадках из грозового облака 8 июля 1976 г.

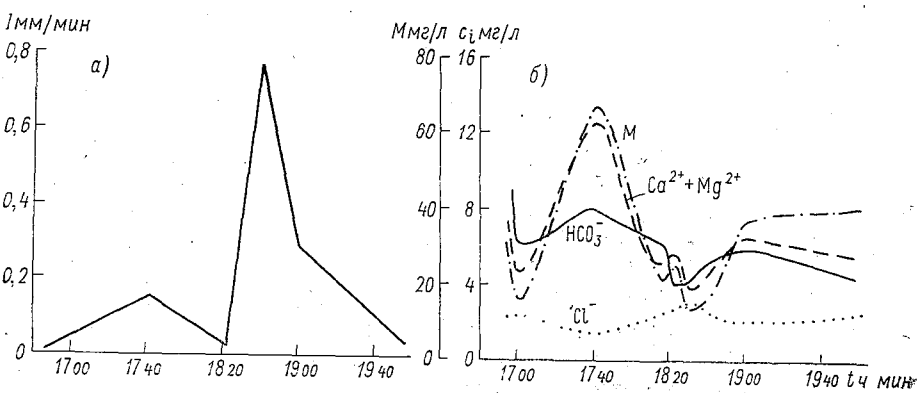


Рис. 2. Изменение со временем интенсивности осадков (*а*) и общей минерализации и концентрации отдельных ионов (*б*) в осадках из грозового облака 26 июля 1976 г.

и концентраций отдельных ионов (c мг/л), а также изменение интенсивности дождя во времени по данным плювиографа, установленного в непосредственной близости от места сбора осадков.

Графики построены для грозовых дождей 8 июля (рис. 1) и 26 июля (рис. 2). К началу выпадения осадков 8 июля в 23 ч 40 мин грозовое облако характеризовалось следующими радиолокационными параметрами: $H_{вг}=7{,}7$ км, $T_{вг}=-33°C$, $\lg Z_{макс}=3{,}9$, $H_{Z_{макс}}=5$ км. В пробах грозового дождя отмечено значительное увеличение минерализации в начальный период выпадения осадков. В этот же период происходит увеличение интенсивности дождя. При этом скорость ветра у земли составляет 4—5 м/с. Как видно из рис. 1, общая минерализация осадков и концентрация отдельных ионов (HCO_3^-, Ca^{2+}, Mg^{2+}) растет по мере выпадения дождя и достигает максимальных значений через 17 мин. Затем наблюдается уменьшение указанных параметров. Второй (меньший по величине) максимум наблюдается через 50 мин после первого. Интенсивность дождя в это время также возрастает. Таким образом, характер изменения химического состава осадков аналогичен характеру изменения их интенсивности.

26 июля 1976 г. к началу выпадения осадков в 16 ч 45 мин грозовое облако характеризовалось следующими радиолокационными параметрами: $H_{вг}=6$ км, $T_{вг}=-21°C$, $\lg Z_{макс}=3{,}4$, $H_{Z_{макс}}=3$ км. Следует отметить, что увеличение интенсивности дождя в первый период его выпадения при относительно небольшой интенсивности осадков (0,15 мм/мин) приводит к увеличению минерализации значительно больше, чем во второй период, когда интенсивность дождя составляла 0,8 мм/мин (рис. 2).

Таким образом, даже при малой интенсивности дождя основное вымывание примесей происходит в первый период его выпадения, так что последующее усиление осадков не приводит к существенному увеличению их минерализации.

Следует отметить, что данные химического анализа не всех дождей можно представить графически. Это связано с тем, что пробы иногда отбирались с перерывами из-за кратковременного прекращения выпадения дождя или очень малой его интенсивности, в результате чего было невозможно собрать достаточное для проведения химического анализа количество воды. Однако анализ всех полученных нами данных показывает, что значение общей минерализации осадков в конце дождя всегда ниже, чем в начале его выпадения. В период же выпадения осадков может быть как относительное повышение, так и снижение общей минерализации, а следовательно, и концентраций отдельных ионов.

В результате химического анализа проб атмосферных осадков, собранных в процессе выпадения дождя из конвективных облаков грозового и негрозового характера, можно сделать следующие предварительные выводы.

1. Отмечено различие в количестве примесей в дождях грозового и негрозового характера. Количество всех измеренных макро-

компонентов (за исключением иона хлора) больше в осадках, выпадающих из грозовых облаков, чем из негрозовых (ливневых).

2. Наблюдается изменение концентраций ионов (HCO_3^-, SO_4^{2-}, Ca^{2+}, Mg^{2+}, Na^+, K^+) и соответственно общей минерализации осадков по мере их выпадения, причем значение указанных макрокомпонентов в конце дождя меньше, чем в начале выпадения.

3. Подтверждены данные работы [5, 10] о малой изменчивости Cl-иона в процессе выпадения отдельного дождя как грозового, так и негрозового характера.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алекин О. А. Химия океана. Л., Гидрометеоиздат, 1966. 246 с.
2. Беус А. А., Грабовская Л. И., Тихонова Н. В. Геохимия окружающей среды. М., «Недра», 1976. 247 с.
3. Бурцев И. И. О характеристиках выпадения свинца, введенного в атмосферу при активных воздействиях.— «Тр. ВГИ», 1974, вып. 28, с. 184—194.
4. Грабовский Р. И. Атмосферные ядра конденсации. Л., Гидрометеоиздат, 1956. 185 с.
5. Дроздова В. М. и др. Химический состав атмосферных осадков на Европейской территории СССР. Л., Гидрометеоиздат, 1964. 209 с.
6. Качурин Л. Г. Физические основы воздействия на атмосферные процессы. Л., Гидрометеоиздат, 1973. 366 с.
7. Мияки Я. Основы геохимии. Л., «Недра», 1969. 327 с.
8. Резников А. А, Муликовская Е. П., Соколов Ю. И. Методы анализа природных вод. М., «Недра», 1970. 487 с.
9. Юнге Х. Химический состав и радиоактивность атмосферы. М., «Мир», 1965. 423 с.
10. Khemani L. T. Bamana Murty B. V. Chemical composition of rain water and rain characteristics at Delhi.—"Tellus", 1968, vol. 20, N 2, p. 284—292.
11. Petrenchuk O. P. Estimation of condensation nuclei chemical composition from the results of cloud water analysis. Proc. VIII Intern. Conf. Nucl., 1975, p. 445—449.

А. М. Бакланов, Т. Н. Громова, И. А. Скородёнок, В. В. Спасибо, Д. Д. Сталевич, Н. В. Торопова

ДИСПЕРСНЫЙ СОСТАВ ЧАСТИЦ ПАВ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ В РЕЗУЛЬТАТЕ ВЗРЫВА ГОЛОВНОЙ ЧАСТИ РАКЕТЫ «ОБЛАКО»

В последние годы среди различных реагентов, используемых в исследованиях по воздействию с помощью ракет на грозовые облака с целью уменьшения их электрической активности, применяются и поверхностно-активные вещества (ПАВ), обладающие антистатическими свойствами [1, 5].

В отличие от льдообразующих реагентов, методика введения которых в облако с помощью ракет предусматривает диспергирование реагента по трассе движения ракеты [4], ПАВ вводятся в облако «точечно» в момент взрыва головной части ракеты. При решении ряда вопросов, в частности выбора уровня введения реагента в облако и норм расхода реагента, необходимо знать характер диспергирования и спектр частиц ПАВ при взрыве. Для этого в наземных условиях была проведена серия опытов по подрыву головных частей ракет «Облако», снаряженных так же, как для запуска их с целью воздействия.

Методика проведения экспериментов. В головную часть ракеты помещали четыре полиэтиленовых пакета, содержащие каждый по 450 г пастообразного реагента. В опытах использовались поверхностно-активные вещества, относящиеся к классу катионоактивных, обладающих антистатическими свойствами.

Подрывы производились дистанционно. Для предварительного качественного изучения характера диспергирования реагента был проведен опыт 1, в котором головная часть ракеты «Облако» с реагентом подрывалась на открытом месте. При этом проводились наблюдения за аэрозолем, полученным в результате взрыва, который по визуальной оценке состоял из частиц дыма и капель; ориентировочно оценивались размеры крупных частиц этого аэрозоля, для чего измерялись диаметры пятен, образовавшихся в результате попадания капель ПАВ на листы бумаги, лежащие на земле.

Для более детального определения дисперсного состава продуктов взрыва была построена специальная камера, представлявшая

собой куб объемом 8 м³. Головная часть ракеты укреплялась в центре камеры.

В опыте 2 подрывали только взрывное устройство без корпуса ракеты и реагента. Затем были проведены подрывы головных частей ракет «Облако», снаряженных ПАВ так же, как для воздействия, со штатным (опыт 3) и с удвоенным (опыт 4) количеством взрывчатого вещества (ВВ).

Как указывалось выше, размеры частиц аэрозоля, образовавшегося при подрыве головной части ракеты «Облако», имеют широкий диапазон значений, поэтому для определения их дисперсного состава применялось одновременно несколько методов, каждый из которых пригоден для измерения размеров только в узком интервале значений.

Измерение дисперсного состава аэрозоля производилось следующими методами:

1) с помощью 4-ступенчатого импактора для частиц с $d=2\div100$ мкм [6];

2) путем улавливания капель и частиц с $d=5\div200$ мкм на стеклянные пластинки, покрытые специальным лаком [2];

3) путем улавливания капель и частиц с $d=200\div2000$ мкм с помощью фильтровальной бумаги, обработанной мурексидом.

4) с помощью аэрозольного счетчика АЗ-5, дополненного конденсационным укрупнителем и неселективными разбавителями с общим коэффициентом разбавления $\sim10^4$ [3], для частиц с $d=0{,}3\div3{,}0$ мкм определялась счетная концентрация (опыт 2).

Таким образом, размеры частиц измерялись четырьмя методами. При этом диапазоны размеров и концентраций регистрируемых ими частиц дополняли и перекрывали друг друга. Точность измерений в экспериментах составляла $\sim20\%$.

Результаты опытов.

Опыт 1 проведен в ясную безветренную погоду. Головная часть ракеты укреплялась на высоте 1,5 м. Листы бумаги, на которые предполагалось улавливать продукты взрыва, располагались на земле таким образом, что последний лист находился на расстоянии 12 м от места, где была укреплена головная часть ракеты.

После взрыва и рассеяния аэрозольного облака, исследовались листы бумаги, которые были покрыты пятнами, образованными

№ листа	Расстояние от места взрыва, м	Число частиц, см—2	Диаметр капель, мм	
			мин.	макс.
1	0—2	40	0,3	0,9
2	2—4	5	0,5	1,4
3	4—6	1	0,5	0,9
4	6—8	0,02	0,9	1,1
5	8—10	0	—	—
6	10—12	0	—	—

продуктами взрыва. Результаты подрыва приведены в таблице. При этом от измеренных диаметров пятен был произведен переход к диаметрам капель реагента.

Как видно из таблицы, концентрация пятен уменьшалась от центра (места взрыва) к периферии. На расстоянии 7—8 м от места взрыва были обнаружены только отдельные капли реагента. Диаметры капель, выпавших на бумагу, имели значения в диапазоне 0,3—1,4 мм. Этот сравнительно грубый метод не позволил фиксировать частицы более мелких размеров.

Корпус ракеты при взрыве дробился на довольно крупные осколки с линейными размерами 3 — 10 см и массой, не превышающей 40 г.

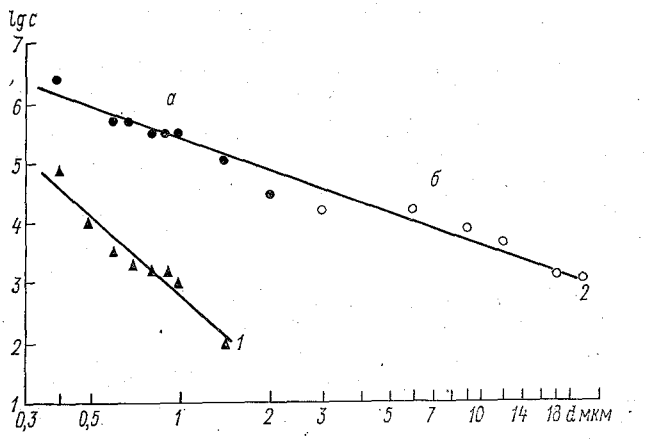


Рис. 1. Кривые распределения $c(d)$ для чистой атмосферы (*1*) и аэрозоля, образовавшегося в результате холостого подрыва (*2*).

В опыте 2 произведено измерение счетной концентрации частиц, образующихся при подрыве в камере взрывного устройства. Результаты измерений представлены на рис. 1 (кривая *2*).

Участок (*а*) кривой *2* для частиц с размерами от 0,4 до 2 мкм построен по результатам измерений с помощью счетчика АЗ-5. Участок (*б*) этой кривой для частиц бо́льших размеров построен по данным, полученным методом улавливания частиц на пластинки с лаком и пересчитанным на единицу объема. Максиальный размер частиц, зарегистрированных при холостом подрыве, составил ~23 мкм. Этот участок кривой получен по данным более 1000 частиц. Фактически величины концентраций, по которым построена кривая *2*, являются суммой концентраций частиц, образующихся при подрыве взрывного устройства, и частиц, образующих аэрозольный фон, т. е. концентрации аэрозоля чистой атмосферы. Для оценки последней в течение 10 дней с помощью счет-

чика АЗ-5 производились измерения концентрации частиц чистой атмосферы в сроки стандартных метеорологических наблюдений. Кривая *1* на рис. 1 является результатом осреднения полученных данных.

Сравнение кривых *1* и *2* показывает, что вклад аэрозольного фона в общую концентрацию наиболее значителен в области самых мелких из измеренных частиц. Однако и в этом случае, например для частиц с радиусом 0,5 мкм, концентрация фонового аэрозоля на два порядка меньше концентрации аэрозоля, измеренной при подрыве. С увеличением размера частиц разница увеличивается.

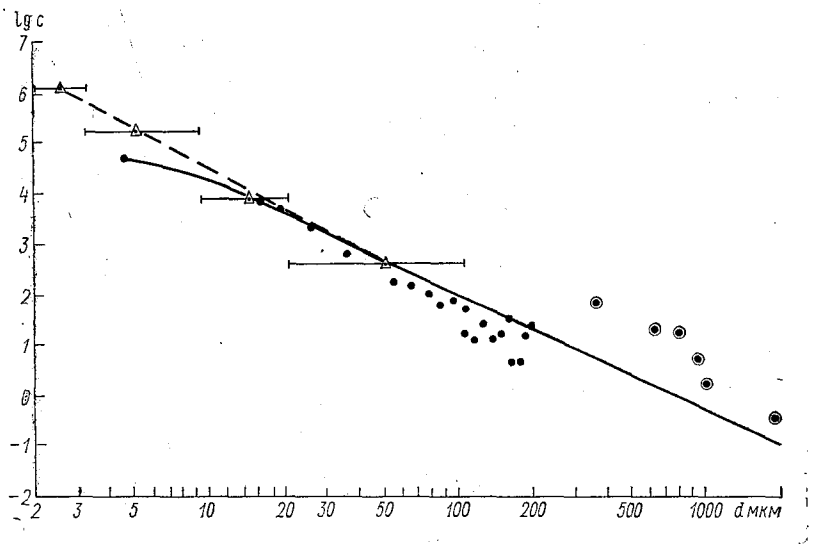


Рис. 2. Кривые распределения c (d).

В опыте 3 произведен подрыв головной части ракеты «Облако», снаряженной ПАВ, как и для воздействия со штатным количеством ВВ. Результаты опыта представлены на рис. 2 в виде зависимости от размера концентрации аэрозоля, полученного в результате подрыва. Кривая построена по данным измерений числа частиц с помощью каскадного импактора (штриховая часть кривой), пластинок, покрытых лаком (точки), и фильтровальной бумаги, покрытой мурексидом (кружки с точками). Треугольниками с точками представлены величины счетной концентрации аэрозоля для среднего значения диаметра частиц соответствующей ступени импактора в данном диапазоне, величина которого характеризуется размером горизонтальной прямой.

Как видно из рис. 2, размеры частиц аэрозоля изменялись в пределах 2—2000 мкм, а их концентрация — в пределах 10^6 л$^{-1}$.

Сравнение рис. 2 с рис. 1 (прямая *2*) показывает, что концентрация частиц при холостом подрыве, особенно в области более мелких частиц, незначительна по сравнению с концентрацией частиц, образующихся при подрыве головной части ракеты с ПАВ. Например, для частиц диаметром 2 мкм эти концентрации различаются на два порядка. Поэтому можно считать, что кривая распределения по размерам частиц реагента (ПАВ) в пределах точности измерений данной методики близка к кривой, представленной на рис. 2.

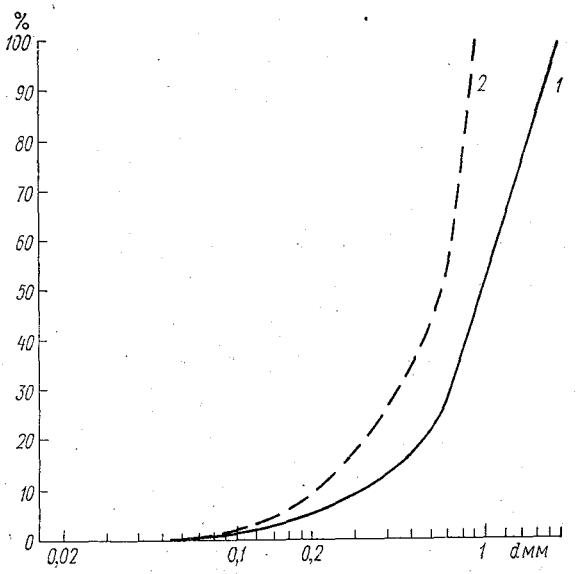


Рис. 3. Интегральные кривые распределения $M(d)$ для случая со штатным количеством ВВ (*1*) и при удвоенном количестве ВВ (*2*).

Интегральная кривая распределения частиц ПАВ, образовавшихся при взрыве головной части ракеты со штатным количеством ВВ, по массе (%) представлена на рис. 3 (кривая *1*). Как видно из рисунка, 50% массы частиц приходится на частицы размером до 1000 мкм, а 95% массы составляют частицы размером менее 1900 мкм. Максимальный размер частиц составляет 2000 мкм.

Опыт 4 аналогичен предыдущему, но при снаряжении в ракету было введено в 2 раза больше взрывчатого вещества. Результаты опыта представлены на рис. 3 интегральной кривой распределения частиц ПАВ по массе (кривая *2*). Как следует из рисунка, 50% общей массы составляют частицы размером менее 600 мкм, а 95% массы имеют частицы размером менее 900 мкм. Максимальный размер частиц 1000 мкм.

Некоторые оценки. При изложенных выше методах регистрации дисперсности частиц аэрозоля, полученного при взрыве головной части ракеты «Облако» с ПАВ и данных условиях проведения опытов (низкая герметичность камеры), суммарная масса образующихся частиц аэрозоля приблизительно на порядок меньше количества диспергируемого реагента.

Оценка числа частиц, образующихся при взрыве 1 кг ПАВ, показывает, что в области размеров 2—20 мкм эта величина имеет порядок соответственно 10^{10}—10^{9} кг$^{-1}$, в области 100—400 мкм порядок 10^{6}—10^{5} кг$^{-1}$. С увеличением размеров частиц до 500—1000 мкм число их уменьшается до значений 10^{4}—10^{3} кг$^{-1}$. Эти результаты относятся к случаю подрыва головной части ракеты штатным количеством ВВ. При удвоенном количестве ВВ число частиц ПАВ с диаметром 5—20 мкм увеличивается в 5—10 раз.

Знание полного дисперсного состава аэрозоля, образующегося при взрыве головной части ракеты «Облако», имеет большое значение для оценки влияния частиц ПАВ соответствующего диапазона размеров на те или иные микрофизические и электрические процессы, происходящие в грозовых облаках.

Таким образом в аэрозольной камере произведены подрывы головных частей ракет «Облако», снаряженных ПАВ, для воздействия со штатным и удвоенным количеством ВВ, а также проведен подрыв взрывного устройства. На основе полученных результатов можно сделать следующие выводы.

1. Методика, использованная при выполнении данной работы, позволяет получать полный массовый спектр продуктов взрыва, а также информацию о спектре образующихся при взрыве частиц с диаметрами от 0,3 мкм и более.

2. Получено распределение частиц ПАВ по размерам $c(d)$ и по массе $M(d)$:

а) в случае штатного количества ВВ для частиц с $d=2\div 2000$ мкм; при этом установлено, что 50% массы приходится на частицы с $d<1000$ мкм, а 95% массы — на частицы с $d<1900$ мкм;

б) в случае двойного количества ВВ в диапазоне с $d=2\div 1000$ мкм; при этом установлено, что 50% массы приходится на частицы с $d<600$ мкм, а 95% масса — на частицы с $d<900$ мкм;

в) в случае холостого подрыва взрывного устройства для частиц с $d=0{,}4\div 23$ мкм.

3. Проведена оценка числа частиц, образующихся при взрыве 1 кг ПАВ в трех диапазонах размеров. Показано, что наибольший вклад в образовавшийся аэрозоль вносят частицы с $d=2\div 20$ мкм, при этом их число составляет соответственно 10^{10}—10^{9} кг$^{-1}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гайворонский И. И. и др. Результаты воздействий на грозовые облака по данным комплексного контроля за их электрической активностью.— «Тр. ГГО», 1976, вып. 372, с. 83—94.

2. Першина Т. А. Новый заборник ледяных кристаллов и частиц аэрозоля.— «Тр. ГГО», 1969, вып. 239, с. 131—133.
3. Сутугин А. Г. Методика неселективного разбавления аэрозолей.— «Измерительная техника», 1971, № 8, с. 79—80.
4. Gaivoronsky I. I. et. al. Convective cloud modification to reduce thunderstorm activity. Proceedings of the WMO/Lamp Scientific Conference of Weather Modification, Geneva — Switzerland, 1974, p. 267—274.
5. Gaivoroncky I. I. et. al. The experiment of thunderstorm modification to reduce their electric activity. The proceeding of the second scientific Conferens of weather modification. Boulder. Colorado, VSA 1976, p. 421—424.
6. May K. R. The cascade impactor: an instrument for sampling coarse — "J. Sci. Instrum.", 1945, vol. 22, N 10, p. 187.

В. Д. Степаненко

О ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ ВЫСОТ ОБЛАКОВ ПО РАДИОЛОКАЦИОННЫМ ДАННЫМ

Исследование изменчивости высот нижних и верхних границ облаков является важной задачей как с точки зрения более глубокого понимания различных вопросов физики облаков, так и вследствие того, что эти характеристики облаков имеют весьма большое значение при метеорологическом обеспечении авиации.

Следует отметить, что наиболее изучена изменчивость высоты нижней границы низких облаков ($H_{НГ}$), определяющих безопасность взлета и посадки самолетов [3]; значительно хуже изучена изменчивость высот облаков среднего, верхнего ярусов, а также конвективных.

В данной статье на основе результатов радиолокационных измерений, произведенных в районе г. Ленинграда с помощью МРЛ-1, делается попытка в какой-то мере сгладить указанный недостаток.

В случаях использования данных МРЛ-1 для изучения изменчивости высот облаков необходимо учитывать особенности и погрешности радиолокационных измерений. Согласно работе [1], вероятная погрешность измерения высот слоистообразных облаков возрастает с увеличением расстояния между МРЛ и исследуемой облачностью и достигает нескольких сотен метров на удалении 20—30 км. Что касается кучево-дождевой облачности, то по данным

Таблица 1

Высоты нижней и верхней границ высоко-кучевых облаков

L км	7	7,5	8,0	8,5	9,0	9,5	10,0	10,5	11,0	11,5
$H_{НГ}$ м	4850	4800	4800	4850	4700	4600	4650	4600	4600	4750
$H_{ВГ}$ м	5150	5300	5350	5400	5350	5350	5350	5400	5350	5400
L км	12,0	12,5	13,0	13,5	14,0	14,5	15,0	15,5	16,0	16,5
$H_{НГ}$ м	4700	4600	4550	4550	4550	4550	4600	4550	4600	4600
$H_{ВГ}$ м	5450	5450	5500	5500	5500	5500	5350	5250	5350	5250
L км	17	17,5	18,0	18,5	19	19,5	20,0	20,5	21,0	21,5	22,0
$H_{НГ}$ м	4550	4600	4650	4500	4400	4400	4300	42,50	4250	4200	4200
$H_{ВГ}$ м	5300	5200	5200	5200	5250	5300	5200	5250	5250	5250	5250

работы [2] измерение ее верхней границы в радиусе 100—150 км с помощью МРЛ проводится с вероятной погрешностью около ±500 м.

В качестве исходного материала были использованы вертикальные разрезы облачности, получаемые на индикаторе дальность — высота.

Первый случай относится к высоко-кучевой облачности. Значения высот определялись через каждые 0,5 км горизонтального удаления от МРЛ (табл. 1).

Среднее значение высоты нижней границы анализируемых облаков $\bar{H}_{НГ}=4600$ м при среднеквадратическом отклонении $\sigma=157$ м, а верхней границы $\bar{H}_{ВГ}=5350$ м при $\sigma=107$ м.

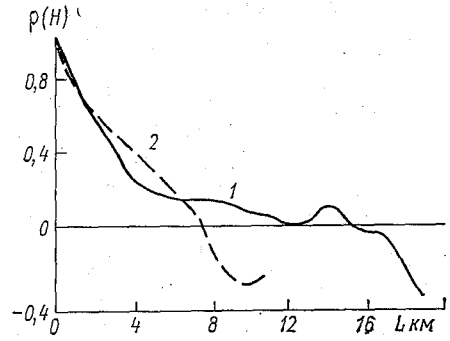


Рис. 1. Пространственные корреляционные функции для высот нижней (*1*) и верхней (*2*) границ высоко-кучевых облаков.

Для характеристики пространственной изменчивости высот исследуемых высоко-кучевых облаков были рассчитаны автокорреляционные функции $\rho(H_{НГ})$ и $\rho(H_{ВГ})$ (рис. 1).

Из анализа кривых на рисунке видно, что несколько большей пространственной изменчивостью характеризуется $H_{ВГ}$, для которой кривая $\rho(H_{ВГ})$ пересекается с осью горизонтальной дальности на расстоянии примерно 7,5 км. В то же время кривая $\rho(H_{НГ})$ пересекается с этой осью на расстоянии около 12 км.

Второй случай относится к измерениям $H_{ВГ}$ гряды мощных кучевых и кучево-дождевых облаков (табл. 2). Для этих облаков $\bar{H}_{ВГ}=9{,}0$ км при $\sigma=390$ м. Пространственная корреляционная функция $\rho(H_{ВГ})$ для этого случая (рис. 2) заметно отличается от

Таблица 2

Высоты верхней границы гряды Cb

L км	14	16	18	20	22	24	26	28	30	32	34	36	38	40	42
$H_{ВГ}$ км	8,6	8,8	9,7	8,2	8,4	9,8	9,9	7,7	9,3	9,1	9,0	9,2	9,5	9,5	8,8

такой же функции для высоко-кучевых облаков. Для гряды Cu cong—Cb характерно более быстрое спадание кривой $\rho(H_{ВГ})$. При этом коэффициенты корреляции близки к нулю для высот Cu cong и Cb, находящихся на расстояниях около 2 км. Сама же функция $\rho(H_{ВГ})$ испытывает периодические колебания с амплитудой $\pm(0{,}3\div0{,}4)$ и пространственным периодом около 6 км.

Третий случай относится к полю внутримассовых мощных кучевых и кучево-дождевых облаков, наблюдаемых в радиусе 150—

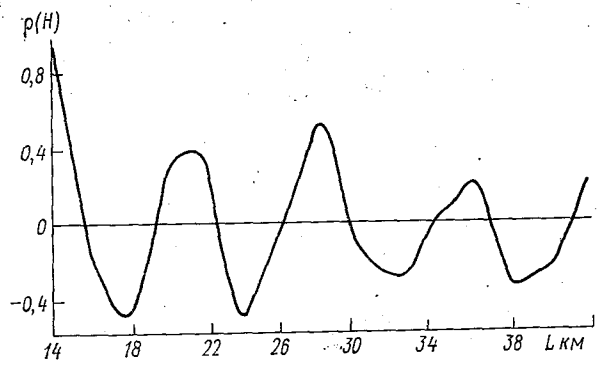


Рис. 2. Пространственная корреляционная функция для высоты верхней границы гряды мощных кучевых и кучево-дождевых облаков.

170 км. Всего наблюдалось 78 указанных облаков. При этом в пределах рассматриваемых интервалов дальности ($\Delta L = 10$ км) могло оказываться несколько Cu cong и Cb. В связи с этим были рассчитаны статистические характеристики двух типов: для средних высот верхних границ в пределах ΔL и для максимальных высот верхних границ указанных облаков (рис. 3). Из анализа кривых на этом рисунке видно, что наибольшей изменчивостью характеризуется $H_{\text{вг макс}}$, для которой среднеквадратическое отклонение $\sigma = 980$ м, $H_{\text{вг макс}} = 7{,}5$ км и корреляционная функция $\rho(H_{\text{вг}})$ обращается в нуль уже на расстояниях 5—7 км, а затем испыты-

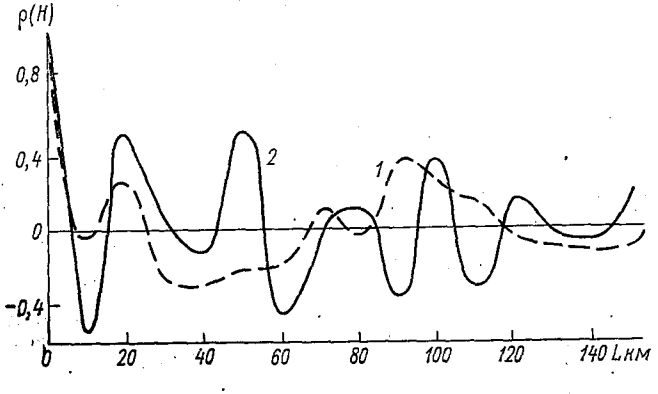


Рис. 3. Пространственные корреляционные функции для поля внутримассовых мощных кучевых и кучево-дождевых облаков.

1 — для $H_{\text{вг}}$, *2* — для $H_{\text{вг макс}}$.

вает колебания с амплитудой 0,3—0,4 и периодом 10—20 км. Для средней высоты $\bar{H}_{вг} = 6{,}3$ км $\sigma = 960$ м и $\rho(H_{вг}) = 0$ на больших расстояниях, примерно равных 10 км.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Степаненко В. Д. Радиолокация в метеорологии. Л., Гидрометеоиздат, 1973, с. 131—136.
2. Петрушевский В. А., Сальман Е. М. Определение высоты кучево-дождевых облаков радиолокационным методом.— «Тр. ГГО», 1964, вып. 159, с. 48—57.
3. Минервин В. Е. Колебания нижней границы облаков во времени и в пространстве.— В кн.: «Труды конференции по проблемам авиационной метеорологии». Л., Гидрометеоиздат, 1969, с. 194—200.

В. Н. Егоров, С. М. Гальперин, И. А. Петренко

МЕТОДИКА И ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ГРОЗ

При решении задач, связанных с активными воздействиями на конвективные облака с целью предотвращения грозовой активности, актуальным является синхронное изучение предгрозовых явлений в облаках, в частности их электромагнитного излучения, и динамики развития этих облаков. Такие наблюдения могут быть выполнены с помощью активных (РЛС) и пассивных (радиоприемные устройства) радиотехнических средств [1, 3, 4]. В настоящей статье предлагается метод обнаружения и исследования радиоизлучения конвективных облаков в метровом диапазоне радиоволн, описан необходимый для этого комплекс аппаратуры, а также приводятся некоторые предварительные результаты наблюдений, проведенных по разработанной методике.

Аппаратура и методика наблюдений. Для исследования электромагнитного излучения (ЭМИ) и динамики развития облаков использовался комплекс аппаратуры, включающий радиолокацион-

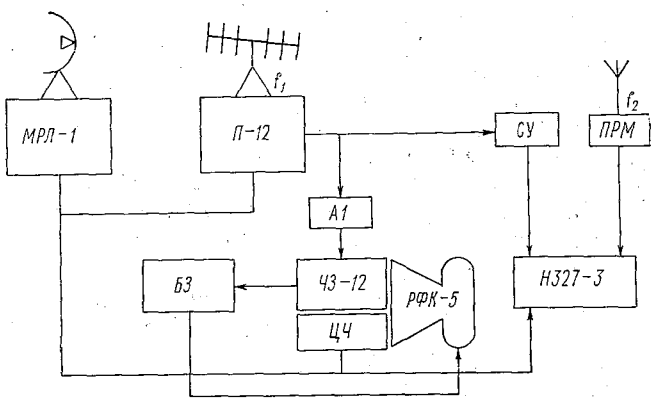


Рис. 1. Блок-схема комплекса аппаратуры для изучения радиоизлучения и динамики развития конвективных облаков.

ные станции типов П-12 и МРЛ-1, частотомер Ч3-12 с фотокамерой РФК-5, цифровые кварцевые часы (ЦЧ), синхронизирующие все регистрируемые процессы, самописец типа Н327-3, радиоприемник (ПРМ) для приема излучения гроз на частоте f_2=500 КГц и стробирующее устройство (СУ) для записи эхо-сигнала ионизированного канала молнии (рис. 1).

Создание узконаправленных антенн, например, в метровом диапазоне радиоволн для приемной аппаратуры, специально предназначенной для исследования предгрозового излучения, является достаточно сложной технической задачей. Вследствие этого для регистрации ЭМИ конвективных облаков нами был использован приемный тракт РЛС типа П-12 (рабочая частота f_1). Ширина диаграммы направленности в горизонтальной плоскости для данной РЛС составляет $\theta_{гор}=11°$, уровень боковых лепестков не превышает 20%.

Методика регистрации ЭМИ конвективных облаков состояла в следующем.

С помощью РЛС типа МРЛ-1 производилась периодическая оценка тенденции развития облаков. С этой целью на первом этапе наблюдений осуществлялись горизонтальные разрезы облаков при различных углах места антенны, определялись значения максимальной радиолокационной отражаемости ($Z_{макс}$) и высоты облаков ($H_{ВГ}$). Результаты разрезов фиксировались на индикаторах кругового обзора (ИКО) и дальность-высота (ИДВ) с помощью фотоприставки ФАРМ-2 м. В случае быстрого роста параметров радиоэха какого-либо облака замеры учащались, а антенна РЛС типа П-12 устанавливалась по азимуту этого облака. В этот же момент начиналась регистрация ЭМИ на частотах f_1 и f_2.

Известно, что предгрозовое состояние облака характеризуется значительной временной изменчивостью параметров: быстрым ростом радиолокационной отражаемости и высоты радиоэха облака, увеличением уровня электромагнитного излучения, обусловленного перераспределением зарядов, коагуляцией капель и коронными разрядами с поверхности капель и ледяных кристаллов [2, 4, 5, 6]. В связи с этим наблюдения должны проводиться через короткие интервалы времени. Например, при использовании РЛС типа МРЛ-1 необходимо, чтобы полные циклы измерений отражаемости и геометрических размеров облака на трех-четырех высотах следовали друг за другом с периодом не более 3—5 мин. В противном случае сопоставление результатов исследования динамики развития радиоэха облака и протекающих в нем процессов становится затруднительным.

В связи с необходимостью четкого разграничения предгрозовой и активной (грозовой) стадий развития облака РЛС типа П-12 работала в активном режиме. При появлении первого эхо-сигнала ионизированного канала молнии считалось, что облако перешло в грозовую стадию. Такие эхо-сигналы через стробирующее устройство подавались на самописец Н327-3 для документирования начала и продолжительности грозовой стадии. На ленте самописца

также велась регистрация сигналов ЭМИ на частоте f_2 и импульсов (секунда, минута, час) сигналов точного времени. Целью такой записи являлась строгая синхронизация всех регистрируемых процессов.

Наряду с этим видеоимпульсы ЭМИ исследуемого облака с выхода детектора приемного тракта РЛС П-12 поступали на вход счетчика импульсов, в качестве которого использовался частотомер ЧЗ-12. С помощью аттенюатора А1 (см. рис. 1) выбирался порог срабатывания частотомера. Критерием правильности выбора такого порога служило отсутствие счета собственных шумов приемника РЛС при выключенном передатчике. Интервал времени непрерывного счета составлял 100 с, а пауза для фотографирования результата счета фотокамерой РФК-5 равнялась 5 с. Эта фотокамера была синхронизирована с частотомером с помощью блока запуска (БЗ) (двигатель РФК-5 включался на время паузы и через 3 с после включения, т. е. когда двигатель входил в номинальный режим, производилось фотографирование цифровых табло ЧЗ-12 и цифровых часов).

Наблюдения продолжались вплоть до полного пропадания радиоэха облака на экране МРЛ-1, что давало возможность связать характеристики ЭМИ облака с динамикой его развития.

Необходимо отметить, что при работе РЛС типа П-12 в активном режиме частотомер ЧЗ-12 производит счет не только шумовых импульсов ЭМИ облака, но и зондирующих импульсов РЛС, а также отражений от местных предметов. Это является недостатком метода, однако при неподвижной установке антенны РЛС П-12 на азимут облака число отражений от местных предметов и зондирующих импульсов в течение времени регистрации остается практически постоянным и не сказывается на результатах измерений.

Предварительные результаты наблюдений. Летом 1976 г. на юге Ленинградской области было произведено несколько сеансов регистрации ЭМИ конвективных облаков по вышеприведенной методике. Для обработки были отобраны облака, размеры радиоэха которых не превышали ширину диаграммы направленности РЛС П-12 и наблюдения за которыми начинались до появления первого эхо-сигнала ионизированного канала молнии. Этим требованиям удовлетворяли три сеанса наблюдений:

1) 23 июля, 12 ч 28 мин — 13 ч 48 мин, расстояние до облака 120 км;

2) 23 июля, 14 ч 50 мин — 15 ч 06 мин, расстояние до облака 60 км;

3) 7 августа, 12 ч 56 мин — 14 ч 20 мин, расстояние до облака 160 км.

При этом активная стадия грозы (время, в течение которого РЛС П-12 обнаруживала молнии) полностью уложилось в интервал регистрации при проведении первого сеанса наблюдений.

На рис. 2 приведены следующие зависимости от времени: относительного числа принятых импульсов ЭМИ облака на частоте f_1

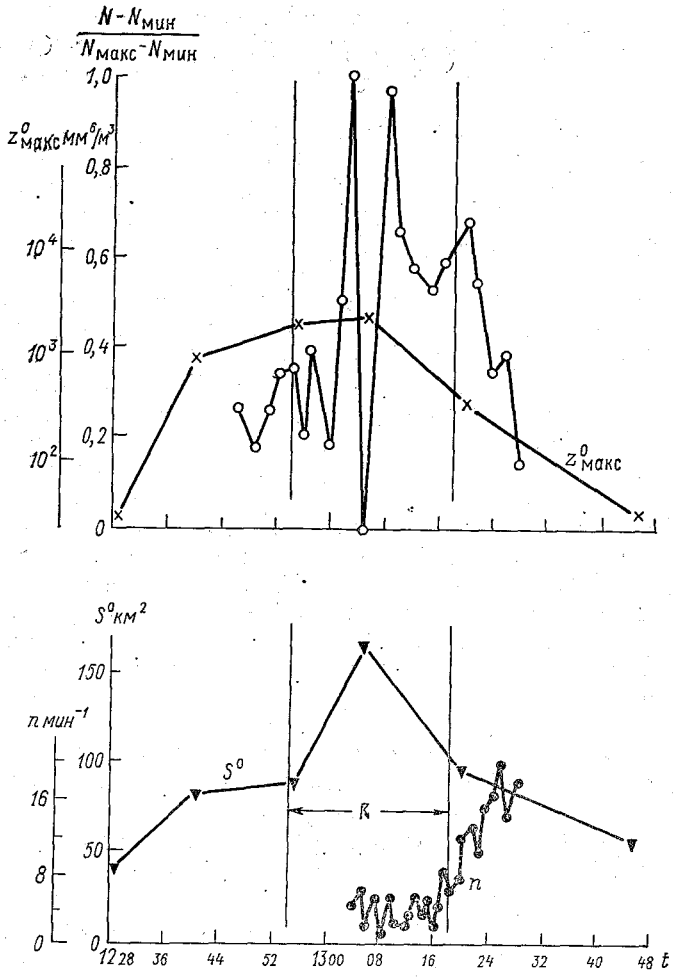


Рис. 2. Изменение параметров радиоэхо и ЭМИ конвективного облака в течение сеанса наблюдений 23 июля 1976 г. в период времени 12 ч 28 мин — 13 ч 48 мин.

с усреднением по 100-секундным интервалам счета $\frac{N-N_{мин}}{N_{макс}-N_{мин}}$, где N, $N_{макс}$ и $N_{мин}$ — соответственно текущее, максимальное и минимальное число импульсов ЭМИ, принятых за все время сеанса; максимальной радиолокационной отражаемости облака на уровне нулевой изотермы $Z^0_{макс}$ и площади радиоэхо облака на том же уровне S^0, в км². Вертикальными линиями выделены начало и конец активной стадии грозы.

Одновременная ненаправленная регистрация ЭМИ на частоте f_2 в радиусе 150—200 км показала, что влиянием удаленных оча-

гов и очагов, расположенных на направлениях боковых лепестков, можно пренебречь, так как рост числа шумовых порций излучения в этом диапазоне n не сопровождается ростом числа импульсов ЭМИ на частоте f_1 от исследуемого облака.

Из рис. 2 следует, что в грозовой стадии заметны резкие скачки числа зафиксированных импульсов. В предгрозовой и послегрозовой стадиях кривая более сглажена. Необходимо отметить, что скачки появляются в моменты времени обнаружения сильно-

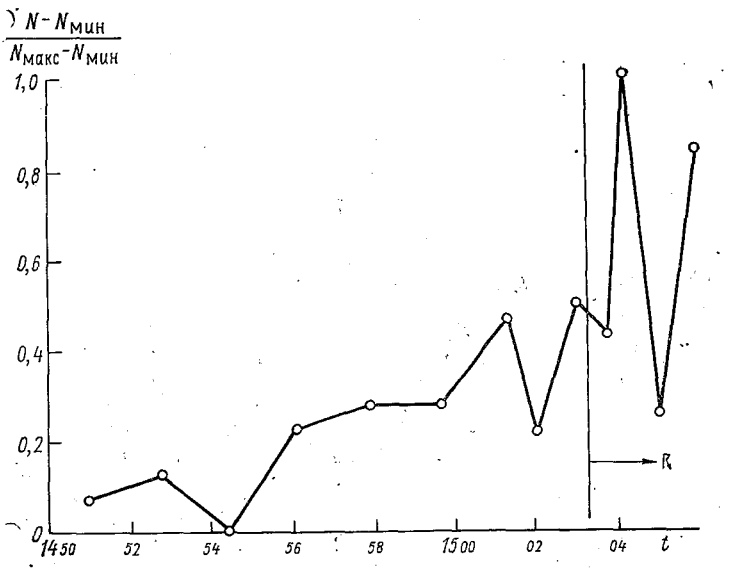


Рис. 3. Изменение уровня радиоизлучения конвективного облака на частоте f_1 в течение сеанса наблюдений 23 июля 1976 г. в период времени 14 ч 50 мин — 15 ч 06 мин.

точных атмосферных разрядов РЛС П-12. Таким образом, появляется возможность проведения дополнительного контроля начала и конца активной стадии в процессе обработки показаний счетчика.

Наблюдения за предгрозовой стадией велись в течение ограниченного промежутка времени, поэтому сделать какие-либо выводы о характере ее временного хода не представляется возможным.

Во время второго сеанса регистрация ЭМИ на частоте f_1 началась за 13 мин до обнаружения первой молнии (рис. 3). Здесь также заметно сравнительно плавное нарастание шумов в предгрозовой стадии и значительные пульсации в активной стадии. Наблюдения на МРЛ-1 проводились с интервалом времени $\Delta t = 20 \div 25$ мин, поэтому характеристики радиоэха облака на рис. 3 не приводятся.

7 августа исследуемое облако находилось на расстоянии 160 км. Этот случай интересен тем, что во время проведения сеанса наблюдений РЛС П-12 не обнаружила ни одного радиоэхо каналов молний, т. е. можно предположить, что облако в своем развитии не достигло грозовой стадии. Несмотря на это, шумы на частоте f_1 отчетливо наблюдались на выходе приемного тракта РЛС П-12 (рис. 4). Счетчик импульсов был включен в 12 ч 58 мин, когда высота радиоэха облака достигла $H_{вг}=7$ км. В дальнейшем рост высоты $H_{вг}$ прекратился и наблюдалось ее уменьшение.

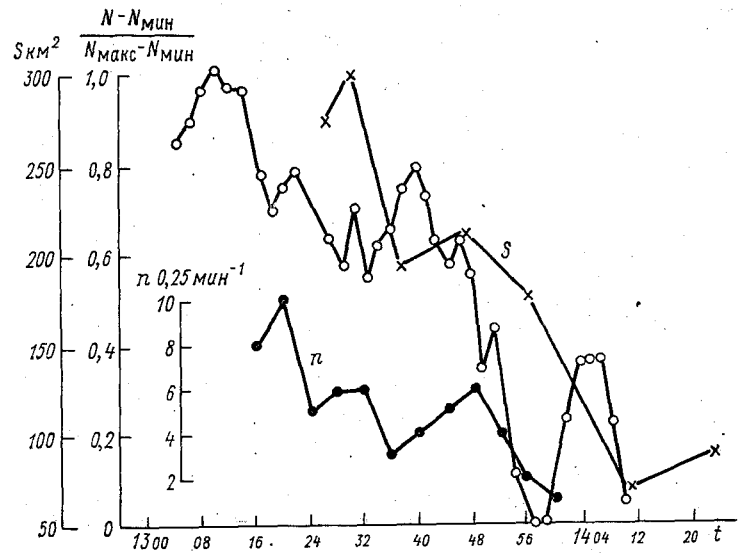


Рис. 4. Изменение параметров радиоэхо и ЭМИ конвективного облака в течение сеанса наблюдений 7 августа 1976 г. в период времени 13 ч 00 мин — 14 ч 24 мин.

На рис. 4 прослеживается постепенный спад уровня ЭМИ на частоте f_1 от этого облака. По этому рисунку можно также проследить эволюцию площади проекции всего радиоэха облака S по данным МРЛ-1 и изменение числа порций ЭМИ n на частоте f_2 за четырехминутные интервалы времени.

В заключение можно сделать следующие выводы:

1. Проведение исследований ЭМИ конвективных облаков в предгрозовой стадии целесообразно проводить при одновременном использовании активных и пассивных радиотехнических средств, осуществляя строгую временную синхронизацию наблюдений.

2. Достоверное разграничение предгрозовой и грозовой стадий может быть осуществлено с помощью РЛС типа П-12.

3. По разработанной методике могут проводиться длительные непрерывные наблюдения за радиоизлучением конвективных облаков, что позволит сопоставить их результаты с изменениями радиолокационных параметров этих облаков.

4. Исследование связи между радиоизлучением и динамикой развития радиоэхо облака может быть осуществлено только при всемерном уменьшении времени полного цикла радиолокационного измерения параметров радиоэха этого облака, который не должен превышать 3—5 мин.

5. В процессе исследования установлено, что ход кривой, характеризующей число принятых за определенный интервал времени шумовых импульсов ЭМИ конвективных облаков, в грозовой стадии претерпевает значительные пульсации. В дальнейшем это позволит обнаружить грозовую стадию при использовании только пассивных радиотехнических средств с направленными антеннами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гальперин С. М. и др. Методика исследования гроз радиотехническими средствами.— В кн.: Труды I Всесоюзного совещания по атмосферному электричеству. Л., Гидрометеоиздат, 1976, с. 161—170.
2. Качурин Л. Г., Кармов М. И., Медалиев Х. Х. Основные характеристики радиоизлучения конвективных облаков.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана». 1974, т. 10. 1163 с.
3. Петренко И. А., Гальперин С. М., Егоров В. Н. Длительности собственного излучения атмосферных разрядов в метровом диапазоне радиоволн.— «Тр. ГГО», 1976, вып. 383, с. 140—144.
4. Стасенко В. Н., Гальперин С. М. Динамика грозового облака по данным радиотехнических наблюдений.— «Тр. ГГО», 1976, вып. 383, с. 129—135.
5. Шишкин Н. С. Об условиях перехода облака в грозовую стадию.— «Тр. ГГО», 1971, вып. 262, с. 84—103.
6. Zonge K. L. Evans W. H. Prestroke radiation from thunderclouds.— "J. Geophys. Res.", 1966, vol. 71, N 6, p. 1519—1523.

Ю. А. Довгалюк, П. Е. Никитин, Е. В. Оренбургская

К ИССЛЕДОВАНИЮ НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВЛАЖНОСТИ В РАЙОНЕ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕДИЦИИ АТЭП-74

Исследование условий конвекции в районе проведения экспедиции АТЭП-74 показало, что существенное влияние на развитие конвективных облаков оказывает ряд факторов, в том числе крупномасштабные движения, обусловленные конвергенцией (дивергенцией) воздушных масс, вертикальный сдвиг ветра и вертикальное распределение водяного пара в атмосфере [5, 7, 8]. По данным исследований в средних широтах установлено, что над материками существует определенная связь между степенью развития конвективных облаков и суммарным дефицитом точки росы в основном облакообразующем слое [1, 4, 9]. Так, в [4] было показано, что наибольшая вероятность (0,7—1,0) развития осадкообразующих облаков приходится на интервал значений суммарных дефицитов точки росы для уровней 850, 700, 500 мбар, равных 10—20°С. В ра-

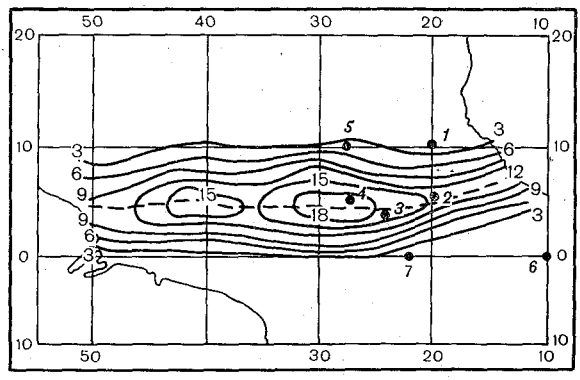


Рис. 1. Положение границ зоны ВЗК и расположение судов в первой фазе экспедиции.

1 — «Порыв», *2* — «Эрнст Кренкель», *3* — «Профессор Зубов», *4* — «Океан», *5* — «Профессор Визе», *6* — «Пассат», *7* — «Академик Курчатов».

боте [9] показано, что величины критической скорости, определяющие границу перехода мощных кучевых облаков в кучево-дождевые также зависят от суммарного дефицита в слое 850—500 мбар.

Учитывая это, для выяснения роли фактора влажности в развитии конвекции в морских тропических районах нами был проведен статистический анализ значений суммарных дефицитов точки росы в слое 850—500 мбар по данным радиоветрового зондирования для судов, находившихся в различных циркуляционных зонах. Анализ распределения характеристик влажности выполнен в основном по данным наблюдений первой фазы (28 VI—16 VII), так как именно в этой фазе четко прослеживались периоды обострения и ослабления ВЗК.

Таблица 1

Средние значения суммарного дефицита точки росы ($\overline{d}$) в слое 850—500 мбар по данным аэрологического зондирования с судов

Судно	$\overline{d}$°C	σ	Положение судна относительно ВЗК
„Эрнст Кренкель“	7,1	0,5	Внутри ВЗК
„Профессор Зубов“	10,5	0,8	„ „
„Океан“	10,3	0,7	„ „
„Порыв“	11,6	0,8	„ „
„Профессор Визе“	15,4	0,8	„ „
„Профессор Зубов“	19,6	—	Вблизи границ ВЗК
„Пассат“	30,6	1,5	Вне ВЗК
„Академик Курчатов“	30,2	—	„ „

Распределение средних суммарных дефицитов точки росы в районе полигона АТЭП. По данным учащенного радиоветрового зондирования с НИС «Эрнст Кренкель», «Профессор Зубов», «Океан», «Профессор Визе», «Порыв», «Академик Курчатов», «Пассат» для каждого из судов были рассчитаны суммарные дефициты точки росы в слое 850—500 мбар и проведено их осреднение за всю первую фазу эксперимента. В течение первой фазы перечисленные суда располагались либо в различных частях внутритропической зоны конвергенции, либо вне ее. Положение судов и границы зоны ВЗК [6] приведены на рис. 1. Полученные значения средних суммарных дефицитов точки росы $\overline{d}$ и их средних квадратических отклонений σ приведены в табл. 1. Из-за ограниченности имеющихся в нашем распоряжении материалов при анализе распределения средних суммарных дефицитов по полигону АТЭП были привлечены также данные радиозондирования с судна «Профессор Зубов» за II фазу эксперимента.

Из данных табл. 1 видно, что значения средних суммарных дефицитов внутри и вне ВЗК существенно различны. Так, например, для всех судов, находящихся внутри ВЗК, средний суммарный дефицит не превосходит 17°С, для судов, стоявших ближе к оси ВЗК, он не превышает 11°С, а у границ ВЗК составляет 19,6°С. Для судов, дрейф которых проходил вне ВЗК, средний суммарный дефицит значительно превосходит 20°С и достигает иногда 30°С. Таким образом, в районе полигона четко прослеживается пространственное распределение средних суммарных дефицитов точки росы.

Различия в строении атмосферы внутри и вне ВЗК подтверждаются также вертикальным ходом температуры и температуры точки росы. На рис. 2 представлены осредненные вертикальные профили t и t_d за I фазу для судов «Эрнст Кренкель» и «Пассат», находившихся внутри и вне ВЗК соответственно. Из приведенных кривых хорошо видно наличие неустойчивого слоя в нижней тропосфере в слое 1000—970 мбар и слабонеустойчивой или влажнобезразличной стратификации в основной толще атмосферы. На кривой стратификации температуры и и особенно четко на кривой стратификации влажности, полученным по данным судна «Пассат», ясно выражена пассатная инверсия в слое 850—800 мбар. Ее средняя мощность равна $\Delta p = 50$ мбар, $\gamma = 0{,}16$°С/100 м. Средние вертикальные профили температуры и влажности в месте дрейфа судна «Эрнст Кренкель» существенно отличаются от аналогичных профилей для судна «Пассат». Здесь отсутствует пассатная инверсия, но прослеживается небольшой задерживающий слой в пределах 940—900 мбар, с существованием которого связано, по-видимому, развитие двухслойной конвективной облачности в этом районе.

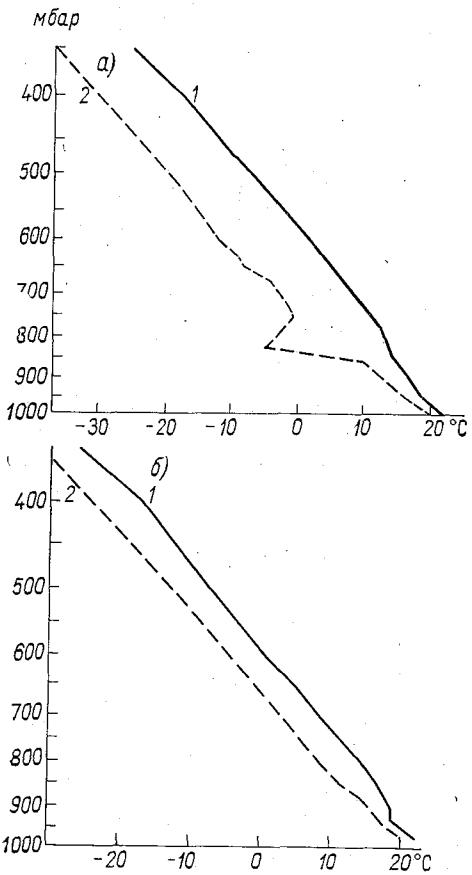


Рис. 2. Средние вертикальные профили температуры (*1*) и температуры точки росы (*2*) по данным судов «Пассат» (*а*) и «Эрнст Кренкель» (*б*) (I фаза).

Распределение характеристик влажности внутри ВЗК. Интенсивность развития конвекции в тропических районах существенно зависит от наличия зоны сходимости воздушных потоков (ВЗК). Так, по данным аэрологического зондирования атмосферы выявлено, что внутри ВЗК всегда имеет место неустойчивая стратификация атмосферы до значительных высот, что благоприятствует развитию конвекции.

Однако наблюдения за состоянием ВЗК показало, что имеет место и ее эволюция; периоды развитой ВЗК (наблюдается развитие осадкообразующих облаков, осадков, гроз) чередуются с периодами размытой ВЗК (развиваются только кучевые облака (Cu hum). Поэтому можно ожидать, что при разном состоянии ВЗК должно наблюдаться различное вертикальное распределение характеристик влажности, в том числе и среднего суммарного дефицита.

Согласно [2, 3], в первой фазе можно выделить четыре периода чередования интенсивного и размытого состояния ВЗК: 28 июня — 2 июля и 8—14 июля — периоды интенсивной ВЗК для судов «Профессор Зубов», «Океан» и «Эрнст Кренкель»; 3—7 июля — период размытой ВЗК для судов «Профессор Зубов» и «Океан»; 15—17 июля — период рамзытой ВЗК для судов «Океан» и «Эрнст Кренкель». По данным расчетов средние значения суммарного дефицита точки росы в интенсивной ВЗК составляли 6,2 и 8,6°С соответственно, а в размытой — 16,4 и 15,6°С соответственно.

Наряду с анализом значений средних суммарных дефицитов точки росы, в развитой и размытой ВЗК нами были построены средние вертикальные профили температуры и температуры точки росы для дней с развитием кучево-дождевой (Cb) и кучевой (Cu hum) облачности. При этом предполагалось, что дням с развитием

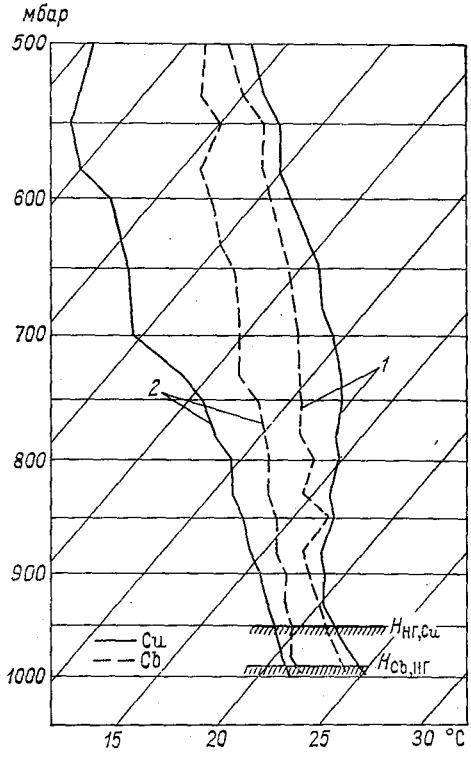


Рис. 3. Средние вертикальные профили температуры воздуха (*1*) и температуры точки росы (*2*) для дней с развитием кучевых и кучево-дождевых облаков.

Cb соответствует развитая ВЗК, а дням с развитием Cu малой вертикальной мощности — размытая ВЗК. О наличии Cb и Cu судили по данным наземных метеорологических наблюдений, а также по значениям вертикальной мощности, рассчитанным по методу слоя [9]. Осреднение произведено по данным зондирования с судов «Эрнст Кренкель», «Порыв», «Профессор Визе», «Профессор Зубов».

Из приведенных на рис. 3 кривых видно, что высота расположения нижней границы Cb существенно ниже, чем высота расположения Cu (около 0,2—0,3 и 0,6—0,7 км соответственно). Запас энергии неустойчивости в развитой ВЗК несколько больше, чем в случае размытой ВЗК. Существенное различие для дней с Cb и Cu наблюдается в вертикальном распределении температуры точки росы. Так, в слое выше 850 мбар в дни с размытой ВЗК отмечается более быстрое убывание температуры точки росы.

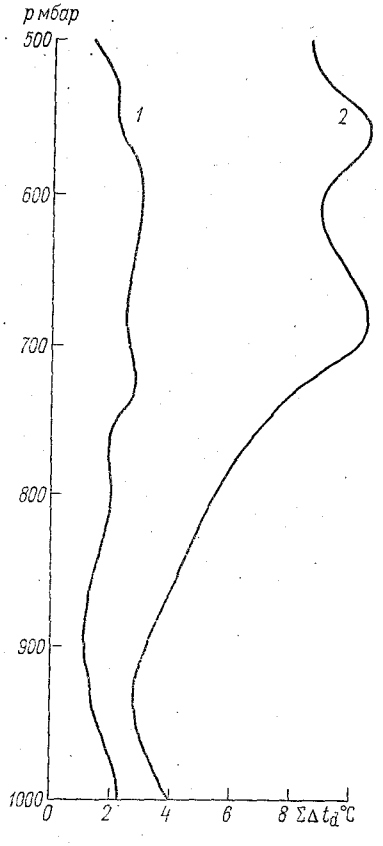


Рис. 4. Изменение с высотой суммарного дефицита точки росы для дней с развитием кучевых (*1*) и кучево-дождевых (*2*) облаков.

Далее для этих же случаев были построены вертикальные профили средних суммарных дефицитов точки росы (рис. 4). Из приведенного рисунка видно, что в случаях с развитием Cb средний суммарный дефицит мал и изменяется в пределах от 1,1 до 2,9. Во всех случаях с развитием Cu он превышает средний суммарный дефицит для дней с Cb и изменяется в пределах от 2,8 до 10,3. При этом наблюдается резкий рост средних суммарных дефицитов в дни с Cu в слое выше 850 мбар. Полученные незначительные различия в величинах энергии неустойчивости для развитой и размытой ВЗК и большие суммарные дефициты в случае размытой ВЗК свидетельствуют, по-видимому, о том, что на развитие конвекции в данном районе оказывает существенное влияние перемешивание влажного облачного воздуха с более сухим окружающим воздухом.

На основании изложенного можно сделать следующие выводы:

1. В районе полигона наблюдается пространственный ход зна-

чений среднего суммарного дефицита точки росы. Значение $\bar{d}$ внутри ВЗК не превосходит 17,0°С, вблизи границ ВЗК составляет примерно 19,6°С и вне ВЗК может достигать 30,0°С. Средние значения суммарных дефицитов позволяют судить о положении судна относительно зоны.

2. Для развитой и размытой ВЗК характерны различные значения средних суммарных дефицитов: для развитой ВЗК $\bar{d}$ не превосходит 10°С, для размытой ВЗК несколько превышает 15°С.

3. Для развитой и размытой ВЗК наблюдаются различия в вертикальных профилях температуры, температуры точки росы, среднего суммарного дефицита. На всех уровнях в слое 1000—500 мбар значения $\bar{d}$ для дней с Cu превосходят значения $\bar{d}$ для дней с Cb. В дни с Cu наблюдается резкий рост d по сравнению с днями Cb в слое выше 850 мбар.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Будилова Е. П., Леншин В. Т. О краткосрочном прогнозе ареалов «ливневого» положения по данным вертикального зондирования атмосферы.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 302, с. 62—78.
2. Давыдова Н. Г., Неделка М. Эволюция внутритропической зоны конвергенции в связи с макроскопическими процессами.— В кн.: ТРОПЭКС-74, Л., Гидрометеоиздат, 1976, с. 155—176.
3. Лебедева Н. В., Завельская Н. А. Характеристика осадков и условий конвекции в тропической зоне Восточной Атлантики.— В кн.: ТРОПЭКС-74, Л., Гидрометеоиздат, 1976, с. 222—237.
4. Осипова Г. И. Облачность и осадки при различных условиях влажности в атмосфере в месяцы теплого периода.— «Тр. ГГО», 1975, вып. 356, с. 103—108.
5. Пастушков Р. С., Шупяцкий А. Б. Об определяющих параметрах развития конвективной облачности в районе внутритропической зоны конвергенции Восточной Атлантики.— В кн.: ТРОПЭКС-74, Л., Гидрометеоиздат, 1976, с. 502—507.
6. Перес Паррадо Р., Морено Родригес А. О некоторых характеристиках облачного покрова внутритропической зоны конвергенции в период АТЭП.— В кн.: ТРОПЭКС-74, Л., Гидрометеоиздат, 1976, с. 207—213.
7. Петросянц М. А. Первые итоги советской экспедиции ТРОПЕКС-74.— «Метеорология и гидрология», 1975, № 3, с. 3—17.
8. Снитковский А. И., Трапезникова Н. Б. О влагосодержании во внутритропической зоне конвергенции.— В кн.: ТРОПЭКС-74, Л., Гидрометеоиздат, 1976, с. 322—330.
9. Шишкин Н. С. Облака, осадки и грозовое электричество. Л., Гидрометеоиздат, 1964, с. 351.

Е. В. Оренбургская

К ОЦЕНКЕ УСЛОВИЙ, БЛАГОПРИЯТНЫХ ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ВОЗДЕЙСТВИЙ В ПОЖАРООПАСНЫХ РАЙОНАХ ПРИМОРСКОГО КРАЯ

В связи с проведением работ по тушению лесных пожаров искусственно вызываемыми осадками представляет интерес оценить возможности применения этого метода на территории Приморского края.

Такая оценка может быть произведена на основе данных об облачности, пригодной для воздействия, и количестве пожаров в том же районе. Исходными материалами для данной работы, так же как в работе [2], послужили наземные наблюдения за кучево-дождевыми облаками (Cb) из таблиц ТМ-1 и вычисленные на основе метеорологических показателей данные о пожарной опасности за летние сезоны (май — сентябрь) 1966—1973 гг.

Распределение по территории числа дней с Cb. По методике, описанной в работе [3], для территории Приморского края было рассчитано среднее месячное число дней с Cb за светлое время суток по 40 станциям. На рис. 1 представлено его распределение по территории. Прежде всего обращает на себя внимание большая изменчивость числа дней с Cb (от 2 до 20) за месяц на сравнительно небольшой территории. По-видимому, эта изменчивость обусловлена совместным влиянием многих факторов: географическим положением района, сложной атмосферной циркуляцией, а также неоднородностью подстилающей поверхности.

Орография Приморья в значительной мере определяет состояние и положение фронтов и является решающим фактором в распределении метеорологических элементов, в том числе и облачности. Рассматриваемая территория может быть охарактеризована, как горная страна, $^4/_5$ которой занимает протянувшаяся с северо-востока на юго-запад горная система Сихотэ-Алинь со средними высотами 500—600 м. Хребет является естественной границей между восточными прибрежными и западными континентальными районами края. В летний период хребет задерживает проникновение с океана на континент влажных масс воздуха.

В результате воздействия горного хребта и общего комплекса географических условий для данной территории характерна большая пестрота в распределении числа дней с Cb, которая выражается в наличии существенных различий в числе дней на близко расположенных станциях, имеющих одинаковую высоту над уровнем моря. Число дней с Cb не зависит от высоты расположения станции, и решающим фактором в распределении облачности является характер сочетания долин и отрогов в районе наблюдения. На северо-западе района наибольшее число дней Cb наблюдается на

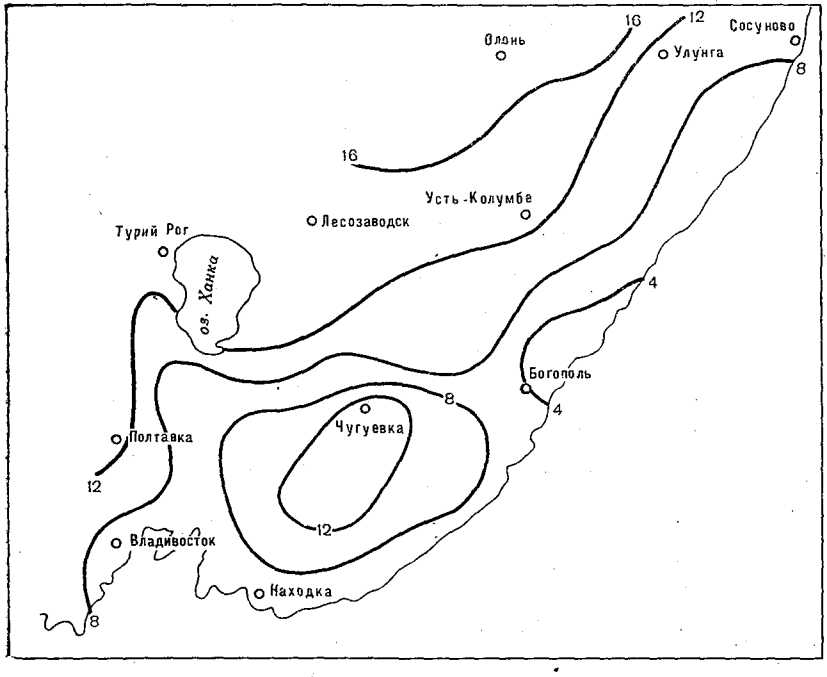


Рис. 1. Среднее месячное число дней с кучево-дождевыми облаками за май — сентябрь.

станциях, расположенных в широких, открытых к западу и юго-западу долинах. Например, на ст. Картун (высота 148 м над ур. м.) число дней с Cb достигает 16, а на близко расположенной и более высокой ст. Усть-Колумбе (высота 335 м над ур. м.) число таких дней не превышает 13. Это различие можно объяснить тем, что ст. Картун расположена в расширяющейся к западу долине р. Иман, а ст. Усть-Колумбе — в замкнутой котловине. Аналогичная картина наблюдается на котловинной ст. Улунга (высота 757 м над ур. м.) и на ст. Ганцанза (высота 244 м над ур. м.), рас-

положенной в долине, на которых число дней с Cb соответственно 10 и 20.

Как видно из рис. 1, наименьшее число дней с Cb (от 3 до 9) наблюдается на побережье Японского моря. По данным [4], число дней с нижней облачностью здесь достаточно велико. Вероятно, основной вклад в районе побережья дают не конвективные облака, а облака слоистых форм, сопровождаемые затяжными моросящими дождями. На наветренных склонах хребта, обращенных к морю, отмечается увеличение числа дней с Cb до 13.

Наибольшее число дней с Cb (до 20) наблюдается во внутренних северо-западных районах края. Это можно объяснить тем, что влага в летний период в эти районы поступает не с омывающих его холодных морей, а с юга. Это согласуется с данными [6], которые указывают, что в Приморском крае наиболее увлажненными оказываются склоны гор, обращенные не к морю, а к материку.

Более равномерно число дней (12—14) с облачностью распределено на Приханкайской равнине.

Число дней с Cb отличается не только большой изменчивостью по территории, но и во времени, а именно в течение пожароопасного сезона. Так, в западных районах края наибольшее число дней с Cb наблюдается в июле, в центральных районах хребта Сихотэ-Алинь — в июне, на побережье — в августе и даже в сентябре.

Остановимся на продолжительности существования облачности. На побережье Японского моря и в районе р. Суйфун, как уже было отмечено выше, число дней с кучево-дождевыми облаками наименьшее по сравнению с остальной территорией. Конвективная облачность, которая развивается в этих районах, сохраняется недолго и в 70—65% случаев имеет продолжительность не более одного срока (1—2 часа). На дни с облачностью, продолжительность существования которой 6 часов, приходится всего 15% всех дней с Cb. Наиболее продолжительное время сохраняется облачность в районе северо-западных отрогов хребта. Так, по данным станций Ганцаиза, Олонь, Сибичи, более чем в 65% случаев облачность имеет продолжительность больше 3 часов и около 33% случаев кучево-дождевая облачность существует в течение 6 часов.

Пожарная опасность по Приморскому краю. Среди районов Дальнего Востока Приморский край имеет наибольшую площадь, занятую лесом (69,6%), в Хабаровском крае леса занимают 52,3% площади [6]. По сравнению с другими районами здесь леса очень разнообразны по составу древесных пород. В летний период в этом районе выпадает более 60% всего годового количества осадков [1], но осадки отличаются большой изменчивостью как во времени, так и в пространстве. Даже в годы с избыточным увлажнением дождливые периоды чередуются со сравнительно ясными и сухими. Однако в некоторые годы, когда циклоническая деятельность протекает южнее, на Дальнем Востоке наступает засуха и на обширных его пространствах возникают лесные пожары.

Нами было рассчитано число дней с пожарной опасностью III—V классов за период 1966—1973 гг. Расчет числа дней с по-

жарной опасностью производился аналогично тому, как было описано в работе [2].

В рассматриваемом районе значительные площади лесов расположены в горной местности. Распространение пожаров в горных лесах зависит от многих причин: экспозиции и крутизны склонов, общей расчлененности территории, растительности [5]. В связи с этим, а также учитывая большую изменчивость осадков по тер-

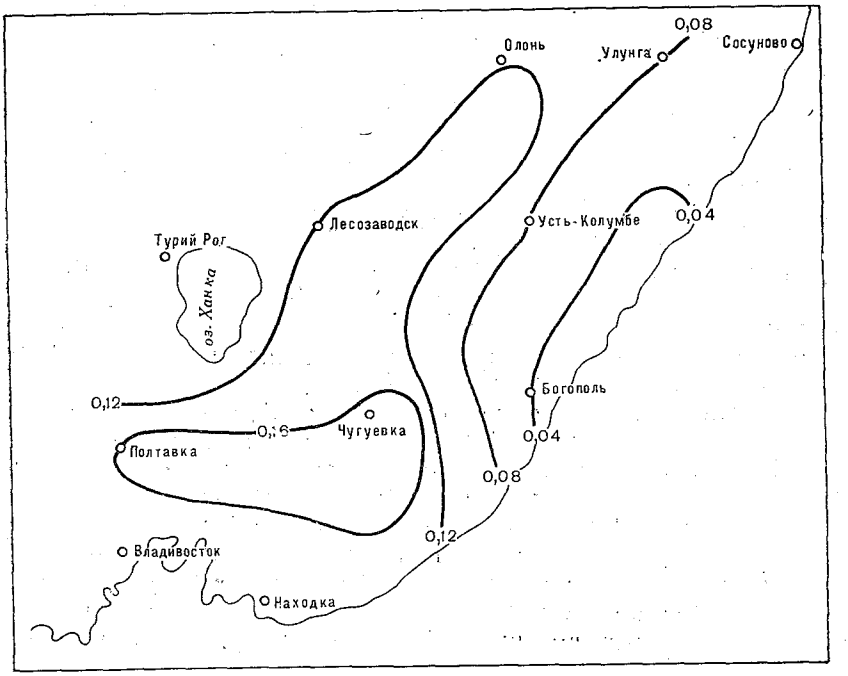


Рис. 2. Распределение вероятностей совместного появления облачности и пожарной опасности на территории Приморского края.

ритории, которая не всегда может быть учтена редкой сетью станций, используемых в работе, полученное число дней с пожарной опасностью носит ориентировочный характер.

Число дней с пожарной опасностью выше III класса изменяется по территории в среднем от 2 до 12 месяцев. Максимальное число дней с высокой горимостью для Приморья практически совпадает с минимальным значением этой величины для территории Забайкалья [2[. Наиболее часто условия для возникновения лесных пожаров наблюдаются на Приханкайской равнине и прилегающих к ней отрогах, в юго-восточной части хребта Сихотэ-Алиня (в среднем 9—12 дней в месяц). Центральные районы хребта Сихотэ-Алиня отличаются наименьшей горимостью (до 6 дней). В северных и юж-

ных районах края число дней с высокой пожарной опасностью не превышает 8 в месяц.

Оценка перспективности района для проведения работ по тушению лесных пожаров. На основании двух характеристик (число дней с кучево-дождевыми облаками и число дней с пожарами) может быть вычислена вероятность их совместного появления, считая в первом приближении эти характеристики независимыми событиями. Ввиду отсутствия данных по повторяемости пожаров для этого района пришлось воспользоваться характеристикой пожарной опасности, которая позволяет оценить степень опасности, возникновения пожаров в лесу. Вычисленные значения вероятностей приведены на рис. 2. Из рис. 2 видно, что вероятности изменяются от 0 до 0,17. Отметим, что значения вероятностей выше 0,14 (это соответствует приблизительно 4 дням), благоприятные для работ по вызыванию осадков в зоне лесных пожаров, получены только для небольшого числа станций. Эти станции расположены в юго-восточной части хребта Сихотэ-Алиня и его отрогов, а также в западных районах края. На остальной территории возможности тушения лесных пожаров искусственно вызываемыми осадками не превышают 1—2 дней в месяц.

Интересно сравнить полученные значения вероятностей для Приморья с другими районами, для которых была вычислена аналогичная характеристика, например с Забайкальем и Иркутской областью. Для $^2/_3$ станций Забайкалья значение вероятностей превышало 20, т. е. в среднем это составляет 6 дней, благоприятных для работ по тушению пожаров. Высокие значения вероятностей получены и для Иркутской области. Таким образом, можно сказать, что Приморье является менее перспективным районом для тушения лесных пожаров искусственно вызываемыми осадками, чем Забайкалье или Иркутская область. Подтверждают это также данные авиазвеньев, которые с 1970 г. проводят практические работы по тушению лесных пожаров. По этим данным, наиболее часто (в 28% случаев) благоприятные ситуации для воздействия в районе пожаров наблюдаются на территории Иркутской области. К сожалению, на территории Забайкалья практические работы по тушению пожаров не проводились. Для территории Хабаровского края (значения вероятностей близки к значениям Приморья) только в 10% дней пожароопасного периода была возможность проводить воздействия.

Однако нами получены средние характеристики, поэтому в отдельные годы на территории Приморья тушение лесных пожаров указанным методом может быть достаточно эффективным. Так, в 1974 г. на территории Хабаровского края было потушено пожаров больше, чем в Иркутской области. По району Приморья не проводились даже эпизодические воздействия на пожары.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Занина А. А. Дальний Восток. Л., Гидрометеоиздат, 1959. 166 с.
2. Оренбургская Е. В., Сумин Ю. П. Исследование условий, благоприятных для воздействия в пожароопасных районах Забайкалья.— «Тр. ГГО», 1975, вып. 356, с. 74—80.
3. Оренбургская Е. В. К характеристике кучево-дождевых облаков в отдельных лесных районах Восточной Сибири.— «Тр. ГГО», 1975, вып. 356, с. 81—91.
4. Справочник по климату СССР, вып. 26, ч. V, Л., Гидрометеоиздат, 1968. 192 с.
5. Червонный М. Г. Охрана лесов. М., «Лесная промышленность», 1974 с. 32—59.
6. Южная часть Дальнего Востока. Под ред. И. П. Герасимова, М. «Наука», 1969, с. 70—94, 206—248.

Е. В. Оренбургская

К МЕТОДИКЕ ПОДСЧЕТА ЧИСЛА ДНЕЙ С КОНВЕКТИВНОЙ ОБЛАЧНОСТЬЮ, ПРИГОДНОЙ ДЛЯ ИСКУССТВЕННОГО ВЫЗЫВАНИЯ ОСАДКОВ

Проводимые в СССР работы по искусственному вызыванию осадков для тушения лесных пожаров основаны на воздействии на мощные кучевые облака (Cu cong) с самолета пиропатронами, содержащими иодистый свинец в качестве активного реагента. Для развертывания этих работ важное значение имеет установление облачных ресурсов в многолесных районах, которые можно получить из материалов наблюдений за облаками наземной сети метеорологических станций. Поскольку в таблицах наблюдений с 1966 г. отсутствуют данные о Cu cong, в качестве характеристик ресурсной облачности принято наличие кучево-дождевых облаков (Cb) хотя бы в один из сроков наблюдений [1]. Развитию Cb всегда предшествует существование Cu cong, а следовательно, день с Cb на некоторой территории можно рассматривать как день благоприятный для воздействий.

Из данных таблиц ТМ-1 можно получить такую характеристику, как среднее месячное число дней с Cb за пожароопасный период. Как известно, с 1966 г. сеть метеорологических станций Советского Союза была переведена на 8-срочные наблюдения (00, 03, 06, 09, 12, 15, 18 и 21 ч). До этого времени наблюдения проводились 4 раза в сутки (01, 07, 13, 19 ч) и на отдельных немногочисленных станциях — ежечасные.

Настоящая статья посвящена сравнению данных о числе дней с Cb по материалам 4-срочных, 8-срочных и ежечасных наблюдений. Такое сравнение позволило установить, насколько близки данные тех и других наблюдений к истинным значениям искомой характеристики.

Исходный материал и его анализ. Для исследования поставленных выше вопросов использовались материалы ежечасных наблюдений шести станций Восточной Сибири и Дальнего Востока (Красноярск, Киренск, Магдагачи, Чита, Хабаровск, Озерные Ключи) за период 1954—1963 гг. По этим данным было подсчитано среднее месячное число дней с Cb за 24, 12, 8 и 4 срока за пожароопасный

сезон (май — сентябрь). Количество дней, полученное по ежечасным наблюдениям для каждого пункта, принято за 100%. Число дней с Cb за 12, 8 и 4 срока рассчитывалось в процентах от ежечасных наблюдений (табл. 1).

Из данных табл. 1 видно, что число дней с Cb, вычисленное по 8-срочным наблюдениям, отличается от ежечасных на 6—15% (в среднем на 12%). Если сравнивать число дней с Cb за 24 и 4 срока, то в среднем они отличаются на 35%. Наименьшие различия получены для континентальных станций, наибольшие (до 43%) для дальневосточных (Хабаровск, Озерные Ключи). Таким образом, использование 4-срочных наблюдений для определения числа дней с Cb может привести к большому занижению этой характеристики.

Таблица 1

Среднее месячное число дней с Cb за 24, 12, 8 и 4 срока наблюдений в % от ежечасных

Станция	Число сроков наблюдений			
	24	12	8	4
Красноярск	100	95	90	85
Киренск	100	95	89	79
Чита	100	100	94	77
Магдагачи	100	93	85	71
Хабаровск	100	93	86	57
Озерные Ключи	100	100	86	57

Особенно это относится к районам, в которых продолжительность существования кучево-дождевых облаков невелика. Данные, полученные на основании 8-срочных наблюдений, более близки к истинным значениям.

Наглядно об этом позволяет судить распределение кучево-дождевых облаков по часам суток, вычисленное по ежечасным данным для каждого пункта (рис. 1). Как видно из рисунка, кривые суточного хода Cb имеют максимум в послеполуденные или вечерние часы, в зависимости от физико-географического положения станции. Для большинства континентальных станций наибольшее число отметок Cb приходится на 16—17 ч и только на прибрежных станциях кучево-дождевые облака достигают своего максимального развития в более поздние часы (в 19 ч). Таким образом, при 4-срочных наблюдениях 13-часовой срок приходится на период перед достижением максимума повторяемости Cb, а 19-часовой срок — на период после достижения максимума. Исключение составляют лишь прибрежные станции. При 8-срочных наблюдениях два срока (15 и 18 ч) приходятся на период максимальной повторяемости Cb в суточном ходе.

Далее остановимся на вопросе о влиянии длительности ряда наблюдений за облаками на построение карт числа дней с Cb.

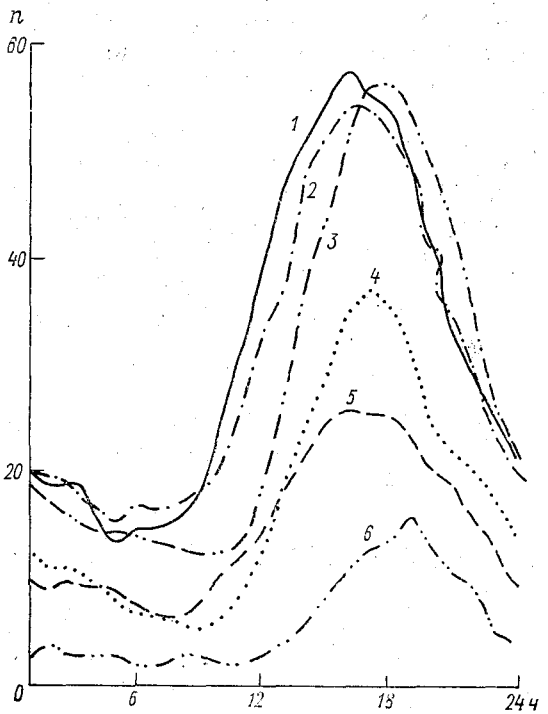


Рис. 1. Суточный ход кучево-дождевых облаков (среднее число случаев n).

1 — Киренск, *2* — Красноярск, *3* — Чита, *4* — Магдагачи, *5* — Хабаровск, *6* — Озерные Ключи.

Как было указано выше, 8-срочные наблюдения проводятся только с 1966 г. В связи с этим вычисленные значения могут отклоняться от нормы. Наличие 8-срочных наблюдений за 20-летний период, правда, по ограниченному числу станций (всего 6), позволило оценить, как изменится число дней с Cb от увеличения длины ряда, например, вдвое. В табл. 2 представлены средние месячные значения числа дней с Cb и их средние квадратические отклонения (σ) за длинный (1954—1963, 1966—1975 гг.) и короткий (1966—1975 гг.) периоды.

Из данных табл. 2 видно, что как для внутриконтинентальных районов, так и для дальневосточных станций, характеризующихся большой изменчивостью метеоэлементов, значительные различия в числе дней с Cb за разные периоды не наблюдаются (разность составляет 1—3 дня). Мало отличаются и средние квадратические отклонения за периоды различной длительности. Так, σ для всех станций колеблется от 1,2 до 2,5 за короткий ряд и от 1,4 до 2,8 за длинный ряд наблюдений. Таким образом, удлинение ряда вдвое не привело к существенным изменениям числа дней с Cb.

Таблица 2

Среднее месячное число дней с Cb за длинный и короткий периоды наблюдений

Станция	Длинный ряд		Короткий ряд	
	среднее	σ	среднее	σ
Красноярск	21	2,2	22	2,5
Киренск	20	2,4	22	2,4
Магдагачи	15	2,3	18	1,4
Хабаровск	14	2,7	15	2,3
Чита	18	2,8	19	2,3
Озерные Ключи	6	1,4	7	1,2

В заключение можно сделать следующий вывод. При определении числа дней с облачностью, благоприятной для вызывания осадков, следует пользоваться данными сети станций с 8-срочными наблюдениями. Несмотря на небольшую длительность этих наблюдений, полученное число дней с Cb по этим данным, является более репрезентативным, чем по данным продолжительных 4-срочных наблюдений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Оренбургская Е. В. К характеристике кучево-дождевых облаков в отдельных лесных районах Восточной Сибири. — «Тр. ГГО», 1975, вып. 356, с. 81—91.

Г. И. Осипова

ОСОБЕННОСТИ ТЕРРИТОРИАЛЬНОГО И ВРЕМЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОБЛАЧНЫХ РЕСУРСОВ ДЛЯ АКТИВНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА СЕВЕРО-ЗАПАДЕ ЕВРОПЕЙСКОЙ ТЕРРИТОРИИ СССР

Осуществление искусственных воздействий на облака с целью вызывания из них осадков для тушения лесных пожаров, нужд сельского хозяйства и других задач имеет в настоящее время практическое значение. Для выбора места и времени работ по воздействиям на облака необходимо иметь представление о территориальном и временно́м распределении облачных ресурсов в различных районах.

Облачными ресурсами для активных воздействий являются мощные кучевые (Cu cong) и кучево-дождевые (Cb) облака на начальной стадии их развития [1]. Облака Cu cong дают осадки лишь при переходе в стадию Cb. Этот переход осуществляется либо естественным путем, либо в результате искусственных воздействий, поэтому в поле облаков при наличии Cb всегда существует и Cu cong. Таким образом, дни с Cb считают и днями с облачными ресурсами, учитывая и то, что облака Cu cong не отмечаются в таблицах основных метеорологических наблюдений ТМ-1.

В задачу настоящей работы входило исследование распределения облачных ресурсов по территории и во времени на северо-западе Европейской территории СССР.

Для анализа были использованы данные 8-срочных наблюдений за 10-летний период (1966—1975 гг.) на 57 станциях северо-запада Европейской территории СССР.

Дни с Cb выбирались из данных 8-срочных наблюдений (за сутки) и отдельно из данных только за дневные сроки, поскольку воздействия производятся в светлое время суток. Для северо-запада Европейской территории СССР по декретному поясному времени это сроки 6, 9, 12, 15 и 18 ч. Кроме того, в работе использованы данные еще шести станций III часового пояса (Бабаево, Борисово-Судское, Череповец, Коробово, Чарозеро, Бирюково), где наблюдения за светлое время суток проводились в 7, 10, 13, 16 и 19 часов.

Таблица 1

Среднее число дней с облачными ресурсами в месяцы пожароопасного сезона

Станция	Светлое время суток					Все сутки				
	V	VI	VII	VIII	среднее	V	VI	VII	VIII	среднее
1. Кемь	12	13	14	15	14	14	16	16	18	16
2. Колежма	13	15	15	18	15	15	18	18	21	18
3. Ругозеро	17	20	21	22	20	19	21	24	24	22
4. Реболы	12	17	20	21	18	15	19	22	22	20
5. Сегежа	10	14	14	16	14	12	16	17	15	16
6. Данилово	12	17	18	20	18	15	19	21	22	19
7. Вяртсиля	5	9	11	12	9	6	11	13	14	11
8. Палалахта	5	6	8	10	7	7	11	17	16	13
9. Петрозаводск	6	10	12	13	10	8	12	17	15	13
10. Сортавала	10	12	14	13	12	11	14	16	15	14
11. Олонец	7	9	15	13	11	9	12	17	19	14
12. Выборг	7	8	12	12	10	10	11	17	15	13
13. Сосново	6	5	7	7	6	7	7	10	11	9
14. Рощино	10	12	16	15	13	13	14	18	17	15
15. Ленинград	7	9	13	11	10	9	11	16	14	13
16. Старое Гарколово	9	12	16	15	13	8	10	13	12	11
17. Белогорка	11	12	14	14	13	12	13	16	15	14
18. Осьмино	14	14	16	15	15	18	16	19	18	18
19. Гдов	9	10	15	14	12	10	14	16	16	14
20. Николаевское	14	16	17	16	16	17	18	20	18	18
21. Новгород	10	11	14	11	12	12	15	17	14	14
22. Старая Русса	8	10	11	11	10	11	13	15	12	14
23. Дно	8	10	11	10	10	12	13	15	12	13
24. Струги-Красные	15	17	21	18	18	18	19	21	21	20
25. Псков	15	17	19	17	17	19	19	19	18	19
26. Пушкинские Горы	14	16	16	17	16	19	19	20	20	19
27. Сущево	15	14	15	14	14	18	17	18	16	15
28. Марево	11	11	12	12	12	12	13	16	14	16
29. Торопец	17	18	20	17	18	20	21	23	20	21
30. Лодейное Поле	3	5	7	6	5	5	7	9	8	7
31. Новая Ладога	9	11	15	16	13	12	16	17	18	16
32. Волхов	10	10	13	15	12	12	12	15	17	14
33. Любань	13	14	18	17	16	15	16	20	19	18
34. Будогощь	12	13	16	16	14	15	16	18	18	17
35. Тихвин	11	11	15	14	13	12	14	17	16	15

Станция	Светлое время суток					Все сутки				
	V	VI	VII	VIII	среднее	V	VI	VII	VIII	среднее
36. Ефимовская	12	13	17	15	14	14	16	19	17	17
37. Хвойная	10	12	14	14	12	13	15	18	16	16
38. Веребье	12	13	17	15	14	16	17	19	20	18
39. Окуловка	12	12	15	13	13	13	14	17	15	15
40. Боровичи	15	16	19	19	17	18	18	21	21	20
41. Бологое	11	11	12	12	12	14	14	16	14	15
42. Валдай	16	16	18	16	16	19	18	21	19	19
43. Осташков	12	13	15	12	13	15	16	17	16	16
44. Кувшиново	16	18	19	19	18	19	19	21	21	20
45. Кесьма	12	13	14	12	13	16	13	16	16	15
46. Торжок	16	16	17	16	16	17	19	19	18	18
47. Калинин	12	12	14	12	12	14	14	16	13	14
48. Винницы	10	10	14	14	12	12	12	16	16	14
49. Вознесенье	14	14	20	20	17	18	17	20	22	19
50. Шугозеро	13	13	17	17	15	16	16	19	19	18
51. Череповец	10	12	13	13	12	12	14	17	16	15
52. Бабаево	10	10	11	10	10	13	12	14	13	13
53. Борисово-Судское	13	14	18	18	16	17	17	20	20	18
54. Чарозеро	11	15	17	15	14	9	12	14	12	12
55. Коробово	11	11	12	11	11	13	14	15	14	14
56. Биряково	13	16	18	15	15	10	13	15	14	13

Исследование территориально-временнóго распределения числа дней с ресурсной облачностью проводилось за пожароопасный сезон, который длится в рассматриваемом районе с мая по август.

Краткая физико-географическая характеристика района. На развитие конвективных облаков большое влияние оказывают не только метеорологические условия, но и физико-географические особенности района — главным образом рельеф и водоемы.

Территория Карелии представляет холмистую равнину, повышающуюся от Ладожского и Онежского озер к западу и северо-западу. Западно-Карельская возвышенность (отрог Мансельки) имеет высоты 130—300 м, максимальная высота достигает 417 м. Возвышенности ориентированы в северо-западном направлении. Пониженные участки отмечаются у Белого моря, Ладожского и Онежского озер. Ленинградская, Псковская и Новгородская области расположены на Прибалтийской равнине. Наиболее возвышенные места ее достигают 280 м и имеют крутые северо-западные склоны и пологие юго-восточные и восточные. Возвышенности от-

делены друг от друга низменностями у крупных озер. Наибольшие размеры имеет Приильменская низина, понижающаяся к оз. Ильмень.

От Онежского озера на юго-запад простирается Валдайская возвышенность с высотами 300—347 м. Эта возвышенность на западе отделена уступом от Приильменской низины, а на востоке она постепенно переходит в низины верхнего бассейна Волги. На территории всего рассматриваемого района имеется большое число озер и рек [4].

Территориальное распределение числа дней с облачными ресурсами за пожароопасный сезон. Согласно данным расчета, среднее число дней с облачными ресурсами за пожароопасный сезон оказалось наибольшим на наветренных склонах и в центральных частях возвышенностей (табл. 1, рис. 1). Оно достигает 18 дней

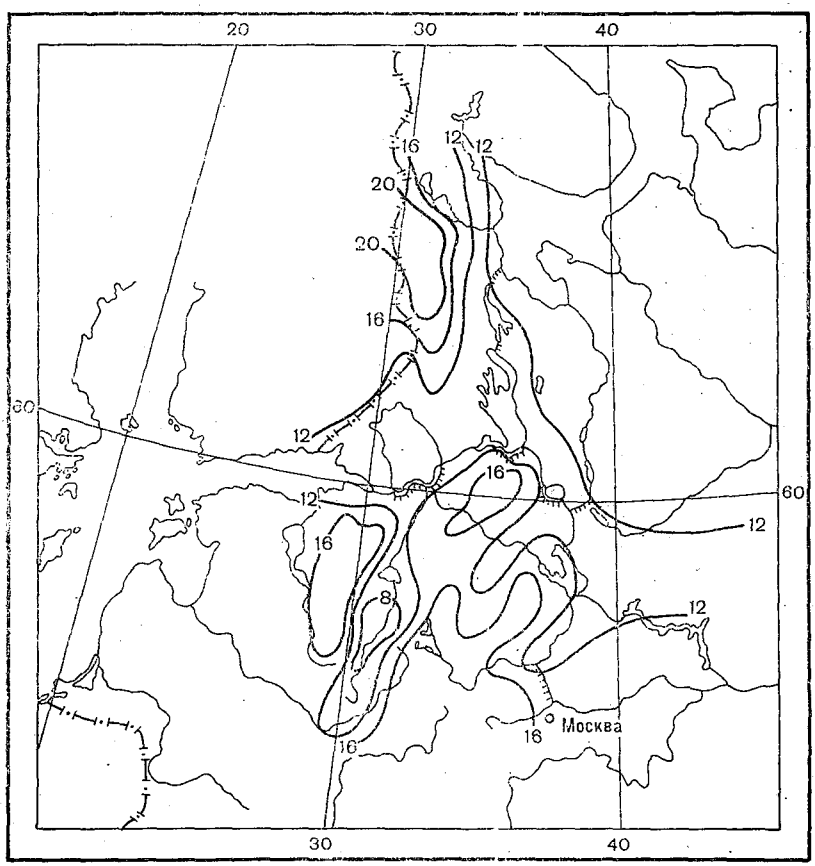


Рис. 1. Среднее месячное число дней n с конвективной облачностью, пригодной для воздействий на северо-западе Европейской территории СССР.

на Валдайской возвышенности (Торопец, Кувшиново), на Псковской возвышенности (Струги-Красные), до 22 дней на Западно-Карельской возвышенности (Ругозеро).

Развитию облаков благоприятствует преобладание дней с высокой влажностью воздуха.

На подветренных склонах возвышенностей число дней с ресурсной облачностью мало: 6 на ст. Сосново, 12 на ст. Бологое. Сравнительно малым числом дней с облачными ресурсами выделяются станции Приильменской низменности: по 10 в Старой Руссе и на ст. Дно, 12 в Новгороде. Близкое к этому число дней наблюдается и на других равнинных станциях (Волхов, Калинин, Тихвин, Бирякова, Бабаево и др.).

Таблица 2

Среднее число дней с кучево-дождевыми облаками (n_1) по данным за 10-летний период и среднее многолетнее число дней с осадками (n_2)

Станция	V		VI		VII		VIII	
	n_1	n_2	n_1	n_2	n_1	n_2	n_1	n_2
Новая Ладога	12	12	16	13	17	13	16	15
Ефимовская	14	14	16	15	19	15	17	16
Будогощь	15	13	16	14	18	15	19	16
Хвойная	13	13	15	13	18	15	16	14
Валдай	19	14	18	15	20	15	19	16
Псков	19	12	19	13	19	14	18	14
Кемь	14	13	16	14	16	14	18	15

Небольшое число дней с облачными ресурсами отмечается над крупными водоемами, где происходит опускание воздуха и размывание облачности, и над плоскими их берегами. Здесь число дней с облачными ресурсами меньше, чем на прилегающей равнине: 5 в Лодейном Поле, 9 в Вяртсиля и т. д., или такое же: 10 в Выборге, 11 в Коробове, 12 в Череповце и др.

Крупные водоемы, расположенные на возвышенностях, также уменьшают облачность над ними и у берегов. Так, на ст. Осташков, расположенной у оз. Селигер, 12 дней с облачными ресурсами, тогда как на ст. Кувшиново, расположенной на Валдайской возвышенности в 40 км от ст. Осташков, 18 дней.

Число дней с кучево-дождевыми облаками, полученное из 8-срочных наблюдений (с учетом ночных), на 2—3 больше, чем из 5-срочных за дневное время. Распределяются они по территории так же, как дни с облаками за светлое время суток.

Достоверность полученного из десятилетнего периода наблюдений числа дней с облачными ресурсами может быть проверена сравнением их с числом дней с осадками, полученным по многолетним данным (табл. 2). Такое сопоставление показывает, что

число дней с кучево-дождевыми облаками сравнимо со средним многолетним числом дней с осадками или несколько превышает его [5].

Десятилетний ряд наблюдений не является достаточным для получения надежных метеорологических характеристик вообще и в том числе по облачности.

Вычисленная ошибка среднего месячного числа дней с кучево-дождевыми облаками $\mu = \frac{\sigma}{\sqrt{n}}$ для станций, расположенных в разных физико-географических районах, составляет примерно 1 день.

Изменчивость (σ) числа дней с облачными ресурсами в разных районах различается мало и составляет 3—5 дней за пожароопасный период (табл. 3).

Различия по числу дней с облачными ресурсами на станциях, расположенных в различных местных условиях, прослеживаются и в коэффициенте вариации (c_v). Он меньше над возвышенностями (13—29%) и больше над равниной (22—39%).

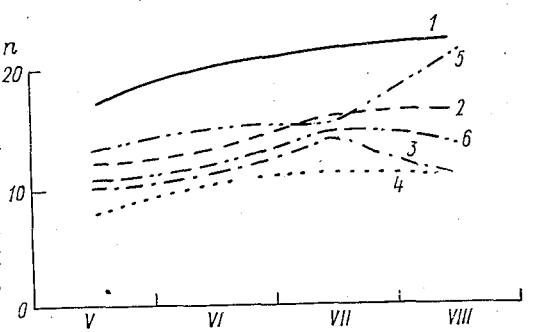


Рис. 2. Ход облачных ресурсов в месяцы пожароопасного периода (среднее число случаев n).

1 — Ругозеро, 2 — Будогощь, 3 — Новгород, 4 — Старая Русса, 5 — Колежма, 6 — Тихвин.

Распределение числа дней с облачными ресурсами в различные месяцы пожароопасного сезона. Максимальное число дней с облачными ресурсами в пожароопасный сезон в разных районах северо-запада Европейской территории СССР наблюдается в июле или августе (см. табл. 1). Характерной особенностью рассматриваемого района является то, что максимум и минимум облачных ресурсов на значительной части станций выражены слабо. Примерно на 30% станций района различия в среднем числе дней от месяца к месяцу составляют 1—3 (Коробово, Торжок, Калинин и др.). В результате разность в среднем числе дней с облачными ресурсами между месяцем максимума (июль или август) и месяцем минимума (май) невелика (рис. 2).

Наибольшее различие в среднем числе дней между месяцами максимума и минимума облачных ресурсов составляет 6 дней (Вознесенье, Данилово, Ругозеро, Реболы). Эти различия больше по своим абсолютным значениям на возвышенностях. В отдельные годы максимум числа дней с облачными ресурсами (абсолютный максимум за десятилетие) на возвышенностях составляет 25—28 дней в месяц (табл. 3). Так, например, в июле 1974 г. абсолютный максимум составлял 25 дней на Валдае, 26 дней в Торопце, а в августе 1974 г.— 28 дней на ст. Реболы.

Таблица 3

Статистические характеристики числа дней с облачными ресурсами по 10-летнему ряду наблюдений

Месяц	ср.	макс	мин	σ	c_v	ср.	макс	мин	σ	c_v	ср.	макс	мин	σ	c_v
	Реболы					Дно					Старая Русса				
V	12	16	8	2,9	24	9	15	4	3,2	36	8	14	4	3,0	37
VI	17	22	14	2,7	16	11	16	8	2,4	22	10	17	4	3,9	39
VII	20	26	13	4,1	20	11	18	5	3,5	32	11	14	9	2,4	22
VIII	21	28	13	5,3	25	11	16	5	3,9	35	11	14	7	2,8	25
	Торопец					Валдай					Бологое				
V	17	21	7	4,7	13	16	23	7	2,7	29	11	16	6	3,5	32
VI	21	21	14	2,7	16	16	21	12	2,8	18	11	18	7	3,7	34
VII	19	26	18	3,0	16	18	25	13	3,7	20	12	17	7	3,5	29
VIII	19	24	13	3,3	17	16	23	10	3,7	23	12	21	4	4,2	35

Максимум облачных ресурсов на равнине в среднем за месяц составляет 12—16 дней. В отдельные месяцы максимум достигает 23 дней (например, на ст. Бирякова в июле 1975 г.).

Наименьшее значение максимума облачных ресурсов в пожароопасный сезон наблюдается на станциях, лежащих на плоских берегах водоемов. Здесь в среднем за месяц максимум составляет 10—16 дней, а в отдельные годы он достигает 21 дня (в июле 1974 г. в Колежме).

Минимальное число дней с облачными ресурсами в месяцы пожароопасного сезона на всех рассматриваемых станциях наблюдается в мае или июне (см. табл. 1). Оно составляет в среднем за месяц 5—11 дней в южной и средней частях территории и 12—17 дней на севере Карелии (Кемь, Колежма). Особенно мало́ оно на плоских берегах водоемов: 5 дней в Лодейном Поле, 9 в Гдове, 7 в Выборге и т. д.

В отдельные годы минимальное число дней с облачными ресурсами составляет 2—4 (например, в Гдове 2 дня в мае 1966 г. и 4 дня в мае 1969 г.). На равнинных станциях майский минимум составляет 8—15 дней (8 в Дно и в Старой Руссе, 10 в Новгороде, 11 в Марево и Бологое, 13 в Любани и т. д.).

На возвышенностях майский минимум числа дней с облачными ресурсами в среднем за месяц достигает 15—17 дней (Валдай, Торопец, Кувшиново), но в отдельные годы он составляет всего 7 дней, например, на Валдае в мае 1970 г. (см. табл. 3).

Суточный ход кучево-дождевых облаков (облачных ресурсов) в месяцы пожароопасного сезона

Максимум облачных ресурсов наблюдается в 15—18 часов (рис. 3). При этом в Карелии и на востоке района в большинстве месяцев пожароопасного сезона преобладает максимум в 15 часов (Палалахта, Олонец, Вознесенье, Ефимовская). В третьем часовом поясе этот максимум отмечается в 16 часов (Борисово-Судское, Коробово).

На некоторых станциях, преимущественно в центре района, нет четко выраженного максимума — он наблюдается в разные месяцы в один из указанных сроков. Эти максимумы близки между собой по значениям. Такой ход облачных ресурсов наблюдается на ст. Охоны, Хвойная, Веребье.

В южных и западных частях района преобладает 18-часовой максимум. Наиболее отчетливо он выражен на ст. Сущево, Николаевское, Дно. Здесь он отмечается во все месяцы пожароопасного пе-

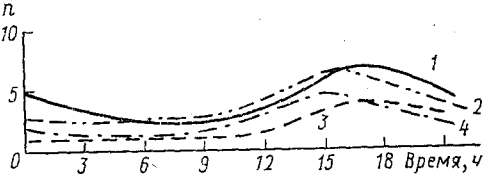


Рис. 3. Суточный ход облачных ресурсов в июле (среднее число дней n).

1 — Олонец, 2 — Вознесенье, 3 — Пушкинские Горы, 4 — Старая Русса.

риода. На других станциях (западных и южных) в большинстве месяцев максимум наблюдается в 18 часов, но в отдельные месяцы он отмечается в 15 часов (Пушкинские Горы, Новгород, Бологое и др.). В Старой Руссе максимум смещается на еще более поздний срок (18 или 21 час).

Минимум в суточном ходе облачных ресурсов приходится на раннее утреннее (6 часов) и ночное (3 часа) время. Суточный ход облачных ресурсов во всем рассматриваемом районе слабо выражен. Это указывает на то, что в значительной части случаев кучево-дождевые облака имеют фронтальное происхождение.

Проведенный анализ материала позволяет сделать следующие выводы.

1. Наиболее благоприятными районами для осуществления воздействия являются возвышенности, особенно их наветренные склоны и центральные части, где число дней с ресурсными облаками наибольшее. На северо-западе ЕТС в среднем за пожароопасный сезон оно составляет 18—22 дня, а в отдельные годы достигает 28 дней в месяц.

2. Условия для искусственного вызывания осадков могут возникать в течение всего летнего периода. В Карелии наиболее благоприятными месяцами для осуществления воздействия являются преимущественно август, на юге и юго-западе района — июль, в центре — июль и август. В эти месяцы среднее число дней с облачными ресурсами составляет 10—12 в низинах и 19—22° на возвышенностях.

3. В суточном ходе максимум развития кучево-дождевых облаков в северных и восточных районах наблюдается в 15 часов, а в южных и западных — 18 часов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Корниенко Е. Е. Основные требования к проведению эксперимента по воздействию на кучево-дождевые облака с целью искусственного регулирования осадков.— «Труды УкрНИГМИ», 1971, вып. 103, с. 3—12.
2. Оренбургская Е. В. К характеристике кучево-дождевых облаков в отдельных лесных районах Восточной Сибири.— «Труды ГГО», 1975, вып. 356, с. 74—80.
3. Осипова Г. И., Прохорова Г. Н. Облачные ресурсы для активных воздействий в Архангельской области и Коми АССР в пожароопасный сезон.— «Труды ГГО», 1975, вып. 356.
4. Тушинский Г. К., Давыдова М. И. Физическая география СССР. М., «Просвещение», 1976, с. 156—193.
5. Справочник по климату СССР, ч. IV и V, вып. 1, 3 и 8. Л., Гидрометеоиздат, 1968.

В. Д. Степаненко

АЭРОЛОГИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ РАЗВИТИЯ СМЕРЧЕВОГО ОБЛАКА 27 ИЮНЯ 1973 г.

Смерч — одно из интересных и весьма опасных явлений погоды, которое связано с образованием и развитием кучево-дождевых и грозовых облаков. Явление смерча автор наблюдал 27 июня 1973 г. в районе Ленинграда. Для наблюдения использовались система РМС-1 с радиозондом РКЗ-2 и метеорологический радиолокатор МРЛ-1.

В этот день погода в районе Ленинграда была обусловлена малоградиентным барическим полем, сформированным в массах морского полярного воздуха. В 10 часов утра наблюдалась кучевая и мощная кучевая облачность 5—6 баллов, ветер у земли слабый 1—2 м/с неустойчивых направлений, давление воздуха 1020 мбар, температура 23°С и относительная влажность 58%. Гряда облаков находилась на северо-западе от пункта наблюдения и была ориентирована с юго-запада на северо-восток. Радиоэхо от облаков в период наблюдения было слабым и почти не фиксировалось на МРЛ, хотя расстояние до облаков не превышало 15—20 км.

При визуальных наблюдениях отмечалось следующее: к 10 ч 45 мин облака переместились в район пункта наблюдений, количество их увеличилось и они превратились в кучево-дождевые с грозовыми разрядами, из них выпадали осадки в виде дождя и града. Диаметр градин в среднем составлял около 1 см. В 11 ч 03 мин появился хоботообразный наиболее тонкий в средней и нижней части смерч, который опустился из основания кучево-дождевого облака. Смерч коснулся поверхности земли на расстоянии, не превышающем 30—40 м от пункта наблюдений. В этот момент его диаметр в нижней части составлял 3—5 м, а вертикальная протяженность 300—400 м. Было отчетливо видно, что внутри смерча воздух вращался против хода часовой стрелки.

Мелкие водяные капельки внутри смерча, по-видимому, образовались вследствие резкого падения атмосферного давления.

При соприкосновении смерча с земной поверхностью образовался вихрь из пыли, веток и строительного мусора высотой с 12—15-этажный дом, который вместе с ним медленно перемещался в северо-восточном направлении.

Пройдя около 1 км по пустырю, смерч разорвался в своей средней наиболее тонкой части и быстро исчез, не произведя никаких заметных разрушений. Время жизни смерча составляло около 5 мин.

По данным радиолокационных изображений грозовое облако, из которого опустился смерч, имело диаметр около 11 км, а его вертикальная протяженность составляла 10 км (рис. 1 *а*). Максимальные значения радиолокационной отражаемости $z_{макс}$ составляли 10^3—$3 \cdot 10^3$ мм^6/м^3 и находились на высоте 6—7 км. В это же время в южном и юго-восточном направлениях от МРЛ-1 наблю-

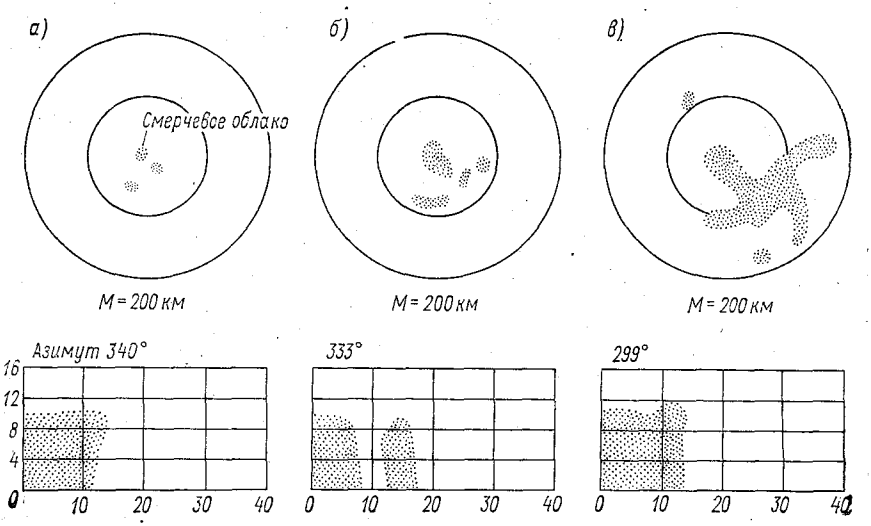


Рис. 1. Радиолокационное изображение грозовых облаков на КО и ДВ при наблюдении смерча.

дались два других грозовых облака на расстояниях 45 и 30 км соответственно. Характеристики радиоэхо этих облаков были близки к характеристикам смерчевого облака.

Картина радиолокационных изображений по истечении 30 и 60 мин от начала наблюдений представлена на рис. 1 *б* и 1 *в*. Из сравнения этих рисунков хорошо видна динамика процесса облакообразования и выпадения осадков в рассматриваемом районе. В период времени с 10 ч 50 мин до 11 ч 30 мин суммарная площадь радиоэхо увеличилась от 61 до 250 км^2, а к 12 ч 30 мин она достигла 1210 км^2, т. е. скорость увеличения площади радиоэхо была равна 250 и 950 км^2/ч соответственно. К этому времени уже наблюдалась целая система грозовых облаков с максимальной горизонтальной протяженностью 100—140 км, высотой верхней границы 8—11 км. Максимальные значения радиолокационной от-

ражаемости составляла $5 \cdot 10^2$—$3 \cdot 10^3$ мм^6/м^3. Одновременно с увеличением площади радиоэха наблюдалось перемещение системы грозовых облаков в южном и юго-восточном направлениях со скоростью 30—35 км/ч.

Для аэрологического анализа были привлечены результаты двух радиозондовых подъемов, произведенных в 10 ч 30 мин и в 11 ч 35 мин 27 июня 1973 г. из пункта наблюдений (рис. 2). Из анализа данных аэрологического зондирования за первый срок получено, что суммарный дефицит точки росы в слое 850—500 мб

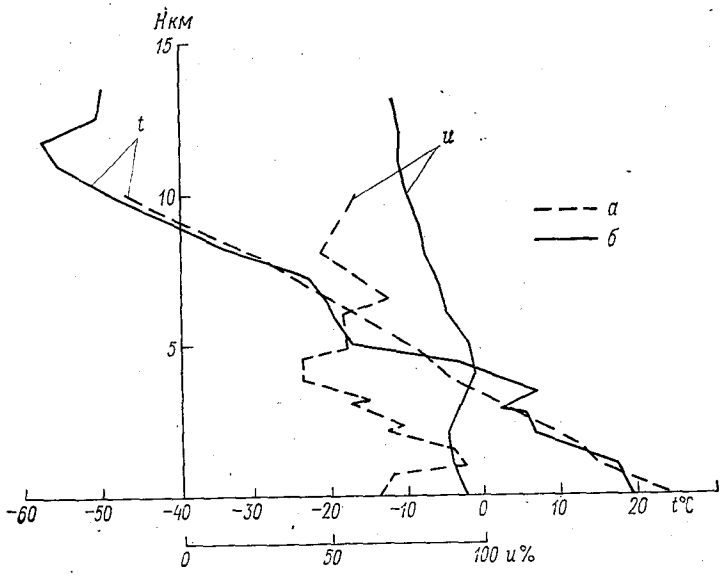


Рис. 2. Вертикальное распределение температуры t и относительной влажности u воздуха при смерче в 10 ч 30 мин (*а*) и в 11 ч 35 мин (*б*).

составлял 19°С, толщина конвективно-неустойчивого слоя — 130 мбар; среднее отклонение кривой состояния от кривой стратификации температуры — около 5°С. Расчет основных параметров конвекции показал, что вертикальный градиент температуры в нижней половине тропосферы был несколько больше сухоадиабатического градиента, толщина слоя облачности составляла 9,5 км, верхняя граница конвективных облаков находилась на уровне 10 км; температура на уровне конвекции равнялась —59°С.

Анализ данных за второй срок показал, что к 11 ч 30 мин суммарный дефицит точки росы в слое 850—500 мбар уменьшился и стал равным 4°С, толщина конвективно-неустойчивого слоя увеличилась и стала равной 180 мбар, среднее отклонение кривой состояния от кривой стратификации уменьшилось и стало равным

3°С. Следует отметить, что в слое 700—600 мбар появились слои инверсии температуры, падение температуры воздуха с высотой стало более медленным, а в слое 600—520 мбар наблюдался весьма большой вертикальный градиент температуры (1,3—1,5°С/100 м), выше этого слоя располагался тонкий слой инверсии. При этом температура воздуха у земли понизилась на 5,5°С и стала равной 18,5°С, уровень конденсации понизился на 200—300 м и находился на высоте примерно 400 м. По данным расчета к 11 ч 35 мин толщина слоя почти не изменилась и составляла 9,5 км, верхняя граница облаков находилась на уровне 10 км, температура на уровне конвекции была равна —59°С.

Результаты анализа аэрологических данных свидетельствуют о том, что в рассматриваемый период времени имела место сильная термическая неустойчивость воздуха, обусловившая интенсивное образование и развитие конвективной облачности и грозовой деятельности, что также подтверждается результатами радиолокационных метеорологических наблюдений.

В заключение следует отметить, что смерчевое кучево-дождевое облако с грозовыми разрядами и градом развилось в малоградиентном барическом поле со слабыми ветрами неустойчивых направлений во всей толще тропосферы. Во время его развития наблюдалось увеличение влажности воздуха в тропосфере. Характерным явилось существование на высотах от 3,5 до 5,1 км слоя с вертикальными градиентами температуры, превышающими в 1,5 раза сухоадиабатический градиент. Этот слой располагался между двумя тонкими инверсионными слоями.

Горизонтальные и вертикальные размеры смерчевого облака были почти одинаковыми и составляли 10—11 км, максимальное значение радиолокационной отражаемости наблюдалось в верхней половине облака и составляло $2 \cdot 10^3$—$3 \cdot 10^3$ мм^6/м^3.

В период появления смерча процесс облакообразования и выпадения осадков в виде сильного дождя и града характеризовался большими значениями скорости увеличения площади радиоэха в радиусе 100 км, которые изменялись в пределах от 248 до 955 км^2/ч.

Автор выражает благодарность И. В. Ильяшевич и В. И. Степаненко за помощь, оказанную при подготовке статьи.

СОДЕРЖАНИЕ

В. И. Бекряев, Ю. А. Довгалюк, А. В. Зинченко. Определение некоторых свойств ансамбля конвективных облаков по данным аэрологического зондирования 3
И. М. Амитина, Ю. А. Довгалюк. К расчету характеристик полей конвективных облаков 10
Т. В. Винникова, Ю. А. Довгалюк. Программа расчета показателя интенсивности атмосферной конвекции, используемого при специализированном прогнозе конвективным облаков 16
А. И. Русанов, В. Л. Кузьмин, С. П. Гирс, Ю. А. Довгалюк. К исследованию механизма влияния заряда капли на скорость ее конденсационного роста 27
Д. Д. Сталевич, Т. С. Учеваткина. Число сближений капель дождя в осадках различной интенсивности 33
В. В. Клинго, Г. Д. Кудашкин. К определению закономерностей распространения частиц льдообразующего реагента в облаках на основе диффузионной модели Сеттона 44
В. В. Клинго. К расчету распространения реагента в подоблачном слое атмосферы на основе уравнения турбулентной диффузии 51
В. Я. Никандров, В. В. Шлыков. К вопросу о влиянии электрического поля на кристаллизацию переохлажденной воды 65
Г. М. Башкирова, Т. А. Першина, Н. С. Шишкин. Исследование замерзания крупных водяных капель в области коронного разряда . . 71
С. П. Гирс, А. П. Жуковский, М. Н. Серова. К вопросу о природе гетерогенной нуклеации льда на органических ядрах кристаллизации 76
С. П. Гирс, В. Н. Каменцев. Некоторые результаты исследования фазовых переходов воды при взаимодействии с поверхностью различных подложек 83
Т. Н. Громова, И. А. Скородёнок, Н. Д. Татаренко, Т. М. Унгерман. О химическом составе осадков из конвективных облаков . . 91
А. М. Бакланов, Т. Н. Громова, И. А. Скородёнок, В. В. Спасибо, Д. Д. Сталевич, Н. В. Торопова. Дисперсный состав частиц ПАВ, образующихся в результате взрыва головной части ракеты «Облако» 98
В. Д. Степаненко. О пространственной изменчивости высот облаков по радиолокационным данным 105
В. Н. Егоров, С. М. Гальперин, И. А. Петренко. Методика и предварительные результаты исследования радиоизлучения гроз 109
Ю. А. Довгалюк, П. Е. Никитин, Е. В. Оренбургская. К исследованию некоторых характеристик влажности в районе проведения экспедиции АТЭП-74 116
Е. В. Оренбургская. К оценке условий, благоприятных для проведения воздействий в пожароопасных районах Приморского края 122
Е. В. Оренбургская. К методике подсчета числа дней с конвективной облачностью, пригодной для искусственного вызывания осадков . . . 128
Г. И. Осипова. Особенности территориального и временного распределения облачных ресурсов для активных воздействий на северо-западе Европейской территории СССР 132
В. Д. Степаненко. Аэрологические условия развития смерчевого облака 27 июня 1973 г. 141

Труды ГГО, вып. 405

ФИЗИКА ОБЛАКОВ
И АКТИВНЫЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ

Редактор *Л. И. Штанникова*
Технический редактор *Н. Ф. Грачева*
Корректор *Л. И. Хромова*

ИБ № 912

Сдано в набор 28. 12. 77. Подписано в печать 16. 02. 79. М-12966. Формат 60×90 1/16
Бум. тип. № 1. Лит. гарн. Печать высокая. Печ. л. 10. Уч.-изд. л. 9,63. Тираж 640 экз. Индекс
МЛ-183. Заказ № 987. Цена 65 коп. Гидрометеоиздат, 199053. Ленинград, 2-я линия, д. 23

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