

Глава 17 Облака

Облака представляют собой одно из интереснейших явлений природы. Среди тех величин и явлений, которые объединяются понятием «погода», облакам и связанным с ними осадкам принадлежит определяющая роль.

Изменяя тепловой и радиационный режим атмосферы, облака оказывают большое влияние на многие стороны деятельности человека (прежде всего в сфере сельскохозяйственного производства), а также на растительный и животный мир Земли. Велика зависимость от облаков, туманов и осадков различных видов транспорта, в первую очередь авиации.

Несмотря на развитие авиационной техники и оснащение самолетов и аэродромов современными приборами и оборудованием, облака и туманы остаются до настоящего времени такими явлениями, которые наиболее существенно влияют на взлет, посадку и полет самолета, на деятельность авиации в целом. Проводить полет в облаках значительно сложнее, чем вне облаков, вследствие: а) сильного ухудшения видимости; б) наличия обледенения (при отрицательных температурах); в) более сильно развитого турбулентного обмена, вызывающего болтанку самолетов. Нижняя граница облаков и дальность видимости определяют тот минимум погодных условий, при которых возможны взлет и посадка самолетов. С облаками связаны грозы — наиболее опасное для авиации метеорологическое явление.

Облаком называют видимую совокупность взвешенных капель воды и кристаллов льда, находящихся на некоторой высоте над земной поверхностью. С точки зрения микрофизического строения принципиальной разницы между облаками и туманами нет. Однако между ними наблюдается существенное различие в условиях образования, вертикальной протяженности и т. п.

Облака, как и туманы, возникают в результате конденсации и сублимации водяного пара в атмосфере. Конденсацию водяного пара и облакообразование вызывают те же процессы, которые приводят к возникновению туманов. Облака образуются или вследствие увеличения общего влагосодержания, или в результате понижения температуры воздуха. В реальных условиях играют роль оба фактора. В свободной атмосфере (вне приземного слоя) важнейшими процессами, которые приводят к понижению температуры и облакообразованию, являются подъем (восходящее дви-

жение) воздуха и адвекция. Понижение температуры могут вызывать также излучение и турбулентное перемешивание (вертикальное и горизонтальное).

В исследованиях по динамике атмосферы выявлено, что облачность оказывает влияние (его можно назвать обратным) на поле движения (динамику) атмосферы, в первую очередь на поле вертикальных скоростей, и что учет облачности в численных схемах прогноза повышает оправдываемость его. Велика роль облаков в формировании и колебаниях климата Земли.

В зависимости от горизонтальных размеров областей, охваченных вертикальными движениями, а также физических процессов образуются различные по внешнему виду и внутреннему строению облака. Различают *кучевообразные* (конвективные), *волнистообразные* и *слоистообразные* облака. Такое подразделение облаков хотя и основано в первую очередь на внешнем виде их, однако этот принцип отражает и особенности физических процессов образования облаков (связанных прежде всего с видом и масштабом вертикальных движений воздуха). В основе другого принципа классификации облаков лежит высота их расположения (морфологическая классификация)¹.

1 Конвективные вертикальные движения. Кучевообразные (конвективные) облака

Кучевообразные, или конвективные, облака имеют вид изолированных облачных масс. Эти облака сильно развиты по вертикали и имеют, как правило, небольшую (по сравнению со слоистообразными) горизонтальную протяженность. Основными процессами, приводящими к образованию кучевообразных облаков, являются *термическая конвекция* и *турбулентный обмен*.

Конвекция возникает в результате перегрева отдельных масс воздуха при неустойчивой в нижних слоях стратификации. Наиболее благоприятные условия для возникновения конвективных движений создаются над сушей в теплую половину года в областях пониженного давления. Под влиянием притока прямой солнечной радиации вблизи земной поверхности возникает неустойчивая стратификация. Отдельные перегретые массы воздуха при таких условиях начинают ускоренно перемещаться по вертикали вверх. Сначала подъем такой массы ненасыщенного воздуха происходит практически по сухой адиабате AA' (рис. 17.1). На уровне конденсации z_k воздух достигает состояния насыщения ($f = 100\%$). При наличии активных и достаточно крупных ядер

¹ Морфологическая классификация кратко рассмотрена в п. 3 главы 2.

конденсации состояние насыщения достигается несколько ниже уровня z_k . Выше уровня конденсации воздух поднимается по влажной адиабате. Благодаря понижению температуры происходит конденсация водяного пара и образование облачности.

Представляют интерес следующие уровни, связанные с развитием конвективного облака:

а) уровень конденсации z_k , практически совпадающий с нижней границей облака;

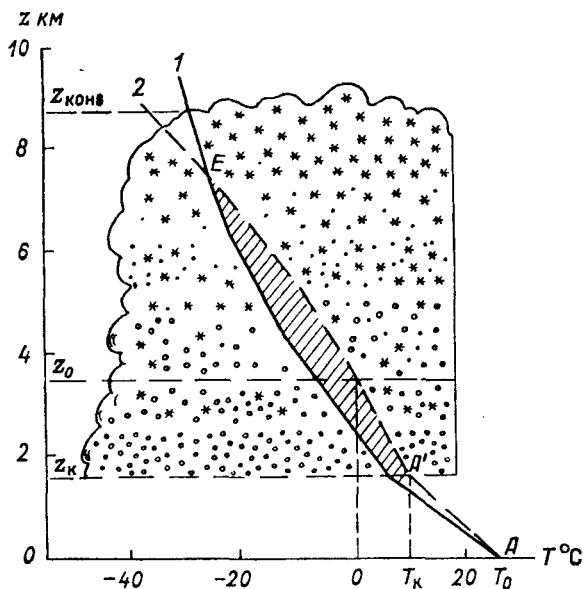


Рис. 17.1. Схема кучево-дождевого облака.

1 — кривая стратификации,
2 — кривая состояния.

б) уровень нулевой изотермы z_0 , отделяющей переохлажденную (верхнюю) часть облака от непереохлажденной (нижней);
в) уровень свободной конвекции $z_{конв}$, практически совпадающей с верхней границей облака.

1.1. Уровень конденсации. Рассмотрим несколько подробнее вопрос об определении уровня конденсации. Для этого воспользуемся формулой для массовой доли водяного пара $s = 0,622e/p$, из которой следует

$$\frac{1}{s} \frac{ds}{dz} = \frac{1}{e} \frac{de}{dz} - \frac{1}{p} \frac{dp}{dz}. \quad (1.1.1)$$

При адиабатическом подъеме влажного ненасыщенного воздуха и при отсутствии смешения с окружающей средой s постоянна, т. е.

$$\frac{1}{e} \frac{de}{dz} - \frac{1}{p} \frac{dp}{dz} = 0. \quad (1.1.2)$$

Давление водяного пара связано с температурой точки росы соотношением $e = E(\tau)$. Если воспользоваться уравнением Клаузиуса—Клапейрона и основным уравнением статики, то соотношение (1.1.2) приведем к виду

$$\frac{L}{R_{\text{H}} \tau^2} \frac{d\tau}{dz} = -\frac{g}{R_c T}. \quad (1.1.3)$$

Вертикальный градиент τ введен в (1.1.3) на основании соотношения

$$\frac{de}{dz} = \frac{dE(\tau)}{dz} = \frac{dE(\tau)}{d\tau} \frac{d\tau}{dz}.$$

Как показывает (1.1.3), градиент $-d\tau/dz = \gamma_\tau$ в общем случае является переменной величиной, зависящей от τ и T поднимающегося воздуха. Однако для приближенных расчетов градиент γ_τ можно считать постоянным, поскольку изменение τ и T сильно не сказывается на γ_τ . Полагая в (1.1.3) $T = \tau = 270 \text{ K}$, $R_{\text{H}} = 461 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{K)}$ и $L = 2500 \text{ кДж/кг}$, получим

$$\gamma_\tau = -d\tau/dz = 0,0017^\circ \text{ C/м} = 0,17^\circ \text{ C/100 м}. \quad (1.1.4)$$

Считая γ_τ постоянной величиной, можем написать

$$\tau(z) = \tau_0 - \gamma_\tau z, \quad (1.1.5)$$

где $\tau_0 = \tau(0)$ — температура точки росы на исходном уровне (на земной поверхности). С другой стороны, температура адиабатически поднимающейся массы воздуха на уровне z равна

$$T(z) = T_0 - \gamma_a z. \quad (1.1.6)$$

На уровне конденсации $\tau = T$. На основании (1.1.5) и (1.1.6) получаем

$$z_{\text{к}} = \frac{T_0 - \tau_0}{\gamma_a - \gamma_\tau}. \quad (1.1.7)$$

Так как $\gamma_a = 0,0098^\circ \text{ C/м}$ и $\gamma_\tau = 0,0017^\circ \text{ C/м}$, формула (1.1.7) принимает вид

$$z_{\text{к}} = 122 (T_0 - \tau_0), \quad (1.1.8)$$

где $z_{\text{к}}$ — в метрах.

Формула (1.1.8) носит название *формулы Ферреля*.

Найдем также, как изменяется относительная влажность $f = 100e/E$ при подъеме частицы воздуха. Имеем

$$\frac{1}{f} \frac{df}{dz} = \frac{1}{e} \frac{de}{dz} - \frac{1}{E} \frac{dE}{dz} \quad (1.1.9)$$

или

$$\frac{1}{f} \frac{df}{dz} = \frac{1}{E(\tau)} \frac{dE(\tau)}{d\tau} \frac{d\tau}{dz} - \frac{1}{E(T)} \frac{dE(T)}{dT} \frac{dT}{dz}. \quad (1.1.9)$$

Считая τ и T близкими между собой, а вместе с этим и $E(\tau) \approx \approx E(T)$, $dE(\tau)/d\tau \approx dE(T)/dT$, из (1.1.9) получаем

$$\frac{1}{f} \frac{df}{dz} = \frac{1}{E} \frac{dE}{dT} (\gamma_a - \gamma_\tau) \quad \text{или} \quad \frac{1}{f} \frac{df}{dz} = \frac{L}{R_n T^2} (\gamma_a - \gamma_\tau). \quad (1.1.10)$$

Подстановка в правую часть (1.1.10) принятых выше значений T и L дает $(1/f)(df/dz) = 6,1 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$, после чего, выполнив интегрирование, находим

$$\ln f = 6,1 \cdot 10^{-4} z + \ln f_0, \quad (1.1.11)$$

где f_0 — относительная влажность на исходном уровне ($z = 0$).

На уровне конденсации $f = 100\%$. На основании (1.1.11) для z_k получаем формулу

$$z_k = 3780 (2 - \lg f_0), \quad (1.1.12)$$

где z_k — в метрах.

Если относительная влажность высокая, то, воспользовавшись разложением в ряд

$$\ln \frac{100}{f_0} = \ln \left(1 + \frac{100}{f_0} - 1 \right) \approx \frac{100}{f_0} - 1 + \dots,$$

формулу (1.1.12) можно переписать в виде

$$z_k = \frac{1640}{f_0} (100 - f_0), \quad (1.1.13)$$

которая по виду совпадает с эмпирической формулой

$$z_k = 22(100 - f_0). \quad (1.1.14)$$

Формулы (1.1.12) и (1.1.13) по своему физическому содержанию, как это ясно из их вывода, не отличаются от основной формулы (1.1.8).

При выводе формул (1.1.8) и (1.1.12) не учитывалось смешение поднимающейся частицы с окружающим воздухом, фактическое распределение температуры по высоте и др. По этой причине рассчитанные по формулам (1.1.8) и (1.1.12) высоты облаков могут существенно отличаться от фактических (теоретические значения оказываются, как правило, заниженными по сравнению с фактическими). Некоторые из факторов, оказывающих влияние на высоту нижней границы облаков, будут учтены (см. п. 4) в связи с выяснением роли турбулентного обмена в процессе облакообразования.

1.2. Уровень свободной конвекции. Это уровень, до которого распространяются восходящие вертикальные движения (струи), порождаемые энергией неустойчивости. Он располагается несколько выше уровня, где температура поднимающейся частицы (струи) выравнивается с температурой окружающего воздуха (точка E на рис. 17.1). Объясняется это тем, что до уровня вы-

равнивания поднимающаяся частица на любой высоте имеет более высокую температуру, чем окружающий воздух, и движется вверх ускоренно (с нарастающей скоростью). Вблизи уровня выравнивания скорость частицы (струи) близка к максимальной. Выше этого уровня температура частицы становится ниже температуры среды, вертикальная скорость начинает уменьшаться, но частица по инерции продолжает подниматься вверх до уровня свободной конвекции, где скорость ее обращается в нуль. Наблюдения показывают, что вершины кучевых облаков при их росте испытывают колебательные (пульсационные) движения с периодом 10—11 мин. На эту основную волну накладываются колебания с периодом около 1 мин.

1.3. Скорость конвективных движений. Существует несколько точек зрения на механизм возникновения и характер конвективных движений в атмосфере. Еще в 1905 г. И. И. Касаткин высказал мнение, что конвекция возникает или над перегретыми (по сравнению с окружением) участками земной поверхности («контактная» конвекция), или внутри воздушной массы под влиянием силы плавучести (*спонтанная*, или *свободная*, конвекция).

Наиболее правильным в настоящее время следует считать представление, учитывающее ярусный характер развития конвекции, на что впервые обратили внимание П. А. Молчанов и Е. С. Селезнева. А. А. Скворцов исследовал это явление в пустынях Средней Азии. Первоначально в ранние утренние часы (летом) происходит перенос водяного пара и тепла в пределах примерно приземного слоя атмосферы (до высоты 50—100 м). Этот перенос осуществляется через мелкомасштабный турбулентный обмен. Турбулентные частицы (вихри) на каждой высоте имеют размеры примерно равные $0,4z$, т. е. с увеличением высоты они возрастают. На верхней границе приземного слоя образуются вихри (струи) более крупного масштаба, которые переносят тепло и влагу примерно до уровня конденсации. И лишь вблизи последнего формируются частицы (струи), сравнимые по размерам с облаками.

Некоторые исследователи (А. Коханский, Дж. Малкус и др.) придерживаются мнения, которое было высказано еще И. И. Касаткиным: над неоднородной земной поверхностью образуются непрерывные восходящие токи в виде «труб». Под влиянием ветра трубы наклоняются или изгибаются, и там, где они достигают уровня конденсации, образуется облако.

Вертикальные движения внутри облака имеют характер отдельных струй — восходящие течения чередуются в горизонтальном направлении с нисходящими. Скорость вертикальных потоков в конвективных облаках изменяется в широких пределах: от долей до 30—40 м/с (в кучево-дождевых облаках).

В табл. 17.1 приведены сведения о повторяемости вертикальных скоростей в кучево-дождевых (грозовых) облаках по данным измерений на самолете во Флориде и Огайо (США). Эта таблица

Таблица 17.1. Повторяемость (%) скоростей восходящих и нисходящих потоков в грозных облаках (США)

w м/с	Высота, км									
	1,83	3,35	4,87	6,40	7,92	1,52	3,05	4,57	6,10	7,62
	Флорида					Огайо				
Восходящие потоки										
0,00-3,05	21,0	5,8	10,7	2,1	7,9	16,6	12,9	8,7	14,7	3,7
3,05-6,10	44,8	40,2	36,0	36,6	29,0	75,0	41,6	38,0	34,5	24,6
6,10-9,15	29,0	36,8	25,3	28,8	35,5	8,4	22,2	28,8	28,0	30,2
9,15-12,20	5,2	6,9	21,4	13,4	18,4	—	20,4	21,0	11,4	22,6
12,20-15,25	—	2,3	3,9	8,7	5,3	—	2,9	4,7	4,8	7,5
15,25-18,30	—	5,8	0,9	2,9	2,6	—	—	2,9	6,6	5,7
18,30-21,35	—	—	—	—	1,3	—	—	0,9	—	3,8
21,35-24,40	—	1,1	0,9	0,9	—	—	—	—	—	—
24,40-27,45	—	1,1	—	—	—	—	—	—	—	1,9
27,45-30,50	—	—	0,9	—	—	—	—	—	—	—
Число случаев	38	87	103	104	76	12	108	105	61	53
Нисходящие потоки										
0,00-3,05	18,2	14,3	7,5	21,2	10,5	50,0	26,6	20,9	19,2	9,1
3,05-6,10	50,0	47,6	52,9	51,5	44,8	41,6	30,6	46,6	42,4	35,4
6,10-9,15	22,7	23,8	22,7	21,2	26,3	8,4	32,6	16,2	34,6	22,8
9,15-12,20	4,5	11,9	11,3	3,0	7,9	—	8,2	9,4	3,8	13,6
12,20-15,25	—	—	3,8	3,1	7,9	—	2,0	4,6	—	9,1
15,25-18,30	—	—	—	—	2,6	—	—	2,3	—	4,5
>18,30	4,6	2,4	1,8	—	—	—	—	—	—	4,5
Число случаев	22	41	53	33	38	12	49	43	26	22

построена по результатам 1363 горизонтальных пересечений 76 грозных облаков на высотах от 1,5 до 8,0 км.

Согласно табл. 17.1, наибольшая повторяемость как восходящих, так и нисходящих движений (струй) на всех высотах приходится на интервал 3,05—6,10 м/с. Однако чем выше расположен уровень, тем больше количество струй (особенно восходящих), вертикальная скорость которых заключена в интервалах с более высокими значениями w (вплоть до того, что на высоте 7,62 км в Огайо максимум повторяемости положительных значений w приходится на интервал 6,10—9,15 м/с).

Из табл. 17.1 следует также, что количество нисходящих струй в облаке в 2—3 раза меньше, чем восходящих; при этом намечается тенденция к уменьшению количества нисходящих струй по сравнению с восходящими при увеличении высоты. Интервал изменения скорости нисходящих струй более узок, чем восходящих. Средняя ширина восходящих потоков 1,5 км, а нисходящих 1,2 км.

На основе этого можно сделать вывод, что в кучево-дождевых облаках восходящее движение преобладает над нисходящим — результирующая скорость больше нуля. Средние значения вертикальных скоростей \bar{w} , которые были зафиксированы во Флориде и Огайо, приведены в табл. 17.2. Здесь L — пройденное самолетом горизонтальное расстояние, для которого определено среднее значение вертикальной скорости, превышающее 1,22 м/с. Средняя квадратическая вертикальная скорость $\bar{w} = \sqrt{(\bar{w})^2}$ на площадках длиной 50—60 км в верхних частях кучево-дождевых облаков с наковальной колеблется между 1,9 и 3,9 м/с, в то время как над вершиной облаков — между 1,4 и 1,6 м/с.

Таблица 17.2. Средние значения вертикальной скорости ($w > 1,22$ м/с)

z км	Флорида		z км	Огайо	
	\bar{w} м/с	L км		\bar{w} м/с	L км
1,83	2,72	1570	1,52	2,72	1280
3,35	2,72	2520	3,05	2,90	2180
4,87	2,78	2720	4,57	2,90	2540
6,40	2,68	2250	6,10	2,93	1900
7,92	2,62	1610	7,62	3,02	1250

1.4. Размеры и повторяемость облачных струй и термик. Как наблюдения в полетах, так и исследование облаков методом фотограмметрирования с земной поверхности показали, что конвективное облако состоит из отдельных потоков, которые имеют форму струи или термика (пузыря). Н. И. Вульфсон экспериментально исследовал распределение струй и термик по размерам, а также вертикальную скорость движения и температуру их, приняв во внимание то обстоятельство, что самолет пересекает конвективные потоки на различных и при этом неизвестных расстояниях от центра струи или термика. Естественно, что определенные с самолета размеры конвективных потоков отличаются от действительных. Для определения последних привлекается теория статистической интерпретации результатов измерений.

Средние значения диаметра d струй, большой оси a горизонтальных сечений термик и замеренных случайных сечений l конвективных потоков в слое от земной поверхности до высоты около 3000 м при отсутствии облаков таковы: $\bar{d} = 60$ м, $\bar{a} = 50$ м и $\bar{l} = 90$ м (превышение \bar{l} по сравнению с \bar{d} и \bar{a} объясняется тем, что при теоретическом расчете \bar{d} и \bar{a} учитываются все те мелкие потоки, вероятность пересечения которых очень мала). Если сравниваются только те потоки, которые зафиксировал самолет, то их размеры (d или a), естественно, больше l (приблизительно 120

и 140 м). Средняя концентрация составляет около 40 струй на 1 км² или 750 термик в 1 км³. Относительная площадь струй и объем термик равны примерно 0,20. Размеры струй и термик во всем исследованном слое практически постоянны с высотой (исключение составляет слой до высоты около 300 м, где d и a возрастают с высотой). Средние превышения температуры в центрах струй, термик и случайных сечений соответственно равны 0,19, 0,15 и 0,24 °С. Над характерными возвышенностями местности до высоты 800—1000 м всегда наблюдаются восходящие потоки. Над равниной какая-либо связь между неоднородностями земной поверхности и конвективными потоками не обнаружена. Последние возникают спонтанно (самопроизвольно) в нижнем слое со сверхадиабатическими градиентами температуры. Распределение отклонений T' температуры и вертикальной скорости w внутри струи удовлетворительно описывается с помощью формул, вид которых указан Пристли:

$$T' = 1,1z^{-1/3} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)^{1/2}; \quad w = 0,2z^{1/3} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)^{1/2}.$$

Здесь r — расстояние от центра струи, радиус которой R ; z — высота в метрах, на которой рассчитывается T' в градусах Цельсия и w в м/с.

Размеры конвективных потоков в мощных кучевых облаках (в описываемых случаях их основание и вершина находились соответственно на высоте около 1800 и 5500 м) значительно больше, чем вне облаков: средние значения диаметра струи в облаках и под облаками равны соответственно 90 и 50 м, а средние значения большой оси горизонтальных сечений термик — 70 и 40 м. Относительный объем конвективных потоков в облаках и под ними составляет 0,70 и 0,24.

Распределение конвективных потоков по размерам в облаках и вне облаков изображено на рис. 17.2. Максимум повторяемости потоков в облаках приходится на большие значения размеров, чем вне облаков.

Средние размеры R конвективных потоков в облаках линейно растут с высотой:

$$R = 27 + 0,015z.$$

Здесь z — высота (в метрах), отсчитываемая от основания облака.

Распределение отклонения температуры T' и скорости движения струй w до высоты около $2/3$ толщины облака над его основанием описывается с помощью соотношений:

$$T' \approx 0,1z^{1/2} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)^{1/2}; \quad w = 0,02z^{3/4} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)^{1/2}.$$

Значительный экспериментальный материал о конвективных потоках (струях и пузырях) получен в связи с метеорологическим

обеспечением полетов планеров. По данным 114. пересечений термиков по хордам, близким к диаметру (в районе Майкопа и Вильноса), получены следующие значения вертикальной скорости (w), среднего размера (l) и повторяемости (P) для сильных (соответственно $\geq 6,0$ м/с, 350 м и 2,6%), средних (6,0—4,5 м/с, 600 м и 33,4%) и слабых (≤ 3 м/с, 150 м и 64%) термиков. В центре термиков максимальные значения w в 79% случаев сохранялись постоянными на расстоянии от 20 до 650 м — свидетельство существования ядра конвективного потока с почти неизменной вертикальной скоростью.

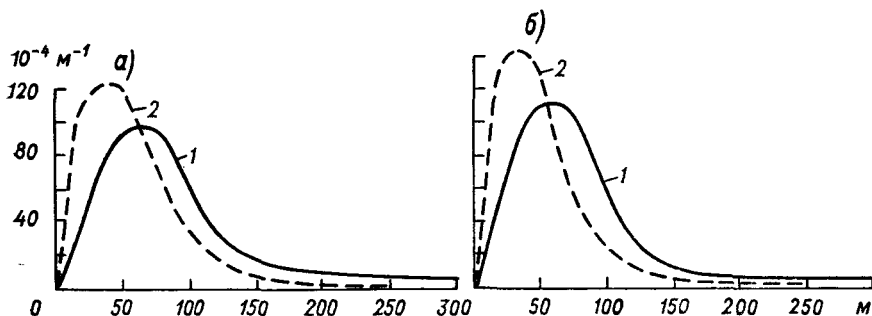


Рис. 17.2. Распределение конвективных потоков по размерам в облаках (1) и вне облаков (2).

а — струн, б — пузыри.

По материалам полетов на оборудованном измерительной аппаратурой самолете Як-12 (443 сечения термиков) термики разделены на широкие (при пересечении отмечалось несколько максимумов w) и узкие (с одним хорошо выраженным максимумом w и быстрым спадом вертикальной скорости по направлению к периферии термика). Более мощными являются широкие термики (средние значения $\bar{w} = 2,7$ м/с, $\bar{l} = 650$ м); в них наблюдается ядро с почти постоянной w . В узких термиках $\bar{w} = 2,1$ м/с, $\bar{l} = 348$ м, ядро отсутствует. Повторяемость широких возрастает, узких убывает по мере увеличения вертикального градиента температуры (γ). Так, при среднем (за день) значении $\gamma = 0,65^\circ\text{C}/100$ м (в слое 0—300 м) на долю широких термиков приходилось 45%, узких — 55% (из общего числа 73), при $\gamma = 0,77^\circ\text{C}/100$ м повторяемость тех и других — одинаковая. Однако уже при $\gamma = 1,30^\circ\text{C}/100$ м (в другой день) повторяемость широких термиков составила 71%, а при $\gamma = 1,87^\circ\text{C}/100$ м — 81%; узких — соответственно 29 и 19%.

Установлена также связь между вертикальной скоростью в термиках и альбедо (r) земной поверхности, над которой возникают термики; коэффициент корреляции между w и r оказался отрица-

тельным и равным $-0,84 \pm 0,15$: чем больше r , тем меньше прогревается земная поверхность и, как следствие, снижается вероятность образования термика с большой вертикальной скоростью.

Исследовано поведение искусственного термика, создаваемого поджогом некоторого вещества, после окончания горения которого — через 0,10—0,12 с — образовывалось сферическое облако нагретого воздуха радиусом около 1 м и с перегревом более 250 К. На начальной стадии подъема (до момента около 0,8 с) форма термика близка к сферической, скорость подъема со временем растет, достигая к концу стадии 4—6 м/с. В промежутке 0,8—1,6 с происходит трансформация сферического термика в вихревое кольцо (тор). Скорость подъема термика в этой стадии сначала уменьшается (до 1,5—2 м/с), а затем вновь растет и достигает второго максимума (около 3 м/с) к концу стадии (~1,6 с). Дальнейший подъем вихревого кольца происходит с уменьшающейся во времени скоростью. Радиус термика (сначала — сферы, а затем внешней границы кольца) практически линейно растет при увеличении высоты подъема: $R(z) = R_0 + \alpha z$, где $\alpha = 0,1 \pm 0,003$ при $t < 0,8$ с и $\alpha = 0,19 \pm 0,03$ при $t > 1,6$ с. Температура термика (близкая к 1300 К в момент окончания горения) при подъеме быстро спадает и уже на высоте 16—20 м практически не отличается от окружающей среды.

Сведения о скоростях и горизонтальных размерах вертикальных потоков в окрестности зрелых кучево-дождевых облаков (в слое 0—200 м над ними и на расстоянии 0—20 км сбоку от них) приведены в табл. 17.3.

Таблица 17.3. Повторяемость (%) вертикальных скоростей мезомасштабных потоков в окрестности зрелых Сб

w м/с	Нисходящие потоки		Восходящие потоки	
	над Сб	сбоку от Сб	над Сб	сбоку от Сб
0—2	61	66	81	55
2—4	30	22	17	32
4—6	5	10	2	11
6—8	2	2	—	2
8—10	2	—	—	—

Из табл. 17.3 следует, что в окрестности верхней части зрелых Сб вертикальные скорости потоков по абсолютной величине примерно в 90 % случаев не превышают 4 м/с, при этом скорость нисходящих потоков несколько больше скорости восходящих. Горизонтальные размеры нисходящих потоков (табл. 17.4) также несколько больше, чем восходящих. Поэтому осредненное (результатирующее) движение воздуха в окрестности Сб оказывается

нисходящим. Оно сопровождается повышением температуры. Согласно опытным данным, вокруг мощного кучевого облака наблюдается теплая воздушная оболочка, толщина (по нормали к боковой поверхности облака) и перепад температур в которой увеличиваются от основания к вершине: вблизи основания толщина 50—200 м, перепад температур 0,3—0,5 °С, в средней части и у вершины толщина 100—700 м, перепад температур 0,5—3 °С. Над вершиной облака теплый слой прослеживается до высоты 400—600 м. В отдельных случаях температура над вершинами мощных кучевых и грозовых облаков может превышать температуру окружающего воздуха на несколько градусов. Например, 19 августа 1958 г. на высоте 11 км было зафиксировано повышение температуры над тремя наковальнями Сб, равное 3,3, 4,9 и 4,3 °С.

Таблица 17.4. Повторяемость (%) горизонтальных размеров L вертикальных потоков в окрестности зрелых Сб

L км	Нисходящие потоки		Восходящие потоки	
	над Сб	сбоку от Сб	над Сб	сбоку от Сб
<1	6	6	19	34
1—3	19	28	29	21
3—5	25	26	29	27
5—7	15	6	15	4
7—9	10	—	—	4
9—11	6	16	2	10
>11	19	18	6	—

Обобщенные данные об отклонениях температуры внутри и в окрестности Сб от температуры окружающего воздуха приведены в табл. 17.5, которая включает результаты 800 серий измерений температуры. Как видно, отклонения температуры и по этим данным наиболее значительны над облаком и внутри верхней части его (полеты проводились до глубины 500—1000 м от верхней кромки Сб).

Таблица 17.5. Средние (числитель) и максимальные (знаменатель) абсолютные отклонения температуры (°С) в окрестности Сб

Стадия развития облака	Над Сб	Внутри верхней части Сб	Сбоку от верхней трети Сб	Сбоку от нижней трети Сб
Растущее	0,5/4,7	0,3/5,1	0,2/3,2	0,2/0,9
Зрелое	0,4/3,4	0,2/1,1	0,4/2,7	—
Распадающееся	0,2/1,0	0,2/0,9	0,2/1,4	—

По результатам полетов в США, во время которых было пересечено 101 зрелое кучево-дождевое облако, 8 растущих и 13 распадающихся Сб, установлено, что в растущих облаках и в начале зрелой стадии преобладают восходящие струи, внутри которых температура на 1—4°C выше средней температуры на данном уровне. В распадающихся облаках и в конце зрелой стадии преобладают нисходящие потоки с отрицательными отклонениями температуры (в конце зрелой стадии меньше —4°C). Коэффициент корреляции между экстремальными отклонениями температуры ΔT и вертикальными скоростями w внутри струй оказался равным 0,74. Это означает, что в большинстве случаев в нижних двух третях облака (где только и проводились полеты) восходящие потоки связаны с $\Delta T > 0$, а нисходящие — с $\Delta T < 0$. Поскольку, однако, коэффициент корреляции меньше единицы, наблюдаются и такие случаи, когда $w > 0$ и $\Delta T < 0$ или $w < 0$ и $\Delta T > 0$. Так, в конце зрелой стадии восходящие потоки иногда на 0,3—1,3°C холоднее окружающего воздуха.

Проанализированы некоторые результаты измерений температуры воздуха в Си сог., выполненных в 1978—1979 гг. на северо-западе Европейской части СССР с помощью радиометра, работающего в полосе поглощения водяного пара с центром 6,3 мкм и установленного на самолете Ил-14. По данным 163 горизонтальных пересечений 47 облаков толщиной до 4 км получены следующие результаты.

Разность температур между облаком и его окружением (ΔT), между участками облака (длиной L), на которых сохраняется знак разности, и окружающей средой (ΔT^*) в развивающихся Си сог. достигают максимума на высоте 2—3 км над основанием

облака; средние значения здесь $\overline{\Delta T} = 0,8^\circ\text{C}$, $\overline{\Delta T^*} = 0,9^\circ\text{C}$, среднее из максимумов ΔT равно 1,5°C; длина участков с $\Delta T > 0$ на всех уровнях больше половины горизонтальных размеров облака, в большинстве случаев достигает 80—95 %.

Наименьшие отрицательные значения ΔT и ΔT^* в развивающихся Си сог. наблюдаются в слое 0—1 км над основанием облака: $\overline{\Delta T^*} = -0,3^\circ\text{C}$, среднее из максимумов ΔT равно $-0,5^\circ\text{C}$. Начиная с уровня 1—2 км над основанием облака $\Delta T < 0$ практически не встречается.

В разрушающихся Си сог. $\overline{\Delta T} = -0,2^\circ\text{C}$ в слое 1—2 км над основанием; в 94 % $\Delta T < 0,1^\circ\text{C}$, а в 3 % $\Delta T < -1,0^\circ\text{C}$; протяженность участков с $\Delta T < 0$ составляет 58 % от общей длины таких участков.

В развивающихся Си сог. средняя амплитуда пульсаций температуры составляет 0,6—0,9°C при средней протяженности неоднородностей 0,3—0,4 км; в разрушающихся — соответственно 0,5—0,6°C и 0,2—0,3 км.

П. Саундерс (Швеция) исследовал скорость роста термик в облаках с помощью кино съемки. Анализ материалов позволил сделать два важных вывода: а) на фиксированной высоте наблюдается четко выраженный верхний предел диаметра термик, выступающих из развивающегося кучевого облака; б) этот максимальный для данной высоты диаметр $D_{\text{макс}}$ растет линейно с высотой:

$$D_{\text{макс}} = b(z - z_0),$$

где z_0 — высота зарождения термика, z — высота его вершины, b — коэффициент. Среднее значение b для 10 дней, в течение которых было изучено 167 термик, составило $0,40 \pm 0,04$ с колебаниями в отдельные дни между $0,35 \pm 0,06$ и $0,42 \pm 0,05$. При этом не обнаружено сколько-нибудь существенного различия в значениях b для капельно-жидких облаков и облаков, вершина которых оледенела.

Экспериментальные данные, иллюстрирующие последнее соотношение, приведены на рис. 17.3. Скорость подъема индивидуального термика сначала растет с высотой, а затем убывает (рис. 17.4).

1.5. Статистические характеристики конвективных облаков. В табл. 17.6 и 17.7 помещены сведения о повторяемости высоты

Таблица 17.6. Повторяемость (%) высоты нижней границы Сб над Европейской частью СССР

Сезон	Высота, км										Число случаев
	<0,2	0,2—0,3	0,3—0,6	0,6—1,0	1,0—1,5	1,5—2,0	2,0—2,5	2,5—3,0	3,0—4,0	>4,0	
Зима	10,0	14,0	24,0	30,0	12,0	4,0	4,0	2,0	—	—	50
Весна	2,2	4,8	15,3	27,4	21,9	16,8	6,9	3,3	0,7	0,7	273
Лето	1,8	1,8	18,4	25,6	23,3	17,1	5,9	4,3	1,6	0,2	445
Осень	3,8	10,2	22,3	31,8	18,5	8,3	1,9	1,3	1,3	0,6	157

Таблица 17.7. Повторяемость (%) толщины Сб над Европейской частью СССР

Сезон	Толщина, км										Число случаев	
	<0,5	0,5—1,0	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—8	8—10	10—12		12—14
Зима	26,0	22,0	32,0	12,0	2,0	4,0	—	2,0	—	—	—	50
Весна	8,1	13,5	25,2	20,2	9,9	5,5	4,0	6,6	5,5	0,7	0,8	273
Лето	2,7	5,6	12,6	15,7	12,3	9,5	10,9	13,9	14,8	2,0	—	445
Осень	10,8	20,4	23,6	19,1	6,5	5,1	5,7	5,0	3,8	—	—	157

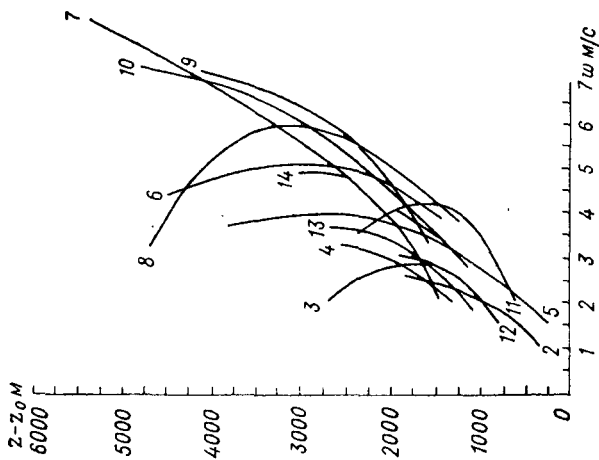


Рис. 17.4. Скорость подъема индивидуальных термистов.

Цифры у кривых — номер опыта.

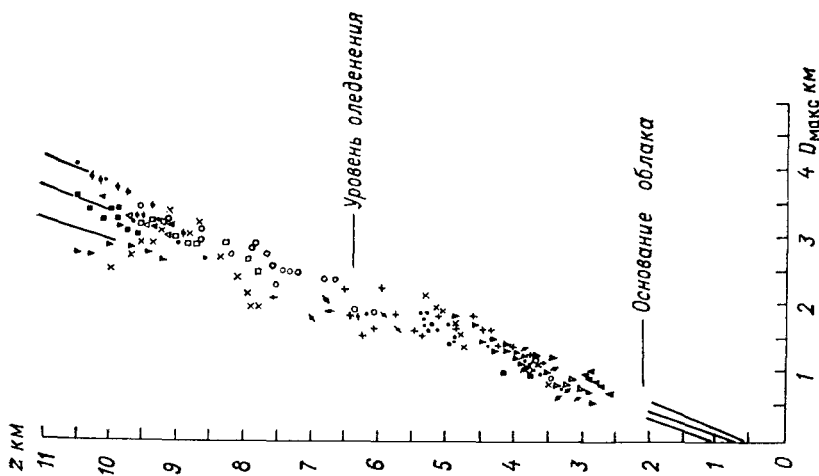


Рис. 17.3. Зависимость максимального диаметра изолированных облачных термистов от высоты. Швеция, 10 июля 1955 г.

нижней границы (z_k) и толщины (z^*) кучево-дождевых облаков в различные сезоны года.

Максимальная повторяемость высоты основания Сб во все сезоны года, согласно табл. 17.6, приходится на интервал 0,6—1,0 км. Однако летом нижняя граница с высотой до 0,6 км наблюдается всего лишь в 22 % случаев, зимой же — в 48 %; повторяемость высот более 1 км находится летом и зимой в обратном соотношении — 52,4 и 22 %. Средние значения z_k равны: 0,8 км зимой, 1,2 км весной, 1,3 км летом и 0,9 км осенью. Такое изменение z_k в течение года находится в согласии с формулой (1.1.8): летом разность $T_0 - t_0$ больше, чем зимой.

Толщина Сб зимой значительно меньше, чем летом: z^* не превышает 3 км в 92 % случаев зимой и только в 36,6 % случаев летом. Средние значения z^* равны: 1,5 км зимой, 3 км весной, 4,6 км летом, 2,6 км осенью.

Высота нижней границы кучевых облаков заключена между 300 и 2500—3000 м; при этом как средние, так и наиболее вероятные значения z_k увеличиваются при переходе от утренних часов к дневным и от высоких широт к более низким. Например, в Ленинграде и Киеве средние значения z_k равны соответственно 1150 и 2000 м, а наибольшая повторяемость z_k приходится на интервалы 1000—1200 и 1900—2100 м.

Средние значения температуры T_k на уровне основания конвективных облаков в трех пунктах (Ленинград, Москва, Киев) близки между собой (соответственно 8,8, 8,1 и 8,6 °С); максимум повторяемости T_k , равный 20 %, приходится на интервал 9—11 °С, а вообще-то колебания T_k заключены между 19 и —3 °С (в 75 % случаев от 3 до 13 °С). На уровне вершины мощных кучевых облаков максимальная повторяемость (25 %) температуры T^* приходится на интервал от —1,5 до —4,5 °С, а крайние значения T^* заключены между 7,5 и —19,5 °С; для Сб соответствующие интервалы температур колеблются от —13 до —17 и от —1 до —37 °С. Последнее значение не является наименьшим, поскольку до вершин наиболее мощных Сб самолеты не поднимались. Определенного значения температуры, при которых происходит оледенение вершины развивающегося мощного кучевого облака, не наблюдается: по опытным данным, эта температура колеблется между —6 и —23 °С. Примерно $1/4$ толщины Сб располагается ниже уровня нулевой изотермы, а $3/4$ — выше нее.

Большой опытный материал (часть которого приведена выше) о кучево-дождевых облаках получен в летние месяцы 1959—1965 гг. при выполнении полетов на самолетах-лабораториях Ту-104Б (132 полета) и Ил-14 (31 полет). Приведем (по С. М. Шмергу) основные статистические характеристики кучево-дождевых облаков по данным этих полетов. Общее число исследованных облаков составило 292. Наиболее часто вершины Сб находятся на высоте 8—12 км (на этот интервал высот прихо-

дится 79 % всех изученных облаков):

Высота, км	5—6	6—7	7—8	8—9	9—10	10—11	11—12	>12
Повторяемость, %	6	3	9	19	16	30	14	3

Определена повторяемость горизонтальных размеров L кучево-дождевых облаков для верхней трети ($P_{в.тр}$) и нижней трети ($P_{н.тр}$) Сб:

L км	<10	10—20	20—30	30—40	40—50	50—60	>60
$P_{н.тр}$ %	82	18	—	—	—	—	—
$P_{в.тр}$ %	35	32	18	8	4	2	1

Горизонтальные размеры нижней трети кучево-дождевых облаков, находящихся в начальной стадии развития, в 82 % случаев не превышают 10 км, в остальных случаях они составляют 10—20 км. Верхняя треть Сб характеризуется большими значениями L . Однако в данном случае наблюдения проводились, как правило, за облаками в зрелой стадии, когда их размеры примерно в 1,5—2 раза больше, чем в начальной.

В стадии развития (длительностью 10—20 мин) максимальные скорости роста вершин Сб достигают 2,6 м/с, а наиболее часто встречающиеся скорости заключены в интервале 0,1—0,6 м/с. В зрелой стадии (продолжительностью 20—50 мин) в 47 % случаев скорость подъема и опускания вершин Сб не превышает 0,2 м/с. В тех случаях, когда скорость превышает 0,2 м/с, повторяемости подъема и опускания вершин практически одинаковы. Эти данные указывают на то, что вершина Сб в зрелой стадии испытывает периодические колебания.

Скорость увеличения горизонтальных размеров верхней трети растущего Сб (как правило, Сб *calv.*) в среднем близка к 0,7 км/мин, а максимальные значения достигают 1,6 км/мин.

Характерная особенность зрелых Сб — образование в их верхней части перистой наковальни (*incus*), над которой в начале этой стадии возвышается на несколько сотен метров (а иногда и на 1—2 км) купол. Скорость роста наковальни вдоль ветра (на подветренной стороне) больше, чем по нормали к нему. В результате размеры вершин зрелых Сб вдоль потока, как правило, на 20—35 % больше, чем поперек его (для изученных облаков средние размеры равны 27 км вдоль и 21 км поперек потока).

Наблюдения за Сб с помощью радиолокаторов и с самолета показали, что вершины их нередко проникают выше тропопаузы, высота которой определена вне облака. Так, за четыре года (1961—1964 гг.) в 10 пунктах США было отмечено 2013 случаев проникновения вершин в нижнюю стратосферу. Наиболее часто это явление наблюдается весной и летом от 14 до 21 ч местного времени. Однако непосредственно над развивающимся Сб тропопауза приподнимается и располагается на несколько десятков

метров выше вершин Св. Это явление служит дополнительным указанием на то, что высота тропопаузы определяется интенсивностью турбулентного обмена в тропосфере: чем более он развит, тем до большей высоты наблюдается падение температуры и тем выше тропопауза.

По данным 490 съемок облачного неба, выполненных в летние месяцы в районе Москвы, рассчитаны повторяемости (P) различного количества (n) кучевых облаков:

n баллы	1	2	3	4	5	6	7	8	9
P %	3	12	15	20	16	13	9	6	5

Согласно этим данным, наиболее часто наблюдаются кучевые облака в количестве от 3 до 5 баллов. В 80 % случаев количество облаков не превышает 6 баллов.

Анализ наблюдений за потоками прямой и суммарной радиации позволил получить сведения о повторяемости плотной ($P_{пл}$) и полупрозрачной ($P_{ппр}$) частей кучевых облаков, а также о характерных временном (τ_2) и пространственном (l_2) масштабах кучевых облаков:

n баллы	2	3	4	5	6	7	8	9
$P_{пл}$ %	0	5	12	22	31	40	58	84
$P_{ппр}$ %	18	24	24	29	27	27	22	11
$P_{обл}$ %	18	29	36	51	58	67	80	95
τ_2 с	96	320	360	410	380	380	740	460
l_2 км	1,1	2,8	4,4	4,9	4,6	5,0	14,0	8,5

Из приведенных данных следует, что при любом значении n кучевые облака содержат полупрозрачные части, где потоки прямой радиации отличны от нуля. Сумма $P_{обл} = P_{пл} + P_{ппр}$ близка к n (если его выразить также в процентах) — количеству облаков, определенному по фотографиям небесного свода. Характерный размер кучевых облаков, как правило, увеличивается с ростом n .

По данным наблюдений над Украиной (в течение 56 дней) распределение водности кучевых облаков с высотой описывается функцией вида

$$\eta(\xi) = \frac{\xi^m (1 - \xi)^p}{\xi_0^m (1 - \xi_0)^p},$$

где $\xi = z/H$, $\eta = \delta^*/\delta_m^*$, z — высота над основанием облака, H — толщина облака (максимум повторяемости ее приходится на 1800 м), δ_m^* — максимальное значение водности, которое достигается при $\xi = \xi_0$, m и p — параметры.

Согласно последней формуле, водность облака обращается в нуль на нижней границе облака ($\xi = 0$), затем она растет, достигает максимума δ_m^* при $\xi = \xi_0$, после чего убывает, обращаясь второй раз в нуль на верхней границе облака ($\xi = 1$).

Анализ 79 случаев распределения водности показал, что среднее значение $\bar{\zeta}_0 = 0,83 \pm 0,1$ и что в 75 % случаев $\zeta_0 > 0,8$. Это означает, что максимум водности в кучевых облаках находится вблизи их вершины. Наиболее часто встречающиеся (модальные) значения $m = 2,8$ и $p = 0,38$.

Максимальная (по высоте) водность δ_m^* зависит от толщины H и температуры $T_{н.г}$ на нижней границе облака: с ростом той и другой величины значение δ_m^* увеличивается (рис. 17.5).

Скорость нарастания водности с высотой заметно отличается от градиента адиабатической водности¹ лишь в нижней части облака (примерно до $\zeta = 0,4$; в основной же его части (от $\zeta = 0,4$ до $\zeta = 0,8$) градиент δ^* совпадает с градиентом адиабатической водности.

На основе этих данных можно заключить, что наиболее существенную роль играет перемешивание (вовлечение) по вертикали, которое в конвективных облаках сильно развито: коэффициент турбулентности в них, по некоторым оценкам, достигает 300—500 м²/с, иногда 1000—1500 м²/с.

Суточный ход конвективных облаков. Приток солнечной радиации в дневное время суток способствует увеличению неустойчивости приземного слоя, и, как следствие, развитию конвективных движений воздуха, сопровождающихся, в свою очередь, образованием конвективных облаков. По этой причине в дневную половину суток повторяемость конвективных облаков больше, чем в ночную.

В табл. 17.8 и 17.9 представлены (по А. П. Чуваеву) результаты анализа наблюдений за конвективными облаками на нескольких станциях равнинной (Курск, Харьков, Донецк, Ростов-на-Дону и Актюбинск) и горной (Минеральные воды и Тбилиси) местности. Согласно этим данным, вероятность образования кучевых облаков (Cu) с 9 до 19 ч во много раз больше, чем в оставшуюся часть суток: на равнинной местности на 9—19 ч приходится 96,7 %, в горной — 84,8 % всех наблюдавшихся кучевых облаков с максимумом повторяемости в 13—14 ч.

Однако суточный ход мощных кучевых (Cu cong.) и тем более кучево-дождевых (Cb) облаков выражен не так отчетливо,

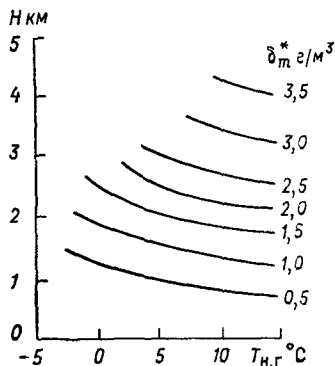


Рис. 17.5. Зависимость максимальной (по высоте) водности δ_m^* кучевых облаков от толщины H и температуры $T_{н.г}$ на нижней границе облака.

¹ Это такая водность, которую приобретает влажный насыщенный

воздух при его адиабатическом подъеме.

Таблица 17.8. Повторяемость (%) конвективных облаков равнинной местности

Облака	N	Время, ч										
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Cu	5 123	0,0	0,0	0,1	0,2	0,2	0,4	0,5	0,7	2,1	4,3	9,2
Cu cong.	10 799	1,7	1,6	1,6	1,7	1,6	1,6	1,6	1,5	1,9	2,9	4,9
Cb	6 405	2,0	2,1	2,1	2,1	2,0	2,0	1,9	2,0	2,2	2,9	3,6

Облака	Время, ч												
	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
Cu	13,6	15,6	15,8	13,8	10,6	6,8	3,5	1,4	0,6	0,2	0,2	0,1	0,1
Cu cong.	6,7	8,3	9,3	9,9	8,9	7,3	6,6	5,2	4,5	3,8	2,9	2,1	1,9
Cb	5,2	7,2	8,3	9,2	8,6	7,5	6,5	5,6	4,9	4,1	3,1	2,6	2,3

Таблица 17.9. Повторяемость (%) конвективных облаков в горной местности

Облака	N	Время, ч										
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Cu	1907	0,4	0,5	0,5	1,3	1,4	2,5	2,5	2,5	3,7	5,7	8,6
Cu cong.	6922	3,1	2,7	2,8	3,0	3,1	2,7	2,6	2,4	2,4	2,7	3,2
Cb	4024	3,2	2,9	2,9	3,4	3,2	2,7	2,8	2,7	2,8	2,5	2,6

Облака	Время, ч												
	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
Cu	10,2	11,2	12,2	11,1	9,7	6,9	3,6	1,9	0,9	0,6	0,7	0,7	0,7
Cu cong.	3,9	4,7	5,6	5,1	7,1	7,1	6,5	6,4	5,9	5,6	4,7	3,7	3,0
Cb	3,0	3,9	4,2	5,2	5,8	6,9	7,2	6,8	6,5	6,2	5,5	4,0	3,1

как кучевых. В самом деле, повторяемость Cu cong. и Cb в ночные часы вполне сравнима (особенно в горной местности) с повторяемостью в дневные. В часть суток 9—19 ч повторяемость Cu cong. и Cb уже значительно меньше, чем кучевых: она составляет соответственно 70,9 и 66,8 % в равнинной, 54,7 и 50,9 % в горной местности. Максимумы повторяемости Cu cong. и Cb наступают несколько позже, чем Cu: они приходятся на 14—16 ч в равнинной и на 17—19 ч в горной местности. Достаточно высокая повторяемость Cu cong. и Cb в ночное время указывает на

то, что в образовании конвективных облаков существенную роль играет не только перегрев отдельных участков земной поверхности под влиянием притока солнечной радиации, но и другие факторы. Одним из таких факторов служит увеличение неустойчивости нижней тропосферы под влиянием крупномасштабных вертикальных движений воздуха в областях пониженного давления (см. главу 20).

1.6. Вовлечение. В основе развитой в термодинамике атмосферы (см. главу 4) модели вертикального движения частиц воздуха, сопровождающегося образованием конвективных облаков, лежит представление об отсутствии тепло- и массообмена частицы с окружающей ее воздушной средой.

В реальных условиях атмосферы частицы воздуха нельзя считать адиабатически изолированными от среды: между ними и окружающей средой происходит обмен массой, теплом, количеством движения, влагой и др. Об этом свидетельствуют прежде всего некоторые опытные данные. Согласно измерениям, фактическая разность температур воздуха внутри конвективных струй и термиков и вне их примерно на порядок меньше рассчитанной по адиабатической модели: по экспериментальным данным — десятые доли градуса, расчетные значения — несколько градусов. Верхняя граница z^* конвективных облаков располагается, как правило, значительно ниже уровня свободной конвекции $z_{\text{конв}}$, определенного по пересечению кривой стратификации с адиабатической кривой состояния (средняя разность $z_{\text{конв}} - z^* \approx 3$ км). Различие между z^* и $z_{\text{конв}}$ тем больше, чем меньше относительная влажность воздуха, в котором развиваются облака. Так, по наблюдениям в США при разности температур на уровне 500 гПа между кривыми состояния и стратификации в 5—8°C повторяемость ливневых осадков (P) при различной относительной влажности имела следующие значения:

f %	75	60—74	55—59	30—44	≤29
P %	100	88	71	30	17

Вероятность выпадения осадков тем больше, чем выше расположена верхняя граница конвективного облака. По наблюдениям в Советском Союзе установлено заметное уменьшение повторяемости гроз по мере роста дефицита точки росы на уровне 500 гПа, а также снижение вершин облаков при увеличении суммарного дефицита точки росы на уровнях 850, 700 и 500 гПа.

Эти и некоторые другие опытные данные можно объяснить, если принять во внимание массо- и теплообмен между конвективными элементами и окружающим воздухом. Этот процесс обмена (взаимодействия) конвективных термиков с окружающей средой принято называть *вовлечением*. Под влиянием вовлечения адиабатическая кривая состояния смещается в сторону кривой стра-

тификации, при этом смещение тем больше, чем ниже относительная влажность окружающего воздуха.

Впервые на роль вовлечения в развитии конвекции в форме струи (трубы) указал русский ученый И. И. Касаткин (1915 г.). Первые количественные оценки этого процесса выполнил английский исследователь Х. Стоммел (1946 г.). Он же ввел меру интенсивности вовлечения.

Относительно физического механизма вовлечения существует несколько точек зрения. Большинство исследователей считает, что основную роль играет турбулентное перемешивание. Термики, по гипотезе Скорера и Ладлама, имеют форму пузырей теплого воздуха, передняя часть которых полусферическая, а задняя представляет собой длинный шлейф относительно холодного воздуха. Из лабораторных и теоретических исследований вытекает, что внутри передней части пузырей наблюдается вихревое (тороидальное) движение воздуха, препятствующее полному перемешиванию термика со средой.

Наиболее благоприятные условия для образования пузырей создаются над местностью с резкими различиями в радиационных свойствах подстилающей поверхности на смежных участках. В южных районах США, согласно наблюдениям, в ясные дни образуется в среднем один пузырь за каждые 4—10 мин на площади 1 км². По мере подъема поперечные размеры термиков растут. По-видимому, в большинстве случаев это происходит под влиянием объединения нескольких более мелких термиков.

Между радиусом термика R и высотой z существует линейная зависимость:

$$R = R_0 + az, \quad (1.6.1)$$

где $a = 0,20 \div 0,25$ независимо от знака ускорения термика, R_0 — радиус термика на исходном уровне (при $z = 0$).

Введем понятие показателя вовлечения α , являющегося мерой интенсивности вовлечения. Пусть при перемещении термика массой m с уровня z на $z + dz$ его масса увеличилась на dm за счет присоединения (вовлечения) окружающего воздуха.

Показатель вовлечения, согласно определению, представляет собой массу вовлеченного (присоединенного) воздуха, отнесенную к единице массы термика и единице высоты:

$$\alpha = \frac{1}{m} \frac{dm}{dz}. \quad (1.6.2)$$

Теория и опытные данные показывают, что показатель вовлечения для термиков в форме струй и пузырей определяется формулой

$$\alpha = C/R, \quad (1.6.3)$$

где R — радиус поперечного сечения струи или радиус пузыря, C — безразмерный коэффициент.

1.7. Модели конвективных движений с учетом вовлечения. Получим уравнение притока тепла и уравнение движения частицы при наличии вовлечения и турбулентного перемешивания (смешения). Температуру частицы обозначим через T_i , плотность — ρ_i , массу — m , вертикальную скорость w .

Масса частицы m — переменная величина. Поэтому при выводе уравнения движения следует воспользоваться известной теоремой И. В. Мещерского, согласно которой производная по времени от количества движения (называемого также импульсом) $m\omega$ равна внешней силе F , действующей на частицу:

$$\frac{d(m\omega)}{dt} = F. \quad (1.7.1)$$

Внешней силой служит *сила плавучести*, равная

$$mg \frac{T_i - T}{T}, \quad (1.7.2)$$

где T — температура окружающего частицу воздуха, g — ускорение свободного падения.

Подставив эту силу вместо F в уравнение (1.7.1), получим

$$\frac{d\omega}{dt} = g \frac{T_i - T}{T} - \frac{\omega}{m} \frac{dm}{dt}. \quad (1.7.3)$$

Подсчитаем приток тепла за счет вовлечения. Температура присоединившейся к частице массы dm изменяется от T до T_i , вследствие чего частица получает количество тепла

$$c_p (T - T_i) dm. \quad (1.7.4)$$

Введя это выражение в уравнение первого начала термодинамики, найдем

$$\frac{dT_i}{dt} = -\gamma_a \omega + (T - T_i) \frac{1}{m} \frac{dm}{dt}. \quad (1.7.5)$$

Первое слагаемое в правой части представляет собой изменение температуры, обусловленное адиабатическим подъемом частицы.

В случае насыщенного воздуха (облака) правая часть уравнения (1.7.5) дополняется членом $\frac{L}{c_p} \frac{ds_m}{dt}$, учитывающим изменение температуры под влиянием тепла конденсации.

Система уравнений (1.7.3) и (1.7.5) в последние 20—30 лет подвергалась анализу многими исследователями. Основные затруднения при решении этой системы возникают из-за недостаточного знания характеристик вовлечения и смешения. Рассматриваем несколько частных случаев решения системы (1.7.3) и (1.7.5).

Неадиабатический подъем сухого (или влажного ненасыщенного) термика при постоянном показателе вовлечения. В качестве

первого приближения будем считать, что показатель вовлечения α — постоянная величина, равная некоторому среднему значению во всем слое подъема термика. Если теперь индивидуальные производные представить в виде

$$\frac{dw}{dt} = \frac{dw}{dz} \frac{dz}{dt} = w \frac{dw}{dz}, \quad \frac{dT_i}{dt} = w \frac{dT_i}{dz}, \quad \frac{dm}{dt} = w \frac{dm}{dz}$$

(поскольку $dz/dt = w$), то система (1.7.3) и (1.7.5) примет вид

$$\frac{dw^2}{dz} + 2\alpha w^2 = 2g \frac{T_i - T}{T}, \quad (1.7.6)$$

$$w \frac{dT_i}{dz} = -\gamma_a w + \alpha w (T - T_i). \quad (1.7.7)$$

Последнее из этих уравнений перепишем в виде

$$\frac{d(\Delta T)}{dz} + \alpha \Delta T + (\gamma_a - \gamma) = 0, \quad (1.7.8)$$

где $\Delta T = T_i - T$ — перегрев термика по сравнению с окружающей средой, $\gamma = -dT/dz$.

Решение уравнения (1.7.8) при условиях $\alpha = \text{const}$, $\gamma = \text{const}$ имеет вид

$$\Delta T = (\Delta_0 T + A) \exp(-\alpha z) - A, \quad (1.7.9)$$

где $A = \frac{\gamma_a - \gamma}{\alpha}$, $\Delta_0 T$ — перегрев термика при $z = 0$.

При $\alpha \rightarrow 0$ формула (1.7.9), как это следует непосредственно из уравнения (1.7.8), принимает вид

$$\Delta T = \Delta_0 T - (\gamma_a - \gamma) z. \quad (1.7.10)$$

Из (1.7.9) следует, что разность ΔT обращается в нуль на уровне z_T , определяемом выражением

$$z_T(\alpha) = \frac{1}{\alpha} \ln(1 + \alpha z_a), \quad (1.7.11)$$

где

$$z_a = z_T(0) = \frac{\Delta_0 T}{\gamma_a - \gamma}, \quad (1.7.12)$$

есть уровень выравнивания температур при адиабатическом подъеме ($\alpha = 0$).

При известной температуре $T_i(z)$ и заданных α и $T(z)$ уравнение (1.7.6) позволяет найти вертикальную скорость $w(z)$.

Решение уравнения (1.7.6) при ΔT , определенном формулой (1.7.9), $\alpha = \text{const}$ и $w = 0$ при $z = 0$ имеет вид

$$w^2(z, \alpha) = \frac{\beta}{\alpha} [2(\Delta_0 T + A) \exp(-\alpha z) - (2\Delta_0 T + A) \exp(-2\alpha z) - A], \quad (1.7.13)$$

где $\beta = g/T$ — параметр плавучести, который при интегрировании считали постоянным (вносимая при этом погрешность пренебрежимо мала). Согласно формуле (1.7.13), при $\gamma < \gamma_a$ вертикальная скорость с увеличением z растет, на некоторой высоте достигает максимума и затем убывает.

Уровень z_w , на котором w обращается в нуль, представляет собой уровень конвекции. Из формулы (1.7.13) получаем

$$z_w(\alpha) = \frac{1}{\alpha} \ln(1 + 2\alpha z_a). \quad (1.7.14)$$

Раскрывая здесь неопределенность, для случая адиабатического подъема ($\alpha = 0$) найдем

$$z_w(0) = 2z_a. \quad (1.7.15)$$

т. е. при отсутствии вовлечения конвекция распространяется до высоты: превышающей уровень выравнивания температур в 2 раза.

Сравнение формул (1.7.11) и (1.7.14) показывает, что z_w всегда больше z_T , однако различие между ними тем меньше, чем больше α .

Найдем высоту z'_w , на которой вертикальная скорость достигает максимума. Определив производную dw^2/dz и приравняв ее нулю, получим

$$z'_w(\alpha) = \frac{1}{\alpha} \ln \frac{1 + 2\alpha z_a}{1 + \alpha z_a}. \quad (1.7.16)$$

Из сравнения формул (1.7.11), (1.7.14) и (1.7.16) следует

$$z'_w(\alpha) = z_w(\alpha) - z_T(\alpha). \quad (1.7.17)$$

С увеличением α высота z'_w уменьшается, а z_w приближается к z_T .

Максимальную скорость $w_m(\alpha)$ найдем, если в (1.7.13) положим $z = z'_w(\alpha)$. В результате находим

$$w_m^2(\alpha) = (\gamma_a - \gamma) \beta \frac{z_a^2}{1 + 2\alpha z_a}. \quad (1.7.18)$$

Приведем формулы для w в случае адиабатического подъема ($\alpha = 0$). Раскрыв неопределенность в (1.7.13), получим

$$w^2(z, 0) = \beta [2z \Delta_0 T - (\gamma_a - \gamma) z^2]. \quad (1.7.19)$$

Максимум скорости достигается при $\alpha = 0$ на уровне $z'_w(0) = z_a$, что сразу следует из (1.7.17):

$$w_m^2(0) = (\gamma_a - \gamma) \beta z_a^2.$$

Из (1.7.18) следует

$$\frac{w_m^2(\alpha)}{w_m^2(0)} = \frac{1}{1 + 2\alpha z_a}, \quad (1.7.20)$$

т. е. с ростом интенсивности вовлечения максимальная скорость уменьшается.

Мы рассмотрели случай подъема термика в слое с линейным падением температуры с высотой ($\gamma = \text{const}$). Однако найденное решение обобщается и на случай более сложного распределения температуры T с высотой. Для этого профиль температуры следует представить в виде ломаной линии (что и делается на практике), а затем для каждого слоя с линейным изменением температуры записать формулы (1.7.9) и (1.7.13). При этом в качестве начального перегрева и начальной скорости на нижней границе какого-либо слоя необходимо брать те значения этих величин, которые рассчитаны по решению, построенному для нижележащего слоя.

Так, имея в виду подъем термика (облака), образовавшегося при мощном искусственном взрыве, при котором перегрев вблизи земной поверхности исчисляется многими сотнями градусов, а облако поднимается выше тропопаузы, выпишем решения уравнений (1.7.6) и (1.7.7) для нижней стратосферы:

$$\Delta T = (\Delta_H T + A_H) \exp(-\alpha(z - H) - A_H), \quad (1.7.21)$$

$$w^2(z, \alpha) = w_H^2 \exp[-2\alpha(z - H)] + \frac{\beta}{\alpha} \{2(\Delta_H T + A_H) \times \\ \times \exp[-\alpha(z - H)] - (2\Delta_H T + A_H) \exp[-2\alpha(z - H)] - A_H\}, \quad (1.7.22)$$

где $\Delta_H T$ и w_H — перегрев термика и вертикальная скорость его на уровне тропопаузы H , которые определены по формулам (1.7.9)

и (1.7.13) при $z = H$; $A_H = \frac{\gamma_a - \gamma_H}{\alpha}$; γ_H — вертикальный градиент температуры выше тропопаузы (в стандартной атмосфере $\gamma_H = 0$).

Отметим, что и формула (1.7.13) в том случае, когда вертикальная скорость на некотором уровне ($z = 0$) отлична от нуля ($w_0 \neq 0$), дополняется такими же слагаемыми и множителями, которые вошли в формулу (1.7.22) и содержат w_H .

Ст. Панчев и В. Андреев детально проанализировали случай проникновения термика через задерживающий (инверсионный) слой. Ими построены решения уравнений (1.7.6) и (1.7.7) для случая, когда образовалась приподнятая инверсия (например,

в утренние часы). Анализ решения позволил сделать ряд интересных выводов относительно условий пробивания задерживающего слоя сформировавшимся в нижнем (неустойчивом) слое термиком.

Подъем термиков при переменном показателе вовлечения. В общем случае показатель вовлечения α — достаточно сложная функция высоты и других переменных. Согласно опытным оценкам, α изменяется в пределах 10^{-5} — 10^{-3} м⁻¹. Выше уже указывалось, что α зависит прежде всего от размеров термика. С целью установления этой зависимости представим массу термика m в виде

$$m = \frac{4}{3} \pi R_3^3 \rho_i, \quad (1.7.23)$$

где R_3 — экваториальный радиус термика, ρ_i — его плотность. Отсюда следует

$$\alpha = \frac{1}{m} \frac{dm}{dz} = \frac{3}{R_3} \frac{dR_3}{dz} + \frac{1}{\rho_i} \frac{d\rho_i}{dz}. \quad (1.7.24)$$

Согласно наблюдениям, радиус термика линейно растет с высотой ($R_3 = R_0 + az$). Вследствие этого

$$\frac{3}{R_3} \frac{dR_3}{dz} = \frac{3a}{R_0 + az} = \frac{3}{b + z}, \quad (1.7.25)$$

где $b = R_0/a$, R_0 — начальный радиус термика, $a \approx 0,20 \div 0,25$ — постоянная.

Второе слагаемое в (1.7.24), согласно оценкам, на один-два порядка меньше первого. Поэтому им можно пренебречь. Таким образом,

$$\alpha = 3/(b + z). \quad (1.7.26)$$

Решения уравнений (1.7.8) и (1.7.6) при такой зависимости α от z и постоянном (в пределах изучаемого слоя) вертикальном градиенте температуры ($\gamma = \text{const}$) имеют вид:

$$\Delta T(z) = (\Delta_0 T + B) \tilde{z}^{-3} - B \tilde{z}, \quad (1.7.27)$$

$$\omega^2(z) = \tilde{z}^{-6} \left\{ \omega_0^2 + \frac{\beta b}{4} (\tilde{z}^4 - 1) [2(\Delta_0 T + B) - B(\tilde{z}^4 + 1)] \right\}, \quad (1.7.28)$$

где $\tilde{z} = 1 + z/b$ — безразмерная высота, $B = b(\gamma_a - \gamma)/4$, ω_0 — вертикальная скорость при $z = 0$.

На основе этих формул нетрудно установить вид выражений для уровня выравнивания температур ($\Delta T = 0$):

$$z_T = [b^3(b + 4z_a)]^{1/4} - b, \quad (1.7.29)$$

а также при $\omega_0 = 0$ для уровня конвекции ($\omega = 0$):

$$z_\omega = b \left[\left(1 + 8 \frac{z_a}{b} \right)^{1/4} - 1 \right], \quad \gamma < \gamma_a. \quad (1.7.30)$$

Здесь, как и выше,

$$z_a = \frac{\Delta_0 T}{\gamma_a - \gamma}, \quad b = \frac{R_0}{a}.$$

Согласно формуле (1.7.30), уровень z_w увеличивается с ростом начального перегрева $\Delta_0 T$, увеличением γ и с возрастанием начального размера термика R_0 . Эти выводы согласуются с данными наблюдений.

Если формулы (1.7.27) и (1.7.28) записать для нескольких слоев, в каждом из которых $\gamma = \text{const}$, то с помощью их можно описать развитие конвекции для достаточно общего распределения температуры с высотой (в частности, при наличии приземной или приподнятой инверсии).

В заключение отметим, что в случае подъема влажного ненасыщенного воздуха во всех приведенных выше формулах кинетические температуры следует заменить виртуальными.

2 Волновые движения атмосферы. Волнистообразные облака

В атмосфере наблюдаются волновые движения самой различной амплитуды и длины волны. Под влиянием таких движений при определенных условиях могут формироваться волнистообразные облака, которые имеют вид распространенного по горизонтали (на десятки и сотни километров) слоя, состоящего из валов, гряд, плит и др. Эти облака имеют сравнительно небольшую вертикальную протяженность — в несколько десятков и сотен метров, в отдельных случаях до 2—3 км и более (табл. 17.10 и 17.11).

Таблица 17.10. Средние значения высоты (м) нижней границы (числитель) и толщины (знаменатель) слоисто-кучевых облаков

Пункт	Весна	Лето	Осень	Зима	Год
о. Диксон	0,66/—	0,60/—	0,73/—	0,78/—	0,66/—
Минск	1,01/0,52	1,03/0,51	0,98/0,41	0,86/0,31	0,96/0,41
Ашхабад	1,07/0,57	2,10/0,80	1,10/0,50	1,10/0,50	1,51/0,59
Ташкент	1,43/0,60	2,00/0,40	1,50/0,60	1,10/0,60	1,51/0,55
Алма-Ата	1,27/0,47	2,20/0,90	1,20/0,50	1,10/0,60	1,44/0,62

Наблюдаемые в атмосфере волнистообразные облака образуются в основном под влиянием тех волновых движений, которые возникают в слоях с инверсионной или сильно устойчивой стратификацией (в так называемых задерживающих слоях) и при обтекании воздушным потоком гор и возвышенностей (волны препятствий). В гребне волны воздух совершает восходящее движение