

сухие адиабаты — кривые состояния сухой или влажной ненасыщенной частицы. Поскольку вдоль сухой адиабаты сохраняется

постоянное значение потенциальная температура: $\Theta = T(p_0/p)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = \text{const}$, то сухие адиабаты на аэрологической диаграмме, как нетрудно видеть, представляют собой прямые линии. Для того, чтобы определить, какому постоянному значению Θ соответствует та или иная сухая адиабата, необходимо найти точку пересечения этой адиабаты с изобарой 1000 гПа;

влажные адиабаты — кривые состояния влажного насыщенного воздуха;

изограммы — кривые равных значений доли пара в состоянии насыщения ($s_m = \text{const}$).

На диаграмме нанесены также: расстояния (в гп. м) между главными изобарическими поверхностями при данной средней температуре слоя; распределение температуры в *стандартной атмосфере*; *виртуальные добавки* в состоянии насыщения (в виде расстояний между штрихами на главных изобарах). В правом верхнем углу диаграммы помещена вспомогательная номограмма, устанавливающая связь между температурой, относительной влажностью и дефицитом точки росы. Наряду с прямоугольным бланком построены и на практике используются так называемые косоугольные бланки аэрологической диаграммы. На последних по оси ординат также отложено давление в степени $(\kappa - 1)/\kappa = 0,286$, однако изотермы представляют собой наклонные прямые линии. Косоугольные бланки предназначены для раздельного анализа состояния атмосферы в теплую и холодную половину года в слое от 1050 до 100 гПа. Эти бланки позволяют проводить анализ с более высокой точностью, чем прямоугольные бланки.

11 Анализ состояния атмосферы с помощью термодинамических графиков

Аэрологическая диаграмма (см. рис. 4.4) позволяет достаточно быстро и с нужной для практики точностью проводить анализ результатов зондирования атмосферы. Рассмотрим некоторые из приемов такого анализа.

Характеристики влажности воздуха. На аэрологической диаграмме проведены изолинии доли насыщенного пара (s_m). Поэтому доля пара, отчитанная в точке A , которую наносим по измеренным температуре T и давлению p , будет представлять собой долю насыщенного пара для исходного состояния A (s_{mA}). Чтобы определить фактическую долю пара s_A , смещаемся от точки A вдоль изобары до точки D , которая нанесена по известным (измеренным) точке росы t и давлению p . Если теперь отсчитать зна-

чение доли пара по изограмме, проходящей через точку D , то это значение и будет представлять собой фактическую долю пара воздуха: $s_{mD} = s_A$. Относительная влажность определяется по соотношению $f = (s_{mD}/s_{mA}) \cdot 100$.

Уровень конденсации и кривая состояния влажной частицы. Через исходную точку A проводим сухую адиабату до пересечения с изограммой, проходящей через точку D . Точка K — уровень конденсации. Выше точки K воздушная частица поднимается влажно-адиабатически. Таким образом, кривая AKG представляет собой кривую состояния влажной частицы, расположенной в начальный момент в точке A . Она всегда состоит из отрезков сухой и влажной адиабаты. В том частном случае, когда в начальный момент $f = 100\%$, кривая состояния представляет собой влажную адиабату.

Потенциальная температура Θ . От исходной точки A смещаемся вдоль сухой адиабаты до изобары 1000 гПа (точка F), где и отсчитываем потенциальную температуру.

Псевдоэквивалентная и псевдопотенциальная температуры. Наряду с понятием влажноадиабатического процесса, который характеризуется тем, что вся сконденсировавшаяся при подъеме влага остается внутри воздушной частицы, введем понятие *псевдоадиабатического процесса*. Псевдоадиабатическим называется адиабатический процесс, протекающий во влажном насыщенном воздухе, при условии полного выпадения из частицы всей жидкой влаги. Если вся сконденсированная влага остается внутри воздушной частицы, то выше уровня конденсации кривой состояния частицы будет служить влажная адиабата; если сконденсированная влага целиком выпадает, то кривая состояния частицы — *псевдоадиабата*.

Из качественно физических представлений и теории (масса капель воды мала по сравнению с массой воздуха) вытекает, что различие между влажной адиабатой и псевдоадиабатой несущественно. Это значит, что практически псевдоадиабатический подъем частицы может быть заменен влажноадиабатическим подъемом. Но наблюдается *принципиальное различие* в опускании воздушных частиц, поднявшихся до некоторого уровня влажно- и псевдоадиабатически. Влажноадиабатический процесс обратимый: кривой состояния частицы при подъеме и опускании служит одна и та же влажная адиабата. Псевдоадиабатический процесс необратимый: кривой стратификации частицы при подъеме служит псевдоадиабата, а при опускании — сухая адиабата, в результате чего температура частицы после возвращения на исходный уровень оказывается выше, чем она была до подъема.

Псевдоэквивалентной температурой T_p влажной частицы называется такая температура, которую принимает эта частица, если ее поднять сухоадиабатически до уровня конденсации, псевдоадиабатически до полной конденсации водяного пара (практически до

того уровня, где сухая и влажная адиабаты пойдут параллельно), а затем опустить сухоадиабатически до исходного уровня (точка N).

Псевдопотенциальной температурой Θ_p называется такая температура, которую принимает частица воздуха, если ее после псевдоадиабатического подъема до полной конденсации водяного пара опустить сухоадиабатически до уровня 1000 гПа (точка M).

При адиабатических процессах в сухом или влажном ненасыщенном воздухе, как уже отмечалось, сохраняет постоянное значение потенциальная температура Θ . Действительно, на каком бы уровне ни находилась частица между точками A и K (см. рис. 4.4), ее потенциальная температура постоянна. Но если частица достигает состояния насыщения и поднимается выше уровня конденсации, то, как это следует из рис. 4.4, потенциальная температура этой частицы начинает расти. Это значит, что потенциальная температура уже не может служить консервативной характеристикой воздушной массы, если имеет место конденсация. Но в то же время, согласно рис. 4.4, где бы ни находилась влажная частица, если перемещение ее происходит адиабатически, *псевдопотенциальная температура этой частицы сохраняет постоянное значение*.

Таким образом, псевдопотенциальная температура служит консервативной характеристикой как сухоадиабатического, так и псевдоадиабатического (практически и влажноадиабатического) процесса. Изменение же Θ_p служит количественным критерием неадиабатических воздействий (притока тепла) на воздушную массу. Эти свойства консервативности потенциальной и псевдопотенциальной температур широко используются в так называемом *изэнтропическом анализе*.

Не останавливаясь на выводе точной формулы, получим приближенную формулу для вычисления T_p , которой можно пользоваться на практике. Температура частицы в точке N (см. рис. 4.4) оказалась выше температуры частицы в исходном положении благодаря теплоте, выделившейся при конденсации водяного пара. Представим T_p в виде суммы $T_p = T + \Delta T_p$, где ΔT_p — *эквивалентный добавок*. В результате псевдоадиабатического процесса сконденсировалась масса водяного пара, равная s . При этом выделилось количество тепла, равное Ls . Температура частицы повысилась при этом на ΔT_p . Отсюда $Ls \approx c_p \Delta T_p$ или $\Delta T_p = \frac{L}{c_p} s$. Так

как $L \approx 2,5 \cdot 10^6$ Дж/кг, $c_p \approx 10^3$ Дж/(кг·К), то $\Delta T_p = 2,5s$, $T_p = T + 2,5s$, причем здесь s в ‰. Зная T_p , нетрудно рассчитать псевдопотенциальную температуру по формуле

$$\Theta_p = T_p (1000/p)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$$

Такой же консервативной характеристикой, как и Θ_p , является *потенциальная температура смоченного термометра* Θ' . Это температура, которую принимает влажная частица, если ее опустить влажноадиабатически с уровня конденсации z_k до уровня $p = 1000$ гПа (точка L на рис. 4.4).

Энергия неустойчивости. По данным температурного зондирования атмосферы (с помощью радиозонда, самолета, ракеты) на аэрологическую диаграмму наносится *кривая стратификации* атмосферы над данным пунктом. Для каждого подъема, кроме кривой стратификации, строится кривая состояния¹. Как правило, кривые стратификации и состояния не совпадают. Вследствие этого адиабатически поднимающаяся частица на каждом уровне будет иметь температуру и плотность, отличающиеся от температуры и плотности атмосферы ($T_i \neq T_e$, $\rho_i \neq \rho_e$).

На каждом уровне на частицу, имеющую плотность, отличную от плотности окружающей среды, действует сила плавучести. Работа, которую совершает эта сила при вертикальном смещении частицы единичной массы на элементарное расстояние dz , согласно (5.1), равна

$$dE_i = g \frac{T_i - T_e}{T_e} dz. \quad (11.1)$$

Воспользовавшись основным уравнением статики, перепишем формулу (11.1) в следующем виде:

$$dE_i = -R(T_i - T_e) dp/p. \quad (11.2)$$

На аэрологической диаграмме

$$dy \sim -\frac{\kappa-1}{\kappa} p^{\frac{\kappa-1}{\kappa}-1} dp = -\frac{\kappa-1}{\kappa} p^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \frac{dp}{p}.$$

Поэтому формулу (11.2) перепишем в виде

$$dE_i = B(T_i - T_e) \frac{dy}{p^{0,286}}, \quad (11.3)$$

где B — некоторая постоянная.

Работа, совершенная силой плавучести при конечном перемещении частицы от уровня $y_1(p_1)$ до уровня $y_2(p_2)$, равна

$$E_i = B \int_{y_1}^{y_2} (T_i - T_e) \frac{dy}{p^{0,286}}. \quad (11.4)$$

¹ Наиболее часто кривая состояния строится для частиц, находящихся вблизи земной поверхности. Однако строят также кривые состоя-

ния для частиц, располагающихся на других уровнях (например, 850 гПа).

Работа E_i , совершаемая силой плавучести при адиабатическом подъеме единичной массы воздуха от нижней границы данного слоя до верхней, носит название *энергии неустойчивости этого слоя*.

Произведение $(T_i - T_e)dy$ представляет собой на аэрологической диаграмме элементарную площадь, заключенную между кривыми состояния T_i и стратификации T_e , с одной стороны, и между двумя изобарами y и $y + dy$ — с другой. Однако формула (11.3) показывает, что коэффициент пропорциональности между приращением энергии неустойчивости dE_i и площадью $(T_i - T_e)dy$ зависит от давления (ординаты). По-

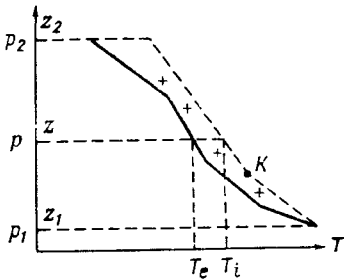


Рис. 4.5. К определению энергии неустойчивости (случай $E_i > 0$).

этому на аэрологической диаграмме построена дополнительная шкала, позволяющая определять по небольшим площадкам, на которые разбивается общая площадь (заключенная между кривыми T_i и T_e), энергию неустойчивости. На этой шкале нанесены значения энергии неустойчивости, соответствующие (при фиксированном давлении) единичной площади аэрологической диаграммы. В согласии с формулой (11.3) чем меньше давление, тем больше энергия неустойчивости, отвечающая единичной площади.

В отношении знака энергии неустойчивости возможны три различных случая.

1. Кривая состояния на всех уровнях лежит правее кривой стратификации (рис. 4.5). Тогда на всех уровнях $T_i > T_e$ и, согласно (11.4), $E_i > 0$, т. е. энергия неустойчивости *положительная*. При этом в нижних слоях атмосферы стратификация, как правило, неустойчивая ($\gamma > \gamma_a$), а в более высоких слоях может быть устойчивой. Большая энергия неустойчивости способствует развитию в атмосфере мощных конвективных движений, приводящих к образованию кучевых и кучево-дождевых облаков. Такие условия в атмосфере создаются летом в дневные часы.

2. Кривая состояния на всех уровнях лежит левее кривой стратификации. Тогда на любом уровне $T_i < T_e$ и, согласно (11.4), $E_i < 0$, т. е. энергия неустойчивости *отрицательная*. В этом случае перемещение частицы по вертикали вверх затруднено или полностью исключено, конвективные движения воздуха при этом не наблюдаются.

3. Кривая состояния располагается справа от кривой стратификации в одних слоях и слева — в других. В этом случае энергия неустойчивости *положительна* в первых слоях и *отрицательна* во вторых. Общий запас энергии неустойчивости находится как алгебраическая сумма энергий неустойчивости отдельных слоев.