Рассмотрим частный случай, а именно изобарический процесс. Так как в этом случае $p = \mathrm{const}$, а $dp = 0$, то уравнение (1.3) принимает вид

$$dq = (c_v + R_c)\, dT_i.$$

С другой стороны, при изобарическом процессе $dq = c_p dT_i$ (c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении). Таким образом,

$$c_v + R_c = c_p, \quad c_p - c_v = R_c. \tag{1.4}$$

Для сухого воздуха $c_v = 718$ Дж/(кг · К), $c_p = 1006$ Дж/(кг · К), $c_p - c_v = 288$ Дж/(кг · К), $c_p/c_v = \varkappa = 1{,}40$.

Соотношение (1.4) носит название *уравнения Майера.*

Величину $c_v + R_c = c_p$ подставим в уравнение (1.3). Тогда с учетом (1.2) получим уравнение первого начала термодинамики в виде, наиболее часто используемом в метеорологии:

$$dq = c_p\, dT_i - R_c T_i \frac{dp}{p}. \tag{1.5}$$

2 Адиабатический процесс

Термодинамический процесс называется *адиабатическим*, если он протекает без теплообмена частицы с окружающей средой. При адиабатическом процессе $dq = 0$. Для такого процесса уравнения (1.1) и (1.5) принимают вид:

$$p\, dv_i = -c_v\, dT_i, \tag{2.1}$$

$$c_p\, dT_i = R_c T_i \frac{dp}{p}. \tag{2.2}$$

Уравнение (2.1) показывает, что при адиабатическом процессе работа против внешних сил давления совершается только за счет внутренней энергии. При этом, если работа положительная, т. е. имеет место расширение ($dv_i > 0$), внутренняя энергия частицы уменьшается ($dT_i < 0$), и наоборот, при сжатии воздушной частицы ($dv_i < 0$) ее внутренняя энергия растет ($dT_i > 0$).

При подъеме воздушной частицы объем ее увеличивается ($dv_i > 0$), а давление падает ($dp < 0$). Из уравнений (2.1) и (2.2) следует, что в случае адиабатического подъема температура воздушной частицы *всегда понижается* ($dT_i < 0$).

Для случая адиабатического процесса уравнение первого начала термодинамики можно записать не только в дифференциальной, но и в интегральной форме. Рассмотрим два состояния воздушной массы: начальное (p_0, T_{i0}) и конечное (p, T_i). Установим связь между p и T_i, с одной стороны, и p_0 и T_{i0} — с другой. Для этого проинтегрируем уравнение (2.2), разделив предварительно переменные:

$$\int_{T_{i0}}^{T_i} c_p \frac{dT_i}{T_i} = \int_{p_0}^{p} R_c \frac{dp}{p}.$$

Отсюда получаем

$$\frac{T_i}{T_{i0}} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{R_c}{c_p}}, \quad \frac{T_i}{T_{i0}} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{c_p - c_v}{c_p}}, \quad \frac{T_i}{T_{i0}} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}}, \tag{2.3}$$

где $\frac{R_c}{c_p} = \frac{\varkappa - 1}{\varkappa} = 0{,}286.$

Уравнение (2.3) представляет собой *уравнение адиабатического процесса в интегральной форме (уравнение Пуассона),* или *уравнение сухой адиабаты*

3 Сухоадиабатический градиент

Исследуем вопрос об изменении температуры в адиабатически поднимающейся частице сухого воздуха. Для этого воспользуемся уравнением первого начала

$$c_p\, dT_i - R_c T_i \frac{dp}{p} = 0 \tag{3.1}$$

и основным уравнением статики атмосферы, которое определяет изменение давления $p = p_i = p_e$ с высотой:

$$dp = -g\rho_e\, dz \quad \text{или} \quad \frac{dp}{p} = -g \frac{dz}{R_c T_e}. \tag{3.2}$$

Последнее выражение dp/p подставим в уравнение (3.1). Тогда

$$c_p\, dT_i + \frac{gT_i}{T_e}\, dz = 0.$$

Из этого уравнения, если разделить слагаемые на $c_p dz$, найдем, что изменение температуры воздушной частицы, отнесенное к единице высоты, при адиабатическом процессе равно

$$\left(\frac{dT_i}{dz}\right)_a = -\frac{g}{c_p} \frac{T_i}{T_e}. \tag{3.3}$$

Соотношение (3.3) показывает, что при *адиабатическом подъеме воздушной частицы температура ее всегда падает* ($dT_i/dz < 0$), что связано с расходом внутренней энергии на работу расширения.