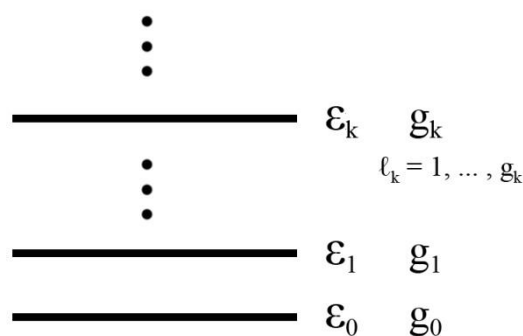


5. óra

N db, független, megkülönböztethető atom állapotösszege

(kanonikus tárgyalásmód)

A rendszer energiaszintjei az 1. ábrán láthatók. Mivel az energiaszintek általában többféleképp is megvalósulhatnak, ezért minden ε_k energiaszinthez tartozik egy g_k multiplicitás. Hogy az adott energiaszinten belül melyik állapotban van épp a részrendszer, azt az ℓ_k index adja meg.



1. ábra

$N = 3$ -ra az állapot összeg a következőképp írható:

$$\begin{aligned} Z &= \sum_{\{k_1, \ell_1\}} \sum_{\{k_2, \ell_2\}} \sum_{\{k_3, \ell_3\}} e^{-\beta(\varepsilon_{k_1} + \varepsilon_{k_2} + \varepsilon_{k_3})} = \sum_{\{k_1, \ell_1\}} \sum_{\{k_2, \ell_2\}} \sum_{\{k_3, \ell_3\}} e^{-\beta\varepsilon_{k_1}} e^{-\beta\varepsilon_{k_2}} e^{-\beta\varepsilon_{k_3}} = \\ &= \sum_{\{k_1, \ell_1\}} e^{-\beta\varepsilon_{k_1}} \sum_{\{k_2, \ell_2\}} e^{-\beta\varepsilon_{k_2}} \sum_{\{k_3, \ell_3\}} e^{-\beta\varepsilon_{k_3}} = \\ &= \sum_{\{k_1, \ell_1\}} e^{-\beta\varepsilon_{k_1}} \sum_{\{k_2, \ell_2\}} e^{-\beta\varepsilon_{k_2}} \zeta = \zeta \sum_{\{k_1, \ell_1\}} e^{-\beta\varepsilon_{k_1}} \sum_{\{k_2, \ell_2\}} e^{-\beta\varepsilon_{k_2}} = \zeta^3 \end{aligned}$$

Általánosan itt is azt kapjuk, hogy

$$Z = \zeta^N,$$

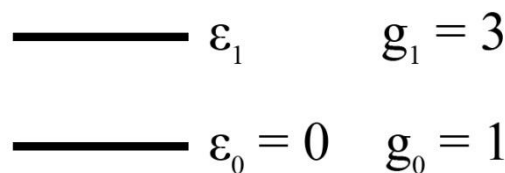
ahol az egyrészecske-állapotösszeg a következőképp számolható:

$$\zeta = \sum_{\{k, \ell\}} e^{-\beta\varepsilon_k} = \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{\ell=1}^{g_k} e^{-\beta\varepsilon_k} = \sum_{k=0}^{\infty} e^{-\beta\varepsilon_k} \sum_{\ell=1}^{g_k} 1 = \sum_{k=0}^{\infty} g_k e^{-\beta\varepsilon_k}$$

Nézzünk egy **speciális** esetet, melyben csak **két energiaszint** valósulhat meg a következőképp (2. ábra):

A fentiek alapján az egyrészecske-állapotösszeg:

$$\zeta = \sum_{k=0}^{k=1} g_k e^{-\beta\varepsilon_k} = 1 + 3e^{-\beta\varepsilon_1}$$



Amiből az állapotösszeg: $Z = (1 + 3e^{-\beta\varepsilon_1})^N$

Az állapotösszeggel kiszámolhatjuk a belsőenergiát, a szabadenergiát, a hőkapacitást és az entrópiát is:

$$\begin{aligned}
 1.) \quad U &= -\frac{\partial}{\partial\beta} \ln \mathcal{Z} = -\frac{\partial}{\partial\beta} \ln \zeta^N = -N \frac{\partial}{\partial\beta} \ln \zeta \quad \stackrel{\text{beírjuk } \zeta\text{-t}}{=} -N \frac{\partial}{\partial\beta} \ln(1 + 3e^{-\beta\varepsilon_1}) = \\
 &= -N \left(\frac{1}{1 + 3e^{-\beta\varepsilon_1}} \right) \underbrace{\left(-3\varepsilon_1 e^{-\beta\varepsilon_1} \right)}_{\partial(\text{belső fv.})} = N\varepsilon_1 \frac{3e^{-\beta\varepsilon_1}}{1 + 3e^{-\beta\varepsilon_1}} \quad \stackrel{\text{azonos}}{=} N\varepsilon_1 \left(1 - \frac{1}{1 + 3e^{-\beta\varepsilon_1}} \right) \\
 &\quad \underbrace{\frac{\partial}{\partial(\text{külső fv.})}}_{\frac{x}{1+x}=1-\frac{1}{1+x}}
 \end{aligned}$$

$$2.) \quad F = -k_B T \ln \mathcal{Z} = -k_B T \ln \zeta^N = -Nk_B T \ln \zeta = -Nk_B T \ln(1 + 3e^{-\beta\varepsilon_1})$$

$$\begin{aligned}
 3.) \quad C &= \frac{\partial U}{\partial T} = \frac{\partial}{\partial T} \left[N\varepsilon_1 \left(1 - \frac{1}{1 + 3e^{-\beta\varepsilon_1}} \right) \right] = \underbrace{\frac{\partial}{\partial T} (N\varepsilon_1)}_0 - N\varepsilon_1 \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{1}{1 + 3e^{-\beta\varepsilon_1}} \right) \quad \stackrel{\beta = \frac{1}{k_B T}}{=} \\
 &= -N\varepsilon_1 \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{1}{1 + 3e^{-\frac{1}{k_B T}\varepsilon_1}} \right) = -N\varepsilon_1 \left[- \left(\frac{1}{1 + 3e^{-\frac{1}{k_B T}\varepsilon_1}} \right)^2 \left(-3 \frac{1}{k_B} \varepsilon_1 e^{-\frac{1}{k_B T}\varepsilon_1} \right) \left(-\frac{1}{T^2} \right) \right] = \\
 &= \frac{N\varepsilon_1^2}{k_B T^2} \frac{3\varepsilon_1 e^{-\frac{1}{k_B T}\varepsilon_1}}{\left(1 + 3e^{-\frac{1}{k_B T}\varepsilon_1} \right)^2}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 4.) \quad S &= -\frac{\partial F}{\partial T} = -\frac{\partial}{\partial T} \left[-Nk_B T \ln(1 + 3e^{-\beta\varepsilon_1}) \right] \quad \stackrel{\beta = \frac{1}{k_B T}}{=} Nk_B \frac{\partial}{\partial T} \left[T \ln \left(1 + 3e^{-\frac{1}{k_B T}\varepsilon_1} \right) \right] = \\
 &\stackrel{\substack{\text{=} \\ (fg)' = \\ = f'g + fg'}}{=} Nk_B \left[\underbrace{\ln \left(1 + 3e^{-\frac{1}{k_B T}\varepsilon_1} \right)}_{f'g} + T \underbrace{\left(\frac{1}{1 + 3e^{-\frac{1}{k_B T}\varepsilon_1}} \right) \left(-3 \frac{1}{k_B} \varepsilon_1 e^{-\frac{1}{k_B T}\varepsilon_1} \right) \left(-\frac{1}{T^2} \right)}_{fg'} \right] = \\
 &= Nk_B \left[\ln \left(1 + 3e^{-\frac{1}{k_B T}\varepsilon_1} \right) + \frac{\varepsilon_1}{k_B T} \left(\frac{3e^{-\frac{1}{k_B T}\varepsilon_1}}{1 + 3e^{-\frac{1}{k_B T}\varepsilon_1}} \right) \right] = \\
 &= Nk_B \left[\ln \left(1 + 3e^{-\frac{1}{k_B T}\varepsilon_1} \right) + \frac{\varepsilon_1}{k_B T} \left(1 - \frac{1}{1 + 3e^{-\frac{1}{k_B T}\varepsilon_1}} \right) \right]
 \end{aligned}$$

1 atomos ideális gáz – klasszikus tárgyalásmód

A Hamilton-függvény (csak kinetikus tag van):

$$\mathcal{H} = \sum_{i=1}^N \frac{p_i^2}{2m} \stackrel{\text{↔}}{=} \frac{p^2}{2m}$$

Az állapotösszeg:

$$\begin{aligned} \mathcal{Z} &= \zeta^N \stackrel{\text{↔}}{=} \zeta = \frac{1}{h^3} \underbrace{\int d^3q}_V \int d^3p e^{-\beta \frac{p^2}{2m}} = \frac{V}{h^3} \iiint_{-\infty}^{\infty} dp_x dp_y dp_z e^{-\frac{\beta}{2m}(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)} = \\ &= \frac{V}{h^3} \iiint_{-\infty}^{\infty} dp_x dp_y dp_z e^{-\frac{\beta}{2m}p_x^2} e^{-\frac{\beta}{2m}p_y^2} e^{-\frac{\beta}{2m}p_z^2} = \\ &= \frac{V}{h^3} \int_{-\infty}^{\infty} dp_x e^{-\frac{\beta}{2m}p_x^2} \int_{-\infty}^{\infty} dp_y e^{-\frac{\beta}{2m}p_y^2} \int_{-\infty}^{\infty} dp_z e^{-\frac{\beta}{2m}p_z^2} = \\ &= \frac{V}{h^3} \left(\int_{-\infty}^{\infty} dp e^{-\frac{\beta}{2m}p^2} \right)^3 \stackrel{\text{↔}}{=} \frac{V}{h^3} \left(\sqrt{\frac{2m\pi}{\beta}} \right)^3 \stackrel{\text{↔}}{=} \frac{V}{h^3} (2m\pi k_B T)^{\frac{3}{2}} = \frac{V}{\lambda_T^3} \end{aligned}$$

$\int_{-\infty}^{\infty} dx e^{-\alpha x^2} = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}}$ Gauss-f: $\beta = \frac{1}{k_B T}$

Látható, hogy az egyrészecske-állapotösszeg a hőmérséklet $\frac{3}{2}$ -ik hatványával arányos:

$$\zeta \sim T^{\frac{3}{2}}.$$

A fenti levezetés végén

$$\lambda_T = \frac{h}{\sqrt{2m\pi k_B T}}$$

a termikus hullámhossz. A klasszikus közelítés feltétele, hogy a termikus hullámhossz sokkal kisebb legyen, mint a részecskék átlagos távolsága, azaz:

$$\lambda_T \ll \left(\frac{V}{N} \right)^{\frac{1}{3}}$$

HF: Az imént megkapott állapotösszeggel gyakorlásképp számold ki a fentebbi mennyiségeket (U,F,C,S)!