Oblig 3 - FYS2160

Kevin Alexander Aslesen

Oktober 2022

a) Vi vet at partisjonsfunksjonen til et atom tilsvarer summen av alle Boltzmann faktorene for alle mulige tilstander s ved

$$Z = \sum_{s} e^{-E(s)/kT}$$

hvor E(s) er energien ved tilstand s, k er Boltzmanns konstant og T er temperaturen til systemet. Ettersom hver atom A har en energi på $-\epsilon_A$ i sin bundet tilstant (de befinner seg altså bare i en tilstand), så er partisjonsfunksjonen til én A atom i krystallen lik

$$Z_{1_A} = e^{\epsilon_A/kT}$$

b) Atomene i krystallen er gjenkjennelige fra hverandre gitt deres bestemte posisjon i krystallen. Partisjonsfunksjonen til et system med N_A A atomer er da produktet av partisjonsfunksjonene for hver A atom

$$Z_{tot} = Z_{1_A} \cdot Z_{2_A} \cdot \dots \cdot Z_{N_A}$$

$$= e^{\epsilon_A/kT} \cdot e^{\epsilon_A/kT} \cdot \dots \cdot e^{\epsilon_A/kT}$$

$$= e^{\sum_{N_A} \epsilon_A/kT}$$

$$= e^{N_A \epsilon_A/kT}$$

c) Helmholtz frie energi for systemet med N_A A atomer finner vi ved

$$F = -kT \ln Z_{tot}$$

$$= -kT \ln(e^{N_A \epsilon_A/kT})$$

$$= -kT N_A \epsilon_A/kT$$

$$= -N_A \epsilon_A$$

d) Gibbs frie energi relateres med Helmotltz frie energi på formen G = F + pV hvor p og V er henholdsvis trykket og volumet til et system. For vårt krystall system med N_A A atomer, hvor hvert A atom utgjør et volum v_A ($V = N_A v_A$), så er Gibbs frie energi ved bestemt trykk og temperatur lik

$$G = F + pV$$

$$= -N_A \epsilon_A + pN_A v_A$$

$$= N_A (-\epsilon_A + pv_A)$$

e) Ved å benytte den termodynamiske identiteten for kjemisk potensial $\mu = (\partial G/\partial N)_{T,p}$ så finner vi at det kjemiske potensialet for krystallen vår med N_A A atomer er

$$\mu_{A} = \left(\frac{\partial G}{\partial N_{A}}\right)_{T,p}$$

$$= \frac{\partial}{\partial N_{A}} (N_{A}(-\epsilon_{A} + pv_{A}))$$

$$= -\epsilon_{A} + pv_{A}$$

$$\approx -\epsilon_{A} \quad \text{når} \quad (pv_{A} << \epsilon_{A})$$

f) Krystallen går direkte over til gass når trykket oppnår gasstrykket $p_A(T)$. Ved dette tilfellet vil gassen tilsvare en ideal gass, som betyr at det kjemiske potensialet mellom krystall og ideal gass er like

$$\mu_A = \mu$$
 \rightarrow $-\epsilon_A = kT \ln \frac{n}{n_Q(T)}$

Dette kan vi skrive om for mengde tettheten n = N/V:

$$e^{-\epsilon_A} = e^{kT} \frac{n}{n_Q(T)}$$
$$n = n_Q(T)e^{-(\epsilon_A + kT)}$$

Ideal gass lov følger relasjonen pV = NkT som kan skrives om på formen N/V = p/kT. Setter vi dette inn for mengde tettheten n og deretter løser

for p, så får vi uttrykt gasstrykket p_A til å være:

$$p_A = kT n_Q(T) e^{-(\epsilon_A + kT)}$$

g) For en stor Einstein krystall med N oscillatorer og q energi enheter, så har vi tidligere funnet ved hjelp av Sterlings tilnærming at multiplisiteten når q>>N kan skrives som

$$\Omega(N,q) \approx (\frac{eq}{N})^N$$

Dette kan vi bruke analogt for vår krystall med N_B B atomer og N_A A atomer hvor $N_A >> N_B$. Multiplisiteten som da skyldes av å blande N_B B atomer inn i krystallen med N_A A atomer kan vi tilnærme som

$$\Omega(N_B, N_A) \approx (\frac{eN_A}{N_B})^{N_B}$$

Entropien som skyldes blandingen av B atomene inn i krystallen er da

$$S = k \ln \Omega(N_B, N_A)$$

$$= k \ln(\frac{eN_A}{N_B})^{N_B}$$

$$= k(\ln e^{N_B} + \ln(\frac{N_A}{N_B})^{N_B})$$

$$= k(N_B + N_B \ln \frac{N_A}{N_B})$$

$$= N_B k(\ln \frac{N_A}{N_B} + 1)$$

i tilfellet hvor $N_A >> N_B$.

h) Vi fant i oppgave d) Gibbs frie energi for krystallen med bare A atomer til å være $G_A = N_A(-\epsilon_A + pv_A)$. Gibbs frie energi for den blandede krystallen tilsvarer da denne 'bare A atomer' energien lagt sammen med endringen av energi som skyldes av blandingen av B atomene:

$$dG = dU + pdV - TdS$$

Siden $N_A >> N_B$ så antar vi at energiendringen er neglisjerbar; $dU \approx 0$. Vi antar også at blandingen av B atomene ikke endrer volumet til krystallen slik

at $dV \approx 0$. Da sitter vi bare igjen med endringen i entropi dS, som vi fant oppgave g). Dermed har vi at Gibbs frie energi for den blanede krystallen er

$$G_{AB} = G_A + dG$$

$$= N_A(-\epsilon_A + pv_A) - TdS$$

$$= N_A(-\epsilon_A + pv_A) - T(N_B k (\ln \frac{N_A}{N_B} + 1))$$

$$= N_A \mu_A^0 - N_B k T (\ln \frac{N_A}{N_B} + 1)$$

$$= N_A \mu_A^0 - N_B k T \ln \frac{N_A}{N_B} + N_B k T$$

hvor μ_A^0 tilsvarer det kjemiske potensialet for A atomene i den rene A atom krystallen som ble funnet i oppgave e).

i) Det kjemiske potensialet for A atomene i den blanede krystallen er da

$$\mu_A = \left(\frac{\partial G}{\partial N_A}\right)_{T,p,N_B}$$

$$= \frac{\partial}{\partial N_A} \left(N_A \mu_A^0 - N_B k T \ln \frac{N_A}{N_B} + N_B k T\right)$$

$$= \mu_A^0 - N_B k T \frac{1}{N_B} \frac{1}{N_A/N_B}$$

$$= \mu_A^0 - k T \frac{N_B}{N_A}$$

j) Som i oppgave f) så vil de kjemiske potensialene mellom krystall og gass være like når de er i likevekt mellom krystall form og gass form:

$$\mu_A = \mu$$
 \rightarrow $\mu_A^0 - kT \frac{N_B}{N_A} = kT \ln \frac{n}{n_Q(T)}$

Skriver dette om for mengde tettheten n = N/V:

$$\begin{split} e^{\mu_A^0 - kT\frac{N_B}{N_A}} &= e^{kT}\frac{n}{n_Q(T)} \\ \\ n &= n_Q(T)e^{\mu_A^0 - kT\frac{N_B}{N_A} - kT} \\ \\ &= n_Q(T)e^{\mu_A^0 - kT\frac{N_B}{N_A} - kT} \end{split}$$

Fra ideal gass lov har viN/V = p/kT, som vi setter inn for n og løser for gasstrykket $p = p_A$:

$$\begin{split} p_A/kT &= n_Q(T)e^{\mu_A^0 - kT\frac{N_B}{N_A} - kT} \\ p_A &= kTn_Q(T)e^{\mu_A^0 - kT\frac{N_B}{N_A} - kT} \\ &= \Phi(T)e^{-kT\frac{N_B}{N_A}} \end{split}$$

hvor $\Phi(T) = kTn_Q(T)e^{\mu_A^0 - kT}$.

k) Vi ser fra oppgave j) at gasstrykket til A atomene, p_A , ved en gitt temperatur avhenger av antall B atomer, N_B , som er blandet inn i krystallen. Hvis vi øker N_B så blir eksponential-faktoren $\exp\left(-kT\frac{N_B}{N_A}\right)$ mindre, som igjen fører til at gasstrykket blir mindre. Dette betyr også at gasstrykket til A atomene vil øke når vi minker antall B atomer i blandingen. Dette er et interessant fenomen!