

FYSA241, kevät 2012

Tuomas Lappi

`tuomas.v.v.lappi@jyu.fi`

Huone: FL249. Ei kiinteitä vastaanottoaikoja.

kl 2012

5. Faasitransitiot

Olomuodonmuutokset eli faasitransitiot

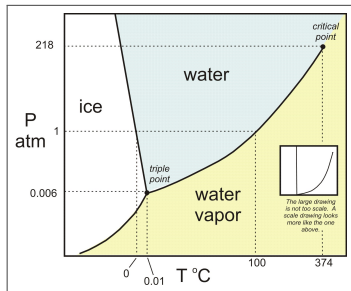
Arkinen määritelmä terävä muutos makroskooppisissa ominaisuuksissa TD muuttujan muuttuessa: sulaminen ...

TD määritelmä Epäjatkuvuuskohta (tyypillisesti derivaatan) TD potentiaalissa. Esim. höyrystymisessä
 $V(T, P, N) = (\partial G(T, P, N) / \partial P)_{T, N}$ epäjatkuva T :n funktiona

Esimerkkejä

- ▶ 2.17K ^4He suprajuoksevaksi
- ▶ 7K lyijy suprajohteeksi
- ▶ 90K happi nesteytyy
- ▶ 273K jää sulaa
- ▶ 373K vesi höyrystyy
- ▶ 710K happikalvo W(110)-pinnalla epäjärjestyy
- ▶ 1043K raudan ferromagnetismi katoaa
- ▶ 1808K rauta sulaa
- ▶ 3023K rauta höyrystyy
- ▶ $\sim 10\text{eV}/k_B \sim 10^5\text{K}$ vety ionisoituu
- ▶ $\sim 200\text{MeV}/k_B \sim 2 \cdot 10^{12}\text{K}$ QCD-transitio (protonit, neutronit sulavat kvarkeiksi ja gluoneiksi)
- ▶ $\sim 100\text{GeV}/k_B \sim 2 \cdot 10^{15}\text{K}$: sähköheikko transitio (alkeishidut menettävät massansa)

Veden faasidiagrammi, terminologiaa



(Oikeasti jäädä monia eri muotoja.)

- Eri **faasit**: kiinteä, neste, höyry
- Rajana **koeksistenssikäyrä** (cx), jolla **eri olomuodot voivat olla TD tasapainossa keskenään**.
(Vesi ja ilman vesihöyry!)
- Kolmoispiste: kolme faasia tasapainossa
- Kriittinen piste: cx-käyrän loppu.
(Höyrystä nesteeksi voi mennä ilman epäjatkuvuutta kiertämällä.)

Järjestysparametri

Epäjatkuvaa suuretta voidaan kutsua nimellä **järjestysparametri**.

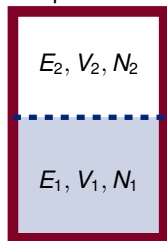
- Neste – höyry: järjestysparametri tiheys (tai tilavuus, N kiinteä)
- Ferromagneetti: järjestysparametri magnetoituma
- Ionisoituminen: järjestysparametri esim. sähkönjohtavuus

Järjestysparametri ei yksikäsitteinen: moni asia voi muuttua

Tasapainoehdot

Palautetaan mieleen

Saman aineen kaksi faasia
tasapainossa



- ▶ $E = E_1 + E_2$ kiinteä, E_1, E_2 voivat muuttua
- ▶ $V = V_1 + V_2$ kiinteä, V_1, V_2 voivat muuttua
- ▶ $N = N_1 + N_2$ kiinteä, N_1, N_2 voivat muuttua
- ▶ $S = S_1 + S_2$

⇒ Tasapainoehdot

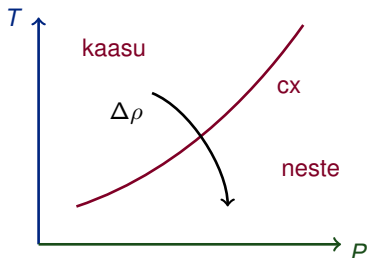
$$T_1 = T_2 \quad P_1 = P_2 \quad \mu_1 = \mu_2$$

P, T vakiot: luonteva TD potentiaali on Gibbsin vapaa energia G

$$dG = V dP - S dT + \mu dN$$

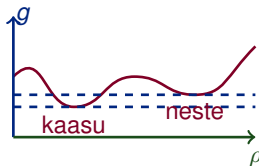
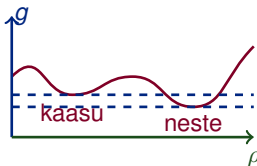
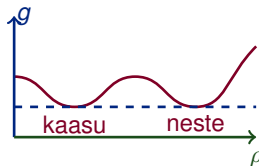
- ▶ Ekstensiivisyys: $G_i = N_i g_i(T, P)$ (g_i siis hiukkasta kohti, ei riipu enää N :istä)
- ▶ $\mu_i = (\partial G_i / \partial N_i) = g_i(T, P) \Rightarrow$ **tasapainoehto** $g_1(T, P) = g_2(T, P)$
- ▶ Gibbs-Duhem yhtälö $G = E - TS + PV = \mu N$

Faasidiagrammi, Gibbsin vapaan energian minimi



Esim höyrystyminen:

- ▶ Järjestysparametri tiheys muuttuu epäjatkuvasti.
- ▶ TDTP: G :n minimi
- ▶ kaksi faasia $\Rightarrow G(\rho)$:llä kaksi minimiä eri tiheyksillä
- ▶ **Metastabiilius**: nopealla $T:n/P:n$ muutoksella järjestelmä "unohtuu" väärään minimiin."



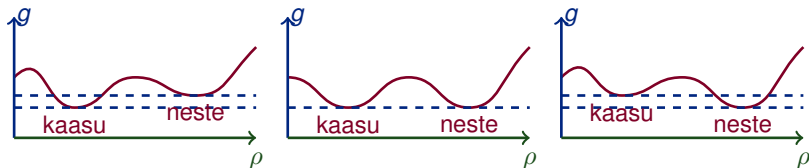
cx: molemmat faasit mahdollisia samalla T, P

$T \searrow$ tai $P \nearrow$

$T \nearrow$ tai $P \searrow$

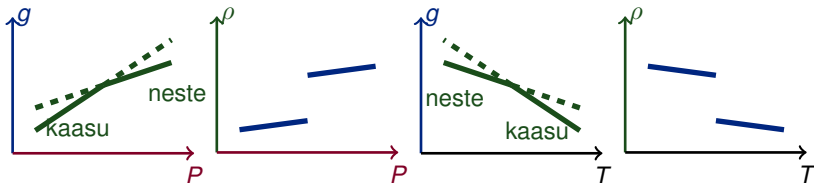
Faasien Gibbsin funktiot erikseen

Kaasusta nesteeksi



Seurataan kahden minimin $g_i(T, P)$:tä erikseen. Huom:

$$\left(\frac{\partial G}{\partial P}\right)_{T,N} = V \sim \frac{1}{\rho} > 0 \quad \left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_{P,N} = -S < 0$$



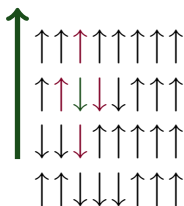
Huomioita

- ▶ Höyrystymistransitiossa TD potentiaalin 1. derivaatat epäjatkuvia, kuten

$$\left(\frac{\partial G}{\partial P}\right)_{T,N} = V \sim \frac{1}{\rho} \quad \left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_{P,N} = -S.$$

- ▶ Tällaista nimitetään "1. kertaluvun transitioksi"
- ▶ Faasista toiseen äärellinen ΔS kiinteällä $T \Rightarrow$ **latentti lämpö**, lämpö ei nosta T :tä, vaan energia kuluu sulamiseen/höyrystymiseen tms. eli kaasun suurempaan energiaan $\Rightarrow E$ epäjatkuva T, P :n funktio
- ▶ Ensimmäisen kertaluvun transitiiossa mahdollista "koeksistenssi".
 - ▶ Olkoon T_0, P_0 cx-käyrällä ja $N = N_1 + N_2$ molekyyliä.
 - ▶ $G = N_1 g_1(T_0, P_0) + N_2 g_2(T_0, P_0)$, mutta tasapainoehto $g_1(T_0, P_0) = g_2(T_0, P_0) \Rightarrow$ mikä tahansa jako N_1, N_2 antaa saman G :n.
 - ▶ Eri kombinaatioilla N_1, N_2 on eri sisäenergia $E \Rightarrow$ määrää N_1, N_2 :n
- ▶ Kemiallinen reaktio eräänlainen faasitransitio. Tasapaino $\mu_1 = \mu_2$!
 - ▶ Höyry ja vesi tasapainossa $\longleftrightarrow$ reaktioyhtälön eri puolet tasapainossa.
- ▶ On tapauksia, joissa vasta 2. tai korkeampi derivaatta on epäjatkuva $\Rightarrow$ "2. kertaluvun transiitio". Tällöin esim:
 - ▶ Ei latenttia lämpöä, S jatkuva
 - ▶ Voi olla esim $(\partial S / \partial T)_P$ eli lämpökapasiteetti epäjatkuva

Magneettijärjestelmä



B

- ▶ Paramagneetille oletettiin vain

$$E_B = - \sum_{i=1}^N s_i \mu B \quad s_i = \pm 1$$

⇒ ei vuorovaikutuksia spinien välillä.

- ▶ Myös spin luo magneettikentän, jonka naapurit tuntevat. Lisätään vuorovaikutus.

- ▶ Lasketaan **lähinaapuriparit** $\langle i, j \rangle$ ja lisätään termi, jossa samansuuntaiset spinrit alentavat energiaa

- ▶ $-J$, jos $\uparrow\uparrow$ tai $\downarrow\downarrow$ eli $s_i s_j = 1$
- ▶ J , jos $\uparrow\downarrow$ tai $\downarrow\uparrow$ eli $s_i s_j = -1$

$$E = -J \sum_{\langle i, j \rangle} s_i s_j - \sum_{i=1}^N s_i \mu B$$

- ▶ Jos $B = 0$ ja $T = 0$, on järjestelmällä uusi perustila, jossa kaikki spinrit $\uparrow$ tai kaikki $\downarrow$, energia $-JN_{\text{pareja}} \Rightarrow$ **ferromagneetti** (kestomagneetti)

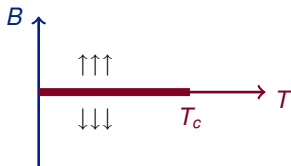
Faasidiagrammi B, T -tasossa

Mitä tiedetään

- ▶ Pienellä $T < T_c$ kestopagneetti, $\mathcal{M} \neq 0$, vaikka $B = 0$
- ▶ Suurella $T > T_c$ entropia voittaa, epäjärjestynyt $\mathcal{M} = 0$, kun $B = 0$
- ▶ Kun $B \neq 0$, enemmän spinejä B :n suuntaan $\Rightarrow \mathcal{M} \neq 0$.

TD potentiaali on nyt vapaa energia, luonnolliset muuttujat T ja B

$$dF = -SdT - \mathcal{M}dB$$



- ▶ $\mathcal{M}$ on järjestysparametri
- ▶ $T < T_c$: $\mathcal{M}$ epäjatkuva, kun B kulkee nollan kautta.
- ▶ $T < T_c$: 1. kertaluvun transiio
- ▶ Täsmälleen $T = T_c$: 2. kertaluvun transiio

Vapaa energia

Tämän kurssin konventioilla

$$dE = T dS - \mathcal{M} dB \quad dF = -S dT - \mathcal{M} dB$$

$\Rightarrow F(B, T)$ on luonnollinen potentiaali kiinteällä ulkoisella B, T .

Tarkastellaan funktiota $F(B, T; \mathcal{M})$:

- ▶ B, T ovat tilanmuuttujia, määrätty ulkoisesti
- ▶ Järjestysparametri $\mathcal{M}$ "muu" makroskooppinen muuttuja, TDTP:ssä asettuu B, T :n määräämään arvoon $\Rightarrow$ tilanfunktio
- ▶ TDTP:n määrää ehto: $\mathcal{M}$ on se, joka minimoi F :n

Arvataan vapaan energian muodoksi:

$$F(B, T; \mathcal{M}) = a_0 + a_2(T - T_c)\mathcal{M}^2 + a_4\mathcal{M}^4 - B\mathcal{M}$$

- ▶ $B = 0$: symmetria $F(B = 0, T, \mathcal{M}) = F(B = 0, T, -\mathcal{M})$
- ▶ Lisätään dipolien energia ulkoisessa kentässä $-B\mathcal{M}$
- ▶ $a_2(T - T_c)$, jotta saadaan aikaan faasidiagrammaa vastaava käytös
- ▶ Symmetrioihin perustuva sarjakehitelmä: "**Landaun teoria**"

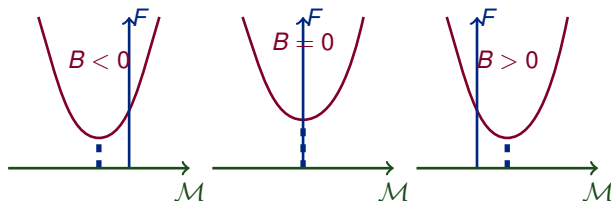
Vapaa energia Landaun mallissa

Arvattiin

$$F(\mathcal{M}) = a_0 + a_2(T - T_c)\mathcal{M}^2 + a_4\mathcal{M}^4 - B\mathcal{M}$$

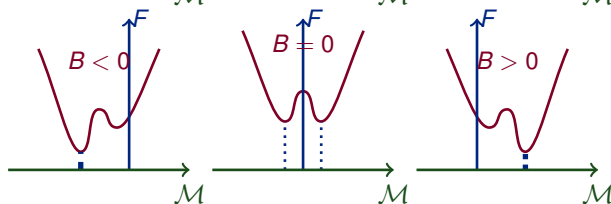
$T > T_c$:

Ei transitiota.



$T < T_c$:

Transitio



$\leftrightarrow$ Koeksistenssi;

$B = 0$: $\updownarrow$ Transitio

T :n muuttuessa

Seurauksia Landaun mallista (HT)

$$F(\mathcal{M}) = a_0 + a_2(T - T_c)\mathcal{M}^2 + a_4\mathcal{M}^4 - B\mathcal{M}$$

Magnetoituma nollakentässä

Asetetaan $B = 0$ ja lasketaan $|\mathcal{M}|$ ehdosta $F = \text{minimi} \Rightarrow$

$$\begin{aligned}\mathcal{M} &\sim \sqrt{T_c - T}, & T < T_c \\ &= 0, & T > T_c\end{aligned}$$

$\mathcal{M} \sim |T_c - T|^\beta$; β on **kriittinen eksponentti** (kriittisen pisteen T_c ominaisuus) .

Suskeptibiliteetti

Suurella $T \gg T_c$ unohdetaan $\mathcal{M}^4$ -termi $\Rightarrow$ saadaan

$$\mathcal{M} \sim \frac{B}{T} \Rightarrow \text{Curien laki}$$

Osoittaa *a posteriori*, että oli oikeutettua

1. Olettaa $a_2(T - T_c)$ eikä esim $a_2(T - T_c)^3$ tms.
2. Unohtaa $\mathcal{M}^4$ -termi

Isingin malli

Numeerinen laboratoriotyö

Yllä määriteltiin ns. **Isingin malli** ferromagneetille

$$E(\{s_i\}_{i=1\dots N}) = -J \sum_{\langle i,j \rangle} s_i s_j - \sum_{i=1}^N s_i \mu B \quad \langle i,j \rangle = \text{parit } i,j \text{ naapureita}$$

- ▶ 1d:ssä (spinketju) analyyttinen ratkaisu oppikirjoissa
- ▶ 2d:ssä $\exists$ kuuluisa analyyttinen ratkaisu **Onsager**, magnetoitusmistransitio 2. kertalukua
- ▶ 3d ... ei analyyttistä ratkaisua $\Rightarrow$ ratkaistaan simuloimalla tietokoneella

Tietokonesimulaation idea:

- ▶ Halutaan Boltzmannin jakauma $p(\{s_i\}_{i=1\dots N}) = \frac{1}{Z} \exp \{-\beta E(\{s_i\}_{i=1\dots N})\}$
- ▶ Jos tiedetään spinrit $\{s_i\}_{i=1\dots N}$, on energia $E(\{s_i\}_{i=1\dots N})$ helppo laskea
- ▶ Isolle järjestelmälle kaikki 2^N konfiguraatiota mahdotonta käydä läpi
- ▶ Metodi: arvotaan jotkut arvot spineille $\{s_i\}_{i=1\dots N}$ ja ruvetaan muuttelemaan niitä.

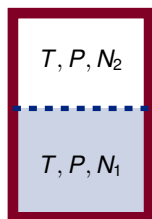
Metropolis-algoritmi

1. Arvotaan alkutilan spinin $\{s_i\}_{i=1\dots N}$ ja lasketaan energia E_0
2. Valitaan satunnaisesti yksi spin ja kokeillaan muuttaa sitä. Lasketaan energian muutos ΔE
3. Hyväksytään muutos todennäköisyydellä $\min(1, \exp\{-\beta\Delta E\})$
 - ▶ Toisin sanoen energiaa alentava muutos hyväksytään aina
 - ▶ Energiaa kasvattava muutos hyväksytään todennäköisyydellä $\exp\{-\beta\Delta E\}$
4. Palataan kohtaan 2.
 - ▶ Odotusarvot lasketaan vedoten ergodisuuteen: keskiarvo simulaatioajan yli = keskiarvo Boltzmann-jakauman yli.
 - ▶ Miksi tästä tulee Boltzmann? Ei johdeta, mutta perustellaan: algoritmi toteuttaa **detaljibalanssiehdon** (detailed balance) .
 - ▶ p_ν =tilan ν todennäköisyys. Merk, $W_{\nu\rightarrow\mu}$ =siirtymätod.näk. tilaan μ .
 - ▶ Nyt yhdellä aika-askeleella p_ν voi
 - ▶ pienentyä, siirrytään tilaan μ : $\Delta p_\nu = -p_\nu \sum_\mu W_{\nu\rightarrow\mu}$
 - ▶ kasvaa, siirrytään tilasta μ : $\Delta p_\nu = \sum_\mu p_\mu W_{\mu\rightarrow\nu}$
 - ▶ p_ν ei muutu, jos siirtymätodennäköisyydet toteuttavat

$$\frac{W_{\nu\rightarrow\mu}}{W_{\mu\rightarrow\nu}} = \frac{p_\mu}{p_\nu} \quad \text{detaljibalanssi}$$

- ▶ Metropolis-algoritmi toteuttaa tämän ehdon.

Latentti lämpö



Tarkastellaan kahta faasia 1,2 tasapainossa
(T, P koeksistenssikäyrällä)

Merk. $v_i = V_i/N_i$; $s_i = S_i/N_i$; $\varepsilon_i = E_i/N_i$ jne.

Kaikki T, P :n funktioita.

Tiedetään:

$$\begin{aligned} g_1(T, P) &= g_2(T, P) \\ \varepsilon_1 - Ts_1 + Pv_1 &= \varepsilon_2 - Ts_2 + Pv_2 \end{aligned}$$

Siirretään yksi molekyyli faasista 1 faasiin 2.

- ▶ Sisäenergia muuttuu $\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \Rightarrow$ tuotava ulkoa energiaa
- ▶ Tilavuus muuttuu $v_2 - v_1 \Rightarrow$ tuotava ulkoa energiaa työhön $P(v_2 - v_1)$
- ▶ Yhteensä: $\ell_{1 \rightarrow 2} = \varepsilon_2 - \varepsilon_1 + P(v_2 - v_1) = T(s_2 - s_1)$ (cx-ehdosta)

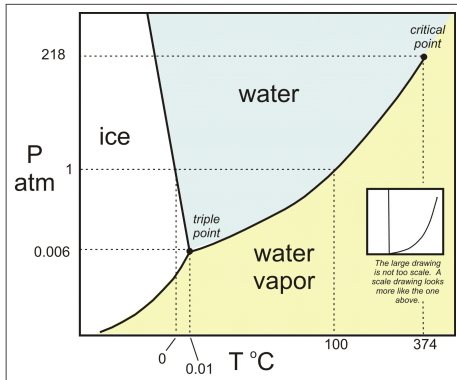
Latentti lämpö

Faasien eri entropioista johtuva energia (tuodaan yleensä lämpönä)

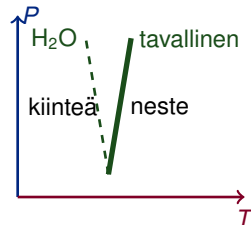
$$\text{"latentti lämpö"} \quad L_{1 \rightarrow 2} = T_{\text{cx}} \Delta S = \Delta H$$

- ▶ Esim höyrystymislämpö, sulamislämpö

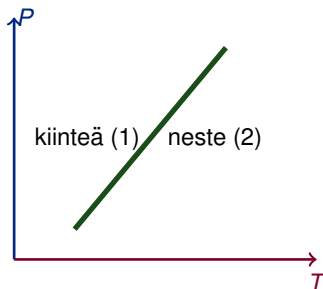
Vesi, arkielämästä tuttua



- ▶ Veden sulamiskäyrä epätavalliseen suuntaan: miksi?
- ▶ Miksi tavallinen transitiolämpötila (esim. höyrystyminen) kasvaa paineen kasvaessa?
- ▶ Mitä erikoista on jäässä?
- ▶ Miksi se näkyy paineriippuvuudessa?



Clausius-Clapeyron



Edetään pitkin cx-käyrää

$$g_1(T, P) = g_2(T, P)$$

$$dg_1(T, P) = dg_2(T, P)$$

$$dg = -s dT + v dP \quad (dN = 0)$$

$$-s_1 dT + v_1 dP = -s_2 dT + v_2 dP$$

$$\Rightarrow \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_{cx} = \frac{s_2 - s_1}{v_2 - v_1}$$

$$= \frac{\ell_{1 \rightarrow 2}}{T(v_2 - v_1)} = \frac{L_{1 \rightarrow 2}}{T(V_2 - V_1)}$$

Clausius-Clapeyron-yhtälö

Latenttilämpö ja tilavuuden muutos määräävät faasirajan käyrän:

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_{cx} = \frac{L_{1 \rightarrow 2}}{T \Delta V}$$

CCY, huomioita

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_{\text{cx}} = \frac{L_{1 \rightarrow 2}(T)}{T \Delta V(T)}$$

- ▶ Ajateltava differentiaaliyhtälöksi, joka määrää koeksistenssikäyrän $P_{\text{cx}}(T)$ T, P -tasossa.
- ▶ DY:n ratkeaminen riippuu L :n ja ΔV :n lämpötilariippuvuudesta.
- ▶ Latentti lämpö $L_{1 \rightarrow 2}$ ja tilavuuden muutos ΔV mitattavia suureita

-
- ▶ Yleensä $L_{1 \rightarrow 2} > 0 \implies \Delta V > 0$ (suuremman entropian faasi 2 on harvempi) $\implies$ cx-käyrä on nouseva T, P -tasossa
 - ▶ Vedelle toisin päin, koska kiinteä on harvempaa kuin neste.

CCY, sovellus

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_{\text{cx}} = \frac{L_{1 \rightarrow 2}(T)}{T \Delta V(T)}$$

Kiehumisen paineriippuvuus

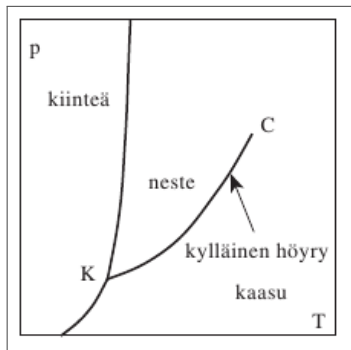
- ▶ Meren pinnan tasolla $P \approx 101\text{kPa}$, kiehumispiste $T_b = 373.15\text{K}$
- ▶ Mt. Everestillä $P \approx 36\text{kPa}$. Mikä on T_b ?
- ▶ Tarvitaan (T , P ekstensiivisiä, L :n ja ΔV : "kilogrammaa kohti" kumoutuu.)
 - ▶ $\Delta V/m \approx V_{\text{kaasu}}/m \approx 1.7\text{m}^3/\text{kg}$
 - ▶ $L/m \approx 2.3\text{J/kg}$.

- ▶ Saadaan

$$\frac{dP}{dT} = \frac{2.3\text{J/kg}}{373.15 \cdot 1.7\text{m}^3/\text{kg}} \approx 3.6\text{kPa/K}$$

- ▶ Jos paine muuttuu $\Delta P \approx -65\text{kPa}$, niin $\Delta T_b \approx -65/3.6\text{K} \approx -18\text{K}$.
- ▶ Mt. Everestillä vesi siis kiehuu noin 82°C :ssä.
- ▶ Tehtiin linearisoitu approksimaatio, oletettiin cx-käyrä suoraksi ($dP/dT = \text{vakio}$), kun ei parempaa osattu.

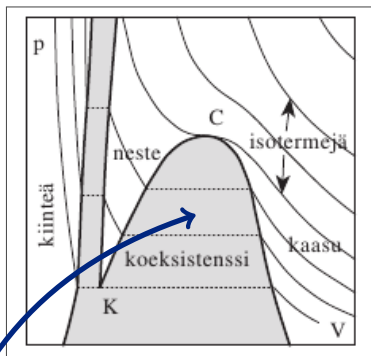
Kiinteä-neste-kaasu faasidiagramma uudelleen, pV -tasossa



Tyypillinen aine: kiinteä tiheämpi kuin neste.

Kiinteän N tilavuus V epäjatkuva
 $\Rightarrow$ "kielletty" alue P, V -tasossa
 Itse asiassa täällä on **sekoitus** kahta faasia.

P, V -tasossa:



- Kriittinen piste C : 1. kertaluvun alue/koeksistenssialue loppuu
- Kolmoispiste K : pienemmällä paineella ei enää nestettä.

Laboratoriotyö: höyrystymislämpö

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_{\text{cx}} = \frac{L_{1 \rightarrow 2}(T)}{T \Delta V}$$

Laboratoriotyön idea: testataan yhtälöä mittaamalla erikseen:

latentti lämpö $L_{1 \rightarrow 2}$ (normaalipaineessa)

höyrinpainekäyrä mitattava $P(T)$ tai itse asiassa $T(P)$ useassa kohdassa
cx-käyrää, jotta saadaan arvio derivaatalle

Huom: cx-käyrällä $P(T)$ tai $T(P) \Rightarrow$ vain toinen riippumaton muuttuja

- ▶ Sekä $L_{1 \rightarrow 2}$ että ΔV riippuvat T :stä / P :stä
- ▶ Laboratoriotyössä oletetaan riippuvuus $L_{1 \rightarrow 2}(T) = Nk_B(\alpha + \beta T)$
- ▶ Oletetaan kaasu harvaksi ja ideaaliseksi $\Rightarrow \Delta V \approx V_g = Nk_B T / P$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_{\text{cx}} &\approx \frac{Nk_B(\alpha + \beta T)}{T(Nk_B T / P)} \Rightarrow \frac{dP}{P} = \left(\frac{\alpha}{T^2} + \frac{\beta}{T}\right) dT \\ &\Rightarrow P(T) = P_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^\beta \exp\left\{\alpha \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)\right\} \end{aligned}$$

Sisällysluettelo I

BS=Bowley, Sanchez, M=Mandl

1. Johdanto (BS 1,3; M 1)

- ▶ Historiaa: termodynamiikka ja statistinen fysiikka
- ▶ Terminologiaa: mikro ja makro
- ▶ Todennäköisyyslaskennan kertausta

2. Termodynamiikan perusteet (BS 1,2; M 2,4,5)

- ▶ Tasapainon lajit
- ▶ Termodynaamiset muuttujat
- ▶ Vastefunktiot
- ▶ 1. pääsääntö: energian säilyminen
- ▶ 2. pääsääntö: entropia
- ▶ Sovelluksia: klassinen ideaalikaasu — Carnot'n kone — entropian muutos — kaasujen sekoittuminen

3. Statistinen mekaniikka (BS 4,5; M 2,3,4)

- ▶ Mikrokanoninen ensemble
- ▶ Kanoninen ensemble (lämpökylpy)
- ▶ Sovelluksia: kidevirheet — paramagneettinen kide — adiabaattinen jäähdytys — kaasujen sekoittuminen

4. Termodynaamiset potentiaalit (BS 5; M 4)

- ▶ Legendren muunnos

Sisällysluettelo II

- ▶ Sisäenergia, entalpia, vapaa energia, Gibbsin potentiaali
- ▶ Maxwellin relaatiot
- ▶ Sovelluksia: maksimaalinen työ — paramagneetti — kokoonpuristuvuus ja lämpökapasiteetti
- ▶ Laboratoriotyö: termodynaaminen tutkimus

5. Faasitransitiot (BS 11,12; M 8)

- ▶ Faasidiagrammi,
- ▶ Tasapainoehdot
- ▶ Clausius-Clapeyron
- ▶ Sovelluksia: vesi — ferromagneetti
- ▶ Laboratoriotyö: höyry — Isingin malli

Keskeisiä käsitteitä

Energia TD1, siirtyminen lämpönä ja työnä. Laskuja

- Kaasun kierrot PV -tasossa, ideaalikaasu

Entropia TD2, määritelmä mikrotilojen avulla (Boltzmann). Laskuja

- Entropian muutokset: sekoitusentropia, kaasuprosessit
- Mikrokanoninen lasku: $E \rightarrow S \rightarrow T$ (kidevirheet L , paramagneetti H)

Lämpökylpy Eristetystä kylpyyn; luonnollinen muuttuja $S \rightarrow T$.

- Käsitteet: Boltzmannin todennäköisyysjakauma, partitiofunktio, Gibbsin entropia
- Lasku: paramagneettinen kide (L), harmoninen oskillaattori (H)

TD potentiaalit Legendren muunnos.

- Potentiaali fysikaalisen tilanteen mukaan: E, F, H, G
- Maxwellin relaatiot, osittaisderivaattojen pyörittelyä
(JT- ja lämpökapasiteetti/kokoonpuristuvuusesimerkkejä ei tarvitse muistaa ulkoa, kylläkin ymmärtää!)

Faasitransitiot

- Terminologiaa
- Laskuja: latentti lämpö; höyrynpainekäyrän yhtälö (CCY)

Kokeet

- ▶ Normaali vaihtoehto :
 - ▶ Loppukoe 9.3. 4 tuntia, 5 tehtävää, max. 48 pistettä
 - ▶ Harjoitukset: max. 12 pistettä
 - ▶ Laboratoriotyöt: 12 pistettä
- ▶ 1. tentti 23.3.: 60p tai 48p + 12p: parempi lasketaan.
- ▶ Myöhemmät tentit max. 60 pistettä.

Max 72 pistettä.

-
- ▶ Jonkinlainen kaavakokoelma + luonnonvakioiden arvoja tulee mukaan
 - ▶ Laskin kannattaa olla