

LIITE 4A

4A LÄMPÖTILAN T LISÄRAKENTEITA

Tämä kohta 4A perustuu siihen, mitä kohdassa 4 on esitetty. Tässä kuitenkin koetetaan mennä vielä syvemmälle lämpötilarakenteeseen ja löytää toisenlaisia rakenteita, joita myös löydetään. Kohtien 4 ja 4A yhteensopivuus sekä hiukkasina että lämpötilana on alhaisissa lämpötiloissa hyvä: veden jäätymispisteessäkin vielä parempi kuin 1/20000 ja höyrystymispisteessä parempi kuin 1/7000. Nämä ovat selvästi parempia tarkkuuksia kuin oletettu luonnollisen lämpötilan ja Kelvin-lämpötilan välinen ero 1/72. Tämän kohdan 4A oletetaan sisältävän mielenkiintoista hiukkasmatematiikkaa, vaikka kohta 4 yksinkertaisena lämpötila-alkioryhmien laskentamenetelmänä pätisikin.

Tuloksen 4.24 mukaisesti jalokaasuatomien muuttuva suurin sähkökenttä (3+5) on lämpötilassa 0 K

$$1,715586663 \cdot 10^6 \cdot e_c = 1,71 \cdot 10^7 \cdot e_b \quad (4A.1)$$

Tämä on rakennettu alkiorhymistä, joista tulee lämpötilan lisäksi eri tavoin ryhmittyneinä sekä spektrit että esimerkiksi Lambin siirtymä. Atomien elektronien kentillä on tietystä mielestä yksi yhteinen alkiorhyhmä, mikä sitten saattaa olla hyvinkin pieni. Hiukkasfysiikasta, alhaisten lämpötilojen ominaislämmöistä ja Lambin siirtymän korjauskertoimista (vrt. Gross: Relativistic Quantum Mechanics and Field Theory, s. 74) tiedetään, että on olemassa tekijä n^3 . Tämä tulee suoraan myös vedyn spektristä aivan määrättyllä tavalla, mikä on selvitetty jäljempänä. Näillä ja eräillä muilla perusteilla tehdään perustavalaatuinen oletus, että atomien elektronien kentät ovat kolmikerroksisia rakenteita, joiden perusmitta on lämpötilan eräs alkiorhyhmä. Koska termojännitteet ovat olemassa, niin voidaan olettaa, että tämä rakenne ulottuu elektroneihin ja kenttien kondensoitumispisteisiin. Siten edellä mainittu muuttuvan sähkökentän kondensoitumispiste (3+5) noudattaisi tätä sääntöä. Tämän mukaisesti otetaan yhtälöstä 4A.1 kolmas juuri vastaten 0 K lämpötilaa

$$(1,71 \cdot 10^7)^{1/3} = 257,9116067 = A_0 \quad (4A.2)$$

Kannattaa huomata, että tämä on varsin lähellä lukua $100 \cdot 1,37^3 = 257,3379993$, ero on 1/450. Samoin kannattaa huomata, että

$$17,15586663^{1/9} = 1,371377319 \quad (4A.3)$$

Yhdeksäs juuri elektronista on muodollisesti ja matemaattisesti φ_0 -rakenne, minkä voidaan olettaa olevan protonirakenteiden ydin. Yhtälö 4A.2 voidaan yleistää sanomalla, että hiukkasryhmä A korotettuna kolmanteen potenssiin $= A^3$ antaa suurimman muuttuvan sähkökentän (3+5) kondensoitumispisteen rakenteen. Kentillä, sekä N-kentällä että 1/N-kentällä, voi aivan hyvin olla jo erilaiset rakenteet. Kun mennään yhtälöä 4A.2 syvemmälle rakenteisiin, niin tässä yhteydessä voidaan ajatella, että kohtien 4 ja 4A b-kvarkkirakenteet ovat samat ja esimerkiksi

$$e_c = 10 \cdot 207 \cdot 4,53 \cdot b = 9389 \cdot b \quad (4A.4)$$

Gravitaatiokentän rakenteita 4.47 ja 4.48 nämä b-kvarkkirakenteet eivät voi olla, sillä silloinhan ne liukenisivat gravitaatiokenttään.

Kohdan 4 mukaisesti yhtä astetta kohti tulee koko sähkökenttään (3+5) tuoda

$$137 \cdot e_c / \text{aste} = 1370 \cdot e_b / \text{aste} \quad (4A.5)$$

Tästä saadaan luonnolliset asteet ja Kelvin-asteet. Kun lämpötilassa 0 K on olemassa yhtälö 4A.2 = A_0 , niin Kelvin-asteiksi saadaan

$$T(\text{Kelvin}) = \frac{A^3 - A_0^3}{1370} \quad (4A.6)$$

missä kaikki on nyt ilmoitettu alkioina $e_b = e_c/10$. Yhtälö 4A.5 on itse asiassa sama yhtälö kuin 4.90, mutta vain toisessa muodossa. Se voidaan olettaa tiedettävän, että yhtälö 4A.6 pätee jalokaasuille, vedylle, hapelle, typelle ja vesihöyrylle normaaliolosuhteissa. Jos oletetaan, että suurin muuttuva sähkökenttä määrää kaasuille paineen ja lämpötilan yhtä aikaa, niin tämä on hyvinkin luonnollista. Sen sijaan alkiryhmien ryhmittäminen kondensoitumispisteen ulkopuolella kentässä ja elektroneissa voi olla hyvinkin erilaista, mikä ilmenee jo spektreistä ja kiinteillä aineilla myös termojännitteistä ja valosähköisestä ilmiöstä.

$$\frac{T_g}{T_3} = \lim_{p_3 \rightarrow 0} \frac{p_g}{p_3} = 1,366085808 \quad (4A.7)$$

Koska paineet tulevat kentän koosta, niin myös lämpötilojen tulee tulla kentän koosta, mikä on yhtä pitävää kohdan 4 kanssa. Luku 1,366 kuvastaa siis jotain hiukkasjoukkoa, mikä on tullut lisää ja kirjoitetaan yleisessä muodossa

$$A = A_0 + m \cdot 1,366^n = A_0 + N_T \quad (4A.8)$$

Yhtälössä 4A.8 kertoimella m voi olla ”mikä tahansa” arvo välillä 0 ... 1,366 ja $n = 0,1,2,\dots N_T$ tarkoittaa sitä alkiryhmien e_b lukumäärää, mikä on lämpötilassa T tullut lisää alkiryhmämäärään A_0 .

Veden H_2O sulamispisteessä $n = 2$ ja höyrystymispisteessä $n = 3$ sekä molemmissa $m = 1$. Nyt voidaan laskea matemaattiset lämpötilat T_m ja T_b .

$$T_m = \frac{(257+1,366^2)^3 - 257^3}{1370} = 273,7315382 \text{ K} \quad (4A.9)$$

$$T_b = \frac{(257+1,366^3)^3 - 257^3}{1370} = 374,9305846 \text{ K} \quad (4A.10)$$

Nämä tulokset T_m ja T_b ovat käytännössä täysin oikeita, mikä perustuu siihen, että vesi H_2O käyttäytyy määrättyissä tilanteissa lähes mallinomaisesti. Tämän käyttäytymisen alkuperä on luonnollisesti atomeissa H ja O, joiden suurimmat kentät ovat puolestaan hyvin täsmälliset hiukkasfysiikan peruslukuihin verrattuna. Ovatko yhtälöt 4A.9 ja 4A.10 todella päteviä vai onko kysymyksessä sattuma, on mielenkiintoinen kysymys. Hiukasmääränä ja lämpötilana nämä yhtälöt antavat edelleen samoja tuloksia kuin kohdassa 4.

Tarkoilla luvuilla 257,9116067 ja 1,366085808 on mielenkiintoisia ominaisuuksia, joita kannattaa tutkia hieman tarkemmin.

Hiukkasten eräs perusrakenne on $1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot 7 \cdot 9 \cdot 11 \cdot 13 = 135135$, mikä on tarkemmin selvitetty kohdissa 7 ja 8. Tästä luvusta tulee protonin ja neutronin välinen massaero ja silloin sen alkuperä on

juuri gravitaatiokentässä. Tämän takia on luonnollista rakentaa lämpötila-alkioryhmä T ensimmäiseksi luvusta 135135. Osoittautuu, että perusluku $A_0 = 257 \cdot e_b$ täytyy deksponoida (vrt. kohta 7) useampikertaisesti ratkaisun löytämiseksi.

$$257 = a^a \rightarrow a = b^b \rightarrow b = c^c \quad (4A.11)$$

$$\begin{aligned} a &= 4,003117075 \\ b &= 2,0004600381 \\ c &= 1,5597696906 \end{aligned}$$

Näiden tulosten avulla voidaan lämpötilaan liittyvä alkioryhmä $A_0 = 257 \cdot e_b$ ilmoittaa yksinkertaisella tavalla vain luvun 135135 rakenteina

$$\begin{aligned} 10 \cdot c^{3/8} &= (1-135135 \cdot \text{dex}(135135) \cdot 10^{-12}) \cdot \ln 135135 \\ &= 11,81401938 \end{aligned} \quad (4A.12)$$

$$\text{dex } 135135 = 6,376781222 = x \leftrightarrow x^x = 135135 \quad (4A.13)$$

Kokeellisen fysiikan todelliset tulokset ominaislämmöistä puoltavat näkemystä, että luku $1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot 7 \cdot 9 \cdot 11 \cdot 13 = 135135$ on avainasemassa lämpömäärien ja lämpötilan suhteen. Kun hapella ja typellä ominaislämpösuhteen $C_p : C_v$ voidaan laskea tulevan suurimpien kenttien suhteesta toiseksi suurimpiin

$$\frac{C_p}{C_v} = \frac{9+5}{7+3} = 1,40 \quad (4A.14)$$

ja jalokaasuilla vastaavasti $C_p/C_v = 5/3 = 1,66$, niin 10%:n lisäys tuloon 135135 on eri suuruinen riippuen siitä, mihin alkioryhmään lämpömäärä menee. Lämpömäärä 0,7 kenttään 7 aiheuttaa yhtä suuren muutoksen kuin lämpömäärä 0,5 kenttään 5 suuremmassa paineessa. Tämä tulos on monin tavoin mielenkiintoinen, koska se osoittaa, että pienessä paineessakaan tuotu lämpömäärä ei jää uloimpiin kerroksiin, mutta ei myöskään mene sisimpiin kerroksiin \rightarrow se siis menee johonkin välikerrokseen ja sitä kautta kaikkiin ulompiin kerroksiin. Kun painetta nostetaan, niin lämpömäärä menee yhä sisempiin kerroksiin ja tämä näkyy sitten jalokaasuilla, typellä ja hapella ominaislämmön selvänä nousuna, kunnes hyvin suurilla paineilla tilanne tasoittuu ja ominaislämmöt lähtevät laskuun. Lämpötila syntyy selvästikin monikerroksisista rakenteista.

Lämpötilan kannalta normaaliolosuhteissa ovat tärkeitä eräänlaiset hiukkasfysiikan välikerrokset, joissa esiintyvät rakenteet x^x ja $x^{1/x}$. Ihmeellistä kyllä, mutta tunnettu suhde yhtälöstä 4A.7 eli $T_g : T_3 = 1,366085808$ tulee suoraan näistä rakenteista ja luvusta 135135

$$\frac{T_3^2}{T_g^2} = \frac{1}{0,6 \cdot 1,9 \cdot A} + \frac{1}{100^2 \cdot 1,9 \cdot B} \quad (4A.15)$$

$$A = x \leftrightarrow x^{1/x} = 1,35135 \rightarrow x = 1,637135924 \quad (4A.16)$$

$$B = x \leftrightarrow x^x = 1,35135 \rightarrow x = 1,268023506 \quad (4A.17)$$

Yhtälössä 4A.15 luku 1,9 tarkoittaa normaaliin tapaan hiukkasrakennetta $1,0 + 0,9 = 1,9$ ja luku 0,6 on oikeastaan $3 : 5 = 3 / (1+1+3)$ eli erään suurimman kentän suhde kaikkiin kenttiin. Tulos 4A.15 syntyy kaikilla kokeellisen fysiikan numeroiden tarkkuudella samoin kuin tästä samasta rakenteesta tulee myös Lambin siirtymä ja ylihienosilppouma, molemmat kaikilla oikeilla numeroilla

$$\frac{2 \cdot 0,6 \cdot 1,9 \cdot A^4}{510999,0661 \cdot 10^{-5}} = 1 + "Lamb" - \frac{1}{100} \cdot "ylihieno" \quad (4A.18)$$

Tämän yhtälön tarkkuus on niin suuri, että jos joku lisätermi käytetyllä laskimella vielä tulee, niin se on $6 \cdot 10^{-16} / \alpha$. Luku $510999 = 2 \cdot 137^2 \cdot 13,6$ on eräs luonnon suosima hiukkasjoukko sen lisäksi, että se "sattuu" olemaan elektronin energia elektronivolteissa. On kiehtovaa, että tunnettu paine-ero $T_3 : T_g$ ja vedyn tunnetut kaksoisviivat tulevat ikään kuin samoista asioista.

Lämpötilan idea säilyy aina ennallaan riippumatta lämpötilasta. Kertauksena toistetaan, että eri atomien elektronien kenttien yhteisessä kondensoitumisasteessa tapahtuu lämpötilojen tasaantuminen. Tässä kondensoitumisasteessa lämpötila-alkioryhmää ja lämpötilaa sitoo toisiinsa yhtälöt

$$\text{lämpötila-alkioryhmä} = (12519 + T_{\text{Kelvin}}) \cdot e_c \quad (4A.19)$$

$$= (257^3 / 1370 + T_{\text{Kelvin}}) \cdot e_c \quad (4A.20)$$

$$= (257 + N_T)^3 / 1370 \cdot e_c \quad (4A.21)$$

Normaaliolosuhteissa jalokaasut muodostavat yksinkertaisen esimerkin ominaislämmöstä, mikä sisältää aina muutokset sekä itse elektronissa että elektronin muuttuvissa sähkökentissä. Jos muuttuvien sähkökenttien kokoa merkitään

$$\text{kenttä} = \text{alkioryhmien koko} \times \text{alkioryhmien määrä} \quad (4A.22)$$

niin normaaliolosuhteissa jalokaasuilla muuttuu vain alkioryhmien koko ja siksi niiden ominaislämpö on riippumaton lämpötilasta. Tässä tapauksessa elektronien ottamalla hiukkasmäärällä on lineaarinen suhde kentän hiukkasmäärän lisäykseen. Yleisessä tapauksessa muuttuvat molemmat sekä alkioryhmän koko että määrä, minkä lisäksi koko ja määrä voivat vielä muuttua toisikseen. Näin syntyvät vaihtelevat ominaislämmöt ja tämän takia korkeammassa paineissa eivät jalokaasujenkaan ominaislämmöt enää ole vakioita. Sulamispisteessä ja höyrystymispisteessä sekä kiinteän olomuodon faasin muutosasteissa muuttuu vain alkioryhmien määrä ja siksi näissä pisteissä entropia = puuttuvien alkioryhmien määrä on sama asia kuin sulamislämpö ja höyrystymislämpö, mutta muualla entropia on väärin ymmärretty. Termojänniteilmio osoittaa, että koko elektroni osallistuu jo alhaisissa lämpötiloissa alkioryhmien muutokseen, mutta aivan alimmissa lämpötiloissa on tässäkin suhteessa erikoisalue. Tunnettu nouseva käyrän osuus ominaislämmöissä tarkoittaa, että tällä alueella alkioryhmien määrä yhtälössä (4A.22) kasvaa lähes lineaarisesti lämpötilan funktiona, mutta luonnollisesti myös koko ajan elektronitkin kasvavat ja muuttuvat sisältä kuten termojännitteetkin osoittavat.

Hyvin alhaisissa lämpötiloissa (< 5 K) on sekä ominaislämmössä että alkuaineiden muissa ominaisuuksissa erikoisia piirteitä. Vaikuttaa siltä kuin esimerkiksi lämpötilassa 1 K elektronien kentät eivät olisi täysin kehittyneitä, vaan kenttien tasapainotila saavutetaan vasta lämpötilassa noin 3 K ja eräillä alkuaineyhdistelmillä vieläkin korkeammassa lämpötiloissa. Ominaislämmön kaksi erikoisominaisuutta hyvin alhaisissa lämpötiloissa ovat lämpötilariippuvuus T^3 ja hyvin alhaiset ominaislämmöt.

Kun otetaan ominaislämpösuhde lämpötiloissa 1 K : 300 K, niin löytyy ikäänkuin ryhmittymiä alueella 1 : 4000 ... 8000 (Fe, Ni, Ar, Kr, Ne, Pt, Cu, K, jne.) ja alueella 1 : 20000 ... 40000 (Ca, Au, Ag, Zn, Mg, jne.). Erikoistapauksia ovat hiili 1 : 200000 ja pii 1 : 2000000. Tällaisesta ryhmittymisestäkin voidaan saada paljon tietoa, mutta oleellista tässä yhteydessä ovat nämä hyvin

pienet ominaislämmöt, joiden syntymekanismiin tulee olla toinen kuin normaaliolosuhteissa, vaikka lämpötilan käsite on aina sama. Näiden pienten ominaislämpöjen alkuperän voidaan ajatella olevan kentissä ja sitten kun huomioidaan, että lämpötiloissa noin 1 K ominaislämmöt ovat atomia kohti

$$\text{ominaislämpö } 1 \text{ K} = b\text{-kvarkki} / 3 \dots 3 \cdot b\text{-kvarkki} / \text{aste} \quad (4A.23)$$

niin voidaan todeta, että nämä syntyvät juuri käänteiskentistä. Oletetaan, että lämpötilassa 0 K pätee alkiryhmä $12519 \cdot e_c$ ja että kentän kääntymispiste on fononi s_0 täsmälleen samalla tavalla kuin esimerkiksi radioliikenteessä kääntymispiste on magnetoni m_m . Kun N-hiukkanen kääntyy kerran ja pilkkoutuu kahdesti, niin siitä tulee kentän $1/N$ -hiukkanen. Tämän mukaisesti saadaan

$$12519 \cdot e_c = 45,6 \cdot s_0 \quad (4A.24)$$

$$\rightarrow s_0 / (45,6 \cdot 137^2) = 3 \text{ b-kvarkki} \quad (4A.25)$$

Tämä tulos yhtyy hyvin fysiikan kokeellisiin mittaustuloksiin yhtälön 4A.23 mukaisesti.

Mielenkiintoinen osa ominaislämmön T^3 -riippuvuudesta alkaa tämän jälkeen ja tällä riippuvuudella on selvä yhteys vedyn spektrin ominaisuuksiin. Fysiikan kohdassa 7 taulukossa 7.15 on osoitettu, miten alkiryhmien lukumäärä syntyy eri energiatasoilla. Nämä samat luvut 1, 3, 6, 10, 15, 21 jne. syntyvät luonnollisesti laskemalla yhteen alkupäästä lukien lukusarja 1, 2, 3, 4 jne. Nyt kun otetaan näiden alkiryhmien neliö, mikä vastatkoon hiukkasen kentän alkioita, saadaan alkioiden lukumääräksi kentissä 1, 9, 36, 100 jne., jolloin hiukkasmäärän = ”energia” lisäys on 1, 8, 27, 64 jne., mikä on juuri T^3 -riippuvuus $1^3, 2^3, 3^3$ jne. Käänteiskenttään tuleva alkiomäärälisäys ei mitenkään vastaa muutosta ΔT , mikä näkyy juuri hyvin pieninä ominaislämpöinä, vaan käänteiskenttään tuleva lisäys aiheuttaa muutoksen koko elektronin rakenteessa. Tämä näkyy selvästi termojännitteissä, joilla on epämääräisyyskohta lämpötilaa 0 K lähestyttäessä ja usein erittäin jyrkkä muutos alueella 3 – 20 K ... 50 K Esimerkkeinä todettakoon Cesium ja Rubidium, joilla on kuvainnollisesti lähes ”pystysuora” käyrä alueella alle 5 K ja kullalla, kuparilla ja hopealla on vastaavan tyyppinen jyrkkä suhteellinen muutos alueella alle 50 K. Se, että termojännite muuttuu, tarkoittaa, että myös elektronin sisäinen rakenne muuttuu, koska termojännite on elektronin sisäisten alkiryhmien ominaisuus. Alhaisiin lämpötiloihin liittyvä lämpötilan nousu on nyt näistä sisäisistä rakennemuutoksista ja N-kentän uudelleen järjestäytymisistä peräisin, jotka siis laukaisee pieni alkiomäärän lisäys käänteiskenttään. Fysiikka ei todennäköisesti mitenkään ole tähän asti voinut ymmärtää tätä alhaisten lämpötilojen ominaislämpöjen T^3 -riippuvuutta.