

A termodinamika statisztikus alapozása

A TételWiki wikiből

Tartalomjegyzék

- 1 Az egyensúlyi statisztikus fizika feltevései
- 2 A Gibbs féle sokaságfogalom
- 3 Az entrópia
- 4 A mikrokanonikus sokaság
- 5 A hőmérséklet
- 6 A nyomás
- 7 A kémiai potenciál
- 8 Fundamentális egyenlet
- 9 Az első főtétel
- 10 A második főtétel
- 11 A harmadik főtétel
- 12 Kanonikus sokaság
- 13 Az ekvipartíció tétele
- 14 Egyensúly körüli fluktuációk
- 15 A szabadenergia
- 16 Nagykanonikus sokaság
- 17 A nagykanonikus potenciál
- 18 A klasszikus ideális gáz
 - 18.1 Bernoulli-formula(*)
 - 18.2 Maxwell gondolatmenete
 - 18.3 Kanonikus sokaságban

Az egyensúlyi statisztikus fizika feltevései

I. posztulátum: A magukra hagyott makroszkopikus rendszerek kellően hosszú idő után a termodinamikai egyensúly állapotába kerülnek.

Az egyensúly beállításában fontos a rendszer részrendszerei közötti kölcsönhatás, ha az egyensúly már beállt, akkor viszont a kölcsönhatás az esetek többségében elhanyagolható.

II. posztulátum: Egyensúlyi állapotban lévő rendszer minden olyan mikroállapotát egyenlő valószínűséggel veszi fel, amely a róla szerzett, nem teljes információval (tipikusan makroszkopikus állapotjelzővel) összeegyeztethető.

Másképp fogalmazva, ha a rendszerről kevesebb információnk van, mint amennyi az összes mikroállapotot rögzítené, akkor az általunk megfigyelhető állapotot a rendszer egynél több mikroállapottal tudja megvalósítani, és ezeket egyforma valószínűséggel fogja felvenni.

Ez a posztulátum azt jelenti, hogy nem vetítünk a rendszerre olyan információt, amelyet nem tudunk róla. Ez pedig a statisztikus fizika kivételével minden más tudományágra jellemző! A feltétel matematikai megfogalmazása az entrópia maximalizálását jelenti.

A Gibbs féle sokaságfogalom

Egy makroállapothoz nagyon sok különböző mikroállapot tartozik. Ezt úgy mondhatjuk, hogy a makroszkopikus tulajdonságok ismerete nem egy makroszkopikus testet határoz meg, hanem azok egy sokaságát. Ezt a halmazt

nevezzük Gibbs féle sokaságnak.

Termodinamikai egyensúlyban lévő rendszerek esetében a rajtuk végzett mérések eredménye független a mérés idejétől, így a mért érték a mennyiség időbeli átlagának tekinthető. A mérés ideje alatt azonban a rendszer sok mikroállapotát megvalósítja, így azt várjuk, hogy a sokaságra vett átlag megegyezik az időbeli átlaggal. Ha ez teljesül, akkor a bonyolult időbeli átlagtól eltekinthetünk.

A sokaság megadása eloszlásfüggvénnyel történik. $\rho(i)$ azt adja meg, hogy milyen valószínűséggel van a rendszer az i . állapotában. A normálást a

$$\sum \rho(i) = 1$$

feltétel adja. Egy A fizikai mennyiség sokaságátlaga pedig:

$$\sum A(i)\rho(i)$$

Kvantumos rendszer esetén ez a rendszer állapotaira való szummázást jelenti, azonos részecskékből álló klasszikus fizikai rendszer esetén pedig

$$\sum \rightarrow \int \frac{d\vec{q}d\vec{p}}{N!h^{3N}}$$

helyettesítés alkalmazandó. Az $N!$ és a h^{3N} tag szükségességére később talán még visszatérünk. Egyelőre annyit említünk meg, hogy nyilvánvaló módon, egy klasszikus fizikai rendszer végtelen sok állapotban lehet, hiszen folytonos értékeket vesznek fel mind a koordináták, mind az impulzusok. Ahhoz, hogy meg tudjuk számolni az állapotokat, a fázisteret valahogy diszkrétizálni kell, például kis hiperkockákra kell bontani. Ha a rendszer egy adott kockában van, az tekinthető egy állapotnak. Dimenzióanalízis adja, hogy a képletben szereplő h -nak hatásdimenziójú mennyiségnek kell lennie. Az, hogy ez ténylegesen a **Planck-állandó**, pedig a kvantumstatisztikák klasszikus határátmenetének elvégzésekor olvasható le. Az $N!$ szorzó kvantummechanikai esetben szintén természetesnek hat, hiszen az azonos részecskék megkülönböztethetetlenek, azonban a klasszikus fizikában ez nem igaz, ez vezetett a **Gibbs-paradoxon**hoz, amely lényegében azt jelenti, hogy ahhoz, hogy az entrópia extenzív mennyiség legyen, szükség volt az $N!$ bevezetésére.

Az entrópia

Definíció szerint az entrópia:

$$S = -k \int \rho \cdot \ln \rho$$

Az entrópia maximalizálása jelenti a II. posztulátum teljesítését. Miért?

Az így definiált entrópia a **Shannon féle információelméleti entrópia**:

$$S_{inf} = - \sum p_i \log_2(p_i),$$

ahol p_i általánosított valószínűségeloszlás. Ennek a következő tulajdonságai vannak:

- Biztos eseményre minimális.
- Ha $p_i = p$ minden i -re, akkor maximális.
- Független eloszlásokra additív.

Ezek pont azok a tulajdonságok, amiket az entrópiától elvárunk. Tehát mindig az entrópia szélsőértékét kell keresni, a makroszkopikusan adott mennyiségeket mint mellékfeltételt figyelembevéve. Ennek matematikai módszere a variációszámítás alkalmazása az S funkcionálra, a mellékfeltételek pedig Lagrange-multiplikátorok segítségével vehetők figyelembe.

A mikrokanonikus sokaság

A mikrokanonikus sokaság a zárt rendszer statisztikus modellje. Itt az ismert makroszkopikus feltétel az, hogy a rendszer teljes energiája E és $E + \delta E$ között legyen. Az eloszlásfüggvény:

$$\rho(i) = \frac{1}{\Omega(E, \delta E)} \text{ ha } E \leq E_i \leq E + \delta E, \text{ máshol pedig } 0.$$

Ahol mikroállapotok száma:

$$\Omega(E, \delta E) = \sum_{E \leq E_i \leq E + \delta E} 1$$

illetve klasszikus esetben

$$\Omega(E, \delta E) = \frac{1}{N! h^{3N}} \int_{E \leq E(\vec{q}, \vec{p}) \leq E + \delta E} \vec{d}q \vec{d}p$$

Itt hallgatólagosan kihasználtuk, hogy a fázistérbeli sűrűség csak az energiától függ. Ennek háttérében az áll, hogy stacionárius megoldást keresünk ($\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$). Ebből a Liouville-egyenlet szerint következik, hogy a fázistérbeli sűrűség csak additív mozgásállandóktól függhet. Megfelelő koordinátarendszert választva az impulzus és az impulzusmomentum 0, így a fázistérbeli sűrűség valóban csak az energiától függ. Ez a hatalmas redukció a paraméterek számában ($6N \rightarrow 1$) a statisztikus fizika egyik legfontosabb elméleti pillére.

Az eloszlásfüggvényt behelyettesítve az entrópia definíciójába megkapjuk az eredeti Gibbs féle entrópiafogalmat, amely zárt rendszerre érvényes:

$$S = k \cdot \ln \Omega(E, \delta E)$$

Innen még úgy tűnhet, hogy az entrópia még függ a kis δE megválasztásától is, ez azonban nagyon jó közelítéssel nem igaz, sőt, gyakorlati alkalmazásokban $\Omega(E, \delta E)$ helyettesíthető:

$$\Omega(E) = \sum_{0 \leq E_i \leq E} 1_{\text{el}}$$

illetve klasszikus esetben a:

$$\Omega(E, \delta E) = \frac{1}{N! h^{3N}} \int_{0 \leq E(\vec{q}, \vec{p}) \leq E} \vec{d}q \vec{d}p$$

függvénnyel.

Az S természetes változói az extenzív állapotjelzők: $S(E, V, N)$.

Ha x egy fizikai mennyiség, akkor annak a valószínűsége, hogy egy x_k értéket vesz fel

$$P_k = \frac{\Omega(E, \delta E, x_k)}{\Omega(E, \delta E)}$$

ahol $\Omega(E, \delta E, x_k)$ azon állapotok száma, amelyek az energia $(E, E + \delta E)$ közötti értéke mellett még rögzített $x = x_k$ értékkel is rendelkeznek.

A hőmérséklet

Tekintsünk egy zárt rendszert, amely két alrendszerből áll, melyek között energia áramolhat. Ekkor az összes

állapotok száma egyenlő a részrendszerek állapotszámainak szorzatával:

$$\Omega(E, \delta E) = \Omega_1(E_1, \delta E)\Omega_2(E - E_1, \delta E)$$

Ekkor az egyensúly feltétele (az entrópia szélsőértéke: $\frac{\partial S}{\partial E_1} = 0$) a következőhöz vezet

$$\frac{\partial S_1}{\partial E_1} = \frac{\partial S_2}{\partial E_2}$$

mivel tudjuk, hogy az egyensúlyi feltétel a fenomenologikus termodinamikában a hőmérsékletek egyenlősége, ezért dimenzióanalízissel adódik, hogy a T hőmérsékletet érdemes a következőképpen definiálni:

$$\frac{1}{T} = \frac{\partial S}{\partial E}$$

Később majd látjuk, hogy ez valóban ugyanaz, mint a termodinamikai hőmérséklet.

A nyomás

Tekintsünk egy olyan zárt rendszert, melynek egyik alrendszere E_1 energiájú, N_1 részecskét tartalmazó gáz, a másik alrendszere pedig egy E_2 energiájú rugó, a két alrendszert dugattyú választja el. Itt ismételten keresve az entrópia szélsőértékét, a mechanikai egyensúly feltételével (erők egyenlősége) összeegyeztethető egyenlőséget kapunk, ha a gáz p nyomását a következőképpen definiáljuk:

$$\frac{p}{T} = \frac{\partial S}{\partial V}$$

A kémiai potenciál

Ha egy olyan rendszert tekintünk, melyek két alrendszere részecske és energiacserére képes, térfogata viszont állandó. Ekkor szintén kapunk egy egyensúlyi feltételt, amely a kémiai potenciálok kiegyenlítődségét adja, ha a kémiai potenciál a következőképpen definiáljuk:

$$\frac{\mu}{T} = -\frac{\partial S}{\partial N}$$

Fundamentális egyenlet

Az előző három pontban leírtak szerint az entrópia teljes differenciálja:

$$dS = \frac{1}{T}dE + \frac{p}{T}dV - \frac{\mu}{T}dN$$

ennek átrendezése adja a fundamentális egyenletet:

$$dE = TdS - pdV + \mu dN$$

Az első főtétel

Legyen egyelőre a részecskeszám állandó. Hasonlítsuk össze a termodinamika első főtételét a fundamentális egyenlettel! Az első szerint:

$$dE = \delta Q + \delta W$$

a második szerint:

$$dE = TdS - pdV$$

Vonzó ötlet a két egyenlet egyes tagjait azonosítani, de ez a legáltalánosabb esetben nem helyes. Persze a bal oldalak azonos kezdő- és végállapotok esetén egyenlők. Az első egyenlet az energiamegmaradást fejezi ki, a test energiájának megváltozása egyenlő a munka és a hőközlés összegével. A második egyenlet csak egyensúlyban értelmezhető, hiszen T és p egyébként nem értelmes mennyiségek, tehát ez az egyenlet csak két egyensúlyi állapot energiakülönbségéről szól. De **általában nem** igaz, hogy $TdS = \delta Q$. Például tekintsünk egy olyan zárt rendszert, amely egy V, T, p állapotjelzőkkel leírható gáztól egy elválasztóval elválasztott dV térfogatú vákuumot tartalmaz még. Ekkor ha a válaszfalat a felület normálisára merőleges irányban kirántjuk, akkor $\delta W = 0$, hiszen merőleges az elmozdulás és az erő. Ugyanakkor a rendszert zárt, tehát $\delta Q = 0$. Ekkor $dE=0$. Ugyanakkor pdV nem 0, és $TdS=pdV$. Ezért $\delta Q \neq TdS$. Ugyanakkor, ha a folyamat olyan lassan megy végbe, hogy a változás közben a rendszert pillanatnyi paramétereivel jellemzett egyensúlyi állapotban lévőnek vehetjük (**kvázisztatikus folyamat**), akkor az egyenlet két tagja valóban egyenlő, hiszen térfogati munkát tekintve:

$$\delta W = -pdV$$

Ebből következik, hogy:

$$dS = \frac{\delta Q}{T}$$

Beláttuk, hogy a **termodinamikai és a statisztikus fizikai entrópia fogalom ekvivalens**.

A második főtétel

A második főtétel szerint spontán folyamatokban az entrópia mindig nő. Ez az állítás következik az $S = k \cdot \Omega(E, V, N)$ definícióból, ugyanis spontán változásokban az állapotok száma mindig nő. Például, ha egy hőszigetelt edényt válaszfalal két részre bontunk, és az egyik felében gáz van, a másikban vákuum, akkor a válaszfal elhúzása után a gáz kitölti az egész edényt, megvan minden korábbi állapota, de nagyon sok más is, így az entrópia nő.

Nem zárt rendszer esetén a második főtétel:

$$dS \geq \frac{\delta Q}{T_0}$$

ez is könnyen belátható, ha az A rendszerből és az A' tartályból álló zárt rendszert tekintjük, a tartály ugyanis nagy, benne a változás kvázisztatikus ezért entrópiaváltozása $-\frac{\delta Q}{T_0}$, a teljes rendszerre pedig igaz a zárt rendszerre vonatkozó főtétel.

A harmadik főtétel

A harmadik főtétel azt mondja ki, hogy 0 hőmérséklethez tartva az entrópia is 0-hoz tart. Ez nem igazolható általánosan, csak a konkrét rendszer tulajdonságait figyelembe véve.

Kanonikus sokaság

A kanonikus sokaság a hőtartályban lévő test statisztikus modellje. A szokásos normálási feltétel mellett adott az energia várhatóértéke:

$$\int E \cdot \rho \cdot d\Gamma = \langle H \rangle = \text{adott}$$

A Lagrange multiplikátor módszerrel ezt a kényszert figyelembe véve az eloszlásfüggvényre a következő adódik:

$$\rho(i) = \frac{1}{Z} e^{-\beta E}$$

ahol β mint Lagrange-multiplikátor jelent meg, ahol az állapotösszeg:

$$Z = \sum e^{-\beta E_i},$$

illetve N klasszikus részecske esetén:

$$Z = \frac{1}{N! h^{3N}} \int e^{-\beta E(\vec{p}, \vec{q})} d\vec{p} d\vec{q}$$

β dimenzióanalízis miatt energia mértékegységű. Hogy pontosan micsoda, az a következőképpen dönthető el. Tekintsünk egy zárt rendszert, amely áll a kérdéses kanonikus rendszerből és a hőtartályból. A kettő együtt a mikrokanonikus sokasággal írható le, a rendszer összenergiája E . Ekkor annak a valószínűsége, hogy a kis méretű rendszer energiája E_i :

$$\rho(i) = \frac{\Omega_T(E - E_i)}{\Omega(E)}$$

ahol T a hőtartályt jelenti. Feltételünk szerint $E_i \ll E$, vagyis ha $\ln \rho$ -t sorbafejtjük, akkor:

$$\ln \rho \approx \text{konst.} + \ln \Omega_T(E) - \left(\frac{\partial \ln \Omega_T(E_T)}{\partial E_T} \right)_{E_T=E} E_i + \dots$$

Innen már leolvasható, hogy

$$\beta = \frac{1}{kT}$$

Az ekvipartíció tétele

Ha egy klasszikus rendszer Hamilton operátor $H = ax^2 + H_2$ alakú, ahol H_2 nem függ x -től (ami tetszőleges impulzus vagy koordinátakomponens), akkor $\langle ax^2 \rangle = \frac{1}{2} kT$, azaz a Hamilton ezen részére átlagosan $\frac{1}{2} kT$ energia jut. Ez az ekvipartíció tétele. A kanonikus formalizmus alapképleteit használva könnyen belátható.

Az ekvipartíció tétel sok egyszerű eredményt ad, ilyen pl.:

Egyatomos ideális gáz energiája:

$$E = \frac{3}{2} NkT$$

Dulong-Petit szabály: Eredetileg empirikus összefüggés a szilárdtestek hőkapacitásáról. Akkor kapható meg, ha feltételezzük, hogy a szilárd test N független 3 dimenziós oszcillátorból áll. Ekkor

$$C_V = 3Nk.$$

Egyensúly körüli fluktuációk

Az energia várható értéke:

$$\langle E \rangle = \frac{1}{Z} \sum E_i e^{-\beta E_i} = -\frac{1}{Z} \frac{\partial Z}{\partial \beta}$$

hasonlóan

$$\langle E^2 \rangle = \frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial \beta^2}$$

Az energiafluktuációk négyzete:

$$\langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2 = \frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial \beta^2} - \left(\frac{1}{Z} \frac{\partial Z}{\partial \beta} \right)^2 = -\frac{\partial \langle E \rangle}{\partial \beta} = kT^2 \frac{\partial \langle E \rangle}{\partial T} = kT^2 C_V$$

Kihhasználva, hogy a hőkapacitás és az energia extenzív mennyiségek révén arányosak N-el relatív fluktuációk:

$$\sqrt{\frac{\langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2}{E^2}} \propto \frac{1}{\sqrt{N}}$$

ami, mivel N nagyon nagy szám (10^{23}) arra utal, hogy a fluktuációk makroszkopikus testek esetén nagyon kicsik. Kérdéses azonban, hogy mekkora az arányossági tényező, ez ugyanis fázisátalakulások közelében nagyon megnőhet.

A szabadenergia

Ha E energiához $\Omega(E)$ állapot tartozik, akkor az állapotösszeg:

$$Z = \sum \Omega(E) e^{-\beta E}$$

a termodinamikai limitben az energiaeloszlás Dirac-delta szerű, ezért

$$k_b \ln Z = S - \frac{E}{T}$$

innen a szabadenergia termodinamikai definícióját felhasználva:

$$F = E - TS = -kT \ln Z$$

A szabadenergia szemléletesen egy zárt rendszerből kinyerhető hasznos munkát méri állandó hőmérsékleten és nyomáson.

Annak a valószínűsége, hogy egy x extenzív mennyiség értéke x legyen:

$$P(x) = \frac{1}{Z} \sum_E \Omega(E, x) e^{-\beta E}$$

kihasználva, hogy a makroszkopikus testek esetén E eloszlása nagyon keskeny a szummát egyszerűen a legvalószínűbb értékkel helyettesíthetjük:

$$P(x) \approx \frac{1}{Z} \Omega(\bar{E}, x) e^{-\beta \bar{E}} = \frac{1}{Z} e^{S(x)/k - \beta E} = \frac{1}{Z} e^{-\beta F(x)}$$

vagyis az egyensúly (a legvalószínűbb állapot) feltétele F minimuma.

Nagykanonikus sokaság

Ha a kis rendszer a nagy rendszertől nem csak hőt vehet át, hanem a részecskék is "átmehetnek a falon", akkor nagykanonikus sokaságról beszélünk, ekkor az energia és a részecskeszám átlagértékét tekintjük adottnak:

$$\int E \cdot \rho \cdot d\Gamma = \langle H \rangle$$

$$\int N \cdot \rho \cdot d\Gamma = \langle N \rangle$$

A Lagrange-multiplikátor módszer szerint az eloszlásfüggvény:

$$\rho(i) = \frac{1}{Q} e^{-\beta E + \alpha N}$$

ahol $-\beta$, α a különböző mellékfeltételekhez tartozó Lagrange-multiplikátorok. A kanonikus eloszlásnál leírthoz hasonló elemzés szerint pedig

$$\beta = \frac{1}{kT}$$

$$\alpha = \frac{\mu}{kT}$$

a normáláshoz szükséges Q tényező pedig:

$$Q = \sum_N \sum_i e^{-\beta(E_N(i) - \mu \cdot N)}$$

illetve a klasszikus esetben:

$$Q = \sum_N \int \frac{e^{-\beta(E_N - \mu \cdot N)} d\Gamma}{h^{3N} N!}$$

A nagykanonikus potenciál

$$Q = \sum \Omega(E, N) e^{-\frac{E}{kT} + \frac{\mu N}{kT}}$$

termodinamikai határesetben az eloszlások élesek:

$$k \cdot \ln Q = S - \frac{E}{T} + \frac{\mu N}{T}$$

a nagykanonikus potenciál termodinamikai definícióját használva:

$$\Phi = E - TS - \mu N = -kT \ln Q$$

A nagykanonikus potenciál (vagy Landau-potenciál) minimuma lesz az egyensúly feltétele nagykanonikus sokaság esetében. Ez a szabadenergiánál leírthoz hasonló gondolatmenettel belátható. Kémiai egyensúlyban tehát Φ minimális.

A klasszikus ideális gáz

Az eddigiek alkalmazásaként lássuk a klasszikus részecskékből álló nem kölcsönható gáz példáját.

Bernoulli-formula(*)

Tekintsünk egy nagyon egyszerű modellt. Egy valamilyen edényben lévő klasszikus ideális gáz esetén, feltéve, hogy erő csak a fallal való ütközéskor lép fel, a viriál:

$$\int_S \vec{F} \vec{r} dS = -p \int \vec{n} \vec{r} dS = -p \int_V \nabla \vec{r} dV = -3pV$$

Továbbá:

$$\frac{d}{dt} \sum p_i r_i = \sum \dot{p}_i r_i + \sum p_i \dot{r}_i$$

egyenlet időátlagolásával:

$$0 = \langle \sum F_i r_i \rangle + 2N \langle \epsilon \rangle$$

ahol ϵ egy részecske energiája. A két egyenlet összeolvasásával

$$pV = \frac{2}{3} N \langle \epsilon \rangle$$

Maxwell gondolatmenete

Maxwell gyakorlatilag még a statisztikus fizika megszületése előtt levezette az ideális gáz sebességeloszlását. Annak a valószínűsége, hogy egy atom sebessége d^3v -be esik:

$$f(\vec{v}) d^3v$$

Maxwell gondolatmenete a következő volt:

- Nincs kitüntetett irány

vagyis $f(|\vec{v}|)$ szerint függ, vagyis f -nek v szerinti gradiense párhuzamos v -vel:

$$\frac{1}{v_x} \frac{\partial f(\vec{v})}{\partial v_x} = \frac{1}{v_y} \frac{\partial f(\vec{v})}{\partial v_y} = \frac{1}{v_z} \frac{\partial f(\vec{v})}{\partial v_z}$$

- v_x, v_y, v_z független

$$f(v) = g(v_x)g(v_y)g(v_z)$$

ezért:

$$\frac{g'(v_x)}{v_x g(v_x)} = \frac{g'(v_y)}{v_y g(v_y)} = \frac{g'(v_z)}{v_z g(v_z)} = -2\alpha$$

Ennek a differenciálegyenletnek a megoldása:

$$g(v_i) = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} e^{-\alpha v_i^2}$$

ahol már g normáltóságát is kihasználtuk. α értékét megkaphatnánk az ekvipartíció felhasználásával, hiszen

$$\langle v_x^2 \rangle = \frac{1}{2\alpha},$$

de ez Maxwell idejében még általánosan nem volt ismert. Helyette a Bernoulli-formula és az ideális gáz

állapotegyenletének kombinálásával jutott arra a következtetésre, hogy $\alpha = \frac{m}{2kT}$. A sebesség abszolút értéke szerinti eloszlás:

$$F(v)dv = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} 4\pi v^2 dv$$

Kanonikus sokaságban

Természetesen a kanonikus sokaság ismeretében a sebességeloszlás rögtön leolvasható az alapképletből. Több is megtehető azonban. Megkapható ugyanis az ideális gáz állapotegyenlete. Az állapotösszeg $3N$ Gauss-integrál kiszámítása után:

$$Z = \frac{V^N}{h^{3N} N!} (2\pi mkT)^{3N/2}$$

A szabadenergia:

$$F = -kT \ln Z = -kT (N \ln V - 3N \ln h - \ln N! + \frac{3N}{2} \ln (2\pi mkT))$$

A nyomás:

$$p = -\frac{\partial F}{\partial V} = kT \frac{N}{V}$$

Záróvizsga tematika

Tételek A klasszikus mechanika alapjai | A klasszikus mechanika elméleti tárgyalása | A relativitás elmélet alapjai | Egzaktnál megoldható fizika problémák | Folytonos közegek mechanikája | Fenomenologikus termodinamika | Elektro- és magnetosztatika, áramkörök | Elektrodinamika | Hullámegyenlet és hullámoptika | Geometriai optika és alkalmazásai | A kvantumelmélet alapvető kísérletei | A kvantummechanika elméleti háttere | Atom- és molekulaszervezet | A magfizika alapjai | **A termodinamika statisztikus alapozása** | Kvantumstatisztikák | Kölcsönható rendszerek, mágneses anyagok | Kristályos anyagok fizikája | Nemelegensúlyi folyamatok leírása | Az asztrofizika alapjai

A lap eredeti címe: „http://mafihe.hu/~wiki/wiki/index.php/A_termodinamika_statisztikus_alapoz%C3%A1sa”

- A lap utolsó módosítása: 2009. augusztus 19., 20:47