

Չերմադինամիկական պրոցես: Շրջելի և ոչ շրջելի պրոցեսներ: Քվազիստատիկ պրոցես:

Մարմարական մարմինների համախումբը, որոնք փոխանակվում են էներգիայով և փոխազրում են ինչպես միմյանց, այնպես էլ՝ այլ մարմինների հետ (արտաքին միջավայրի հետ), ընդունված է անվանել **Չերմադինամիկական համակարգ**: Չերմադինամիկական համակարգի վիճակը տրվում է այդ համակարգի հատկությունները բնութագրող ֆիզիկական մեծությունների համախմբով, որոնք կոչվում են համակարգի **ջերմադինամիկական պարամետրեր** (վիճակի պարամետրեր): Սովորաբար, որպես վիճակի պարամետրեր ընտրվում են ջերմաստիճանը, ձնշումը, տեսակարար ծավալը: Եթե վիճակի պարամետրերը ժամանակի ընթացքում մնում են անփոփոխ, ապա ասում են, որ համակարգը գտնվում է **ջերմադինամիկական հավասարակշռության** վիճակում: Իրականում, վիճակի պարամետրերը կարող են փոփոխվել: Մարմարական համակարգի անցումը մի ջերմադինամիկական վիճակից մյուսին, որի ժամանակ փոփոխվում է ջերմադինամիկական համակարգի վիճակը բնութագրող մակրոսկոպական պարամետրերից գոնեք մեկը (օրինակ ջերմաստիճանը կամ ծավալը) կոչվում է **ջերմադինամիկական պրոցես**:

Ամեն մի պրոցես գուգակցվում է համակարգի ջերմադինամիկական հավասարակշռության խախտումով, այսինքն պրոցեսում մարմինը անցնում է ոչ հավասարակշռված վիճակների հաջորդականության միջով: Բայց եթե պրոցեսը կատարվի անվերջ դանդաղ (այդ դեպքում պրոցեսը կոչվում է **քվազիստատիկ**), ապա կարելի է հասնել նրան, որ ամեն մի միջանկյալ վիճակ լինի հավասարակշիռ: Այդպիսի հավասարակշիռ վիճակների հաջորդականությունից կազմված պրոցեսը անվանում են **հավասարակշիռ պրոցես**: Ուրեմն քվազիստատիկ պրոցեսները հավասարակշիռ պրոցեսներ են:

Պրոցեսները կարող են լինել **դարձելի** և **ոչ դարձելի**: Պրոցեսը կոչվում է **դարձելի**, եթե այն կարող է ընթանալ ինչպես ուղիղ, այնպես էլ հակադարձ ուղղություններով, ընդ որում, եթե հնարավոր է իրականացնել համակարգի ետադարձ անցումը վերջնական վիճակից նախնականին նույն միջանկյալ վիճակների միջով այնպես, որ արդյունքում ոչ մի փոփոխություն տեղի չունենա շրջակա միջավայրում և այդ համակարգում : Դարձելի պրոցեսը ֆիզիկական արատրակցիա է, իրական պրոցեսների դիեալականացում: Որպես դարձելիությանը մոտեցող պրոցեսի օրինակ կարելի է դիտարկել երկար կախոցով ծանր ճռճանակի տատանումները: Այս դեպքում կինետիկ էներգիան գործնականորեն լրիվ վերածվում է պոտենցիալ էներգիայի և հակառակը: Տատանումները տեղի են ունենում երկար ժամանակ առանց լայնույթի նկատելի փոփոխության՝ միջավայրի դիմադրության և շփման ուժերի աննշան լինելու հետևանքով:

Ցանկացած պրոցես, որը չի բավարարում վերը նշված պայմաններին, կլինի ոչ **դարձելի** պրոցես: Շփման առկայությամբ կամ տաք մարմնից սառը մարմնին ջերմատվությամբ ուղեկցվող կամայական պրոցես **ոչ դարձելի** է: Ոչ դարձելի պրոցես է, օրինակ, զագի ընդարձակումը (նույնիսկ իրեալական) դատարկության մեջ: Ընդարձակվելով, զագի չի հաղթահարում միջավայրի դիմադրությունը, աշխատանք չի կատարում, սակայն, որպեսզի զագի բոլոր մոլեկուլները հավաքվեն նախկին ծավալում, այսինքն՝ զագը բերվի

սկզբնական (նախնական) վիճակին, անհրաժեշտ է աշխատանք կատարել, հետևաբար արտաքին միջավայրում փոփոխություն առաջացնել:

Այսպիսով, բոլոր իրական պրոցեսները ոչ դարձելի են, քանի որ նրանք միշտ ուղեկցվում են էներգիայի դիսիպացիայով (ցրումով): Բայց և այնպես դարձելի պրոցեսների դիտարկումը կարևոր է երկու պատճառով: 1) Բնության մեջ և տեխնիկայում տեղի ունեցող պրոցեսների մեծամասնությունը մոտ են դարձելի լինելուն: 2) Դարձելի պրոցեսների համար ՕՕԳ-երը ամենամեծն են, ինչը հնարավորություն է տալիս նշել իրական շարժիչների ՕՕԳ-երի մեծացման ուղիները:

Զերմադինամիկայում կարևոր նշանակություն ունեն այնպիսի պրոցեսները, երբ զերմադինամիկական համակարգը պրոցեսի վերջում գալիս է սկզբնական վիճակին, և այդ վիճակը բնորոշող պարամետրերն ընդունում են նախնական արժեքները: Այդպիսի պրոցեսները կոչվում են *շրջանային* պրոցեսներ կամ *ցիկլեր*: Եթե համակարգն, անցնելով մի շաբաթ վիճակներով, վերադառնում է իր սկզբնական վիճակին, ապա ասում են, որ տվյալ համակարգը կատարում է ցիկլ:

Զերմադինամիկայի երկրորդ օրենքի Թումսոնի և Կլաուզիուսի ձևակերպումները: Երկրորդ սեռի հավերժական շարժիչ ստեղծելու անհնարինությունը:

Զերմադինամիկայի երկրորդ օրենքը: Զերմադինամիկայի առաջին սկզբունքը, արտահայտելով էներգիայի պահպանման և փոխակերպման օրենքը, հնարավորություն չի տալիս որոշել զերմադինամիկական պրոցեսների ընթացքի ուղղությունը: Բացի այդ, կարելի է նշել առաջին սկզբունքին չհակասող պրոցեսներ, որոնցում էներգիան պահպանվում է, սակայն բնության մեջ նրանք տեղի չեն ունենում:

Ենթելով զերմային մեքենաների աշխատանքի և բնության մեջ տեղի ունեցող երևույթների ուսումնասիրություններից, հնարավոր եղավ ձևակերպել հետևյալ եղակացությունը, որը կոչվում է *զերմադինամիկայի երկրորդ օրենք*: Այս *օրենքով* որոշվում է, թե բնության մեջ որ պրոցեսներն են հնարավոր, ինչպես նաև՝ որոշվում է էներգիայի փոխակերպման հետ կապված պրոցեսների ուղղությունը: Զերմադինամիկայի երկրորդ օրենքը ներկայացվում է տարբեր ձևակերպումներով:

1) Ըստ *Կլաուզիուսի* (գերմանական ֆիզիկոս) *հնարավոր չեն այնպիսի պրոցեսներ,* *որոնց միակ և վերջնական արդյունքը լինի որոշ քանակի զերմության անցումը ավելի պակաս տաք մարմնից ավելի տաք մարմնին*: Այլ բառերով զերմությունը ինքնարերաբար չի կարող անցնել սառը մարմիններից տաք մարմիններին: Սա չի նշանակում որ այդպիսի պրոցես ընհանրապես հնարավոր չէ, բայց դա չի լինի միակ և վերջնական արդյունք (սառնարաններում դա տեղի է ունենում, բայց ուղեկցվում է կոմպրեսորի կատարվող աշխատանքով):

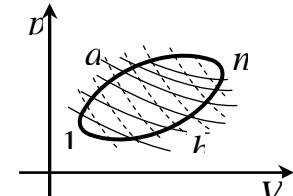
2) Ըստ *Թումսոնի* (անգլիական ֆիզիկոս, լորդ *Կելվին*) *հնարավոր չեն այնպիսի պրոցեսներ,* *որոնց միակ և վերջնական արդյունքը լինի որոշ քանակի զերմության անջատումը որևէ մարմնից և լիովին այդ զերմաքանակի վերածումը աշխատանքի*: Այս

պնդումը նույնպես չի նշանակում որ ընդհանրապես այդպիսի պրոցես անհնարին է, բայց դա չի լինի միակ և վերջնական արդյունք:

3) Հայտնի է, որ ջերմադինամիկայի առաջին սկզբունքի համաձայն անհնարին է առաջին կարգի հավերժական շարժիչի ստեղծումը, քանի որ առանց էներգիա ստանալու հնարավոր չէ աշխատանք կատարել: Սակայն, օգտագործելով ջերմադինամիկայի առաջին սկզբունքով արգելված պրոցեսներ, կարելի էր ստեղծել շարժիչ, որոնք կկատարեին աշխատանք օվկիանոսներից ստացվող ջերմության հաշվին: Ըստ Էության, այդպիսի շարժիչը հավասարագոր կլիներ հավերժական շարժիչին (դրան անվանում են երկրորդ կարգի հավերժական շարժիչ): Բայց այդպիսի շարժիչի աշխատանքը կհակասեր ջերմադինամիկայի երկրորդ սկզբունքին: Ուրեմն ջերմադինամիկայի երկրորդ սկզբունքը կարելի է ձևակերպել նաև հետևյալ կերպ՝ անհնարին է կառուցել երկրորդ կարգի հավերժական շարժիչ այսինքն մի շարժիչ որն աշխատում է մի այլ մարմնի սառեցման հաշվին:

Կառուցիուսի անհավասարությունը: Էնտրոպիա: Էնտրոպիան որպես վիճակի ֆունկցիա:
Էնտրոպիայի աճման օրենքը: Իդեալական զազի էնտրոպիայի հաշվարկը:

Որոշակի մարմնի հետ տեղի ունեցող ցիկլային պրոցեսի դիտարկումից ելնելով մենք կարող ենք նկատել, որ մարմնի մի վիճակից մյուսին անցման ժամանակ նրա ստացած կամ նրանից անջատված Q ջերմաքանակը ընդհանուր առմամբ կախված է մի վիճակից մյուսին անցման եղանակից, այսինքն չի որոշվում մարմնի սկզբնական և վերջնական վիճակներով: Այլ բառերով ասած՝ Q -ն վիճակի ֆունկցիա չէ: Սակայն պարզվում է, որ կարելի է գտնել Q -ի հետ կապված մի մեծություն, որը վիճակի ֆունկցիա է: Դրա համար հիշենք, որ դարձելի ցիկլով աշխատող ջերմային մեքենայի OФԳ-ն կարելի է որոշել հետևյալ առնչություններվ՝



$$\left(\frac{Q_1 - |Q_2|}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \right) \Rightarrow \left(1 - \frac{|Q_2|}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \right) \Rightarrow \left(\frac{|Q_2|}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1} \right) \Rightarrow \left(\boxed{\frac{Q_1}{T_1} = \frac{|Q_2|}{T_2}} \right):$$

Ստացված արտահայտության մեջ (Q/T) -ն, որտեղ Q -ն T ջերմաստիճանում ջեռուցիչից *իզոթերմ ձանապարհով* մարմնի ստացած ջերմաքանակն է, անվանվում է *բերված ջերմաքանակ*: Կառույի ցիկլի դիտարկումից հետևում է, որ (Q/T) -ն նույն է տարբեր իզոթերմերի համար: Որպեսզի հասկանալի դառնա նրա առանձնահատկությունը, դիտարկենք մի որոշակի *1anb1* դարձելի ցիկլ, որը պատկերված է կից նկարում բերված pV դիագրամի վրա: Գրաֆիկի վրա տանենք մի շարք իրար անվերջ մոտ աղիաբատներ: *1an* և *nb1* գծերը կբաժանվեն մի շարք անվերջ փոքր հատվածների: Այս հատվածների կենտրոններով տանենք իզոթերմեր: Այդ դեպքում *1an* և *nb1* գծերը կարելի համարել

բաղկացած մեծ թվով իզոքերմերից, որոնց վրա բանող մարմինը ստանում է δQ_{ai} ջեմություն T_{ai} ջերմաստիճանում և տալիս է δQ_{bi} ջեմություն T_{bi} -ում: Բայց երկու իզոքերմով և երկու աղիարատով սահմանափակված մակերեսը Կառնոյի ցիկլ է, որի համար կարելի է գրել $\frac{\delta Q_{ai}}{T_{ai}} = \frac{|\delta Q_{bi}|}{T_{bi}}$: Եթե այժմ բոլոր հատվածների համար գրված արտահայտությունների ձախ և

աջ մասերը գումարենք, ապա կստանանք $\sum_i \frac{\delta Q_{ai}}{T_{ai}} = \sum_i \frac{|\delta Q_{bi}|}{T_{bi}}$, որից հետևում է, որ բերված

ջերմաքանակների գումարը կախված չէ այն բանից, թե ինչ ձանապարհով է կատարվել 1-ին վիճակից n -րդ վիճակին անցումը, այլ կախված է միայն սկզբնական և վերջնական վիճակներից: Այն դեպքում, եթե ջերմային շարժիչը աշխատում է ոչ դարձելի ցիկլով (ինչպես բոլոր իրական շարժիչները), $\left(\frac{Q_1 - |Q_2|}{Q_1} < \frac{T_1 - T_2}{T_1} \right)$, կամ $\left(\frac{Q_1}{T_1} < \frac{|Q_2|}{T_2} \right) \Rightarrow \left(\frac{Q_1}{T_1} - \frac{|Q_2|}{T_2} < 0 \right)$: Հաշվի

առնելով, որ ըստ պայմանավորվածության համակարգի ստացած ջերմությունը համարվում է դրական, իսկ տրվածը՝ բացասական $\{(-|Q_2|) = Q_2\}$, կարող ենք գրել

$\left(\frac{Q_1}{T_1} - \frac{|Q_2|}{T_2} < 0 \right) \Rightarrow \left(\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} < 0 \right)$: Բերված ջերմաքանակների գումարի համար կունենաք

$\sum_i \frac{\delta Q_{ai}}{T_{ai}} + \sum_i \frac{\delta Q_{bi}}{T_{bi}} = 0$ դարձելի ցիկլի համար և $\sum_i \frac{\delta Q_{ai}}{T_{ai}} + \sum_i \frac{\delta Q_{bi}}{T_{bi}} < 0$ ոչ դարձելի ցիկլի համար:

Ստացված արդյունքները կարելի է միավորել մեկ բանաձեւի մեջ $\boxed{\sum_i \frac{\delta Q_i}{T_i} \leq 0}$ (հավա-

սարության նշանը դարձելի, անհավասարությանը՝ ոչ դարձելի պրոցեսների համար): Ստացված արտահայտությունը համակարգի վիճակի անընդհատ փոփոխության դեպքում ընդունում է $\boxed{\int \frac{\delta Q}{T} \leq 0}$ տեսքը: Այս առնչությունը անվանում են *Կլառողիուսի անհավասարություն*:

Դիցուք գործ ունենք *1anb1* (տես նկ.) շրջանային դարձելի ցիկլի հետ: Այդ դեքում

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \int_{1a}^n \frac{\delta Q}{T} + \int_{nb}^1 \frac{\delta Q}{T} = 0 \Rightarrow \int_{1a}^n \frac{\delta Q}{T} = - \int_{nb}^1 \frac{\delta Q}{T},$$

և քանի որ պրոցեսը դարձելի է, ապա $-\int_{nb}^1 \frac{\delta Q}{T} = \int_{lb}^n \frac{\delta Q}{T}$, որտեղից հետևում է $\int_{1a}^n \frac{\delta Q}{T} - \int_{lb}^n \frac{\delta Q}{T}$, կամ

$\int_{1a}^n \frac{\delta Q}{T} = \int_{lb}^n \frac{\delta Q}{T}$: Սա նշանակում է, որ $\int \frac{\delta Q}{T}$ ինտեգրալի արժեքը կախված չէ այն բանից, թե ինչ

ուղիղով է տեղի ունենում անցումը 1 -ին վիճակից n -րդ վիճակին, իսկ դա իր հերթին նշանակում է, որ ինտեգրալը արտահայտում է մարմնի վիճակը բնութագրող մի որոշակի *S*

ֆունկցիայի փոփոխություն: Այդ ֆունկցիան անվանում են **էնտրոպիա** : Ուրեմն, որևէ համակարգի էնտրոպիայի փոփոխությունը որոշվում է $\boxed{\Delta S = S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}}$ բանաձևով:

Կլառուզիուսի անհավասարությունից հետևում է, որ դարձելի պոցեսներում $\Delta S = 0$: Զերմանինամիկայում ապացուցվում է, որ ոչ դարձելի պոցեսներում $\Delta S > 0$: Այս պնդումները վերաբերվում են փակ (մեկուսացված) համակարգերին: Ուրեմն, փակ համակարգի էնտրոպիան կարող է կամ աճել, կամ մնալ անփոփոխ՝ $\Delta S \geq 0$: Էնտրոպիայի արժեքը որոշվում է հաստատունի ձշությամբ, այսինքն՝ էնտրոպիայի փոփոխությունն է, որ ունի ֆիզիկական իմաստ:

Եթե համակարգը կատարում է հավասարակշիռ անցում մի վիճակից մյուսին, ապա էնտրոպիայի փոփոխությունը կարելի է որոշել $\Delta S = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} = \int_1^2 \frac{dU + \delta A}{T}$ բանաձևով:

Կիրառելով այս արտահայտությունը՝ գտնենք իդեալական գազի հետ տեղի ունեցող պրոցեսներում էնտրոպիայի փոփոխությունը :

$$\text{Քանի որ } dU = \frac{m}{\mu} c_{\mu V} dT \text{ և } \delta A = p dV = \frac{m}{\mu} R \frac{dV}{V}, \text{ ապա } \Delta S = \frac{m}{\mu} c_{\mu V} \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} + \frac{m}{\mu} R \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V}$$

$$\Rightarrow \boxed{\Delta S = \frac{m}{\mu} \left(c_{\mu V} \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} \right)}$$

այսինքն, իդեալական գազի էնտրոպիայի փոփոխությունը մի վիճակից մյուսին անցնելիս կախված չէ ($1 \rightarrow 2$) պրոցեսի անցման տեսակից (եղանակից):

Քանի որ աղիաբատ պրոցեսի համար $\delta Q = 0$, ապա $\Delta S = 0$ և, հետևաբար, $S = const$, այսինքն՝ աղիաբատ դարձելի պրոցեսի ընթացքում համակարգի էնտրոպիան մնում է հաստատուն : Իզոթերմ պրոցեսի դեպքում, եթե $T_1 = T_2$, ունենում ենք՝ $\Delta S = \frac{m}{\mu} R \ln \frac{V_1}{V_2}$: Իզոխոր պրոցեսում ($V_1 = V_2$)՝ $\Delta S = \frac{m}{\mu} c_{\mu V} \ln \frac{T_2}{T_1}$:

Մակրոսկոպական համակարգի մակրո և միկրովիճակներ: Վիճակագրական կշիռ:
Էնտրոպիայի վիճակագրական իմաստը: Բուցմանի բանաձևը: Էնտրոպիայի աճման օրենքի վիճակագրական մեկնարանությունը:

Զերմադինամիկայում ուսումնասիրվող պրոցեսներն ու հասկացությունները քննարկվում են նաև վիճակագրական ֆիզիկայի տեսանկյունից: Մասնավորապես, էնտր-

պիայի հասկացության ավելի խոր իմաստը բացահայտվում է վիճակագրական ֆիզիկայում, կապելով այն համակարգի վիճակի ջերմադինամիկական հավանականության հետ:

Ինչպես հայտնի է, եթե համակարգի վիճակը բնութագրվում է այն նկարագրող մակրոսկոպական (p, V, T) պարամետրերի օգնությամբ, ապա այդպիսի վիճակը կոչվում է *մակրովիճակ*, որն էլ դիտվում է փորձով: Եթե համակարգը գտնվում է հավասարակշիռ վիճակում, համակարգը նկարագրող պարամետրերը մնում են հաստատուն և, հետևաբար, մակրովիճակը չի փոփոխվում: Դրա հետ միասին, համակարգը կազմող մասնիկները անընդհատ տեղաշարժվում են և հարվածների արդյունքում փոփոխում են իրենց իմպուլսը, ինչի հետևանքով համակարգի միկրովիճակները փոփոխվում են: Այստեղից հետևում է, որ ամեն մի մակրովիճակ իրականացվում է տարբեր եղանակներով,

1) $\begin{array}{|c|c|c|c|} \hline \bullet & \bullet & \bullet & \bullet \\ \hline \end{array}$
 2) $\begin{array}{|c|c|c|c|} \hline \bullet & \bullet & \bullet & \bullet \\ \hline \end{array}$
 3) $\begin{array}{|c|c|c|c|} \hline \bullet & \bullet & \bullet & \bullet \\ \hline \end{array}$
 4) $\begin{array}{|c|c|c|c|} \hline \bullet & \bullet & \bullet & \bullet \\ \hline \end{array}$
 5) $\begin{array}{|c|c|c|c|} \hline \bullet & \bullet & \bullet & \bullet \\ \hline \end{array}$

որոնցից յուրաքանչյուրին համապատասխանում է համակարգի որոշակի միկրովիճակ: Վիճակագրական ֆիզիկայում համակարգի տվյալ մակրովիճակն իրականացնող միկրովիճակների թիվը կոչվում է համակարգի W ջերմադինամիկական հավանականություն կամ *վիճակագրական կշիռ*: Պարզաբանենք օրինակով:

Դիցուք անոթում գտնվում է գազի վեց մոլեկուլ՝ a, b, c, d, e, f :

Մտովի անոթը բաժանենք երեք հավասար մասերի: Անկանոն կերպով խառնվելով՝ մոլեկուլներն առաջացնում են [1), 2), 3), 4), 5)] մակրոբաշխումներ, որոնք ներկայացված են կից նկարում: Ցանկացած մակրոբաշխում, օրինակ 1)-ը, եթե անոթի յուրաքանչյուր մասում գտնվում է երկուական մոլեկուլ, իրագործվում է մի շարք միկրոբաշխումներով, որոնք ներկայացված են հաջորդ նկարում: Մաթեմատիկայում ցույց է տրվում, որ *վիճակագրական կշիռը* (*ջերմադինամիկական հավանականությունը*), այսինքն N մասնիկների միկրոբաշխումներն n վիճակներով (օրինակ՝ վեց մասնիկ անոթի երեք մասերում) որոշվում է $W = \frac{N!}{N_1! N_2! \dots N_n!}$ բանաձևով, որտեղ N_1 -ը մասնիկների թիվն երկրորդ վիճակում (անոթի երկրորդ մասում), N_2 -ը մասնիկների թիվը երկրորդ վիճակում (անոթի երկրորդ մասում), N_n -ը մասնիկների թիվը n -երորդ վիճակում (անոթի n -երորդ մասում): Հաշվենք նկարում բերված 1), 2), 3), 4), 5) մակրովիճակների ջերմադինամիկական հավանականությունները, եթե 6 մոլեկուլներ բաշխվում են անոթի 3 մասերում:

$$W = \frac{6!}{2!2!2!} = 90 \quad (1\text{-ին վիճակի համար}), \quad W = \frac{6!}{3!2!1!} = 60 \quad (2\text{-րդ վիճակի համար}),$$

$$W = \frac{6!}{3!3!0!} = 20 \quad (3\text{-րդ վիճակի համար}), \quad W = \frac{6!}{4!2!0!} = 15 \quad (4\text{-րդ վիճակի համար}), \quad W = \frac{6!}{6!0!0!} = 1 \quad (5\text{-րդ վիճակի համար}):$$

Ինչպես հետևում է հաշվումներից, հավասարաշափ բաշխում իրականացնող եղանակների թիվը ամենամեծն է, հետևաբար կարելի է ասել, որ այդ վիճակի

Չերմադինամիկական հավանականությունը ամենամեծն է : Մյուս կողմից, ջերմադինամիկայից հայտնի է, որ հավասարակշիռ վիճակին համապատասխանում է էնտրոպիայի ամենամեծ արժեքը: Այս փաստը հնարավորություն տվեց Բոլցմանին ենթադրել, որ S էնտրոպիայի և W ջերմադինամիկական հավանականության միջև գոյություն ունի որոշակի կապ, որը նա ներկայացրեց $S = k \ln W$ բանականությունը: Այստեղ k -ն Բոլցմանի հաստատունն է: Այսպիսով, էնտրոպիան ուղիղ համեմատական է ջերմադինամիկական հավանականության լոգարիթմին:

Էնտրոպիայի վիճակագրական իմաստն այն է, որ մեկուսացած համակարգի էնտրոպիայի մեծացումը կախված է այդ համակարգի ավելի քիչ հավանական վիճակից ավելի մեծ հավանականություն ունեցող վիճակի անցման հետ:

Յուրաքանչյուր մարմին, որպես կանոն, բացարձակ զրո ջերմաստիճանում գտնվում է մի վիճակում, որի ջերմադինամիկական հավանականությունը հավասար է մեկի: Համաձայն Բոլցմանի բանաձևի, այդ դեպքում էնտրոպիան հավասար է զրոյի: Այստեղից հետևում է, որ ցանկացած մարմինի էնտրոպիան ձգուում է զրոյի, եթե ջերմաստիճանը ձգուում է զրոյի: Այս պնդումն անվանում են *Ներնստի թեորեմ* կամ ջերմադինամիկայի երրորդ սկզբունք: Ջերմադինամիկայի երկրորդ օրենքի վիճակագրական բնութագիրը բացահայտող ձևակերպումներից մեկը Բոլցմանի ձևակերպումն է: բնության մեջ բոլոր պրոցեսներն ընթանում են վիճակի հավանականության մեծացուման ուղղությամբ: Օրինակ, գազերում դիֆուզիայի պրոցեսն ընթանում է այն պատճառով, որ մոլեկուլների հավասարաչափ բաշխումն ամբողջ ծավալով վիճակագրորեն ավելի հավանական է: Ջերմադինամիկայի երկրորդ օրենքը շատ թվով մասնիկներից բաղկացած փակ համակարգերի համար իրագործվող վիճակագրական օրենք է: Երկրորդ օրենքը կիրառելի չէ անվերջ թվով մասնիկներից բաղկացած համակարգերի համար, քանի որ այդպիսի համակարգերի համար բոլոր վիճակները հավասարահավանական են: