

Մարմինների հատկությունների ուսումնասիրության ջերմադինամիկական մեթոդը

Մարմինների տարբեր հատկությունները և նյութի վիճակի փոփոխություններն ուսումնասիրվում են (մոլեկուլային-կինետիկ տեսության հետ մեկտեղ) նաև ջերմադինամիկայում: Սակայն, ի տարբերություն մոլեկուլային-կինետիկ տեսության, ջերմադինամիկան ուսումնասիրում է մարմինների և բնության երևույթների մակրոստպիկ հատկությունները, առանց նրանց միկրոսկոպիկ հատկությունները նկատի ունենալու: Ջերմադինամիկայի հիմքում ընկած են մի քանի հիմնական օրենքներ, որոնք սահմանվել են մեծ թվով փորձնական փաստերի ընդհանրացման հիման վրա: Այդ պատճառով ջերմադինամիկայի եզրակացությունները կրում են շատ ընդհանուր բնույթ:

Համակարգի (մարմնի) ներքին էներգիա: Ներքին էներգիան որպես վիճակի ֆունկցիա : Իդեալական գազի ներքին էներգիան՝ արտահայտված մոլեկուլի ազատության աստիճանների թվով:

p, V, T, n պարամետրերից բացի, $\$$ իզիկական համակարգը (գազը) նկարագրող կարևորագույն հասկացություններից է նաև U ներքին էներգիայի հասկացությունը: N մասնիկներից կազմված համակարգի ներքին էներգիա ասելով հասկանում ենք այդ մասնիկների զանգվածների կենտրոնի նկատմամբ քառսային շարժման կինետիկ էներգիաների և միմյանց հետ փոխազդեցույթյան պոտենցիալ էներգիաների գումարը: Ակնհայտ է, որ սա իր մեջ չի ներառում համակարգի՝ որպես ամբողջության, պոտենցիալ և կինետիկ էներգիաները:

$$U = \langle \sum W_k \rangle + \langle \sum W_p \rangle$$

Համակարգի ներքին էներգիան վիճակի ֆունկցիա է: Դա նշանակում է, որ յուրաքանչյուր վիճակում համակարգը բնութագրվում է ներքին էներգիայի մի որոշակի U արժեքով: Իրոք, եթե միևնույն վիճակում համակարգը ունենար ներքին էներգիայի երկու տարբեր արժեքներ՝ U_1 և U_2 , ապա $(U_2 - U_1)$ էներգիաների տարբերության շնորհիվ համակարգը կկատարեր աշխատանք առանց փոփոխվելու: Իսկ դա հակասում է համընդանուր էներգիայի պահպանման օրենքին: Ուրեմն U -ն միարժեք ֆունկցիա է p, V, T, n ջերմադինամիկական պարամետրերից: Հետևաբար, եթե համակարգը մի վիճակից մյուսին է անցնում, նրա ներքին էներգիայի փոփոխությունը կախված չէ անցման ձևից, այլ կախված է միայն սկզբնական և վերջնական վիճակներից:

Այժմ հաշվենք ներքին էներգիան պարզագույն համակարգի՝ իդեալական գազի համար: Քանի որ իդեալական գազի մոլեկուլների միջև փոխազդեցությունը բացակայում է, ապա նրա ներքին էներգիան հավասար է գազի բոլոր N մոլեկուլների կինետիկ էներգիաների գումարին՝

$$U = N \frac{i}{2} kT = \frac{N}{N_A} \frac{i}{2} (N_A k) T = \nu \frac{i}{2} RT$$

Բանաձևի մեջ կատարված են նշանակումներ՝ $\nu = \frac{N}{N_A} = \frac{m}{\mu}$, $R = kN_A$:

Մեկ մոլ գազի ներքին էներգիան կլինի՝ $U = \frac{i}{2} RT$: Եթե գազը միատում է, ապա $U = \frac{3}{2} NkT = \frac{3}{2} \vartheta RT$: Երկատում մոլեկուլներից կազմված գազի ներքին էներգիան կլինի $U = \frac{5}{2} NkT = \frac{5}{2} \vartheta RT$, քանի որ նրանց i ազատության աստիճանների թիվը հավասար է 5-ի: Երեք և ավելի ատոմներից բաղկացած մոլեկուլներով գազի ներքին էներգիան հավասար է $U = \frac{6}{2} NkT = \frac{6}{2} \vartheta RT$: Ասվածը ձիշտ է ատոմների կոշտ կազի դեպքում (այսինքն՝ եթե մոլեկուլում ատոմների տատանումները բացառում ենք):

Ներքին էներգիայի փոփոխման երկու եղանակները

Որևէ համակարգի ներքին էներգիայի փոփոխություն կարող է տեղի ունենալ, եթե համակարգը ստանում կամ տալիս է էներգիա, իսկ դա կատարվում է երկու տարբեր պրոցեսների միջոցով՝ 1) եթե համակարգը կատարում է A աշխատանք, կամ արտաքին ուժերն են կատարում A' աշխատանք նրա վրա, 2) եթե համակարգը ստանում կամ տալիս է որոշակի Q ջերմաքանակ ջերմափոխանակման պրոցեսում:

Մեխանիկական եղանակ: Շարժական միտոցով գլանը լցված է իդեալական գազով: Դիցուք միտոցի վրա ազդում է արտաքին ուժ, որը կատարում է աշխատանք՝ հաղթահարելով գազի դիմադրության ուժերը: Գազի սեղմման ժամանակ նրա ջերմաստիճանը աճում է, և հետևաբար, ներքին էներգիան մեծանում է միտոցի կողմից մեխանիկական **աշխատանք կատարելու** արդյունքում: Գազի ընդարձակման ժամանակ նրա ներքին էներգիան փոքրանում է՝ վերածվելով շարժվող միտոցի մեխանիկական էներգիայի:

Ջերմափոխանակություն: Էներգիայի փոխանցում տեղի է ունենում նաև **ջերմափոխանակման** պրոցեսներում: Փորձը ցույց է տալիս, որ եթե տարբեր ջերմաստիճաններում գտնվող երկու մարմիններ դնենք հպման մեջ, ապա որոշ ժամանակ անց այդ մարմինների ջերմաստիճանները կհավասարվեն: Ուրեմն տեղի է ունեցել էներգիայի փոխանցում տաք մարմից սառը մարմնին: Այդ փոխանցումը կատարվում է **ջերմահաղորդականության** միջոցով: Քննարկվող օրինակում առաջին մարմնի մոլեկուլների քառսային շարժման կինետիկ էներգիան վերածվում է երկրորդ մարմնի մոլեկուլների քառսային շարժման կինետիկ էներգիայի: Բացի այդ, էներգիայի փոխանցում տեղի է ունենում նաև **ճառագայթման** միջոցով: Ներքին էներգիայի փոխանցման պրոցեսն, առանց մեխանիկական աշխատանք կատարելու (**ջերմահաղորդականությամբ, ճառագայթմամբ**), անվանում են **ջերմափոխանակություն**:

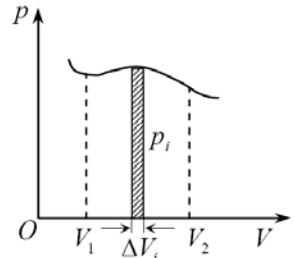
Ջերմափոխանակման պրոցեսներում մի մարմնից մյուսին հաղորդած էներգիան քանակապես բնութագրելու համար կիրառվում է Q **ջերմաքանակ** ֆիզիկական մեծության գաղափարը, որի չափման միավորը **Չոռուլն** է (Q -ն չափվում է նաև **կառիչաներով** կամ **կիլոլորիչաներով**):

Նշենք, որ ջերմաքանակն ու աշխատանքը **ոչ թե էներգիայի տեսակներ են, այլ՝ նրա հաղորդման ձևերը: Ֆիզիկական համակարգը կարող է ունենալ էներգիա, բայց աշխատանքով**

կամ շերմաքանակով օժտված լինել չի կարող: Դրանք հանդես են զալիս միայն էներգիա հաղորդելու պրոցեսում:

Աշխատանքը շերմադինամիկայում և որա երկրաչափական մեկնաբանումը

Դիտարկենք որոշակի գազ, որը ենթարկվում է ընդարձակման կամ սեղմման: Պարզենք, թե ինչպես կարելի է հաշվարկել գազի կատարած աշխատանքն այդ պրոցեսներում: Դիցուք գազը գտնվուն է գլանում S մակերեսով միտցի տակ: Գազի ճնշումը p է: Միտցի վրա գազի գործադրած ուժը կլինի $F = pS$: Ենթադրենք գազը սկսում է շատ դանդաղ ընդարձակվել և բարձրացնում է միտցը այնքան փոքր dh բարձրությամբ, որ գազի p ճնշումը ընդարձակման պրոցեսում կարելի լինի համարել անփոփոխ: Ըստ սահմանման՝ կատարվում է $\delta A = Fdh = pSdh$ աշխատանք: Քանի որ $Sdh = dV$ -ն գազի ծավալի մեծացումն է, ապա տարրական աշխատանքը կլինի $dA = pdV$: Եթե $dV > 0$ (գազն ընդարձակվում է), ապա գազի կատարած աշխատանքը դրական է ($dA > 0$), եթե $dV < 0$ (գազը սեղմվում է), ապա գազի կատարած աշխատանքը բացասական է ($dA < 0$): Վերը գրված բանաձևը որոշում է տարրական աշխատանքը ծավալի անսահման փոքր փոփոխման դեպքում: Ծավալի՝ V_1 -ից V_2 վերջավոր փոփոխման դեպքում, աշխատանքը որոշվում է տարրական աշխատանքների գումարման միջոցավ, այսինքն ինտեգրման միջոցով՝ $A_{12} = \int_{V_1}^{V_2} pdV$:



Գազի ծավալի փոփոխության պրոցեսը պատկերավոր ներկայացնելու համար այն պատկերում են p, V դիագրամի վրա: Դիագրամից երևում է, որ գազի ծավալի փոփոխության ժամանակ աշխատանքը թվապես հավասար է V առանցքով, $p = f(V)$ կորով և V_1, V_2 ուղիղներով սահմանափակված պատկերի մակերեսին:

Աշխատանք՝ որպես պրոցեսի ֆունկցիա: Իրեալական գազի կատարած աշխատանքն իզոբար, իզոխոռ և իզոթերմ պրոցեսներում:

Աշխատանքը շերմադինամիկայում քննարկելիս պարզ դարձավ, որ այն կախված է գազի հետ տեղի ունեցող պրոցեսների տեսակից: Պարզության համար քննարկենք այնպիսի պրոցեսներ, որոնցում գազը նկարագրող պարամետրերից մեկը մնում է անփոփոխ: Այդպիսի պրոցեսները կոչվում են **իզոպրոցեսներ**: Դրանցից են՝ 1)իզոխոռ ($V = const, m = const$), 2)իզոբար ($p = const, m = const$), 3)իզոթերմ ($T = const, m = const$) և 4)աղիաբառ ($\Delta Q = 0$) պրոցեսները: Հաշվենք աշխատանքը առաջին երեք պրոցեսներում:

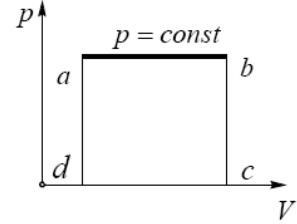
- 1) **Իզոխոռ** պրոցեսում հաստատուն զանգվածով գազի ծավալը մնում է անփոփոխ, ուրեմն $dV = 0$ և, հետևաբար,

$$A_{12} = \int_{V_1}^{V_2} p dV = 0, \quad (V_1 = V_2) :$$

2) *Իզոբար* պրոցեսում գազի ճնշումն է պահպանվում անփոփոխ, եթե գանգվածը հաստատուն է, ուրեմն

$$A_{12} = \int_{V_1}^{V_2} p dV = p \int_{V_1}^{V_2} dV = p(V_2 - V_1)$$

Գազի իզոբար ընդարձակման ժամանակ կատարված աշխատանքը հավասար է գազի ճնշման ու նրա ծավալի մեծացման արտադրյալին: p, V դիագրամի վրա (նկ.) գազի իզոբար ընդարձակման աշխատանքը որոշվում է $abcd$ ուղղանկյան մակերեսով:

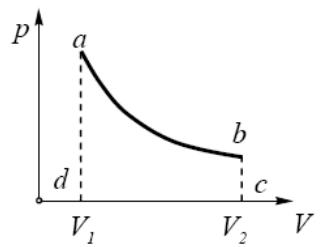


3) *Իզոթերմ* պրոցեսում հաստատուն գանգվածով գազի ջերմաստիճանն է պահպանվում անփոփոխ: Ելնելով վիճակի հավասարումից, որոշենք ճնշման կախվածության տեսքը ծավալից՝ $p = \frac{m RT}{\mu V}$: Տեղադրելով այն աշխատանքը որոշող բանաձևի մեջ՝ կստանանք

$$A_{12} = \int_{V_1}^{V_2} p dV = \int_{V_1}^{V_2} \frac{m RT}{\mu V} dV = \frac{m}{\mu} RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = \left[\frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1} \right] : \quad \text{Կամ, հաշվի}$$

առնելով, որ իզոթերմ պրոցեսում $p_1 V_1 = p_2 V_2$, կստանանք նաև

$$A_{12} = \left[\frac{m}{\mu} RT \ln \frac{p_1}{p_2} \right] : pV \text{ դիագրամի վրա (նկ.) } \text{ իզոթերմ ընդարձակման}$$



աշխատանքը գրաֆիկորեն արտահայտվում է $abcd$ պատկերի մակերեսով:

Աղիաբատ պրոցեսի աշխատանքը կհաշվենք հետագայում:

Ջերմադինամիկայի առաջին օրենքը (Երկու ձևակերպումները և բանաձևերը):

Համակարգի (մարմնի) ներքին էներգիայի փոփոխություն կարող է տեղի ունենալ երկու տարբեր պրոցեսների հաշվին՝ համակարգի վրա A' աշխատանք կատարելու և նրան Q ջերմաքանակ հաղորդելու միջոցով: Հետագայում մենք կօգտվենք հետևյալ նշանակումներից: Տվյալ մարմնի կողմից արտաքին մարմինների վրա կատարած աշխատանքը կնշանակենք A տառով, իսկ արտաքին մարմինների կողմից տվյալ մարմնի վրա կատարած աշխատանքը՝ A' -ով: Պարզ է, որ միևնույն պրոցեսի համար $A = -A'$: Արտաքինից տվյալ մարմնին հաղորդած ջերմաքանակը նշանակենք Q տառով, մարմնի կողմից արտաքին միջավայրին տրված ջերմաքանակը՝ Q' -ով: Միևնույն պրոցեսի համար $Q = -Q'$: Պետք է հիշել, որ A, A', Q, Q' մեծությունները հանրահաշվական են և կարող են լինել թե՛ դրական և թե՛ բացասական:

Մի մարմնի կողմից մյուսի վրա δA աշխատանք կատարելիս, ինչպես նաև մի մարմնից մյուսին δQ ջերմաքանակ հաղորդելիս, մարմինների միջև տեղի է ունենում dU ներքին էներգիայի փոխանակում (Այսուղղ մեջ՝ δ -ն կիրառված է պրոցես նկարագրելու համար, իսկ d -ն՝

փոփոխություն, աճ)։ Փորձը ցույց է տալիս, որ մարմիններից մեկի էներգիան փոքրանում է, մյուսինը նույն չափով մեծանում ։ Դա բխում է էներգիայի պահպանման օրենքից։ Զերմադինամիկայում էներգիայի պահպանման օրենքը ընդունված է անվանել **շերմադինամիկայի առաջին սկզբունք** (կամ օրենք) և այն գրվում է հետևյալ տեքող՝

$$\boxed{\delta Q = (U_2 - U_1) + \delta A = dU + \delta A}, \text{ կամ } \boxed{dU = \delta Q - \delta A} : \text{Այստեղ } U_1 \text{ և } U_2 \text{ մարմնի}$$

(համակարգի) ներքին էներգիայի սկզբնական և վերջնական արժեքներն են, δA -ն մարմնի (համակարգի) կողմից կատարված աշխատանքն է, δQ -ն մարմնին (համակարգին) հաղորդած շերմաքանակն է։ Այս օրենքը ձևակերպվում է հետևյալ կերպ՝ **համակարգին հաղորդած շերմաքանակը ծախսվում է նրա ներքին էներգիայի աճի և համակարգի կողմից արտաքին մարմինների վրա աշխատանք կատարելու վրա**։ Եթե համակարգը այնպիսին է, որ պարբերաբար վերադառնում է իր սկզբնական վիճակին (բոլոր տեսակի շարժիչների աշխատանքի հիմքում ընկած է հենց պարբերականությունը), ապա նրա ներքին էներգիայի փոփոխությունը $\Delta U = 0$ ։ Հետևաբար, $\delta Q = \delta A$, այսինքն համակարգը չի կարող կատարել ավելի մեծ աշխատանք, քան արտաքինից ստացված էներգիան է։ Այն պարբերական գործող շարժիչները, որոնք կկարողանային կատարել աշխատանք առանց էներգիա ստանալու, ընդունված է անվանել **առաջին սեռի հավերժական շարժիչներ**։ Ուրեմն, շերմադինամիկայի առաջին սկզբունքը կարելի է ներկայացնել նաև հետևյալ ձևակերպմամբ՝ **հնարավոր չէ ստեղծել առաջին կարգի հավերժական շարժիչ, այսինքն այնպիսի պարբերական գործող շարժիչ, որը կկատարի ավելի շատ աշխատանք, քան արտաքինից նրա ստացված էներգիան է**։

Զերմադինամիկայի առաջին օրենքի կիրառումը և մեկնաբանումը իզոբար, իզոխոր և իզոթերմ պրոցեսների համար:

Իզոխոր պրոցեսում ($V = const$) $\Rightarrow dV = 0$, հետևաբար $\delta A = pdV = 0$ ։ Զերմադինամիկայի առաջին սկզբունքից հետևում է, որ իզոխոր պրոցեսում գազին հաղորդված ամբողջ շերմաքանակը ծախսվում է նրա ներքին էներգիան մեծացնելու վրա՝

$$\delta Q = dU : \text{Քանի որ մեկ մոլ գազի համար } \delta Q_{\mu} = dU_{\mu} = \frac{i}{2} R dT, \text{ ապա կամայակամն } m \text{ զանգ-$$

$$\text{վածով գազի համար ստանում ենք՝ } \delta Q = dU = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} R dT :$$

Իզոբար պրոցեսում գազի աշխատանքը V_1 -ից V_2 ծավալով ընդարձակվելիս որոշվում է $A_{12} = \int_{V_1}^{V_2} pdV = p(V_2 - V_1)$ բանաձևով։ Օգտագործելով $pV = \frac{m}{\mu} RT$ վիճակի հավասարումը

$$\text{կարող ենք գրել՝ } A_{12} = p(V_2 - V_1) = \frac{m}{\mu} R(T_2 - T_1), \text{ որից հետևում է, որ մեկ մոլ գազը}$$

$$T_2 - T_1 = 1K \text{-ով տաքացնելու համար կատարվող աշխատանքը հավասար է } R \text{ ունիվերսալ զա-$$

զային հաստատունին: Ուրեմն, R ունիվերսալ գազային հաստատունը թվապես հավասար է մեկ մոլ իդեալական գազի իզոբար ընդարձակման աշխատանքին, եթե այն տաքացնում են 1K-ով:

Իզոբար պրոցեսի համար Զերմադինամիկայի առաջին օրենքը ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\boxed{\delta Q = (U_2 - U_1) + \delta A = dU + \delta A}$$

Իզոթերմ պրոցեսում ($T = const$) ներքին էներգիայի փոփոխությունը $dU = 0$ հետևաբար համակարգին հաղորդված ամբողջ զերմաքանակը ծախսվում է արտաքին ուժերի դեմ աշխատանք կատարելու վրա՝ $\delta Q = \delta A$:

Զերմունակություն: Զերմունակության կախումը պրոցեսի տեսակից: Մայերի բանաձևը: Ներքին էներգիայի արտահայտությունը զերմունակության միջոցով: Իդեալական գազի զերմունակության դասական տեսությունը, որտեղ դժվարությունները

Եթե մարմինը տաքացվում է (նրան հաղորդվում է զերմաքանակ), մարմնի զերմաստիճանը բարձրանում է: Փորձը ցույց է տալիս, որ նույն զերմաքանակը տարբեր մարմիններին հաղորդելիս, նրանց զերմաստիճանը տարբեր չափով է փոխվում: Որեւն, տարբեր մարմիններ զերմաքանակը կլանելու և զերմաստիճանը փոփոխելու տարբեր ընդունակություն ունեն: Մարմինների այս հատկությունը քանակապես բնութագրելու համար ներմուծվում է ֆիզիկական մի մեծություն, որը կոչվում է մարմնի զերմունակություն: Զերմունակությունը այն զերմաքանակն է, որը պետք է հաղորդել մարմնին նրա զերմաստիճանը մեկ Կելվինով բարձրացնելու համար: Անալիտիկորեն այս սահմանումը գրվում է հետևյալ ձևով՝

$$C = \frac{\delta Q}{dT},$$

որտեղ δQ -ն այն զերմաքանակն է, որը մարմնին հաղորդելիս նրա զերմաստիճանը բարձրանում է dT -ով: Զերմունակության չափման միավորն է Զ/Կ: Գործնականում ավելի կիրառելի է նյութի միավոր զանգվածի c զերմունակությունը, որը կոչվում է տեսակարար զերմունակություն և որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$c = \frac{C}{m} = \frac{\delta Q}{m \cdot dT} :$$

Ֆիզիկայում գերադասելի է կիրառել c_{μ} մոլային զերմունակության գաղափարը: Այն մեկ մոլ նյութի զերմունակությունն է: Պարզ է, որ $c_{\mu} = \mu c = \mu \frac{dQ}{mdT} = \frac{dQ}{\nu dT}$, որտեղ μ -ն մոլային զագվածն է, ν -ն՝ նյութի քանակը (մոլերի թիվը):

Մարմնի զերմունակությունը, ընդհանուր առմամբ, կախված է այն պայմաններից, որում տեղի է ունենում տաքացման պրոցեսը: Առավել հետաքրքրություն է ներկայացնում զերմունակությունը այն դեպքերում, եթե տաքացումը տեղի է ունենում հաստատուն ծավալի կամ հաստատուն ձնշման պայմաններում: Առաջին դեպքում գործ ենք ունենում զերմունակության

հետ հաստատուն ծավալի պայմաններում (նշանակվում է C_V), երկրորդում՝ ջերմունակության հետ հաստատուն ձնշման պայմաններում (նշանակվում է C_p) :

Եթե տաքացումը կատարվում է հաստատուն ծավալում, ապա մարմինը աշխատանք չի կատարում արտաքին ուժերի դեմ ($\delta A = 0$), և ջերմաքանակը ամբողջությամբ ծախսվում է ներքին էներգիայի աճի վրա՝ $(\delta Q)_V = dU$: Այստեղից հետևում է, որ ցանկացած նյութի մոլային

ջերմունակությունը հաստատուն ծավալի դեպքում հավասար է $c_{\mu V} = \frac{dU}{dT}$ ($V = const$), որից

հետևում է $dU_\mu = c_{\mu V} dT$:

Հաստատուն ձնշման պայմաններում C_p ջերմունակությունը լինում է մեծ հաստատուն ծավալի պայմաններում C_V ջերմունակությունից, քանի որ այդ դեպքում մարմինը ընդարձակվում է և ներառվող ջերմության մի մասը ծախսվում է արտաքին մարմինների վրա աշխատանք կատարելու համար : Պարզվում է, որ C_p և C_V մեծությունների միջև գոյություն ունի որոշակի կապ : Գրենք ջերմադինամիկայի առաջին օրենքը մեկ մոլ նյութի համար, եթե նյութի հետ տեղի է ունենում իզոբար պրոցես՝ $(\delta Q_\mu)_p = dU_\mu + (\delta A_\mu)_p$: Նկատի ունենալով,

որ $dU_\mu = c_{\mu V} dT$, $\delta A_\mu = pdV$ և $c_{\mu p} = \left(\frac{\delta Q_\mu}{dT} \right)_p \Rightarrow (\delta Q_\mu)_p = c_{\mu p} dT$, այն կը նույնականացնի

հետևյալ տեսքը $c_{\mu p} dT = c_{\mu V} dT + pdV$:

Այժմ, դիֆերենցելով մեկ մոլ իդեալական գազի $pV = RT$ վիճակի հավասարումը և ստացված $pdV + V \cancel{dp}^0 = RdT \Rightarrow pdV = RdT$ արդյունքը տեղադրելով առաջին սկզբունքի արտահայտության մեջ, ունենում ենք՝ $c_{\mu p} \cancel{dT} = c_{\mu V} \cancel{dT} + R \cancel{dT} \Rightarrow [c_{\mu p} = c_{\mu V} + R]$:

Այս առնչությունն անվանում են **Մայերի հավասարում**: Այն կապ է հաստատում մոլային ջերմունակությունների միջև հաստատուն ծավալի և հաստատուն ձնշման դեպքում:

Նշենք, որ իդեալական գազի մոլային ջերմունակությունները միարժեքորեն որոշվում են գազը կազմող մոլեկուլների i ազատության աստիճանների թվով: Իրոք, ինչպես արդեն մեզ հայտնի է, իդեալական գազի ներքին էներգիան որոշվում է $U = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} RT$ բանաձևով, իսկ մեկ

մոլ $\left(\frac{m}{\mu} = 1 \right)$ գազի համար՝ $U = \frac{i}{2} RT$ բանաձևով: Ուրեմն մոլային ջերմունակությունը

հաստատուն ծավալի դեպքում կորոշվի $c_{\mu V} = \frac{dU_\mu}{dT} = \frac{d}{dT} \left(\frac{i}{2} RT \right) = \frac{i}{2} R \Rightarrow [c_{\mu V} = \frac{i}{2} R]$

բանաձևով, մոլային ջերմունակությունը հաստատուն ձնշման դեպքում կլինի՝

$$c_{\mu p} = c_{\mu V} + R = \frac{i}{2}R + R = \frac{i+2}{2}R \Rightarrow \boxed{c_{\mu p} = \frac{i+2}{2}R} :$$

Հստ ստացված բանաձևերի, որոնք դասական ֆիզիկայի վրա հիմնված տեսության արդյունք են, զագերի ջերմունակությունը պետք է կախում չունենա ջերմաստիճանից: Այս դրույթի ձշությունը կարելի է որոշել այն համեմատելով փորձնական արդյունքների հետ: Նկարում բերված է ջերմունակության ջերմաստիճանից կախումը պատկերող կորը, որը փորձնական եղանակով ստացվել է ջրածնի համար: Տեսության համաձայն՝ ջերմունակությունը պետք է կախում չունենա ջերմաստիճանից: Ինչպես երևում է նկարից, դա իրավացի է միայն ջերմաստիճանային առանձին միջակայքերի սահմաններում, ընդ որում տարբեր միջակայքերում ջերմունակությունն ունի մոլեկուլի ազատության աստիճանների տարբեր թվերին համապատասխանող արժեքներ: Հատկապես ապշեցնում են տեսության և փորձի միջև գոյություն ունեցող անհամապատասխանությունները բազմատու մոլեկուլներից կազմված գագերի ջերմունակության կախումը ջերմաստիճանից քննարկելիս:

Այսպիսով, կարելի է ասել, որ ջերմունակության դասական տեսությունը տալիս է բավարար արդյունքներ միատում մոլեկուլների համար: Բազմատու մոլեկուլների համար դասական տեսությունը մոտավոր ձշություն է տալիս ջերմաստիճանային առանձին միջակայքերի սահմաններում: Զերմունակության դասական տեսության դժվարությունները հաղթահարվում են քվանտային տեսության միջոցով:

