

Մակրոսկոպիկ 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, ջերմադինամիկական ուսումնասիրում է մարմինների և բնության երևույթների մակրոսկոպիկ 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, ֆիզիկական 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 քառասային շարժման կինետիկ էներգիաների և միմյանց հետ փոխազդեցության 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, երբ 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 միատոմ է, ապա $U = \frac{3}{2}NkT = \frac{3}{2}\vartheta RT$: Երկատոմ 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 ճիշտ է ատոմների կոշտ կապի դեպքում (այսինքն՝ եթե մոլեկուլում ատոմների տատանումները բացառում ենք):

Ներքին էներգիայի փոփոխման երկու եղանակները

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

Մեխանիկական եղանակ: Շարժական միացով գլանը լցված է իդեալական գազով: Դիցուք միացի 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 միացի կողմից մեխանիկական *աշխատանք կատարելու* արդյունքում: Գազի ընդարձակման ժամանակ նրա ներքին էներգիան փոքրանում է՝ վերածվելով շարժվող միացի 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 մարմնից սառը մարմնին: Այդ փոխանցումը կատարվում է *ջերմահաղորդականության* միջոցով: Քննարկվող օրինակում առաջին մարմնի մոլեկուլների քառասային շարժման կինետիկ էներգիան վերածվում է երկրորդ մարմնի մոլեկուլների քառասային 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*:

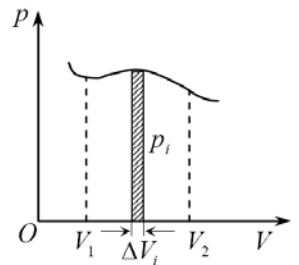
Ջերմափոխանակման պրոցեսներում մի մարմնից մյուսին հաղորդած էներգիան քանակապես բնութագրելու համար կիրառվում է Q *ջերմաքանակ* ֆիզիկական մեծության գաղափարը, որի չափման միավորը *Ջոուլն* է (Q -ն չափվում է նաև *կաորիաներով* կամ *կիլոկալորիաներով*):

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

կամ ջերմաքանակով օժտված լինել չի կարող: Դրանք հանդես են գալիս միայն էներգիա հաղորդելու պրոցեսում:

Աշխատանքը ջերմադինամիկայում և դրա երկրաչափական մեկնաբանումը

Դիտարկենք որոշակի գազ, որը ենթարկվում է ընդարձակման կամ սեղմման: Պարզենք, թե ինչպե՞ս կարելի է հաշվարկել գազի կատարած աշխատանքն այդ պրոցեսներում: Դիցուք գազը գտնվում է գլանում S մակերեսով միացի տակ: Գազի ճնշումը p է: Միացի վրա գազի գործադրած ուժը կլինի $F = pS$: Ենթադրենք գազը սկսում է շատ դանդաղ ընդարձակվել և բարձրացնում է միացը 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 միջոցով, այսինքն ինտեգրման միջոցով՝

$$A_{12} = \int_{V_1}^{V_2} p dV :$$

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:

Աշխատանքը՝ որպես պրոցեսի ֆունկցիա: Իդեալական գազի կատարած աշխատանքն իզոբար, իզոխոր և իզոթերմ պրոցեսներում:

Աշխատանքը ջերմադինամիկայում 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) իզոխոր ($V = const, m = const$), 2) իզոբար ($p = const, m = const$), 3) իզոթերմ ($T = const, m = const$) և 4) ադիաբատ ($\Delta Q = 0$) պրոցեսները: Հաշվենք աշխատանքը առաջին երեք պրոցեսներում:

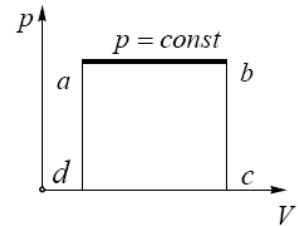
1) **Իզոխոր** պրոցեսում հաստատուն զանգվածով գազի ծավալը մնում է անփոփոխ, ուրեմն $dV = 0$ և, հետևաբար,

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

2) *Իզոբար* պրոցեսում գազի ճնշումն է պահպանվում անփոփոխ, երբ զանգվածը 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:

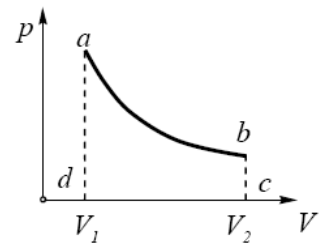


3) *Իզոթերմ* պրոցեսում հաստատուն զանգվածով գազի ջերմաստիճանն է պահպանվում անփոփոխ: Ելնելով վիճակի հավասարումից, որոշենք ճնշման կախվածության տեսքը ծավալից՝ $p = \frac{m}{\mu} \frac{RT}{V}$: Տեղադրելով այն աշխատանքը որոշող բանաձևի մեջ՝ կստանանք

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

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

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



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 (Այստեղ 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 : Ջերմադինամիկայում էներգիայի պահպանման օրենքը ընդունված է անվանել **ջերմադինամիկայի առաջին սկզբունք** (կամ օրենք) և այն գրվում է հետևյալ տեսքով՝

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

(համակարգի) ներքին էներգիայի սկզբնական և վերջնական արժեքներն են, δA -ն մարմնի (համակարգի) կողմից կատարված աշխատանքն է, δQ -ն մարմնին (համակարգին) հաղորդված ջերմաքանակն է : Այս օրենքը ձևակերպվում է հետևյալ կերպ՝ **համակարգին հաղորդված ջերմաքանակը 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, ջերմադինամիկայի 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** :

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

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

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

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

Իզոբար պրոցեսում գազի աշխատանքը V_1 -ից V_2 ծավալով ընդարձակվելիս որոշվում է

$$A_{12} = \int_{V_1}^{V_2} p dV = p(V_2 - V_1) \text{ քանաձևով: Օգտագործելով } pV = \frac{m}{\mu} RT \text{ վիճակի հավասարումը}$$

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

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

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

Իզոթերմ պրոցեսի համար Ջերմադինամիկայի առաջին օրենքը ունի հետևյալ տեսքը՝

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

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

Ջերմունակություն: Ջերմունակության կախումը պրոցեսի տեսակից: Մայերի բանաձևը: Ներքին էներգիայի արտահայտությունը ջերմունակության միջոցով: Իդեալական գազի ջերմունակության դասական տեսությունը, որա դժվարությունները

Երբ մարմինը տաքացվում է (նրան հաղորդվում է ջերմաքանակ), մարմնի ջերմաստիճանը բարձրանում է: Փորձը ցույց է տալիս, որ նույն ջերմաքանակը տարբեր մարմիններին հաղորդելիս, նրանց ջերմաստիճանը տարբեր չափով է փոխվում: Որեմն, տարբեր մարմիններ ջերմաքանակը կլանելու և ջերմաստիճանը փոփոխելու տարբեր ընդունակություն ունեն: Մարմինների այս հատկությունը քանակապես բնութագրելու համար ներմուծվում է ֆիզիկական մի մեծություն, որը կոչվում է մարմնի **ջերմունակություն**: *Ջերմունակությունը այն ջերմաքանակն է, որը պետք է հաղորդել մարմնին նրա ջերմաստիճանը մեկ Կելվինով բարձրացնելու համար*: Անալիտիկորեն այս սահմանումը գրվում է հետևյալ ձևով՝

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

որտեղ δQ -ն այն ջերմաքանակն է, որը մարմնին հաղորդելիս նրա ջերմաստիճանը բարձրանում է dT -ով: Ջերմունակության չափման միավորն է $\text{Ջ/}^\circ\text{C}$: Գործնականում ավելի կիրառելի է նյութի միավոր զանգվածի C ջերմունակությունը, որը կոչվում է **տեսակարար ջերմունակություն** և որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

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

Ֆիզիկայում գերադասելի է կիրառել c_μ **մոլային ջերմունակության** գաղափարը: Այն մեկ

մոլ նյութի ջերմունակությունն է: Պարզ է, որ $c_\mu = \mu c = \mu \frac{dQ}{mdT} = \frac{dQ}{\nu dT}$, որտեղ μ -ն մոլային զանգվածն է, ν -ն՝ նյութի քանակը (մոլերի թիվը):

Մարմնի ջերմունակությունը, ընդհանուր առմամբ, կախված է այն պայմաններից, որում տեղի է ունենում տաքացման պրոցեսը: Առավել հետաքրքրություն է ներկայացնում ջերմունակությունը այն դեպքերում, երբ տաքացումը տեղի է ունենում հաստատուն ծավալի կամ հաստատուն ճնշման պայմաններում: Առաջին դեպքում գործ ենք ունենում ջերմունակության

հետ հաստատուն ծավալի պայմաններում (նշանակվում է C_V), երկրորդում՝ ջերմունակության հետ հաստատուն ճնշման 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 $c_{\mu V} = \frac{dU_{\mu}}{dT} (V = const)$, որից

հետևում է $dU_{\mu} = c_{\mu V} dT$:

Հաստատուն ճնշման 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 , երբ նյութի հետ տեղի է ունենում իզոթերմ պրոցես՝ $(\delta Q_{\mu})_p = dU_{\mu} + (\delta A_{\mu})_p$: Նկատի ունենալով,

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

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

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

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

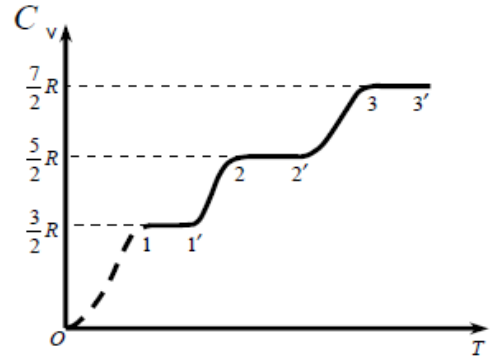
մոլ $\left(\frac{m}{\mu} = 1 \right)$ գազի համար՝ $U = \frac{i}{2} RT$ բանաձևով : Ուրեմն մոլային ջերմունակությունը

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

բանաձևով, մոլային ջերմունակությունը հաստատուն ճնշման դեպքում կլինի՝

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

Ըստ ստացված բանաձևերի, որոնք դասական ֆիզիկայի վրա հիմնված տեսության արդյունք են, գազերի ջերմունակությունը պետք է կախում չունենա ջերմաստիճանից: Այս դրույթի ճշտությունը 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 բազմատոմ մոլեկուլներից կազմված գազերի ջերմունակության կախումը ջերմաստիճանից քննարկելիս:



Այսպիսով, կարելի է ասել, որ ջերմունակության դասական տեսությունը տալիս է բավարար արդյունքներ միատոմ մոլեկուլների համար: Բազմատոմ մոլեկուլների համար դասական տեսությունը մոտավոր ճշտություն է տալիս ջերմաստիճանային առանձին միջակայքերի սահմաններում: Ջերմունակության դասական տեսության դժվարությունները հաղթահարվում են քվանտային տեսության միջոցով :