

Еугенија Михал

**ОБРАДА ТЕМЕ „ГАСНИ ЗАКОНИ И УВОД У
ТЕРМОДИНАМИКУ“ У НАСТАВИ ФИЗИКЕ У ГИМНАЗИЈИ**

2013.

САДРЖАЈ

Садржај.....	2
1. Увод.....	3
2. Теоријска основа.....	6
2.1. Гасни закони.....	6
2.2. Термодинамика.....	24
3. Експериментални задаци.....	41
3.1. Једноставни огледи.....	41
3.1.1. Ширење тијела загријавањем.....	42
3.1.2. Облак у боци.....	42
3.1.3. Кључање воде у папирној кутији.....	43
3.1.4. Рупе од паљења.....	44
3.1.5. Експлозија балона.....	44
3.2. Одређивање топлотног капацитета калориметра.....	46
3.3. Одређивање специфичне топлоте чврстог тијела.....	48
3.4. Одређивање специфичне топлоте течности методом мијешања.....	49
3.5. Одређивање специфичне топлоте воде.....	52
3.6. Провјера Бојл-Мариотовог закона.....	53
3.7. Одређивање специфичне топлоте топљења леда.....	55
3.8. Провјера Геј-Лисаковог закона.....	57
3.9. Одређивање Поасоновог броја.....	60
3.10. Симулација промјене величина стања идеалног гаса.....	63
3.11. Особине гасова.....	64
3.12. Симулација молекуларног модела идеалног гаса.....	65
3.13. Провјера првог закона термодинамике.....	65
3.14. Кружење енергије.....	66
3.15. Брауново кретање.....	67

УВОД

Човјек се од давнина занима за свијет у коме живи, људи покушавају да схвате процесе који се око њих дешавају, да их опишу и предвиде. Они почињу од ствари у непосредној близини: зашто ствари падају на земљу ако немају ослонац, које су сличности а које разлике између дрвета, леда, стакла, итд.

Физика описује свијет који нас окружује, а ми тражимо везу између различитих облика у којима нам се природа јавља кад је посматрамо. Она људима даје одговоре на бројна питања и задовољава њихову радозналост, од рођења па даље. Лабораторија је темељни извор на којем црпимо знање које нам је потребно да бисмо схватили све оно што физика проучава. У ствари идеје, концепције и дефиниције добијају прави смисао тек онда када се доведу у везу са искуством. Радом у лабораторији ученицима се омогућава непосредно упознавање физичке стварности, савладавање основних закона физике и самосталан рад. Ученици изводећи експерименте проучавају физичке феномене, а не само провјеравају познате закључке. Изводећи експерименте чији им резултати нису унапријед познати, они добијају осјећај личног судјеловања у открићу науке. Наука и улога научника имају за њих много више смисла.

У току лабораторијског рада ученици уче да су експерименти створени као резултат идеја, да су експерименти тако замишљени да се њихови резултати могу интерпретирати и да су они непотпуни ако се не анализирају. Експерименти дају уџбенику дубину и смисао, и обрнуто, уџбеник помаже код интерпретације експеримената и води нас назад у лабораторију. То прожимање теорије и експеримената, које је карактеристично за развој науке, усмјерава ученике на пут који могу пратити.

Очигледно, физика је тешка и захтјевна наука у погледу наставе. У стварању уџбеника и експеримената незамјењива је улога наставника, како у примјени тако и у савршавању овог поступка. Наставнику као експериментатору се намећу многи различити захтјеви. Експериментом се мора тачно приказати тражена физичка појава и односи међу физичким величинама што се при тој појави јављају. Експеримент мора бити прегледан и тако постављен да ученици уочавају управо оне појаве које су за тај експеримент битне. Ефекти експеримента морају бити уочљиви како се не би морали ученицима сугерисати. При приказивању неке законитости мора се пазити да се демонстрира управо та појава и да је она, у низу других, споредних, по својим учинцима доминантна.

Сви ови захтјеви намећу потребу за размишљањем о техници извођења експеримената у настави физике у основној и средњој школи. Наравно, треба пазити да техника не буде циљ експеримента и да не засјени ефекте појаве коју желимо приказати. Техника треба да придонеси бољем извођењу експеримената, да побољшава ефекте које ученици требају посматрати и на основу њих долазити до тачно одређених закључака садржаних у циљу експеримента.

За савременог човјека, дакле и ученика, није битно да памти мноштво чиљеница. Веома је важно да ученици на одређеним садржајима развијају креативно мишљење, тј. да стичу самосталност у закључивању и да се навикавају властитим размишљањем нешто сазнати и открити. Извођење експеримената пружа широку могућност да код ученика развија управо те способности.

У овом раду ћу описати неколико експеримената везаних за тему „Молекулско-кинетичка теорија гасова и гасни закони и увод у термодинамику“. Када се са ученицима обрађује дата тема, због ограничења наставним планом и програмом, успије се урадити свега неколико експеримената. Наравно да то није довољно за потпуно разумијевање појмова из дате теме. Да би се испунили сви циљеви наставе физике требало би наставним планом и програмом планирати што већи број експеримената. На тај начин би и занимање ученика за физику, као наставни предмет, порасло.

У наредном дијелу дате су неке смјернице препоручене од стране Републичког-педагошког завода Банја Лука:

1. Општи циљеви наставног програма из физике су да ученици могу разумјети:

1. улогу физике у заштити околине,
2. улогу физике у технолошком развоју,
3. економске, социјалне и етичке ефекте научних достигнућа.

2. Посебни циљеви наставног програма за физику су да ученици могу:

1. показати разумијевање
 - а) научних чињеница и концепата, б) научних метода и технике, в) научне терминологије, г) метода представљања научних информација;
 2. примјенити и користити
 - а) научне чињенице и концепте, б) научне методе и технику, в) научну терминологију у комуникацији, г) одговарајуће методе представљања научних информација;
 3. поставити, анализирати и вредновати
 - а) хипотезе, истраживачка питања и предвиђања, б) научне методе и технику, в) научна објашњења;
 4. показати кооперативност, истрајност и одговорност у научном истраживању и рјешавању научних проблема;
 5. показати манипулативне вјештине потребне да се научно истраживање изврши прецизно и безбједно;
 6. стећи навике за рационално кориштење и штедњу свих видова енергије.
- Из наведених циљева је очито да се велики акценат ставља на примјену стеченог знања, а један од начина да се то оствари јесте и израда експерименталних задатака.

Број часова за поједине тематске цјелине дат је оријентационо. Редослијед реализације наставних тема није обавезујући. Наставник може у глобалном планирању прерасподијелити садржаје према својој процјени.

Циљеви и задаци наставе физике остварују се кроз сљедеће основне облике:

1. излагање садржаја теме уз одговарајуће демонстрационе огледе и рачунарске симулације,
2. рјешавање квалитативних и квантитативних задатака,
3. лабораторијске вјежбе,
4. коришћење и других начина рада који доприносе бољем разумијевању садржаја теме (домаћи задаци, реферати, семинарски радови, пројекти...),
5. систематско праћење рада сваког појединачног ученика.

Важно је да наставник током реализације прва три облика наставе наглашава њихову обједињеност у јединственом циљу: расвјетљавање и формулисање физичких закона и њихова примјена. Да би се циљеви и задаци наставе физике остварили, потребно је да ученици активно учествују у свим облицима наставног процеса.

У свакој тематској цјелини предвиђено је извођење демонстрацијских огледа. Методички поступак рада (учења) када се изводи демонстрацијски оглед је:

1. ученик описује појаву коју посматра или демонстрира на нивоу личног разумијевања,
2. након тога наставник дефинише појмове (величине) термилошки јасно и прецизно,
3. прелази се на представљање закона у математичком облику.

За обраду теме „ Гасни закони и увод у термодинамику“ предвиђено је 17 часова укупно, од чега 2 часа за израду лабораторијских вјежби, уз препоруку да се ради блок час једна вјежба. Препорука Завода јесте да се одради провјера једног гасног закона и одреди специфична топлота чврстог тијела [1].



ТЕОРИЈСКА ОСНОВА

ГАСНИ ЗАКони

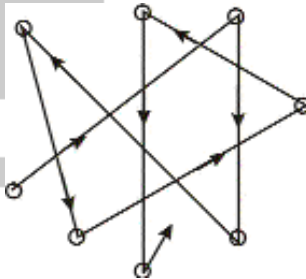
Честице гаса су атоми или молекули. Оне су у непрекидном кретању и узајамном дјеловању. Пречник честице гаса је реда величине,

$$2r \approx 10^{-9} \text{ m},$$

тако да се и у веома малој запремини налази огроман број честица. При нормалним условима притиска и температуре у 1 cm^3 гаса број честица је реда величине $N \approx 10^{19}$, односно при нормалним условима концентрација честица гаса износи

$$n \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}.$$

Међутим, због тога што су димензије честица веома мале између честица има слободног простора у којем се оне слободно крећу. Све честице гаса су у стању кретања, при којем долази до непрекидног сударања између честица. Посљедица тога је да је путања сваке честице изломљена права линија.



Између свака два узастопна судара, честица гаса пређе одређену дужину слободног пута. Средња вриједност дужине слободног пута је реда величине,

$$\lambda_s \approx 10^{-7} \text{ m}.$$

Однос средње дужине слободног пута и пречника честице је реда величине 10^2 .

Према томе, између честица гаса има довољно слободног простора.

Гасовито тијело чини гас који заузима одређену запремину. Макроскопско стање гасовитог тијела одређују притисак, запремина, температура, унутрашња енергија и неке друге физичке величине. За изучавање макроскопских стања и процеса који настају у гасовитим тијелима користе се два методолошка приступа: статистичке и феноменолошке методе.

Статистичке методе. У молекулско-кинетичкој теорији користе се статистичке методе, које су засноване на законима вјероватноће. Ради једноставнијег изучавања, ове методе се примјењују на модел идеалног гаса. Модел идеалног гаса се добија на основу сљедећих претпоставки:

- 1- Честице гаса су материјалне тачке (занемарују се облик и димензије).
- 2- Међусобни судари честица и судари честица са зидовима суда су апсолутно еластични (важе закони одржања енергије и импулса).
- 3- Занемарују се узајамна дјеловања честица, изузев оних који настају при краткотрајним сударима. Увођењем ове претпоставке занемарује се потенцијална енергија честица гаса.

Статистичким методама одређују се средње брзине и средње кинетичке енергије честица, а на основу ових величина израчунавају се величине које одређују макроскопско стање гасовитог тијела: притисак, температура, унутрашња енергија и неке друге величине. Методе молекулско-кинетичке теорије, односно статистичке методе, дају везу између величина које су карактеристичне за честице гаса и величина које одређују његово макроскопско стање.

Феноменолошке методе. У термодинамици се користе феноменолошке методе за изучавање гасовитих тијела. Ове методе изучавају макроскопска стања и процесе у гасовитим тијелима не узимајући у обзир њихову структуру, односно не узимајући у обзир величине које су карактеристичне за појединачне честице гаса.

Феноменолошке методе се заснивају на два основна закона: први и други закон термодинамике, који су емпиријски потврђени. Основни закони термодинамике говоре о енергијским трансформацијама макроскопског система као цјелине.

Методе молекулско-кинетичке теорије и методе термодинамике се међусобно допуњавају у изучавању гасовитих тијела.

Кретање честица гаса

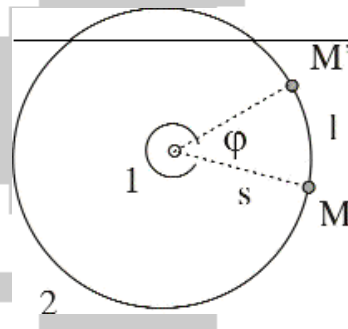
Познато је да су честице гаса у стању непрекидног кретања и да је њихово кретање хаотично. Честице се крећу различитим брзинама, па се мјерењем може одредити само средња брзина кретања. Амерички физичар Otto Stern (Ото Штерн) измјерио је, 1920. године, брзину честица гаса.

Stern-ов оглед

Апаратура се састоји из два вертикална цилиндра са заједничком осовином која је учвршћена на хоризонталном диску, који може да ротира. Хоризонтални пресјек оба цилиндра представљен је на слици.

Вањски цилиндар је много пута већег полупречника у односу на унутрашњи цилиндар. Дуж осе унутрашњег цилиндра постављена је жица од волфрама на којој је наталожен танак слој сребра.

Пропуштањем електричне струје жица од волфрама се загрије до високе температуре која узрокује испаравање танког слоја сребра. Млаз атома сребра, у гасовитом стању, пролази кроз отвор на унутрашњем цилиндру и пада на зид вањског цилиндра на којем изазива зацрњење.



Када су оба цилиндра у стању мировања млаз атома сребра изазива зацрњење у тачи М. Ако се оба цилиндра заротирају угаоном брзином ω , онда се зацрњење јавља у тачки М'. За вријеме док атоми сребра пријеђу пут s , од унутрашњег до вањског цилиндра, тачка М' опише угао φ .

Из оба цилиндра је евакуисан ваздух, па се може претпоставити да се у високом вакууму атоми сребра крећу сталном брзином. Њихова брзина може се одредити на основу формуле,

$$v = \frac{s}{t}.$$

Ако се занемари полупречник унутрашњег цилиндра, може се узети да је дужина пријеђеног пута једнака полупречнику (R) већег цилиндра па је,

$$v = \frac{R}{t}.$$

Вријеме се може изразити из описаног угла и угаоне брзине,

$$t = \frac{\varphi}{\omega},$$

па је,

$$v = \frac{R\omega}{\varphi}.$$

Користећи релацију између дужине лука и централног угла,

$$l = \frac{R\pi\varphi}{180^\circ},$$

и претходне релације добија се коначна формула за брзину,

$$v = \frac{R^2\pi\omega}{180^\circ l}.$$

Према томе, да би се израчунала брзина атома сребра потребно је измјерити полупречник већег цилиндра, R , угаону брзину ротације оба цилиндра, ω , и дужину лука l између тачака зацрњења на зиду већег цилиндра.

При температури 1000K добијено је да се атоми сребра крећу брзином од 480m/s . Огледи су показали да су брзине честица гаса реда величине неколико стотина метара у секунди.

Расподјела честица гаса по брзинам

Кретања честица гаса карактеришу три брзине: средња аритметичка брзина v_s , средња квадратна брзина v_{kv} и највјероватнија брзина v_{mv} .

(1) **Средња аритметичка брзина једнака је аритметичкој средини брзина свих честица гаса:**

$$v_s = \frac{v_1 + v_2 + \dots + v_N}{N}.$$

Примјеном закона статистичке физике, из петходне формуле се добија средња аритметичка брзина честица гаса,

$$v_s = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}},$$

гдје је $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J / K}$ Boltzmann-ова константа, T апсолутна температура и m маса једне честице гаса. На основу средње аритметичке брзине израчунава се дужина слободног пута, честица гаса.

(2) **Средњи квадрат брзина честица гаса је аритметичка средина квадрата брзина свих честица гаса:**

$$(v^2)_s = \frac{v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_N^2}{N},$$

а статистичка физика даје формулу:

$$(v^2)_s = \frac{3kT}{m}.$$

Средња квадратна брзина једнака је другом коријену средњег квадрата брзина:

$$v_{kv} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$$

На основу средње квадратне брзине израчунава се средња кинетичка енергија једне честице гаса,

$$E_{k,s} = \frac{1}{2} m v_{kv}^2.$$

(3) **Највјероватнија брзина је она брзина коју има највећи број честица гаса.** Израчунава се по формули,

$$v_{mv} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}.$$

Претходне формуле изведене су на основу статистичких метода у физици које омогућавају релације између микроскопских величина честица гаса (маса једне честице, кинетичка енергија једне честице, . . .) и макроскопских величина (температура гаса, притисак гаса, . . .) које се могу директно измјерити.

Расподјела честица гаса по брзинама одређена је у Stern-овом огледу мјерењем степена зацрњења које стварају атоми сребра на зиду већег цилиндра.

Функцију расподеле честица гаса по брзинама Максвел (Махџелл) је добио теоријским путем. На слици је график Махџелл-ове расподеле честица гаса по брзинама, а дати график је у доброј сагласности са резултатима мјерења брзина честица гаса према Stern-овом огледу.

На слици су сљедеће ознаке: n је укупан број честица гаса, dn је дио од укупног броја честица чије су брзине у интервалу брзина између v и $v + dv$.

Површина шрафиране фигуре на графику одређује дио од укупног броја честица, dn/n , које имају брзине у датом интервалу брзина.

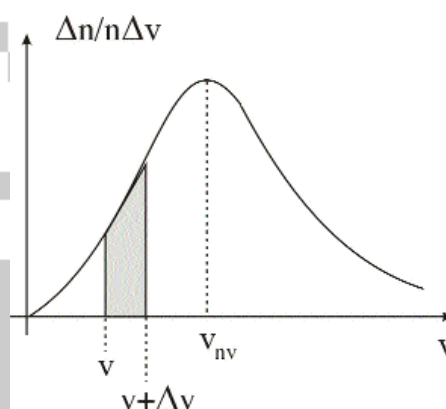
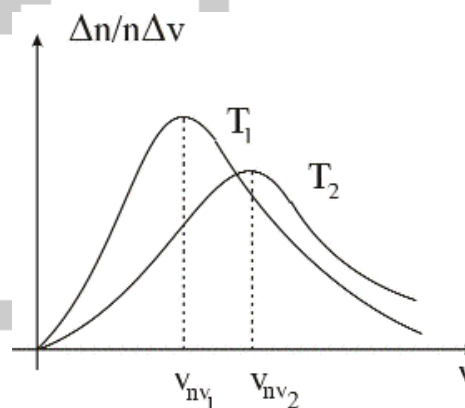


График Махџелл-ове функције расподеле показује да се највећи број честица гаса креће највјероватнијом брзином. Са повећањем температуре гаса повећава се вриједност највјероватније брзине, што је представљено на претходном графику.



На вишој температури ($T_2 > T_1$) повећава се релативни број честица гаса које имају веће брзине него када је гас на нижој температури.

Идеални гас

Раније су дате претпоставке на којима се заснива модел идеалног гаса који се уводи ради једноставнијег изучавања гасовитих тијела.

Модел идеалног гаса може се примјенити на реалне гасове уз услов да су они веома разријеђени. Код веома разријеђених реалних гасова су релативно велика растојања између честица. Због тога се може занемарити узајамно дјеловање између честица, изузев краткотрајних узајамних дјеловања при међусобним сударима.

Стање одређене количине гаса одређују параметри стања: притисак p , запремина V , температура T , и њихова узајамна зависност. При дјеловању силе на неку површину настаје притисак. Притисак је једнак односу нормалне компоненте силе F_n и равне површине S , на коју дјелује сила.

$$p = \frac{F_n}{S}.$$

Мјерна јединица за притисак је

$$Pa = \frac{N}{m^2}.$$

Основна једначина молекулско-кинетичке теорије гасова

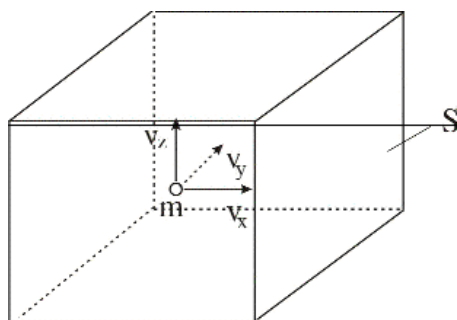
У затвореном суду честице гаса се сударају са зидовима суда, а последица тога је да гас врши притисак на зидове суда. Ради једноставнијег извођења формуле за притисак гаса претпоставља се да је гас затворен у суду облика коцке.

Молекули се крећу различитим брзинама и дјелују на зидове суда силама различитих интензитета, па је притисак гаса,

$$p = \frac{F_s}{S},$$

гдје је F_s интензитет средње вриједности силе.

На слици је представљен само један молекул масе m и брзине v , која у простору има три компоненте: v_x , v_y и v_z . Посматра се судар молекула са вертикалним зидом суда површине S и промјена његовог импулса.



Примјеном другог Њутно-вог (Newton) закона добија се да је притисак гаса у суду

$$p = \frac{1}{3} n_0 m v_{kv}^2$$

гдје је n_0 концентрација гаса и m маса једног молекула. Претходна формула назива се основна једначина молекулско-кинетичке теорије гасова.

Молекули у суду се крећу неуређено, па су сви правци кретања у простору равноправни. Посљедица тога је да притисак гаса има исту вриједност у свим правцима, односно гас врши исти притисак на сваки зид суда. Притисак гаса је макроскопска физичка величина. То значи да се притисак не може дефинисати за једну честицу или за неколико честица гаса. Средња кинетичка енергија једне молекуле при транслаторном кретању је

$$\bar{E}_{k,1} = \frac{1}{2} m v_{kv}^2.$$

Притисак гаса, као макроскопска величина, може се изразити преко средње кинетичке енергије, која је микроскопска величина одакле се добија други облик основне једначине молекулско-кинетичке теорије гасова,

$$p = \frac{2}{3} n_0 \bar{E}_{k,1}.$$

Добијена једначина даје везу између притиска као макроскопске физичке величине и средње кинетичке енергије транслаторног кретања молекула, која је микроскопска величина.

Гасни закони за идеални гас

Стање одређене количине гаса, масе m , карактеришу физичке величине: притисак, температура и запремина, које се називају параметри стања. Гасни закони дају везу између параметара стања гаса. У сљедећем излагању дати су основни закони за идеалне гасове.

Једначина стања идеалног гаса

На сљедећој слици представљен је гас у херметички затвореном суду са покретним клипом. Релације између параметара стања: p, V, T добијају се из основне једначине молекулско-кинетичке теорије гасова и формуле за средњу квадратну брзину,

$$p = \frac{1}{3} n_0 m v_{kv}^2,$$

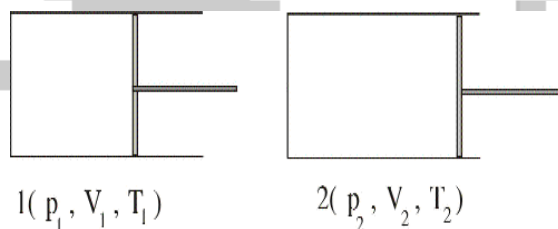
$$v_{kv} = \sqrt{\frac{3kT}{m}},$$

$$m v_{kv}^2 = 3kT, n_0 = \frac{n}{V}$$

$$p = \frac{n}{V} kT$$

одакле слиједи једначина стања идеалног гаса,

$$pV = nkT.$$



Пошто је суд херметички затворен, при промјени стања гаса не мијења се укупан број молекула гаса, n , па је производ, nk , на десној страни једначине константа за дати гас. Закон дат у једначини стања идеалног гаса може се формулисати на сљедећи начин.

Производ притиска и запремине сталне количине гаса директно је сразмјеран његовој апсолутној температури.

Други облик једначине гасног стања

Стање 1 гаса одређено је параметрима стања: p_1, V_1, T_1 . Загријавањем гас се шири и прелази у стање 2, које је одређено параметрима стања p_2, V_2, T_2 . Претходна једначина написана за стање 1 има облик,

$$p_1V_1 = nkT_1,$$

а за стање 2 има облик,

$$p_2V_2 = nkT_2,$$

слиједи,

$$\frac{p_1V_1}{p_2V_2} = \frac{nkT_1}{nkT_2},$$

одакле се добија релација између параметара стања 1 гаса и параметара стања 2 гаса :

$$\frac{p_2V_2}{T_2} = \frac{p_1V_1}{T_1}.$$

Добијена формула даје везу између параметара стања који одређују два различита стања гаса. Једначина стања идеалног гаса односи се на општу промјену стања гаса при којој се мијењају сва три параметра стања. Међутим, у гасу могу настати и изопроцеси при којима се не мијења један од параметара стања.

Изопроцеси у гасу

Изопроцеси у гасу су изотермски, изохорски и изобарски. При изотермском процесу не мијења се температура, при изохорском процесу не мијења се запремина, а при изобарском процесу не мијења се притисак.

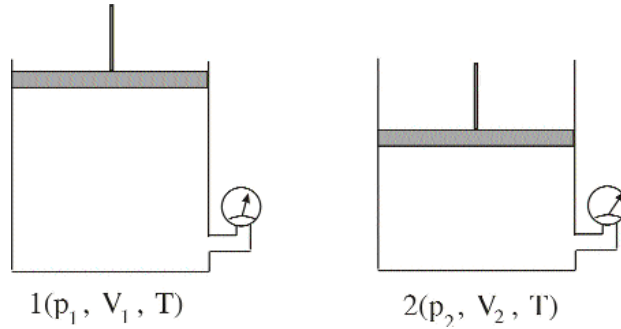
На основу великог броја експерименталних мјерења параметара стања гаса, законе за изопроцесе открили су француски физичари: Boyle (Бојл) и Mariott (Мариот) за изотермски процес, Charles (Шарл) за изохорски процес и Gay-Lussac (Геј-Лисак) за изохорски и изобарски процес.

Ови емпиријски закони откривени су прије настанка молекулско-кинетичке теорије гасова. Закони за изопроцесе у идеалним гасовима изводе се из једначине стања идеалног гаса. Закони за идеалне гасове могу се примјенити и на реалне гасове уз одређене услове.

Boyle-Mariott-ов закон (закон изотермског процеса)

Овај закон су експериментално открили француски физичари Boyle (Бојл) и Mariott (Мариот), независно један од другога.

Гас је херметички затворен у суду са покретним клипом. Помјерањем клипа, при сталној температури, мијењује се притисак и запремина гаса. Запремина гаса једнака је запремини дијела суда испод клипа, а притисак гаса се мјери манометром.



Мјерења су показала да је производ притиска и запремине гаса приближно константан на константној температури.

У молекулско-кинетичкој теорији гасова овај закон се изводи из једначине стања идеалног гаса,

$$pV = nkT.$$



Ако се не мијењају количина гаса и његова температура, онда је израз на десној страни константа за дати гас, па се претходна формула може написати у облику,

$$pV = k'.$$

Бројна вриједност константа k' за дати гас зависи од количине гаса и од температуре на којој се одвија изотермски процес.

Добијена формула је математички облик Boyle-Mariott-овог закона за идеалне гасове, који се може формулисати на сљедећи начин.

Производ притиска и запремине одређене количине идеалног гаса је константан при константној температури.

Boyle-Mariott-ов закон у наведеном облику може се примјенити, са великом тачношћу, на реалне гасове у случајевима када њихов притисак не одступа у великој мјери од атмосферског притиска и када се изотермски процес одвија на температури која не одступа у великој мјери од собне температуре.

Формула за Boyle-Mariott -ов закон,

$$pV = k',$$

може се написати у облику,

$$p = \frac{k'}{V},$$

који је подесан за графичко представљање изотермског процеса.

Уобичајено је да се процеси у гасовима представљају графички. У ту сврху користе се различити координатни системи. pV -дијаграм је график процеса у гасу који се у координатном систему представља тако да се на једну осу (на примјер: хоризонталну) наносе вриједности запремине V гаса а на другу осу (на примјер: вертикалну) вриједности притиска гаса p гаса.

Сљедећа два закона за изопроцесе дају зависност притиска гаса од његове температуре и зависност запремине гаса од његове температуре. Температура је битна величина за одређивање стања гаса и процеса у гасу. Због тога је неопходно објаснити појам температуре, као физичке величине.

Температура

Када су два тијела на истој температури она се налазе у стању топлотне равнотеже и између њих нема спонтане топлотне размјене. Ако је једно тијело на вишој температури оно у топлотној размјени предаје дио своје унутрашње енергије тијелу ниже температуре.

Температура тијела је физичка величина која мјери одступање тијела од топлотне равнотеже са другим тијелом чија је температура договором узета за нулу.

Температура тијела је макроскопска величина. У молекулско-кинетичкој теорији температура се дефинише преко средње кинетичке енергије молекула, која је микроскопска величина. Средња кинетичка енергија једне честице гаса израчунава се по формули,

$$\bar{E}_{k,1} = \frac{1}{2} m v_{kv}^2,$$

гдје је v_{kv} средња квадратна брзина,

$$v_{kv} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}.$$

Слиједи релација између средње кинетичке енергије транслаторног кретања молекуле и температуре,

$$\bar{E}_{k,1} = \frac{3}{2} kT.$$

Добијена формула важи само за израчунавање кинетичке енергије једне честице једноатомског гаса. На основу добијене формуле температура тијела може се дефинисати на сљедећи начин.

Температура тијела је мјера за средњу кинетичку енергију транслаторног кретања честица гаса.

Средњу кинетичку енергију транслаторног кретања честица није могуће директно измјерити, па претходна дефиниција температуре не даје начин како да се измјери температура неког тијела. Због тога је потребно одредити релацију између температуре и неке физичке величине, чијим мјерењем се може одредити и температура.

У сљедећем примјеру дат је начин како се мјерењем притиска може одредити температура. Релација између притиска гаса и његове температуре добија се из претходне релације и основне једначине молекулско-кинетичке теорије гасова, написане у облику,

$$p = \frac{2}{3} n_0 \bar{E}_k .$$

Слиједи,

$$p = \frac{2}{3} n_0 \cdot \frac{3}{2} kT ,$$

одакле се добија релација између притиска гаса и његове температуре,

$$p = n_0 kT .$$

Притисак идеалног гаса директно је сразмјеран производу концентрације молекула гаса и његове апсолутне температуре.

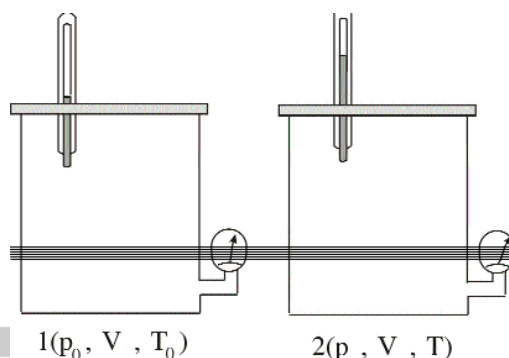
Према томе, мјерењем притиска гаса може се одредити и његова температура што се користи код гасног термометра. Температура тијела може се одредити и мјерењем промјене запремине (живин термометар).

Charles-ов закон (закон изохорског процеса)

Француски физичар Charles (Шарл) је мјерењем одредио зависност притиска гаса од његове температуре при сталној запремини.

Почетно стање гаса се узима на температури од $t_0 = 0^{\circ}C$ и оно је одређено параметрима стања: почетним притиском p_0 , почетном запремином V_0 и почетном температуром t_0 . Притисак гаса се мјери манометром, запремина гаса одређена је запремином посуде, а његова температура се мјери термометром. Загријавањем гаса повећавају се његов притисак и температура а његова запремина у херметички затвореном суду остаје непромијењена. Гас прелази у стање које је одређено параметрима стања: p, V_0, t .

Charles је на основу резултата мјерења притиска и температуре утврдио да је промјена притиска гаса сразмјерна почетном притиску и промјени његове температуре: $\Delta p = p_0 \Delta t \gamma$.



Ако се коефицијент сразмјерности означи са γ и ако се промјена температуре рачуна у односу на почетну температуру $t_0 = 0^\circ C$, онда се претходна релација може написати у облику:

$$p - p_0 = p_0 t \gamma,$$

одакле се добија један од два облика Charles-овог закона:

$$p = p_0(1 + \gamma t),$$

гдје је p притисак гаса на температури t , p_0 притисак на температури $0^\circ C$ и γ температурски коефицијент притиска. Бројна вриједност температурског коефицијента притиска износи $1/273,5^\circ C$ и иста је за све идеалне гасове. Температурски коефицијент притиска показује да се при промјени температуре гаса за $1^\circ C$, његов притисак промјени приближно за 273-ћи дио почетног притиска.

Температура $-273,15^\circ C$ се назива апсолутна нула, односно она је нула Kelvin-ове температурске скале. Charles-ов закон се може извести из једначине стања идеалног гаса,

$$pV = nkT.$$

Претходна релација се може написати у облику,

$$\frac{p}{T} = \frac{nk}{V}.$$

Ако се не мијења количина гаса при изохорском процесу, онда је израз на десној страни једнакости константан за дати гас па се претходна релација може написати у облику,

$$\frac{p}{T} = const.,$$

односно у облику,

$$\frac{p}{T} = \frac{p_0}{T_0},$$

који је подеснији при рјешавању рачунских задатака. Закон изохорског процеса за идеални гас може се формулисати на сљедећи начин.

Количник притиска и апсолутне температуре одређене количине идеалног гаса је константан при изохорском процесу.

Користећи претходну формулу може се написати релација између параметара који одређују два различита стања гаса при изохорском процесу,

$$p = p_0 \frac{T}{T_0}.$$

Из претходне формуле може се извести формула за линеарну зависност притиска гаса од његове температуре, до које је Charles дошао емпиријским путем:

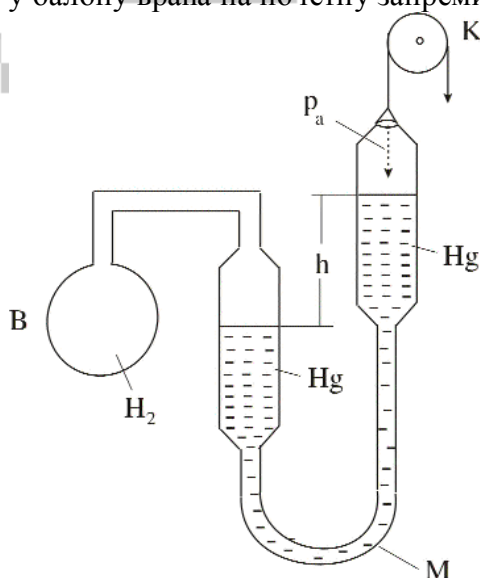
$$p = p_0(1 + \gamma t).$$

Гасни термометар

На сљедећој слици представљен је гасни термометар којим се температура неког тијела може одредити мјерењем притиска у гасу.

Стаклени балон је напуњен водоником (или хелијумом). Да би се измјерила температура, балон се стави у средину чија се температура мјери. Ако је температура средине виша од температуре гаса у балону, онда се гас шири при чему се повећавају његов притисак, запремина и температура.

При томе се у манометру М ниво живе спушта у лијевом краку и подиже у десном краку. Да би се остварио изохорски процес, подизањем десног крака манометра ниво стуба живе у његовом лијевом краку се враћа у почетни положај, тако да се гас у балону враћа на почетну запремину.



Један од начина да се одреде почетне вриједности температуре t_0 , притиска p_0 и запремине гаса у балону је следећи. Балон се стави у воду с ледом при нормалном атмосферском притиску. Тада је почетна температура једнака нули, а почетни притисак је p_0 .

При почетним условима гас заузима почетну запремину V_0 , коју гас испуњава у суду до стуба живе у лијевом краку манометра. Када се балон стави у средину чија се температура мјери, гас се шири при чему се повећава његов притисак. Притисак гаса на вишој температури T је

$$P = P_0 + P_x,$$

гдје је $p_0 = p_a$ атмосферски притисак на 0°C и p_x притисак стуба живе, који је одређен разликом висина, Δh , стубова живе у манометру: $p_x = \rho g \Delta h$. Према Charles-овом закону, релација између параметара p_0, V_0, T_0 који одређују почетно стање гаса и параметара p, V, T који одређу његово крајње стање је,

$$\frac{P}{T} = \frac{P_0}{T_0},$$

одакле слиједи формула за температуру средине која се мјери помоћу гасног термометра,

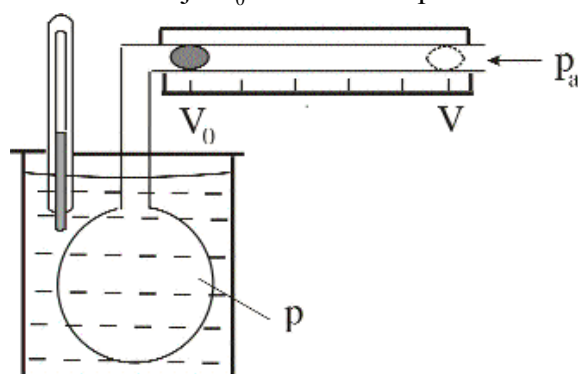
$$T = \frac{T_0}{P_0} \cdot p.$$

Према томе, мјерење температуре неке средине помоћу гасног термометра своди се на мјерење притиска гаса.

Gay-Lussac-ов закон (закон изобарског процеса)

Француски физичар Gay-Lussac (Геј-Лисак) је открио закон изохорског процеса, независно од физичара Charles-a, и закон изобарског процеса. Због тога се ова два закона називају и Gay-Lussac-ови закони. Сљедећа апаратура омогућава мјерење промјене запремине гаса у зависности од промјене температуре, при сталном притиску.

Гас је затворен у стакленом балону помоћу покретног чепа од живе. Прије загријавања балон се стави у воду с ледом, тако да је гас у почетном стању на температури 0°C , при чему је притисак гаса у балону изједначен са атмосферским притиском. Нека је V_0 почетна запремина гаса на 0°C .



Загријавањем воде у суду загријава се и гас у балону, при чему се повећавају његов притисак, запремина и температура. На вишој температури гас се рашири до запремине V , на којој се притисак гаса изједначи са вањским атмосферским притиском, $p = p_a$. На основу већег броја мјерења Gay-Lussac показао да је запремина гаса линеарна функција његове температуре,

$$V = V_0(1 + \gamma t),$$

гдје је V запремина гаса на температури t , V_0 запремина на 0°C и γ је термички коефицијент запреминског ширења гасова.

Ако се не мијења количина гаса при изобарском процесу онда се једначина гасног стања

$$pV = nkT,$$

може написати тако да се на десној страни једнакости налазе константне величине:

$$\frac{V}{T} = \frac{nk}{p},$$

одакле је,

$$\frac{V}{T} = \text{const.}$$

Претходна релација може се написати и у облику

$$\frac{V}{T} = \frac{V_0}{T_0},$$

који је подеснији при рјешавању рачунских задатака.

Закон изобарског процеса за идеални гас може се формулисати на сљедећи начин.

Количник запремине и апсолутне температуре одређене количине идеалног гаса константан је при изобарском процесу.

Многи експерименти су показали да се ниједно тијело не може охладити до апсолутне нуле. Када би било могуће гас охладити до апсолутне нуле, онда би његов притисак и његова запремина били једнаки нули, што нема физичког смисла.

У близини апсолутне нуле средња кинетичка енергија транслаторног кретања молекула није пропорционална апсолутној температури, тако да се на гасове не могу примјенити наведени гасни закони. На температурама које су блиске апсолутној нули тијела имају посебна својстава, која објашњава квантна физика.

Avogadro-ov zakon

Овај закон је такође емпиријски закон и може се формулисати на следећи начин.

Једнаке запремине различитих гасова при једнаким притисцима и на једнаким температурама садрже исти број молекула.

Avogadro-ov zakon омогућава да се одреди број молекула било којег гаса у јединици запремине под истим условима. На основу тога се дефинише Loschmidt-ov број.

Loschmidt-ov број једнак је броју молекула гаса у јединици запремине при нормалним условима.

Према томе, Loschmidt-ov број износи,

$$N_L = 2,69 \cdot 10^{25} m^{-3}$$

и одређује број молекула било којег гаса у $1m^3$ при нормалним условима.

Клареугон-ова једначина

Клареугон-ова (Клапејронова) једначина је други облик једначине стања за идеалне гасове. Увођењем појмова мола супстанце, моларне запремине, Avogadro-овог броја и универзалне гасне константе, претходна једначина се своди на облик који је подеснији у примјени.

Мол је количина супстанце неког система, чији је број структурних елемената (молекула, атома, јона, . . .) једнак броју атома које садржи 0,012kg изотопа угљеника ${}_6C^{12}$.

Број структурних елемената у једном молу супстанце одређује се посебним методама.

Avogadro-ov број једнак је броју структурних елемената у једном молу супстанце.

Вриједност Avogadro-овог броја одређена је експериментално и она износи,

$$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} mol^{-1}.$$

Моларна запремина једног мола гасовите супстанце једнака је запремини једног мола те супстанце при нормалним условима.

Бројна вриједност моларне запремине

$$V_M = 22,413 \cdot 10^{-3} m^3 / mol$$

показује да један мол идеалног гаса, при нормалним условима заузима запремину од 22,4 литара. Маса једног мола гаса M може се из рачунати на основу моларне запремине и његове густине ρ_0 , при нормалним условима, из формуле

$$M = \rho_0 V_M.$$

Ако се једначина стања идеалног гаса, $pV = nkT$, напише за један мол $pV_M = N_A kT$ и производ константних величина, $N_A k$, замијени једном константом R која се назива универзална гасна константа, онда се добија други облик једначине стања односно Клареуон-ова једначина:

$$pV = n_m RT.$$

ТЕРМОДИНАМИКА

Термодинамички системи се састоје из огромног броја честица. Физичке величине које одређују стања и понашања термодинамичких система називају се термодинамички параметри. Такве величине су притисак, запремина, температура, густина, унутрашња енергија, количина топлоте и неке друге. Термодинамички параметри карактеришу скупне ефекте огромног броја честица, при чему се не узимају у обзир појединачна кретања честица. Притисак, температура, количина топлоте и неке друге величине не могу се дефинисати за системе са малим бројем честица. Термодинамика се заснива на општим законима природе који су емпиријски потврђени. За разлику од закона одржања који важе за све микропроцесе и макропроцесе, закони термодинамике имају ограничену примјену. Термодинамички закони важе само за макросистеме коначних димензија и не могу се примијенити на системе са малим бројем честица.

Термодинамика је област физике која изучава услове трансформације енергије из једног њеног облика у други у макроскопским системима, као и квантитативне односе тих прелаза у различитим физичким појавама. Феноменолошка (макроскопска) термодинамика и статистичка физика, односно молекулско-кинетичка теорија, се међусобно допуњавају. Статистичка физика омогућава да се дубље схвате механизми топлотних процеса и термодинамички закони.

Унутрашња енергија

За разумијевање првог закона термодинамике неопходно је објаснити појам унутрашње енергије тијела (термодинамичког система). Свако тијело, без обзира да ли је у чврстом, течном или гасовитом стању, састоји се из великог броја честица (атома или молекула). Атоми су изграђени од језгра, у којем се налазе протони и неутрони, и омотача у којем се налазе електрони. Све наведене честице се крећу унутар тијела и узајамно дјелују.

Честице у тијелу имају различите облике енергије. Атоми и молекули имају кинетичку енергију топлотног кретања и потенцијалну енергију у пољу међумолекулских сила. Електрони имају кинетичку и потенцијалну енергију унутар атома, а нуклеони имају енергију унутар атомског језгра.

Унутрашња енергија тијела (термодинамичког система) једнака је збиру свих облика енергије свих честица које чине тијело. Кинетичка енергија тијела као цјелине и потенцијална енергија тијела у пољу неке спољашње силе нису облици унутрашње енергије тијела.

Гравитациона потенцијална енергија је функција положаја тијела у гравитационом пољу. Она се увијек одређује у односу на неки референтни ниво. Ако држимо куглу изнад стола, она има већу потенцијалну енергију у односу на сто него у односу на подлогу. Када кугла слободно пада битно је колики дио потенцијалне енергије се претвори у кинетичку енергију кугле. Дакле, битна је промјена потенцијалне енергије кугле а не њена потенцијална енергија на некој висини, јер она може бити већа или мања у зависности од тога у односу на који референтни ниво посматрамо ту енергију. У пољу конзервативних сила (у којем важи закон одржања енергије) промјена потенцијалне енергије зависи само од почетног и крајњег положаја тијела, а не и од облика путања дуж које тијело прелази из почетног у крајњи положај.

Сличан закључак важи и за унутрашњу енергију термодинамичког система. Када дође до промјене притиска, запремине или температуре долази до промјене стања термодинамичког система, односно долази и до промјене унутрашње енергије. Због тога се каже да је унутрашња енергија функција стања термодинамичког система – сваком стању се придружује одређена унутрашња енергија. Међутим, када тијело загријавамо битно је колико се промијени његова унутрашња енергија а не колика је та енергија прије и послје загријавања.

Промјена унутрашње енергије зависи само од почетног и крајњег стања тијела, а не и од врсте процеса при којем тијело прелази из почетног у крајње стање.

Унутрашња енергија зависи од структуре и термодинамичког стања тијела. Структура гасова може бити једноатомска, двоатомска или вишеатомска. Једноатомски гасови се састоје из атома. Такви су инертни гасови: He, Ne, Ar, . . . и гасови једноатомских метала Na, Cu, Ag, Атоми једноатомских гасова имају могућност само неуређеног транслаторног

кретања у простору. У претходном поглављу (Молекулско-кинетичка теорија) дата је формула за средњу кинетичку енергију транслаторног кретања једне честице једноатомског гаса,

$$\bar{E}_{k,1} = \frac{3}{2} kT ,$$

гдје је k Болцманова константа и T апсолутна температура гаса. Код идеалних једноатомских гасова узима се у обзир само кинетичка енергија транслаторног кретања атома, а сви други облици енергије се занемарују.

Унутрашња енергија идеалног једноатомског гаса, који се налази изван дјеловања поља спољашњих сила, једнака је збиру кинетичких енергија транслаторног кретања свих његових атома.

Ако идеални једноатомски гас има n атома, онда је његова унутрашња енергија,

$$U = n \cdot \frac{3}{2} kT$$

Укупан број честица гаса може се изрзити преко Авогадровог броја: $n = n_m N_A$, па је унутрашња енергија n молова идеалног једноатомског гаса

$$U = n_m N_A \cdot \frac{3}{2} kT .$$

Практично је да се унутрашња енергија изрази преко универзалне гасне константе:

$$U = \frac{3}{2} n_m RT .$$

Очигледно, унутрашња енергија једноатомског гаса одређена је бројем честица гаса (количином гаса) и његовом апсолутном температуром. Када се гас загрије промијени се стање гаса, па се промијени и његова унутрашња енергија. Дакле, унутрашња енергија је функција стања гаса. За процесе у гасу битна је промјена унутрашње енергије гаса која се добија из формуле

$$\Delta U = \frac{3}{2} n_m R \Delta T .$$

Мјерења су показала да се претходне формуле не могу примијенити за двоатомске и вишеатомске гасове. У двоатомском гасу сваки молекул граде два атома: $2 H$, $2 O$, $2 N$, ... Осим транслаторног кретања центра маса молекула, постоји могућност ротације молекула и осциловања атома унутар молекула. Због тога је средња кинетичка енергија једног молекула двоатомског гаса већа него код једноатомских гасова. Болцман је теоријским путем добио формулу за средњу кинетичку енергију молекула двоатомског гаса,

$$\bar{E}_{k,1} = \frac{5}{2} kT .$$

Унутрашња енергија n молова идеалног двоатомског гаса је

$$U = \frac{5}{2} n_m RT ,$$

па је промјена унутрашње енергије

$$\Delta U = \frac{5}{2} n_m R \Delta T .$$

Вишеатомски гасови се састоји из молекула које чине три или више атома. Средња кинетичка енергија молекула вишеатомских гасова већа је него код двоатомских гасова. Сличним поступком се добија да је промјена унутрашње енергије вишеатомског гаса

$$\Delta U = \frac{6}{2} n_m R \Delta T .$$

У сва три случаја унутрашња енергија идеалног гаса је директно сразмјерна апсолутној температури гаса. То значи да гас на вишој температури има већу унутрашњу енергију. Поново треба нагласити следеће: у унутрашњу енергију гаса није укључена кинетичка енергија транслаторног кретања гаса као цјелине нити потенцијална енергија коју може имати гас у пољу неке спољашње силе (на примјер: у пољу гравитационе силе).

Промјена унутрашње енергије тијела најчешће се остварује вршењем рада или топлотном размјеном између тијела и околине. При кретању аутомобилских гума по асфалту, врши се рад на савлађивању силе трења. При томе се гуме загријавају и повећава се њихова унутрашња енергија. Када се канап омотан око епрувете, у којој се налази етар, повлачи преко епрувете врши се рад на савлађивању трења. При томе се повећава унутрашња енергија етра и он може да прокључа. У оба случаја повећање унутрашње енергије тијела последица је вршења рада. У додиру два тијела различитих температура, топлије тијело се хлади а хладније тијело загријава. У овом случају промјена унутрашњих енергија оба тијела настаје посредством судара њихових молекула, а не вршењем рада. Два термодинамичка система могу размјењивати различите облике енергије, при узајамном дјеловању. Да би се одредила квантитавна мјера за размјењену енергију уводе се појмови механичког рада и топлоте. При вршењу механичког рада једно тијело дјелује на друго тијело неком силом. При томе долази до промјене стања кретања оба тијела. У току тог процеса тијела размјењују механичку енергију. **Механички рад** није енергија, него је квантитативна мјера размјењене енергије између два тијела при промјени стања кретања.

Количина топлоте

При додиру два тијела различитих температура долази до размјене унутрашње енергије између тијела, без вршења рада.

Топлотна размјена је процес предавања (преноса) унутрашње енергије једног тијела другом тијелу без вршења рада. Топлотна размјена је облик преноса енергије који се остварује посредством судара честица које су у саставу тијела.

Топлотна размјена између два тијела одвија се до изједначавања њихових

температура.

Количина топлоте је квантитативна мјера промјене унутрашње енергије тијела при топлотној размјени.

Према томе, механички рад и количина топлоте нису облици енергије него су само квантитативне мјере за пренос енергије са једног на друго тијело. Због тога тијело не може имати извјесну количину рада или топлоте, јер су ове величине везане за процес преноса енергије. Мјерна јединица за рад и за количину топлоте је џул.

Количина топлоте коју неко тијело отпусти или прими зависи од топлотних својстава тијела, његове масе и промјене температуре. Количина топлоте је дата формулом,

$$Q = c \cdot m \Delta T$$

гдје је c специфични топлотни капацитет тијела.

Искуство показује да се различита тијела једнаких маса различито загрију при довођењу исте количине топлоте.

Због тога се уводи појам топлотног капацитета тијела.

Топлотни капацитет тијела

Топлотни капацитет тијела бројно је једнак количини топлоте коју треба да прими (или отпусти) тијело да би се његова температура промијенила за један степен Целзијусове односно Келвинове скале.

Формула за топлотни капацитет тијела је:

$$C = \frac{Q}{\Delta T},$$

а мјерна јединица је $J / ^\circ C$ или J / K . Топлотни капацитет тијела зависи од његове масе, хемијског састава, термодинамичког стања и врсте процеса при којем се предаје (отпушта) топлота.

Специфични топлотни капацитет тијела које се састоји из молекула исте врсте једнак је топлотном капацитету јединичне масе тијела:

$$c = \frac{Q}{m \Delta T}.$$

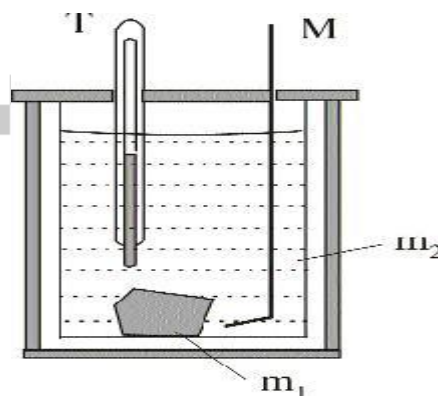
Мјерна јединица за специфични топлотни капацитет је $J / kg ^\circ C$ или $J / kg K$. Специфични топлотни капацитет зависи од температуре на којој тијело прима (отпушта)

Да би се један килограм воде загријао за један степен Целзијусов (или Келвинов), при нормалним условима, потребно је да прими 4200 J топлоте.

Слично томе: да би се један килограм воде охладио за један степен целзијусов (или келвинов), при нормалним условима, потребно је да отпусти 4200 J топлоте.

Мјерење количине топлоте и специфичног топлотног капацитета тијела

За мјерење количине топлоте коју неко тијело прими или отпусти при топлотној размјени користи се калориметар. Калориметар се састоји из спољашњег суда, који има двоструке зидове између којих је топлотни изолатор (материјал који слабо проводи топлоту) и унутрашњег суда у који се сипа течност. Примјери топлотно изолованог суда су термос-боца и преносиви фрижидер. Метално тијело масе m_1 се убаца у кључалу воду у којој се загрије до температуре t_1 , затим се убаца у калориметар масе m_k у којем је вода масе m_2 , на температури t_2 .



Након тога долази до топлотне размјене, која се поспјешује мјешалицом М. При топлотној размјени метално тијело се охлади до температуре t , до које се загрију вода и калориметар. Ако су специфични топлотни капацитети за метал c_1 , за воду c_2 и за калориметар c_k , онда је количина топлоте коју отпусти метално тијело:

$$Q_1 = c_1 m_1 (t_1 - t),$$

количина топлоте коју прими вода:

$$Q_2 = c_2 m_2 (t - t_2),$$

и количина топлоте коју прими калориметар:

$$Q_3 = c_k m_k (t - t_2).$$

Мјерењем маса металног тијела, воде и калориметра, њихових почетних температура, и крајње температуре t , могу се израчунати све три количине топлоте.

Одређивање специфичног топлотног капацитета металног тијела.

Претпоставимо да није познат специфични топлотни капацитет метала $c_x = c_m$, а да су познати специфични топлотни капацитети воде c_v и калориметра c_k , онда се непознати специфични топлотни капацитет метала може одредити из једначине топлотне равнотеже:

$$Q_1 = Q_2.$$

Топлотна равнотежа. У топлотно изолованом систему два тијела

количина топлоте коју отпусти топлије тијело једнака је количини топлоте коју прими хладније тијело,

$$Q_1 = Q_2.$$

У претходном примјеру Q_1 је количина топлоте коју отпусти метално тијело, $Q_1 = Q_m$, а Q_2 је количина топлоте коју приме вода и калориметар:

$$Q_2 = Q_v + Q_k.$$

Пошто је калориметар топлотно изолован онда се може примијенити једначина топлотне равнотеже: $Q_1 = Q_2$, односно $Q_m = Q_v + Q_k$. Замјеном наведених формула добија се

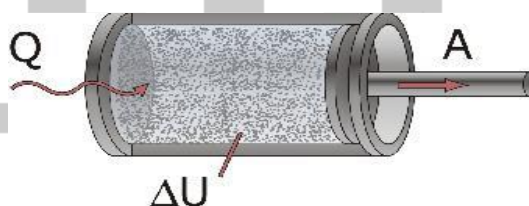
$$c_x m_m (t_m - t) = c_v m_v (t - t_0) + c_k m_k (t - t_0)$$

одакле слиједи формула за непознати специфични топлотни капацитет металног тијела:

$$c_x = \frac{c_v m_v (t - t_0) + c_k m_k (t - t_0)}{m_m (t_m - t)}.$$

Први закон термодинамике

Први закон термодинамике је изведен на основу резултата великог броја експерименталних мјерења. То је емпиријски закон који се назива и први принцип термодинамике. Први закон термодинамике је посебан случај примјене закона одржања енергије на топлотне трансформације. Претпоставимо да гас, затворен у цилиндру са покретним клипом, прима топлоту. Загријавањем или хлађењем гаса у цилиндру долази до промјене његове унутрашње енергије.



Гас се загријава и шири, при чему врши рад на помјерању клипа. Доведена количина топлоте Q се трансформише у повећање унутрашње енергије гаса ΔU и извршени рад A на помјерању клипа. На основу закона одржања енергије први закон термодинамике може се формулисати на следећи начин.

Први закон термодинамике. Улазна енергија, E_u коју прими радно тијело једнака је излазној енергији E_i , која се трансформише у друге облике енергије:

$$E_u = E_i.$$

У случају загријавања радног тијела улазна енергија једнака је количини доведене топлоте, а излазна енергија једнака је збиру повећања унутрашње енергије радног тијела и рада који оно изврши над околином. Према томе, први закон термодинамике може се написати и у облику,

$$Q = \Delta U + A,$$

а може се формулисати на сљедећи начин: Количина топлоте коју прими изоловани термодинамички систем, једним дијелом се трансформише у повећање његове унутрашње енергије а другим дијелом у рад на савлађивању спољашњих сила.

Овај закон у датом математичком облику важи и за такве процесе у гасу при којима гас отпушта топлоту или при којима спољашње силе врше рад на гасу. Због тога се приликом примјене овог закона мора водити рачуна о предзнаку наведених величина, односно морају се користити сљедеће конвенције.

Количина топлоте је позитивна када гас прима топлоту, а негативна када гас отпушта топлоту.

Промјена унутрашње енергије је позитивна када се она повећава, а негативна када се она смањује.

Рад који врши гас на савлађивању спољашњих сила је позитиван, а рад спољашњих сила на гасу је негативан.

Размотрићемо неке карактеристичне случајеве у вези с радом гаса који слиједи из првог закона термодинамике, одакле је рад гаса $A = Q - \Delta U$.

(1) Ако гас не прима нити отпушта топлоту, $Q=0$, онда је рад гаса $A = -\Delta U$.

У овом случају рад гаса је позитиван јер гас врши рад: $A > 0$. Слиједи

$-\Delta U > 0, -(U_2 - U_1) > 0, U_1 - U_2 > 0, U_1 > U_2$. Пошто је унутрашња енергија мања у стању 2 (након извршеног рада) него у стању 1 (прије извршеног рада), слиједи закључак да се унутрашња енергија гаса смањује, односно гас врши рад на рачун смањења своје унутрашње енергије.

(2) Када гас прима топлоту и не мијења своју унутрашњу енергију, $\Delta U = 0$, онда је рад гаса $A=Q$. У овом случају количина топлоте коју прими гас се трансформише у вршење рада.

(3) Ако гас прима топлоту, али не врши рад, $A=0$, онда је промјена унутрашње енергије $\Delta U = Q$, $Q = U_2 - U_1$. Гас прима топлоту па је $Q > 0$, односно $U_2 > U_1$.

Слиједи да се унутрашња енергија гаса повећава. Према томе, количина топлоте коју прими гас трансформише се у повећање његове унутрашње енергије.

У случају када се гасу не доводи топлота, рад гаса се врши на рачун смањења његове унутрашње енергије. Смањење унутрашње енергије може се одвијати само док је температура гаса виша од температуре околине. У овом случају, рад који врши гас је временски ограничен процес. Одавде се изводи закључак да гас не може непрестано вршити рад само на рачун смањења своје унутрашње енергије.

Перпетуум-мобиле прве врсте је машина која би непрестано вршила рад само на рачун смањења унутрашње енергије радног тијела, односно без довођења енергије из околине. Било је доста покушаја да се конструише перпетуум-мобиле прве врсте, али ниједан покушај није био успјешан. То је уједно и потврда тачности првог закона термодинамике.

Први закон термодинамике указује на могућност трансформације топлоте у рад и обратно, али из овог закона се не могу добити услови при којима су могуће ове трансформације. О томе говори други закон термодинамике.

Промјена унутрашње енергије организма човјека може такође настати топлотном размјеном и вршењем рада. Међутим, организам човјека није изолован систем тако да он може храном надокнадити губитак унутрашње енергије. Извођењем различитих активности човјек смањује унутрашњу енергију коју надокнађује узимањем хране. Организам човјека је на вишој

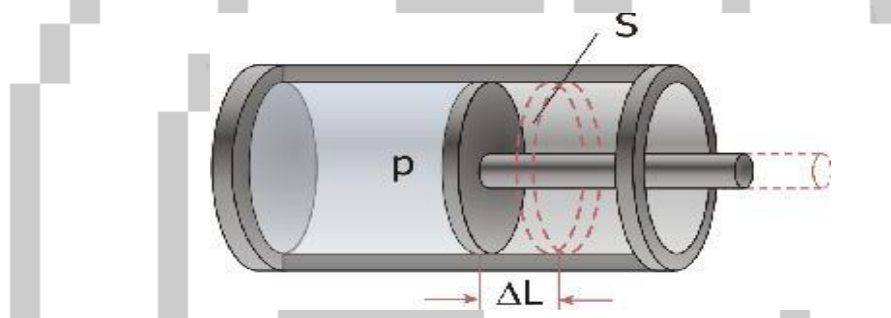
температури у односу на околину, изузев љети када су велике врућине, а то значи да организам предаје дио унутрашње енергије околини. Међутим, температура организма се не смањује јер се губитак унутрашње енергије надокнађује у процесу метаболизма.

Којом брзином метаболизам надокнађује унутрашњу енергију зависи од врсте активности којом се човјек бави. Млађи човјек има бржи метаболизам, односно брже надокнађује смањење унутрашње енергије.

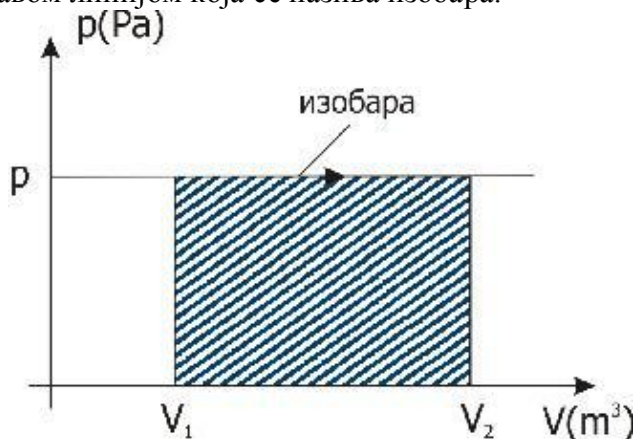
Брзина метаболизма једнака је брзини трансформисања унутрашње енергије у друге облике енергије у организму човјека, односно једнака је трансформисаној унутрашњој енергији у јединици времена. Дакле, мјерна јединица је $J/s = W$.

Рад идеалног гаса

Претпоставимо да се идеални гас шири, у цилиндру са покретним клипом, при сталном притиску p .



Из формуле за притисак: $p = \frac{F}{S}$ слиједи да на клип површине S дјелује сила сталног интензитета $F = pS$. Ако се клип помјери за дужину ΔL , онда гас изврши рад $A = F\Delta L$, $A = pS\Delta L$, $A = p\Delta V$, гдје је ΔV промјена запремине гаса. При ширењу (експанзији) гаса промјена запремине је позитивна па је и рад позитиван, а при сабијању (компресији) промјена запремине је негативна и рад је негативан. Претпоставимо да се посматрани процес одвија при сталном притиску p . График тог изобарског процеса представљен је на pV -дијаграму правом линијом која се назива изобара.



Површина шрафиране фигуре на слици једнака је површини правоугаоника: $A = p(V_2 - V_1) = p\Delta V$, а то је у ствари формула за извршени рад гаса. Према томе, извршени рад гаса при изобарском процесу одређен је површином одговарајуће фигуре на pV -дијаграму.

Шрафирана површина на pV -дијаграму на сљедећој слици одређује рад гаса, када се мијења притисак гаса.

У случају када се притисак гаса мијења са повећањем запремине, укупни рад једнак је збиру елементарних радова, $A = \Delta A_1 + \Delta A_2 + \dots + \Delta A_n$.

Елементарни рад се рачуна на елементарној промјени запремине, односно на веома малој промјени запремине на чијем интервалу се може занемарити промјена притиска. Да би се одредио укупан рад треба одредити график функције $p=p(V)$, која представља зависност притиска од запремине.

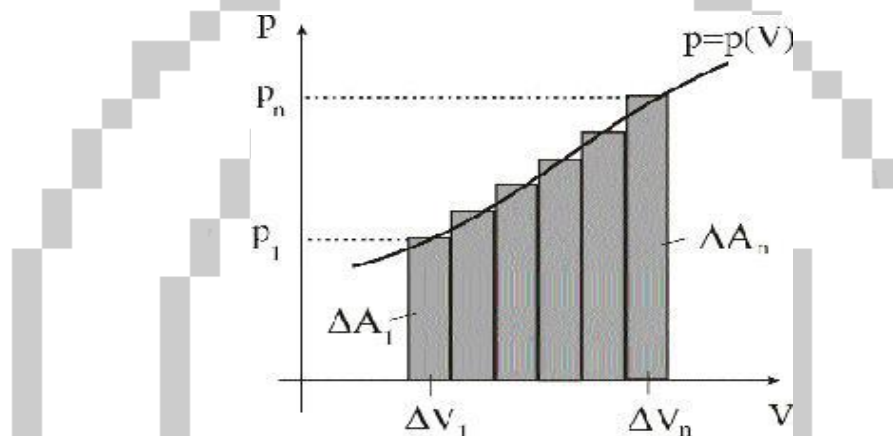
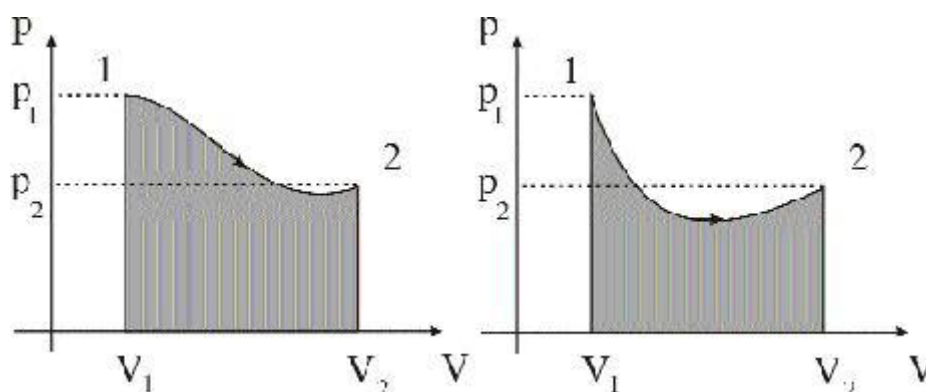


График ове функције добија се на основу резултата мјерења притиска и запремине гаса. Укупна промјена запремине подијељена је на pV -дијаграму на елементарне запремине. Ако се претпостави да су p_1, p_2, \dots, p_n средње вриједности притиска на елементарним запреминама $\Delta V_1, \Delta V_2, \dots, \Delta V_n$, онда се укупни рад може одредити са графика, формулом $A = p_1\Delta V_1 + p_2\Delta V_2 + \dots + p_n\Delta V_n$, која има већу тачност при мањим елементарним запреминама.

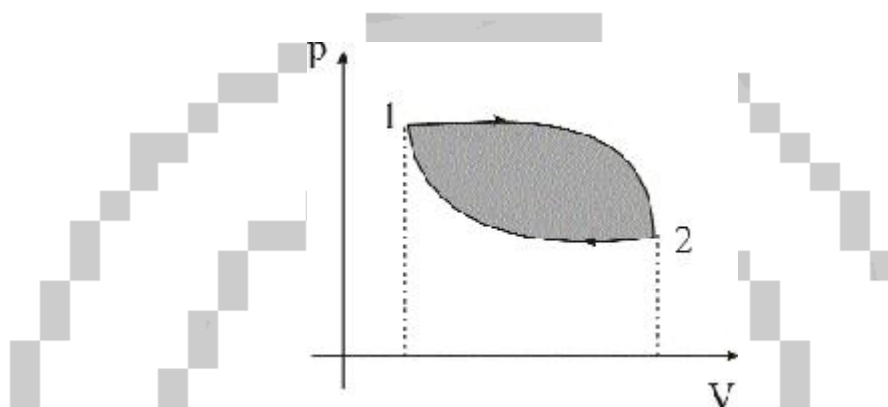
Облик криве линије која је график функције $p=p(V)$ зависи од врсте процеса при којем гас прелази из стања 1 у стање 2. На слици су представљена два различита процеса у гасу.



У оба случаја иста су почетна и крајња стања гаса, односно стања 1 (p_1, V_1, T_1) и 2 (p_2, V_2, T_2).

Површине шрафираних фигура на слици нису једнаке. Према томе, рад гаса зависи од параметара који одређују почетно и крајње стање и од врсте процеса при којем гас прелази из почетног у крајње стање.

На сљедећој слици је представљен кружни процес у гасу, при којем гас прелази из почетног стања 1 (p_1, V_1, T_1) у стање 2 (p_2, V_2, T_2) затим се враћа у почетно стање.



При првом прелазу гас се шири, промјена запремине је позитивна и гас врши позитиван рад. У овом дијелу кружног процеса гас помјера клип у цилиндру који покреће неки механизам изван цилиндра. При томе гас предаје енергију околина, односно неком механизму изван цилиндра. Главни дијелови тог механизма код аутомобилског мотора су радилица, мјењач и точкови. Клип покреће радилицу која преко мјењача покреће точкове.

У другом дијелу кружног процеса, спољашњи механизам дјелује на клип тако да он сабија гас. При повратку у почетно стање промјена запремине је негативна, околина врши рад на гасу па је рад негативан, $A_{2,1} > 0$. При сабијању гаса околина (механизам који враћа клип у почетни положај) врши рад на гасу и околина губи дио енергије.

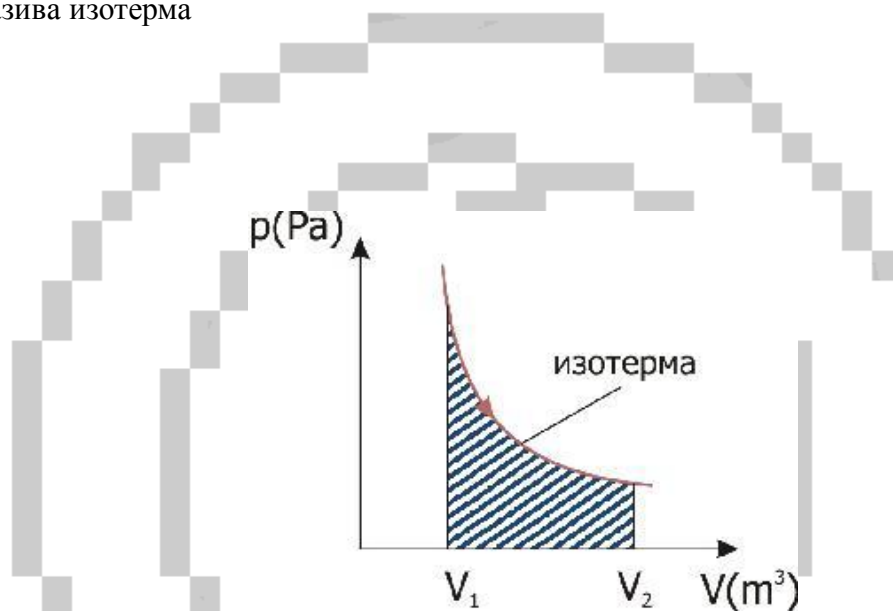
Користан рад који изврши гас одређен је енергијом која је искориштена у околина, односно у неком механизму. Рад $A_{1,2}$ је мјера за енергију коју прими околина од гаса, а $A_{2,1}$ је мјера за енергију коју околина преда гасу. На слици рад $A_{1,2}$ је одређен површином фигуре испод криве 1-2, апсолутна вриједност рада $A_{2,1}$ одређена је површином фигуре испод криве 2-1. Пошто је $A_{2,1} < 0$, користан рад је одређен површином шрафиране фигуре између кривих 1-2 и 2-1. Према томе, користан рад је $A = A_{1,2} + A_{2,1}$, гдје је $A_{2,1} < 0$.

Закључак. Рад силе притиска на затвореној путањи није једнак нули. Силе чији је рад на затвореној путањи једнак нули називају се конзервативне силе (примјер: гравитациона сила.) Према томе, сила притиска није конзервативна сила.

Рад идеалног гаса при изопроцесима

Изопроцеси у гасу су изотермски, изохорски и изобарски. У сљедећим примјерима показано је како се одређује рад при изопроцесима.

(1) При изотермском процесу не мијења се температура. Из формуле за промјену унутрашње енергије једноатомског гаса, $U = \frac{3}{2}n_m RT$, слиједи да је при изотермском процесу промјена унутрашње енергије гаса једнака нули. Користећи претходни услов и први закон термодинамике, $Q = \Delta U + A$, добија се да је $Q=A$, односно да гас примљену количину топлоте трансформише у рад. Изотермски процес представљен је на pV -дијаграму кривом линијом која се назива изотерма



Рад гаса је одређен површином шрафиране фигуре испод изотерме. Ако је позната једначина изотерме онда се формула за рад добија примјеном интегралног рачуна.

Пошто се у овом случају повећава запремина рад гаса је позитиван. У супротном процесу рад врше спољашње силе на гасу па је рад гаса негативан а одређује се на исти начин као у претходном случају.

(2) При изобарском процесу не мијења се притисак гаса, па се рад идеалног гаса добија из формуле $A = p\Delta V$. Из претходног услова и првог закона термодинамике, слиједи да се при изобарском процесу количина топлоте доведена гасу трансформише једним дијелом у рад, а другим дијелом у промјену унутрашње енергије гаса.

(3) При изохорском процесу не мијења се запремина гаса. У овом случају промјена запремине гаса једнака је нули, па је и рад гаса једнак нули. Из првог закона термодинамике слиједи $Q = \Delta U$. Количина топлоте коју прими гас, при изохорском процесу, трансформише се у промјену унутрашње енергије гаса.

Топлотни капацитет гасова

На основу претходне анализе рада при изопроцесима може се доћи до закључка да вриједност специфичног топлотног капацитета зависи и од тога који изопроцес се одвија у гасу. Када гас врши рад при изобарском процес количина доведене

топлоте је $Q_1 = \Delta U_1 + p\Delta V$, а при изохорском процесу гас не врши рад и доведена количина топлоте је $Q_2 = \Delta U_2$.

Претпоставимо да се у оба случаја температура гаса повећа за исту вриједност ΔT онда се и унутрашња енергија гаса промијени за исту вриједност:

$\Delta U_1 = \Delta U_2$, па слиједи, пошто је рад гаса позитиван $p\Delta V > 0$, да је $Q_1 > Q_2$, односно $m c_p \Delta T > m c_v \Delta T$.

Закључак. Специфични топлотни капацитет гаса при сталном притиску, c_p , већи је него специфични топлотни капацитет при сталној запремини, c_v .

Специфични топлотни капацитет гаса при сталном притиску, c_p , за гас којег чине молекуле исте врсте, дефинише се на сљедећи начин:

Специфични топлотни капацитет гаса при сталном притиску једнак је бројно количини топлоте коју треба да прими (отпусти) један килограм гаса при сталном притиску да би се његова температура промијенила за 1°C , односно 1 K .

Специфични топлотни капацитет гаса при сталној запремини једнак је бројно количини топлоте коју треба да прими (отпусти) један килограм гаса при сталној запремини да би се његова температура промијенила за 1°C , односно 1 K .

Осим специфичних топлотних капацитета гаса користе се и моларни топлотни капацитети при сталном притиску, C_p , и при сталној запремини, C_v .

Моларни топлотни капацитет гаса при сталном притиску једнак је бројно количини топлоте коју треба да прими (отпусти) један мол гаса при сталном притиску да би се његова температура промијенила за 1°C , односно 1 K .

Моларни топлотни капацитет гаса при сталној запремини једнак је бројно количини топлоте коју треба да прими (отпусти) један мол гаса при сталној запремини да би се његова температура промијенила за 1°C , односно 1 K .

На основу претходне дефиниције слиједи формуле за моларне топлотне капацитете при сталном притиску и при сталној запремини:

$$C_p = \frac{Q_p}{n_m \Delta T}, C_v = \frac{Q_v}{n_m \Delta T}.$$

Из претходних формула добијају се формуле за количину топлоте коју прими n мола гаса при сталном притиску и при сталној запремини:

$$Q_p = C_p n_m \Delta T, Q_v = C_v n_m \Delta T.$$

Релација између моларних топлотних капацитета добија се на основу првог закона термодинамике, $Q = \Delta U + A$. Ако се при сталном притиску

једноатомском гасу доведе количина топлоте $Q_1 = n_m c_p \Delta T$, онда је промјена

његове унутрашње енергије $\Delta U = \frac{3}{2} n_m R \Delta T$. При изобарском процесу гас

изврши рад $A = p \Delta V$.

Из једначине стања слиједи да је $p \Delta V = n R \Delta T$, односно извршени рада гаса је $A = n R \Delta T$. Замјеном претходне три релације у формулу за први закон термоди-

намике добија се $n_m C_p \Delta T = \frac{3}{2} n_m R \Delta T + n_m R \Delta T$, одакле слиједи формула за

моларни топлотни капацитет једноатомског гаса при сталном притиску

$$C_p = \frac{5}{2} R.$$

При изохорском процесу рад гаса једнак је нули, па из првог закона

термодинамике слиједи $n_m C_v \Delta T = \frac{3}{2} n_m R \Delta T$, одакле се добија формула за

моларни топлотни капацитет гаса при сталној запремини

$$C_v = \frac{3}{2} R.$$

Пошто је $C_p = \frac{5}{2} R = \frac{3}{2} R + R$, слиједи релација између моларних топлотних

капацитета гаса при сталном притиску и сталној запремини

$$C_p = C_v + R.$$

Моларни топлотни капацитет гаса при сталном притиску већи је од моларног топлотног капацитета гаса при сталној запремини.

Количина топлоте која се доведе гасу при сталном притиску може се изразити на два начина: $Q_p = C_p n_m \Delta T$, $Q_p = m c_p \Delta T$, одакле слиједи,

$$C_p n_m \Delta T = m c_p \Delta T, (m/M) C_p \Delta T = m c_p \Delta T, \text{ односно } C_p = M c_p.$$

Аналогним поступком се добија релација између моларног топлотног капацитета гаса при сталној запремини и специфичног топлотног капацитета гаса при сталној запремини.

Специфични топлотни капацитет гаса при сталном притиску већи је од специфичног топлотног капацитета гаса при сталној запремини.

Адијабатски процеси

Осим наведених процеса при којима се не мијења један од параметара стања гаса, могу настати и процеси у којима се мијењају сва три карактеристична параметра стања: притисак, p , запремина, V , и температура, T . Адијабатски процеси су примјер таквих процеса при којима се мијењају сва три параметра стања.

Адијабатски процеси у гасу су такви термодинамички процеси при којима не долази до размјене топлоте између гаса и околине.

Када би се гас налазио у суду са идеалном топлотном изолацијом онда би сваки термодинамички процес у таквом гасу био адијабатски. Међутим, не постоји идеалан топлотни изолатор тако да материјали који су добри топлотни изолатори омогућавају процесе који су само приближно адијабатски. Други начин да се оствари приближно адијабатски процес је да се у гасу изазове брза промјена при којој се размијени веома мала количина топлоте између гаса и околине.

Термодинамички процеси у гасовима су ближи адијабатским процесима што је херметички затворени суд ближи идеалном топлотном изолатору или што је процес у гасу бржи. У идеалном случају за адијабатски процес се поставља услов

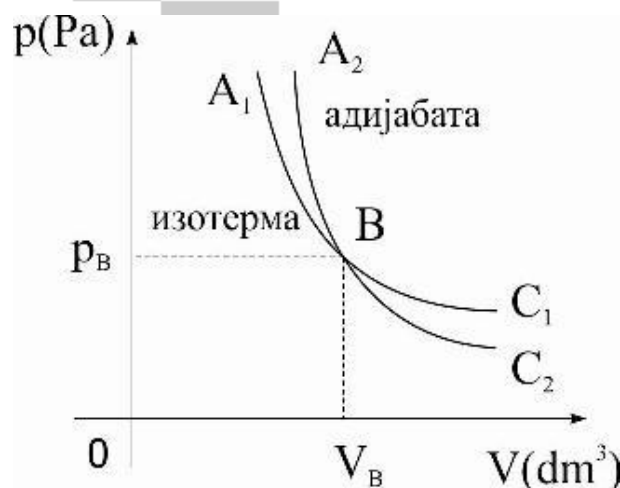
$$Q = 0,$$

који указује на то да се не врши топлотна размјена између гаса и околине.

Замјеном овог услова у први закон термодинамике $Q = \Delta U + A$ добија се

$A = -\Delta U$. Треба разликовати два случаја: адијабатску експанзију и адијабатску компресију. При адијабатској експанзији гас врши позитиван рад, па је $A > 0$, $-\Delta U > 0$, односно $U_1 > U_2$. Слиједи закључак да при адијабатској експанзији гас врши рад на рачун смањења своје унутрашња енергије. При адијабатској компресији спољашње силе врше рад на гасу па је рад гаса негативан: $A < 0$, $-\Delta U < 0$, односно $U_1 < U_2$. У овом случају унутрашња енергија гаса се повећава. Другим ријечима, при адијабатској експанзији гас се хлади а при адијабатској компресији он се загријава.

На слици линија A_1BC_1 представља изотерму а линија A_2BC_2 адијабату. Пресјечна тачка B одређује неко стање гаса са притиском p_B и запремином V_B .



Ако се гас сабија адијабатски из стања B његова температура се повећава. Из једначине стања $pV = nRT$ слиједи да се и производ pV повећава. Због тога је дио адијабате BA_2 изнад дијела изотерме BA_1 , односно адијабата је стрмија од изотерме.

Ако се гас шири адијабатски из стања B онда се он хлади па се, према једначини стања, и производ pV смањује. Због тога је дио адијабате BC_2 испод дијела изотерме BC_1 , односно и у овом случају адијабата је стрмија од изотерме.

За изотермски процес у гасу важи Бојл-Мариотов закон, $pV = const$ а за адијабатски процес у гасу важи слична формула $pV^\gamma = const$, односно

$p_1V_1^\gamma = p_2V_2^\gamma$. За адијабатски процес важи и формула $TV^{\gamma-1} = const$, односно $T_1V_1^{\gamma-1} = T_2V_2^{\gamma-1}$, гдје је γ адијабатска константа која је одређена формулом

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} = \frac{C_p}{C_v}.$$

Адијабатска константа једнака је количнику топлотних капацитета (моларних или специфичних) при сталном притиску и сталној запремини. Замјеном формула за топлотне капацитете добија се за једноатомски гас вриједност 1,67, за двоатомски 1,40 и за вишеатомски 1,33. Када се примјењују гасни закони мора се водити рачуна о томе да ли је гас једноатомски, двоатомски или вишеатомски.

Други закон термодинамике

Први закон термодинамике говори о томе да се енергија одржава, али не објашњава како се одвија процес у којем се укупна енергија изолованог система одржава, односно не мијења.

ПРИМЈЕР 1. Ако се помијешају топла и хладна вода у топлотно изолованом суду онда долази до топлотне размјене без вршења рада. Из првог закона термодинамике $Q = \Delta U + A$, слиједи да је $Q = \Delta U$, односно да је количина топлоте коју преда једно тијело једнака промјени унутрашње енергије другог тијела. Међутим, из овог закона не можемо закључити које тијело предаје топлоту.

Свакодневно искуство нам показује да се топлота преноси са топлијег на хладнијем тијело. Супротан процес се не дешава спонтано. Претходно разматрање омогућава једну формулацију другог закона термодинамике која одређује смјер процеса.

У топлотно изолованом термодинамичком систему топлота прелази само са тијела више температуре на тијело ниже температуре. Обратан процес се не може одвијати спонтано.

ПРИМЈЕР 2. При кретању аутомобила клип у цилиндру мотора врши транслаторно кретање и преко зглобног преноса покреће точкове. Гас у цилиндру је на знатно вишој температури у односу на температуру околине. Топлота Q спонтано прелази са врелог гаса на околину при чему се повећава унутрашња енергија околине која је у непосредном додиру са цилиндром мотора. Из првог закона термодинамике, слиједи да се гасу као радном тијелу доведе већа количина топлоте од ивршеног рада. Дакле, није могуће сву

топлоту превести само у рад. Претходно разматрање омогућава другу формулацију другог закона термодинамике која говори о трансформацији топлоте у рад.

Не постоји такав термодинамички процес у којем би једини резултат био трансформација топлоте у рад.

Постоје такви термодинамички процеси који се не могу објаснити претходним формулацијама. Циљ научника био је да пронађу општу формулацију закона која би одредила шта је заједничко у различитим термодинамичким процесима. До такве формулације закона физичари су дошли увођењем физичке величине која се назива ентропија [2].



3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНИ ЗАДАЦИ

Експериментални задаци наведени у овој теми заправо се могу подијелити у четири групе:

1. Први задатак представља скупину од пет једноставних огледа који се изводе на почетку обраде нове наставне теме, као увод у саму тему и понављање дијела градива које су ученици радили у основној школи. Циљ ове групе задатака, који се могу извести и као демонстрациони огледи, није само понављање старог градива већ прије свега пробудити ученикову заинтересованост за нову тему и инспирисати га за даљњи рад. Постављањем одговарајућих питања ученик треба сам доћи до закључака.
2. Друга група експерименталних задатака јесу задаци предвиђени за самосталан рад ученика, наравно уз упутства од стране наставника. То су задаци који се раде у оквиру редовне наставе, након обраде теме. Они служе прије свега да ученик провјери усвојена знања из одређене области, да повезује стечена знања са раније стеченим, вјежба моторику, развија креативно мишљење... Овдје се ради о задацима: Одређивање топлотне капацитивности калориметра, Одређивање специфичне топлоте чврстог тијела и Провјера Бојл-Мариотовог закона.
3. Трећа група задатака су задаци намијењени за рад на часовима додатне наставе. Задаци из ове групе су неопходни за савлађивање ове теме, а обзиром да је број часова предвиђен за лабораторијске вјежбе мали једини начин да се одраде је на часовима предвиђеним за додатни рад.
4. Последња група су компјутерске симулације. Ови задаци се могу дати ученицима на часовима редовне наставе у оквиру понављања градива, а како је број експеримената који се раде у оквиру редовне наставе премали (дијелом због неопремљености кабинета, дијелом због недовољног броја часова предвиђених за њих) приказивање компјутерских симулација је можда једини начин да се ово превазиђе и ученици стимулишу за рад.

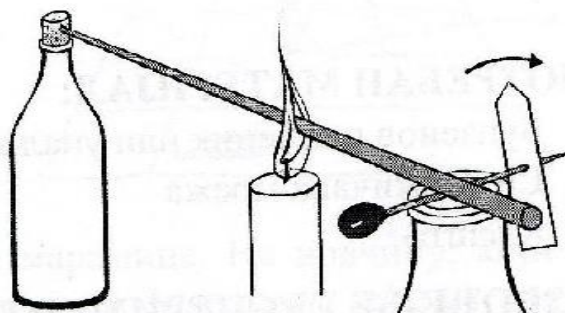
3.1. ЈЕДНОСТАВНИ ОГЛЕДИ ИЗ ГАСНИХ ЗАКОНА И ТЕРМОДИНАМИКЕ

3.1.1. ШИРЕЊЕ ТИЈЕЛА ЗАГРИЈАВАЊЕМ

На једноставан начин се може показати да се тијела загријавањем шире. За овај оглед нам је потребно:

1. Бунзенов пламеник или свијећа,
2. жица дужине 50-60см,
3. две велике стаклене боце исте величине,
4. плутани чеп, чиоде и парче картона.

Један крај жице се стави у горњи дио плутоног чепа којим је затворена стаклена боца. Други крај жице се постави на чиоду стављену на врх друге боце. Картон се исјече у облику казаљке и причврсти на чиоду. Испод тако постављене жице постави се свијећа да гори.



АНАЛИЗА ЕКСПЕРИМЕНТА:

Приликом загријавања жице долази до њеног линеарног ширења што се региструје промјеном положаја казаљке. Особине материјала да се линеарно шире је веома битна код изградње мостова или шина у жељезничком или трамвајском саобраћају[3].

3.1.2. ОБЛАК У БОЦИ

Сада ћемо показати како настају облаци и које све се физичке промјене при томе дешавају. Потребан прибор је :

1. Пластична боца,
2. један лист црног папира,
3. вода,
4. шибица.

У боцу се наспе мало топле воде и боца се добро затвори, те се добро промућка око 1 минуте. Упалити шибицу и увјерити се да гори добро па је убацити у боцу и брзо поклопити. Стиснути боцу више пута и захваљујући тамном папиру у позадини у боци ће се видјети облак. Тада нагло одврнути чеп и облаци ће се видјети како излазе из боце.



АНАЛИЗА ЕКСПЕРИМЕНТА:

Молекули водене паре ће се у боци хаотично кретати. Хлађење паре успорава молекуле. Када стиснемо боцу ми сабијамо гас, а када је отпустимо он се нагло шири чиме му се смањи температура. Облаци настају адијабатским хлађењем влажног зрака при кретању струје ваздуха увис[4].

3.1.3. КЉУЧАЊЕ ВОДЕ У ПАПИРНОЈ КУТИЈИ

Сви знамо да се папир веома лако запали. Сада ћемо видјети како је могуће да вода у папирној кутији кључа а да папир ипак не гори. Потребно нам је:

1. Папирна кутија,
2. вода која кључа,
3. свијећа,
4. машице.

Вода се загрије на шпорету до кључања и наспе у папирну кутију. Кутија се постави изнад запаљене свијеће уз помоћ прибора као на слици или неједноставнијих машица. Видјећемо да вода наставља да врије а папирна кутија се није запалила.



АНАЛИЗА ЕКСПЕРИМЕНТА:

Ова вјежба се односи на провођење топлоте.

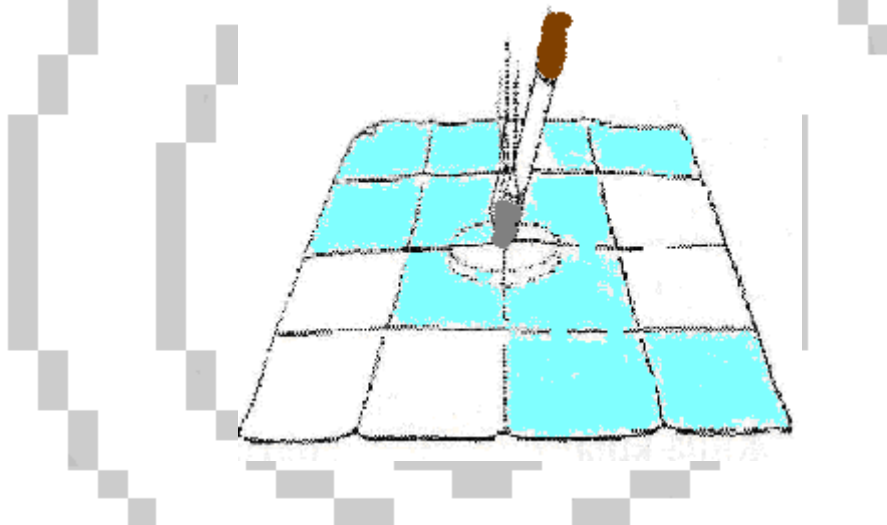
Да у папирној кутији није било воде иста би се веома брзо запалила, али захваљујући кондукцији када се у кутији налази вода кутија не гори[4].

3.1.4. РУПЕ ОД ПАЉЕЊА

Сада ћемо упоредити топлотну проводљивост метала и стиропора. За вјежбу нам је потребно:

1. Салвета,
2. новчић,
3. комад стиропора,
4. шибица и цигарета.

На сто се постави новчић и преко њега папирна салвета. Затим се запали цигарета и угаси на новчићу који се види испод салвете. Салвета неће изгорјети иако је новчић постао веома топал. Ако се умјесто новчића испод салвете постави стиропор па онда поступак понови, на салвети ће се направити рупа гашењем цигарете.



АНАЛИЗА ЕКСПЕРИМЕНТА:

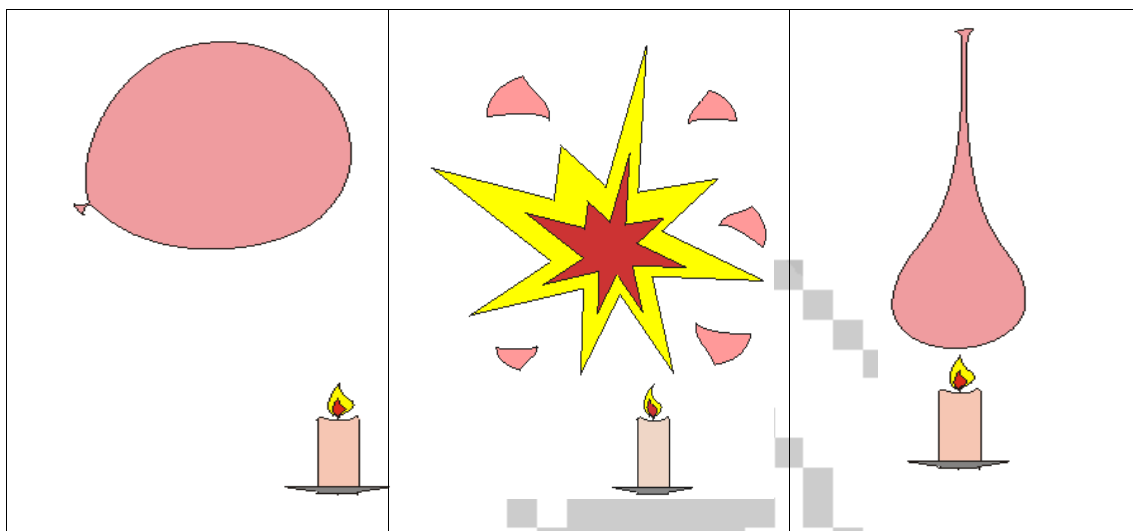
Коефицијент проводљивости је за метал знатно већи него за стиропор што значи да ће за исто вријеме метал провести већу количину топлоте него стиропор. Марамица којом је прекривен новчић не стигне да се запали јер је метал брзо одвео сву топлоту. Из истог разлога ако су метал и дрво у истој просторији на истој собној температури, када додирнемо метал он ће нам се чинити хладнијим од дрвета. Навести примјер стојања на плочицама и паркету[3]

3.1.5. ЕКСПЛОЗИЈА БАЛОНА

Овим једноставним огледом ћемо видјети како је могуће држати балон изнад свијеће а да он не „експлодира“. За вјежбу нам је потребно:

1. Два балона,
2. свијећа,
3. хладна вода,
4. шибица.

Надувати балон и завезати га. Испод њега поставити запаљену свијећу. После пар секунди ваздух у њему ће се загријати и балон ће експлодирати. Међутим, ако балон напунимо водом (због воде ће се издужити) па га потом држимо изнад запаљене свијеће он се неће распукнути. Да би експеримент био још драматичнији за ученике, можемо балон заједно са свијећом држати изнад главе а да будемо сигурни да неће експлодирати.



АНАЛИЗА ЕКСПЕРИМЕНТА:

Први разлог за ово лежи у особини воде да има велику специфичну топлоту. Тијела која имају малу специфичну топлоту веома брзо се загрију. Таблична вриједност специфичне топлоте воде је $c_v = 4186 J / kgK$ и то је једна од највећих вриједности познатих супстанци. Специфична топлота за воду је око четири пута мања него за ваздух. Други разлог је у топлотној проводљивости која је опет за воду много већа (око 22 пута).

То значи да ваздух у балону нити прима топлоту нити је одводи са гумене опне балона, те топлоту свијеће преузме балон и одмах пукне[4].

3.2. ОДРЕЂИВАЊЕ ТОПЛОТНЕ КАПАЦИТИВНОСТИ КАЛОРИМЕТРА

ЗАДАТАК ВЈЕЖБЕ:

- ❖ Одредити топлотну капацитивност датог калориметра.

ПРИПРЕМА ЗА РАД:

Топлотни капацитет је једна од енергијских карактеристика тијела. Ако се температура посматраног тијела повиси за Δt када му се доведе количина топлоте Q , онда је његов топлотни капацитет C :

$$C = \frac{Q}{\Delta t} \left[\frac{J}{K} \right].$$

Дакле, топлотни капацитет посматраног тијела бројно је једнак количини топлоте коју је потребно довести том тијелу да му се температура повећа за 1К или 1°C.

Количина топлоте се мјери калориметром. Једна од основних карактеристика калориметра јесте његов топлотни капацитет. Он је једнак збиру топлотних капацитета суда $m_s c_s$, мјешалице $m_m c_m$, термометра $m_t c_t$ итд. Ове појединачне топлотне капацитете није често могуће израчунати, па се укупан капацитет калориметра најчешће одређује експериментално а податак о његовој вриједности је обично дат уз калориметар.

У калориметарски суд се улије око 1/3 његове запремине воде помоћу мензуретако да се може одредити њена запремина тј. маса m_1 . Температура ове воде треба да је блиска температури у лабораторији тј. температури дијелова калориметра. Због тога не треба користити воду из чесме већ из суда у лабораторији.

Овако напуњен суд треба спустити у калориметар и поклопити га. Да би се у калориметру што прије успоставила равнотежа повремено промијешати мјешалицом. Након пар минута успостави се равнотежа па се очита температура t_1 у калориметру.

У међувремену треба загријати приближно исту запремину воде масе m_2 до температуре t_2 . И ова вода се улије у калориметар и успостави топлотна равнотежа, па се очита температура смјесе t_s у калориметру.

При овом процесу, вода у калориметру прими количину топлоте

$$Q_1 = m_1 c (t_s - t_1),$$

а калориметар са дијеловима

$$Q_2 = C (t_s - t_1),$$

гдје је c специфични капацитет воде.

Уливена вода преда количину топлоте

$$Q_3 = m_2 c (t_2 - t_s).$$

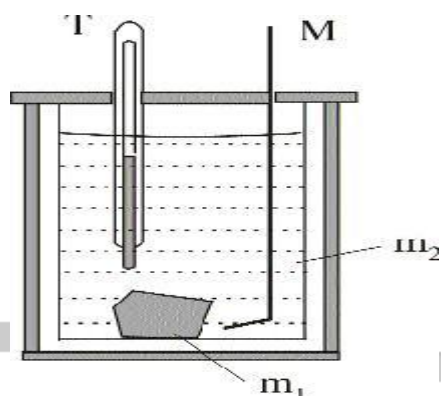
Ако се занемаре губици топлоте, на основу закона одржања енергије је:

$$Q_1 + Q_2 = Q_3$$

$$m_1 c (t_s - t_1) + C (t_s - t_1) = m_2 c (t_2 - t_s).$$

Одавде се налази да је топлотни капацитет калориметра

$$C = m_2 c \frac{(t_2 - t_s)}{(t_s - t_1)} - m_1 c .$$



ПОСТУПАК ПРИ РАДУ:

- ❖ Усути одговарајућу запремину воде (месе m_1) на собној температури у калориметријски суд па га спустити у калориметар и поклопити,
- ❖ након 5-6 минута успостави се равнотежа па се очита температура t_1 у калориметру,
- ❖ загријати приближно исту запремину воде масе m_2 до температуре t_2 (40-50°C) и улили је у калориметар,
- ❖ сачекати 5-10 минута да се успостави равнотежа па очитати температуру смјесе,
- ❖ датом формулом израчунати топлотни капацитет калориметра.

АНАЛИЗА ЕКСПЕРИМЕНТА:

При изради експеримента претпоставили смо да је систем изолован тј. да нема губитака топлоте. Обратити пажњу на мјерне јединице које морају бити усаглашене.

Ова вјежба је једна од једноставних вјежби кроз чију израду ће ученици утврдити мјерење температуре, температурне скале и однос између њих, поновити принцип рада термометра и уопште се припремити за наредни експериментални задатак[5].

3.3. ОДРЕЂИВАЊЕ СПЕЦИФИЧНЕ ТОПЛОТЕ ЧВРСТИХ ТИЈЕЛА

ЗАДАТАК ВЈЕЖБЕ:

- ❖ Одредити специфичну топлоту чврстог тијела (куглица) методом мијешања те на основу тачне вриједности из табеле израчунати апсолутну и релативну грешку мјерења.

ПРИПРЕМА ЗА РАД:

Количина топлоте ΔQ која је потребна за загријавање чврстог тијела масе m , од температуре t_1 до температуре t_2 , сразмјерна је маси тијела и промјени температуре $\Delta t = t_2 - t_1$:

$$\Delta Q = cm\Delta t = c_k \Delta t [J],$$

гдје је c специфична топлота куглица, а c_k топлотна капацитивност. Ове величине зависе од врсте материјала од ког је тијело направљено и његове температуре, због чега се експериментално одређују њихове средње вриједности за одређени температурски интервал.

Мјерење специфичне топлоте куглица се врши помоћу апаратуре на слици методом мијешања. Куглице масе m , која се одреди помоћу ваге, се загријавају у воденом купатилу до температуре кључања воде t . Тако загријане куглице се кроз цијев убаце у калориметар познате топлотне капацитивности c_k . У калориметру се налази вода масе m_1 на собној температури t_1 . Након одређеног времена у калориметру се постиже равнотежна температура t_m . Успостављање равнотеже се потпомаже мјешалицом. Количина топлоте коју је при томе отпустило загријано тијело износи:

$$\Delta Q_T = cm(t - t_m),$$

а количина топлоте коју је калориметар са водом примио износи:

$$\Delta Q_s = c_v m_1 (t_m - t_1) + c_k (t_m - t_1),$$

гдје је $c_v = 4200 \frac{J}{kgK}$ специфична топлота воде.

Пошто се претпоставља да са тијела на воду и калориметар топлота прелази без губитака тј. да је $\Delta Q_T = \Delta Q_s$, добија се слjedeћа релација:

$$c = \frac{m_1 c_v + c_k}{m} \frac{t_m - t_1}{t - t_m}.$$

Помоћу ове релације може се одредити средња вриједност специфичне топлоте чврстог тијела у интервалу температура од t_1 до t .

ПОСТУПАК ПРИ РАДУ:

- ❖ Измјерити масу куглица и масу воде,
- ❖ Очитати собну температуру и температуру кључања воде,
- ❖ Убацити куглице у воду и мало сачекати да се успостави топлотна равнотежа, при томе мало промијешати мјешалицом да се убрза постизање равнотеже,
- ❖ Очитати температуру мјешавине,
- ❖ Израчунати специфичну топлоту помоћу формуле:
$$c = \frac{m_1 c_v + c_k}{m} \frac{t_m - t_1}{t - t_m}$$

АНАЛИЗА ЕКСПЕРИМЕНТА:

При изради експеримента претпоставили смо да је систем изолован тј. да нема губитака топлоте. На основу добијене вриједности за специфичну топлоту може се утврдити од ког материјала су куглице направљене.

Кроз ову вјежбу ученици ће утврдити мјерење температуре, температурне скале и однос између њих, поновити принцип рада термометра и поновити једначину топлотне равнотеже. Вјежба се ради у оквиру редовне наставе и предложена је од стране ППЗ-а [5].

3.4. ОДРЕЂИВАЊЕ СПЕЦИФИЧНЕ ТОПЛОТЕ ТЕЧНОСТИ МЕТОДОМ МИЈЕШАЊА

ЗАДАТАК ВЈЕЖБЕ:

- ❖ Одредити специфичну топлоту течности методом мијешања, те на основу тачне вриједности из табеле израчунати апсолутну и релативну грешку мјерења.

ПРИПРЕМА ЗА РАД:

Специфична топлота течних тијела се може одредити помоћу калориметра и загријаног металног тијела.

Прво је потребно одредити специфичну топлоту металног тијела које је обично у облику ваљка. Ако је познат материјал од кога је тијело сачињено може се узети вриједност специфичне топлоте из табеле. У супротном поступак је сљедећи: Помоћу ваге се одреди маса ваљка. Течност чију топлоту одређујемо не смије хемијски реаговати са металним тијелом. Чврсто тијело масе m , чију специфичну топлоту c одређујемо загријемо на неку температуру t_2 и пребацимо у калориметар у ком се налази маса воде m_v на температури t_1 . При томе је $t_2 > t_1$. Затим долази до успостављања топлотне равнотеже. У том случају количина топлоте коју је тијело предало води Q_1 једнака је количини топлоте коју је вода примила Q_2 :

$$Q_1 = Q_2.$$

Даље имамо,

$$Q_1 = mc(t_2 - t_s),$$

$$Q_2 = m_v c_v (t_s - t_1),$$

$$mc(t_2 - t_s) = m_v c_v (t_s - t_1), tj.$$

$$c = \frac{m_v c_v (t_s - t_1)}{m(t_2 - t_s)}.$$

Помоћу последње једначине могли бисмо у идеалним условима одредити специфичну топлоту чврстог тијела (ваљка) и прећи на одређивање специфичне топлоте течности. Међутим, не пређе сва топлота на воду већ и на термометар, мјешалицу и посуду у којој се налази вода. Због тога се врши корекција и то на тај начин што се умјесто масе воде стави нека маса M на коју би прешла топлота која прелази на m_v , мјешалицу m_1 , термометар T и посуду A . Можемо писати да је

$$M = m_v + m_k,$$

гдје је m_k корекција масе. Очигледно је да се корекциона маса састоји из 3 дијела па је

$$m_k = (m_k)_I + (m_k)_{II} + (m_k)_{III}$$

при чему први сабирак представља масу за коју морамо повећати масу воде усљед посуде A чија је маса m_A , а специфична топлота c_1 , други сабирак се односи на мјешалицу, а трећи сабирак на термометар.

Количина топлоте потребна да се калориметријској посуди, термометру и мјешалици повећа температура за $1K$, назива се топлотни капацитет калориметра,

$$Q_I = (m_k)_I c_I (t_1 - t_2).$$

На воду исте масе $(m_k)_I$, за коју вршимо корекцију, би прешла иста количина топлоте, па можемо писати

$$Q_I = (m_k)_I c_v (t_1 - t_2), tj.$$

$$m_I c_I (t_1 - t_2) = (m_k)_I c_v (t_1 - t_2),'$$

односно како је $c_v = 4186 J / kgK$ добијамо да је

$$(m_k)_I = m_I c_I.$$

Значи, корекциону вриједност масе добијемо тако што специфичну топлоту тијела због ког вршимо корекцију množимо са његовом масом.

На исти начин добијемо корекцију за мјешалицу:

$$(m_k)_{II} = m_I c_{II}.$$

Корекцију усљед термометра добијемо тако што запремину дијела уроњеног термометра V помножимо са $0,46 * 4,186 * 10^6 J / m^3 C$ тако да добијемо

$$(m_k)_{III} = 0,46V \times 4,186 \cdot 10^6,$$

те на крају добијемо формулу за специфични топлотни капацитет течности

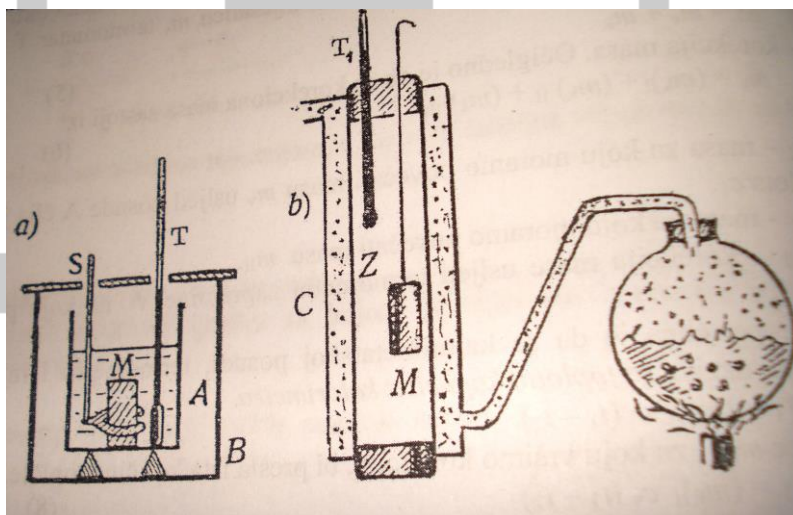
$$c = \frac{M c_v (t_s - t_1)}{m(t_2 - t_s)}.$$

M је фиктивна маса елемената калориметра:

$$M = m_v + m_I c_I + m_{II} c_{II} + 0,46 \times 4,168 \cdot 10^6.$$

ПОСТУПАК ПРИ РАДУ:

- ❖ Измјерити масу чврстог тијела чију специфичну топлоту c прво одређујемо, па га ставимо у лонац у ком се вода загријавала,
- ❖ док се вода грије измјерити извјесну количину воде масе m_1 и температуре t_1 коју ћемо улили у калориметријски суд познате масе и специфичне топлоте, измјерити масу мјешалице и запремину дијела термометра који је под водом,
- ❖ када вода прокључа измјерити температуру t_2 а загријано тијело пребацити у калориметријски суд,
- ❖ очитати температуру мјешавине, те израчунати специфичну топлоту чврстог тијела:
$$c = \frac{Mc_v(t_s - t_1)}{m(t_2 - t_s)}$$
,
- ❖ Извршити исте припреме као у претходном случају само умјесто воде ставити непознату течност масе m_1 ,
- ❖ Фиктивну масу израчунати помоћу формуле
$$M = m_1 + m_1 c_1 + m_{II} c_{II} + 0,46 \times 4,168 \cdot 10^6$$
,
- ❖ израчунати специфичну топлоту течности:
$$c = \frac{mc(t_2 - t_s)}{M(t_s - t_1)}$$
.



АНАЛИЗА ЕКСПЕРИМЕНТА:

При изради експеримента претпоставили смо да је систем изолован тј. да нема губитака топлоте. На основу добијене вриједности за специфичну топлоту течности може се утврдити о којој течности се ради или ако је позната течност може се одредити одступање од табличне вриједности.

Кроз ову вјежбу ученици ће утврдити мјерење температуре, температурне скале и однос између њих, поновити принцип рада термометра и поновити једначину топлотне равнотеже [6].

3.5. ОДРЕЂИВАЊЕ СПЕЦИФИЧНЕ ТОПЛОТЕ ВОДЕ ПОМОЋУ КАЛОРИМЕТРА КОНСТАНТНОГ ПРОТОКА

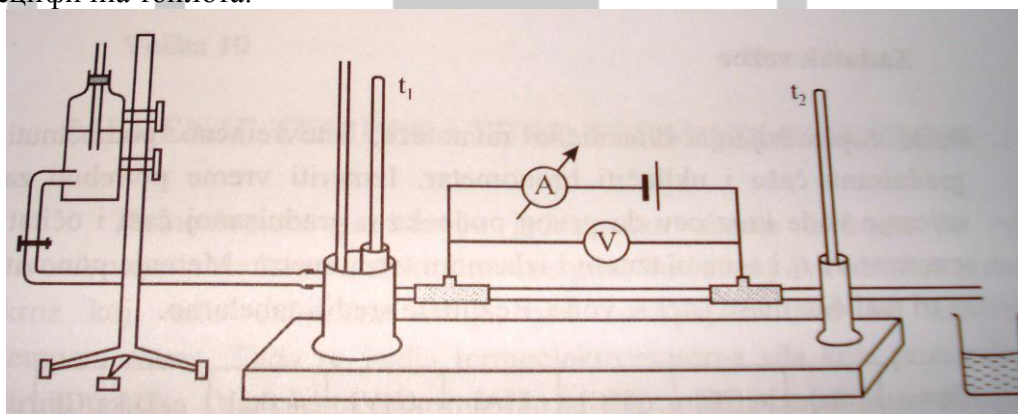
ЗАДАТАК ВЈЕЖБЕ:

- ❖ Одредити специфичну топлоту воде помоћу калориметра константног протока, те одредити одступање експерименталне од табличне вриједности воде.

ПРИПРЕМА ЗА РАД:

Специфична топлота воде се може одредити помићу калориметра константног протока. Таблична вриједност специфичне топлоте воде је $c_v = 4186 J / kgK$ и то је једна од највећих вриједности познатих супстанци (сем амонијака и још понеких). Ово је посљедица специфичне унутрашње структуре воде, а као резултат тога вода игра велику улогу у многим системима за хлађење, а користи се и као референтни материјал при мјерењу топлота других тијела.

Специфична топлота воде се може одредити загријавањем воде гријачем који се напаја електричном струјом. Мјерећи ефективну вриједност јачине струје, напона и времена загријавања може се израчунати топлота коју струја преда води и познавајући њену масу и разлику температура може се одредити њена специфична топлота.



Апаратура се састоји од водоравне стаклене цијеве у којој се налази гријач, а на сваком крају цијеве се налази прикључак за напајање. Цијев има кратка гумена пријева која омогућавају улаз и излаз течности при чему сваки крај има продужетак за термометре. Улазни систем има и дугу вертикалну вентилску цијев која дозвољава да изађу сви ваздушни мјехурићи из воде. Боца из које течност истиче се постави тако да је константан проток, а стварна брзина истицања се одређује мјерећи вријеме за које потребно течности да напуни калибрисани суд. Апарат се споји са извором ниског напона, амперметром и волтметром се мјере јачина струје и напон. Након што се успостави динамичка равнотежа (15-20 минута) сва топлота коју даје гријач одлази на загријавање воде.

$$Q = mc_v(t_2 - t_1),$$

$$Q = IUt,$$

$$IUt = mc_v(t_2 - t_1) \Rightarrow c_v = \frac{IUt}{m(t_2 - t_1)},$$

гдје је Q топлота коју је вода примила, m је маса воде која истиче у времену t , t_2 је температура воде која истиче из цијеви, а t_1 температура воде која утиче.

ПОСТУПАК ПРИ РАДУ:

- ❖ Поставити боцу тако да вода истиче константно,
- ❖ сачекати 15-20 минута да се успостави динамичка равнотежанакон чега се истовремено подметну градуисана чаша и укључи хронометар, те се мјери вријеме потребно да истекне вода до првог подиока на скали чаше,
- ❖ очитати температуре на оба термометра,
- ❖ мјерења поновити за три различите масе воде и податке унјети у табелу,
- ❖ помоћу једначине $c_v = \frac{IUt}{m(t_2 - t_1)}$ израчунати специфичне топлоте воде, наћи средњу вриједност, апсолутну и релативну грешку.

Редни број	t [s]	t_1 [$^{\circ}C$]	t_2 [$^{\circ}C$]	I [A]	U [V]	m [kg]	c_v [$J/kg^{\circ}C$]
1.							
2.							
3.							

АНАЛИЗА ЕКСПЕРИМЕНТА:

При изради експеримента претпоставили смо да је систем изолован тј. да нема губитака топлоте. Добијене вриједности за специфичну топлоту воде упоредити са табличном и прокоментарисати грешке[7].

3.6. ПРОВЈЕРА БОЈЛ-МАРИОТОВОГ ЗАКОНА

ЗАДАТАК ВЈЕЖБЕ:

- ❖ Експериментално, помоћу дате апаратуре, провјерити Бојл-Мариотов закон. Резултате мјерења унијети у табелу и приказати графички на p - V дијаграму.

ПРИПРЕМА ЗА РАД:

Стање идеалног гаса је употпуности одређено Клапејроновом једначином:

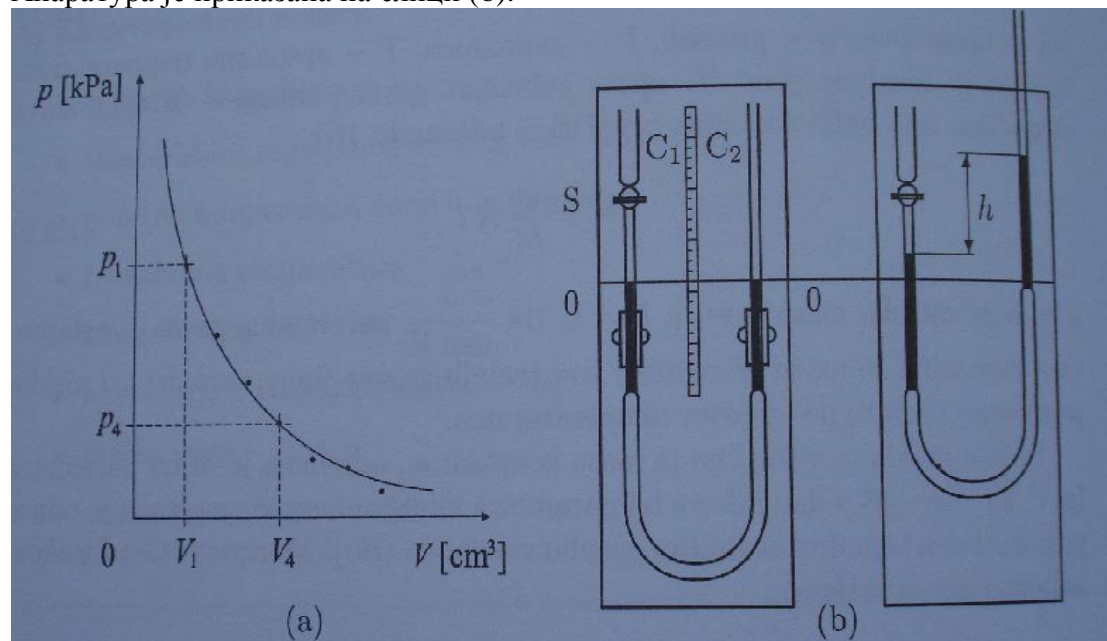
$$pV = \frac{m}{M}RT, R = 8,314 \frac{J}{molK}.$$

Ова једначина се може примијенити и код реалног гаса при ниским притисцима и релативно високим температурама.

Према Бојл-Мариотовом закону, производ притиска и запремине одређене количине гаса при сталној температури је константан тј:

$$pV = const.$$

Апаратура је приказана на слици (b).



Две стаклене цијеве C_1 и C_2 од којих је једна повезана са славином, су спојене гуменим цријевом и причвршћене за статив са милиметарском подјелом. Прије почетка мјерења отвори се славина и помјерањем цијеви ниво живе доведе у положај 0-0. Када се славина затвори тада се између славине и нивоа живе у цијеви C_1 налази одређена запремина ваздуха на атмосферском притиску $p_1 = p_a$. Запремина ваздуха се читава на скали градуисаној у cm^3 , која се налази испред славине. Ова запремина се може мијењати подизањем и спуштањем цијеви C_2 . При томе се притисак ваздуха у цијеви повећава и смањује за износ хидростатичког притиска стуба живе у цијеви:

$$p = p_a + \rho gh,$$

гдје је ρ -густина живе.

ПОСТУПАК ПРИ РАДУ:

- ❖ Отворити славину и помјерањем цијеви ниво живе довести у положај 0-0,
- ❖ славину затворити и очитати запремину ваздуха као и висину стуба живе,
- ❖ запремину мијењати подизањем цијеви C_2 и очитати сваки пут висину живе,
- ❖ извршити 5 мјерења, податке унијети у табелу и израчунати производ pV ,

❖ нацртати p-V дијаграм-слика (а).

Бр.мјер.	h_1 [mm]	h_2 [mm]	Δp [kPa]	p [kPa]	ΔV [cm ³]	V [cm ³]	pV [Pa·m ³]
1.							
2.							
3.							
4.							
5.							

$$\Delta p = \rho g (h_1 - h_2), p = p_a + \Delta p, V = V_0 + \Delta V$$

АНАЛИЗА ЕКСПЕРИМЕНТА:

Пошто се ради о изотермском процесу производи притиска и запремине треба да су приближно једнаки чиме се и показује Бојл-Мариотова законитост. Ако је график добро одрађен добит ће се хипербола при чему се тачке налазе на једној њеној страни. Да би се вјежба добро одрадила неопходно је поновити хидростатички притисак и гасне законе. Вјежба се ради у оквиру редовне наставе[5].

3.7. ОДРЕЂИВАЊЕ СПЕЦИФИЧНЕ ТОПЛОТЕ ТОПЉЕЊА ЛЕДА

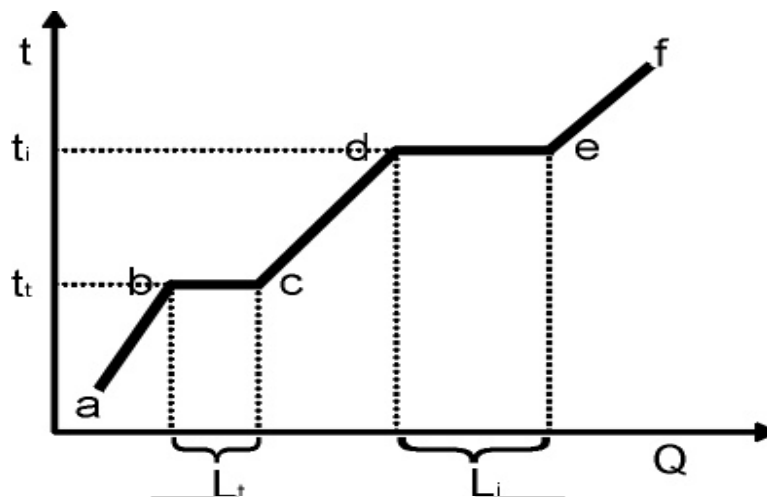
ЗАДАТАК ВЈЕЖБЕ:

❖ Одредити специфичну топлоту топљења леда помоћу калориметра.

ПРИПРЕМА ЗА РАД:

Топљење је процес у коме супстанција прелази из чврстог у течно агрегатно стање. Температура на којој се одвија процес топљења назива се температура топљења и зависи од врсте супстанце. Када сам процес топљења почне температура се не мијења све док се агрегатно стање не промијени, а за вријеме процеса супстанција се налази у оба агрегатна стања. Температура остаје иста без обзира колико се смјеса загријавала или хладила.

Ако се одређена количина чврсте супстанце равномјерно загријава, њена температура ће равномјерно да се повећава од почетне температуре t_1 до температуре топљења t_f . Чим почне топљење у суду се јави смјеса чврсте и течне фазе посматране супстанце. Док траје топљење (дио праве b-c) температура је иста.



Количина топлоте која се доведе цјелокупној количини супстанце назива се топлота топљења Q_t . Дакле, ако је у току процеса супстанци масе m доведена количина топлоте Q_t , онда је њена специфична топлота топљења

$$q_t = \frac{Q_t}{m} \left[\frac{J}{kg} \right].$$

Специфична топлота топљења неке супстанце бројно је једнака количини топлоте коју треба довести јединичној маси те супстанце, на температури топљења, да би се истомила.

За топљење количине леда масе m_1 , калориметријски суд утроши количину топлоте

$$Q_1 = m_1 q_t,$$

а за загријавање настале воде до температуре смјесе количину топлоте

$$Q_2 = m_1 c (t_s - t_1) = m_1 c t_s.$$

У току овог процеса вода у калориметру ода количину топлоте

$$Q_3 = mc (t_1 - t_s),$$

А калориметар чија је топлотна капацитивност C ,

$$Q_4 = C (t_1 - t_s).$$

Занемарујући губитке, на основу закона офржања енергије, може се написати да је:

$$Q_1 + Q_2 = Q_3 + Q_4$$

$$m_1 q_t + m_1 c t_s = mc (t_1 - t_s) + C (t_1 - t_s).$$

Одавде се добија релација за специфичну топлоту топљења леда:

$$q_t = \frac{C + mc}{m_1} (t_1 - t_s) - c t_s.$$

ПОСТУПАК ПРИ РАДУ:

- ❖ У калориметријски суд улили воду масе m температуре $30-40^\circ \text{C}$ и унијети га у калориметар и поклопити,

- ❖ Сачекати 5-6 минута да се успостави равнотежа па очитати температуру t_1 ,
- ❖ лед из фрижидера унијети у мањи суд са водом да почне да се топити тако да је температура ове смјесе 0°C ,
- ❖ почети са убацивањем леда у калориметар, око 50g, тако да ће вода која настане у калориметру имати температуру око 0°C и загријава се до температуре смјесе,
- ❖ када се успостави равнотежа (температура смјесе се више не мијења) из калориметра извадити суд, измјерити његову масу и одредити масу убаченог леда, повећање масе суда једнако је маси истопљеног леда m_1 ,
- ❖ израчунати специфичну топлоту топљења помоћу формуле:

$$q_t = \frac{C + mc}{m_l} (t_1 - t_s) - ct_s, \text{ и на основу табличне вриједности израчунати грешке.}$$

АНАЛИЗА ЕКСПЕРИМЕНТА:

При изради експеримента претпоставили смо да је систем изолован тј. да нема губитака топлоте. На основу добијене вриједности за специфичну топлоту топљења леда и табличне вриједности могу се израчунати грешке мјерења [8].

3.8. ПРОВЈЕРА ГЕЈ-ЛИСАКОВОГ ЗАКОНА-експериментално одређивање термичког коефицијента притиска

ЗАДАТАК ВЈЕЖБЕ:

- ❖ Експериментално, помоћу дате апаратуре, одредити термички коефицијент притиска те тако провјерити Геј-Лисаков закон. Резултате мјерења унијети у табелу.

ПРИПРЕМА ЗА РАД:

Стање идеалног гаса је уопшности одређено Клапејроновом једначином:

$$pV = \frac{m}{M} RT, R = 8,314 \frac{J}{molK}.$$

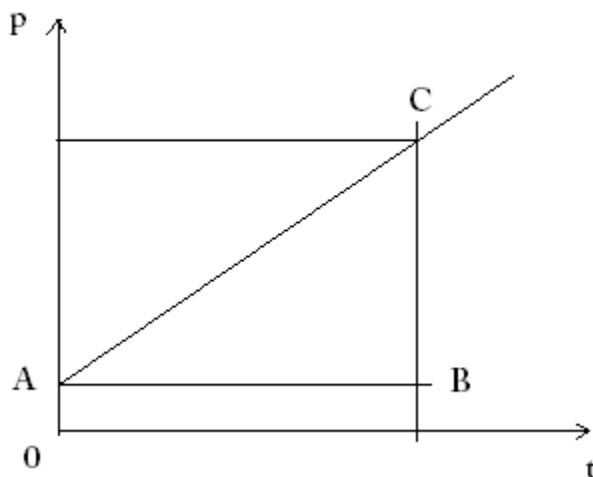
Ова једначина се може примијенити и код реалног гаса при ниским притисцима и релативно високим температурама.

Према Геј-Лисаковом закону, при изохорским процесима, притисак дате масе гаса мијења су линеарно са температуром, тј:

$$p = p_0 (1 + \gamma t), V = const.,$$

гдје је p_0 притисак гаса на 0°C . Термички коефицијент притиска представља релативну промјену притиска по јединици температуре:

$$\gamma = \frac{p - p_0}{p_0} \frac{1}{t} [K^{-1}].$$



Зависност притиска од температуре је приказана на слици правом линијом чији је одсјечак на ординати p_0 , а коефицијент правца $p_0\gamma$. Према ознакама са слике, за произвољну температуру t важи:

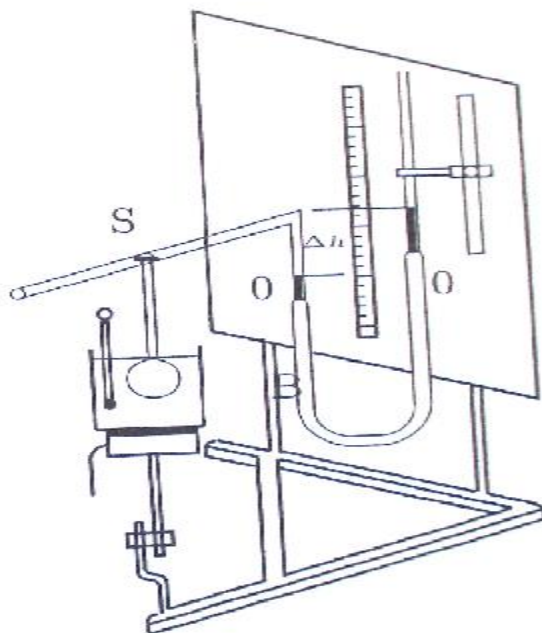
$$\frac{p - p_0}{t} = \frac{BC}{AB}, p_0 = p_A,$$

тако да је:

$$\bar{\gamma} = \frac{1}{p_A} \frac{BC}{AB} \left[\frac{1}{^{\circ}C} \right].$$

Претходна релација омогућава да се експериментално одреди вриједност термичког коефицијента притиска.

Апаратура за мјерење је приказана на слици.



Балон В који је везан за непокретни крак манометра, налази се у воденом купатилу које се може загријавати помоћу електричног гријача. Прије почетка загријавања ниво живе у манометру доведе се у почетни положај 0-0 при отвореној славини на балону. Затим се славина затвори тако да се ваздух у балону налази под атмосферским притиском на собној температури. Загријавањем воде у купатилу, загријава се и ваздух у балону усљед чега почиње да се шири и потискује живу у манометру. Да би запремина ваздуха остала стална, помјерањем покретног крака манометра, ниво живе у непокретном краку стално се одржава у положају 0-0. Ваздух у балону се тада налази упод повишеним притиском,

$$p = p_a + \rho g \Delta h,$$

гдје је Δh разлика нивоа живе у крацима манометра. Притисак се читава на сваких 10^0C изнад собне температуре. Код сваког мјерења гријач треба искључити и воду добро промијешати.

ПОСТУПАК ПРИ РАДУ:

- ❖ Припремити апаратуру као што је описано,
- ❖ повећавати температуру за 10^0C и мјерити Δh да би се израчунао притисак,
- ❖ податке унијети у табелу,
- ❖ конструисати график $p=p(t)$, тачке треба да леже приближно на правој линији која се продужи до пресека са ординатом на 0^0C ,
- ❖ израчунати експерименталну вриједност термичког коефицијента,
- ❖ израчунати апсолутну и релативну грешку мјерења на основу стварне вриједности за термички коефицијент: $\gamma = 0,00366^0\text{C}^{-1}$,

Бр.мјер.	t [^0C]	Δh [mm]	Δp [kPa]	p [kPa]
1.				
2.				
3.				
4.				
5.				

$$\Delta p = \rho g (h_1 - h_2), p = p_a + \Delta p, \Delta \gamma = |\bar{\gamma} - \gamma|, \delta \gamma = \frac{\Delta \gamma}{\gamma}.$$

АНАЛИЗА ЕКСПЕРИМЕНТА:

При изради експеримента обратити пажњу да апсциса почиње са 0^0C , а ордината испод најнижег измјереног притиска. Добијена вриједност коефицијента је заправо провјера Геј-Лисаковог закона. Величине очитане са графика морају имати одговарајуће јединице мјере. Овом вјежбом ученици ће провјерити своје знање из области Гасних закона, показати знање у цртању као и тумачењу графика те рачунању грешака (апсолутне и релативне). При томе је потребно доћи до закључка о каквим се грешкама ради: системским или

случајним. На часовима додатне наставе може се извршити и провјера Шарловог закона[5].

3.9. ОДРЕЂИВАЊЕ АДИЈАБАТСКЕ КОНСТАНТЕ ЗА ВАЗДУХ (ПОАСОНОВОГ БРОЈА)

ЗАДАТАК ВЈЕЖБЕ:

- ❖ Експериментално, помоћу дате апаратуре, методом Клеман-Дезормеса одредити Поасонов број (адијабатску константу) за ваздух.

ПРИПРЕМА ЗА РАД:

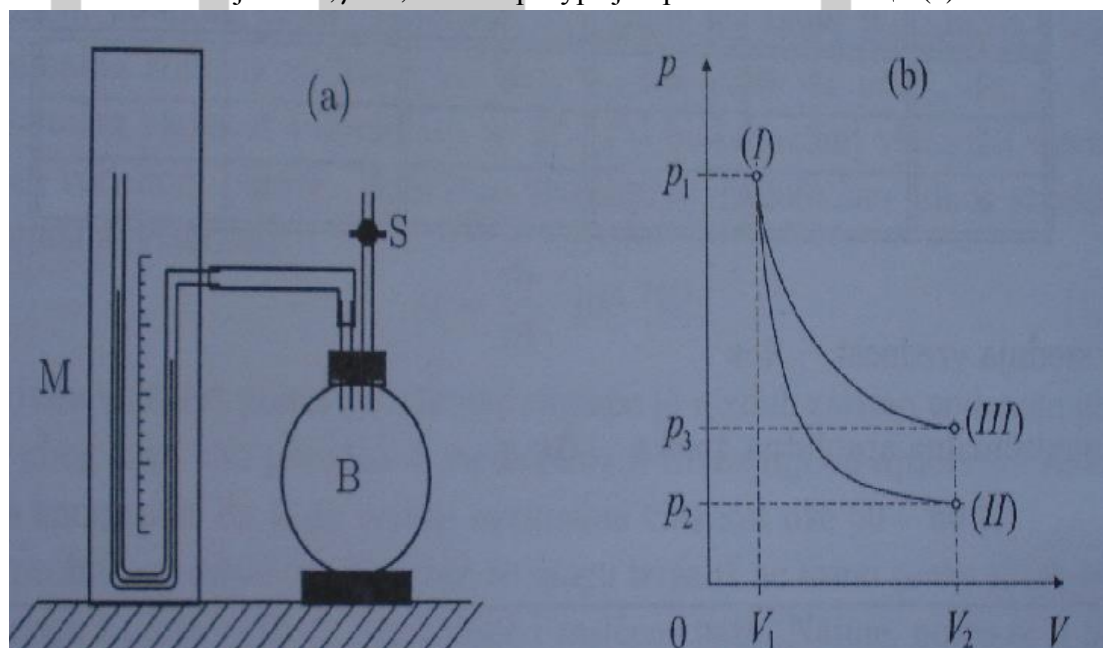
Адијабатски процеси у гасу су такви термодинамички процеси при којима не долази до размјене топлоте између гаса и околине. На основу првог закона термодинамике може се закључити да код таквих процеса притисак брже опада при повећању запремине него код изотермских процеса, тј. да је:

$$pV^\gamma = \text{const.}$$

Поасонов број представља однос специфичних топлота гаса при сталном притиску и сталној запремини:

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} = \frac{i+2}{i}.$$

За једноатомни гас $i = 3, \gamma = 1,67$, за двоатомни гас $i = 5, \gamma = 1,40$, а за вишеатомни гас је $i = 6, \gamma = 1,33$. Апаратура је приказана на слици (а):



Стаклени балон веће запремине је повезан са отвореним живиним манометром којим се мјери разлика атмосферског и притиска у балону. Кроз затварач балона пролази стаклена цијев са славинам на коју се постави ваздушна пумпица. Помоћу ње се убаци нешто ваздуха у балон и славина затвори. Сачека се

неколико минута да се температура ваздуха у балону изједначи са околином. Тада се очита разлика нивоа живе у крацима манометра H , односно притисак у балону $p_1 = p_a + \rho g H$. Тако је одређено почетно стање гаса: (I) p_1, V_1, t_1 , гдје је V_1 запремина балона а t_1 собна температура.

Сада се славина отвара за кратко вријеме да би се притисак у балону изједначио са атмосферским. Када се нивои живе у крацима изједначе славина се брзо затвори. Тако се остварује адијабатска експанзија при којој се температура ваздуха у балону смањује на вриједност $t_2 < t_1$. Пошто је дио ваздуха ΔV из балона изашао у атмосферу, нова запремина посматране масе ваздуха износи $V_2 = V_1 + \Delta V$. Према томе, након адијабатског ширења нови параметри стања гаса су: (II) $p_2 = p_a, V_2 = V_1 + \Delta V, t_2$.

Параметри стања су повезани једначином:

$$p_1 V_1^\gamma = p_2 V_2^\gamma, (p_a + \rho g H) V_1^\gamma = p_a (V_1 + \Delta V)^\gamma$$

$$\left(\frac{V_1 + \Delta V}{V_1} \right)^\gamma = \frac{p_a + \rho g H}{p_a}.$$

Када се након адијабатске експанзије затвори славина, сачека се неколико минута како би се температура ваздуха у балону и ваздуха који је испуштен у атмосферу изједначила са температуром околине t_1 . Услјед изохорског $V_3 = V_2$ загријавања притисак расте до неке веће вриједности $p_3 = p_a + \rho g h$. Коначно стање гаса дато је параметрима: (III) $p_3 = p_a + \rho g h, V_3 = V_2 = V_1 + \Delta V, t_1$.

Пошто су температуре првог и трећег стања једнаке, ова стања леже на изоерми, па се могу повезати Бојл-Мариотовим законом:

$$(p_a + \rho g H) V = (p_a + \rho g h) (V_1 + \Delta V),$$

односно:

$$\frac{V_1 + \Delta V}{V_1} = \frac{p_a + \rho g H}{p_a + \rho g h}.$$

На основу претходних релација може се написати:

$$\left(\frac{p_a + \rho g H}{p_a + \rho g h} \right)^\gamma = \frac{p_a + \rho g H}{p_a},$$

$$\gamma = \frac{\ln(p_a + \rho g H) - \ln p_a}{\ln(p_a + \rho g H) - \ln(p_a + \rho g h)} = \frac{\ln\left(1 + \frac{\rho g H}{p_a}\right)}{\ln\left(1 + \frac{\rho g H}{p_a}\right) - \ln\left(1 + \frac{\rho g h}{p_a}\right)}.$$

Како су притисци $\rho g h$ и $\rho g H$ много нижи од атмосферског, логаритамска

функција се може развити у ред: $\ln(1+x) = x - \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{3} - \dots = \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{x^n}{n}$, при

чему се квадратни и виши чланови могу занемарити, тј. $\ln(1+x) = x$. Тако се добија:

$$\gamma = \frac{H}{H-h}.$$

Последња релација омогућава да се адијабатска константа за ваздух који се понаша приближно као двоатомни гас, добије мјерењем величина h и H .

ПОСТУПАК ПРИ РАДУ:

- ❖ Припремити апаратуру као што је описано,
- ❖ убацили нешто ваздуха у балон и славину затворити, сачекати неколико минута да се температура ваздуха у балону изједначи са околином,
- ❖ очитати разлику нивоа живе у крацима манометра H ,
- ❖ славину отворити за кратко вријеме око 1s, да би се притисак у балону изједначио са атмосферским, па када се нивои живе у крацима изједначе славина се брзо затвори,
- ❖ сачекати неколико минута како би се температура ваздуха у балону и ваздуха који је испуштен у атмосферу изједначила са температуром околине t_1 ,
- ❖ очитати разлику нивоа живе у крацима манометра h ,
- ❖ извршити три мјерења и резултате унијети у табелу,
- ❖ наћи средњу вриједност добијеног резултата и одредити апсолутну и релативну грешку мјерења, ако се зна да је таблична вриједност константе γ .

Бр.мјер.	H [mm]	h [mm]	γ	$\bar{\gamma}$
1.				
2.				
3.				

$$\Delta\gamma = |\bar{\gamma} - \gamma|, \delta\gamma = \frac{\Delta\gamma_{\max}}{\gamma} \cdot 100[\%].$$

АНАЛИЗА ЕКСПЕРИМЕНТА:

Ова лабораторијска вјежба је намјењена за рад на додатној настави из простог разлога што се користи нешто сложенији рачун којим се долази до коначне релације за Поасонов број. Сама израда вјежбе је једноставна [5].

3.10. СИМУЛАЦИЈА ПРОМЈЕНЕ ВЕЛИЧИНА СТАЊА ИДЕАЛНОГ ГАСА У СПЕЦИЈАЛНИМ ПРОЦЕСИМА У КОЈИМА ЈЕ ЈЕДНА ОД ВЕЛИЧИНА КОНСТАНТНА

ЗАДАТАК ВЈЕЖБЕ:

- ❖ Помоћу датог програма изабрати процес који се симулира, изабрати почетно и крајње стање система, а сам програм ће израчунати трећу величину.

ПРИПРЕМА ЗА РАД:

При покретању симулације потребно је изабрати параметре почетног и крајњег стања. Притиском на дугме Почетно стање програм се припрема за рад, а симулација се покреће притиском на дугме Старт. Током симулације приказује се ток топлоте, знак рада силе притиска у гасу и исписује промјена унутрашње енергије гаса [9].

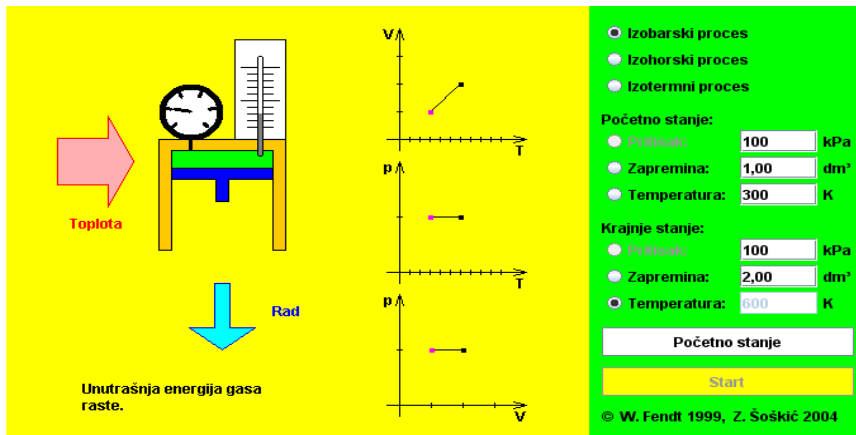
Симулација илуструје зависност која постоји међу величинама стања у овим процесима:

Izobarski proces:	pritisak konstantan	V/T konstantno
Izohorski proces:	zapremina konstantna	p/T konstantno
Izotermски proces:	Temperatura konstantna	pV konstantno

Ове законитости су последица закона који важи за идеални гас:

Tokom svakog procesa pV/T je konstantna veličina.





3.11. ОСОБИНЕ ГАСОВА:

- ❖ Изабрати почетно стање система, подесити процес и пратити промјене у гасу.

ПРИПРЕМА ЗА РАД:

Симулација се не разликује много од претходне, за изабрани процес нпр. изохорски пратити промјене притиска и температуре. Након што се пумпом убаци гас у посуду могу се посматрати промјене запремине, гас се може загријавати и хладити, могу се пратити енергетске промјена, брзина кретања молекула, итд. [10].



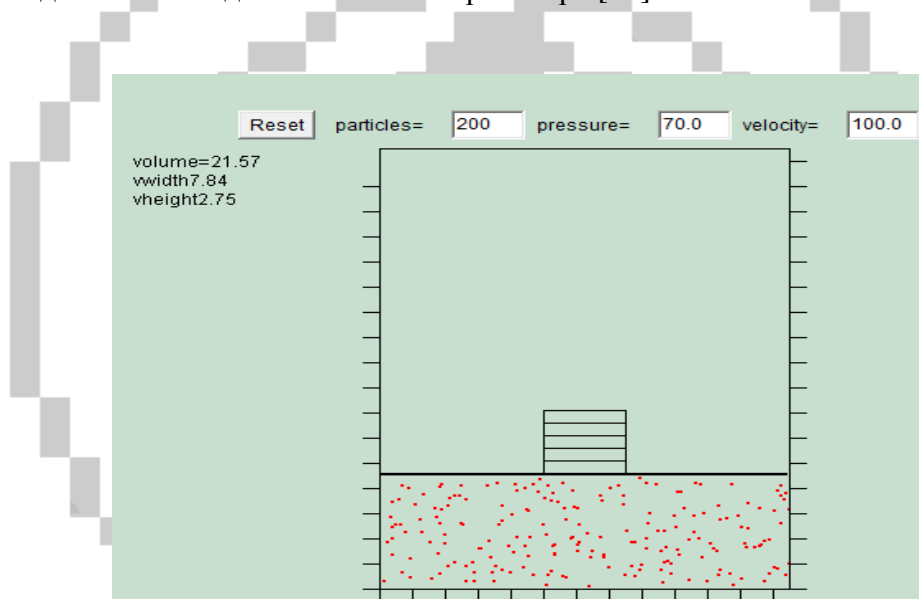
3.12. СИМУЛАЦИЈА МОЛЕКУЛАРНОГ МОДЕЛА ИДЕАЛНОГ ГАСА

ЗАДАТАК ВЈЕЖБЕ:

- ❖ Мијењајући дате параметре посматрати понашање гаса у затвореном суду. Покушати пронаћи зависност запремине гаса од броја молекула, од притиска и њихове брзине.

ПРИПРЕМА ЗА РАД:

При покретању симулације потребно је изабрати параметре стања гаса, и то: број молекула гаса, притисак гаса у суду и брзину кретања молекула. Ово су параметри који се могу слободно мијењати, као и ширина суда. Молекули се крећу у свим правцима, сударају са зидовима суда, а како ће то кретање изгледати зависи од постављених параметара [11].



3.13. ПРОВЈЕРА ПРВОГ ЗАКОНА ТЕРМОДИНАМИКЕ

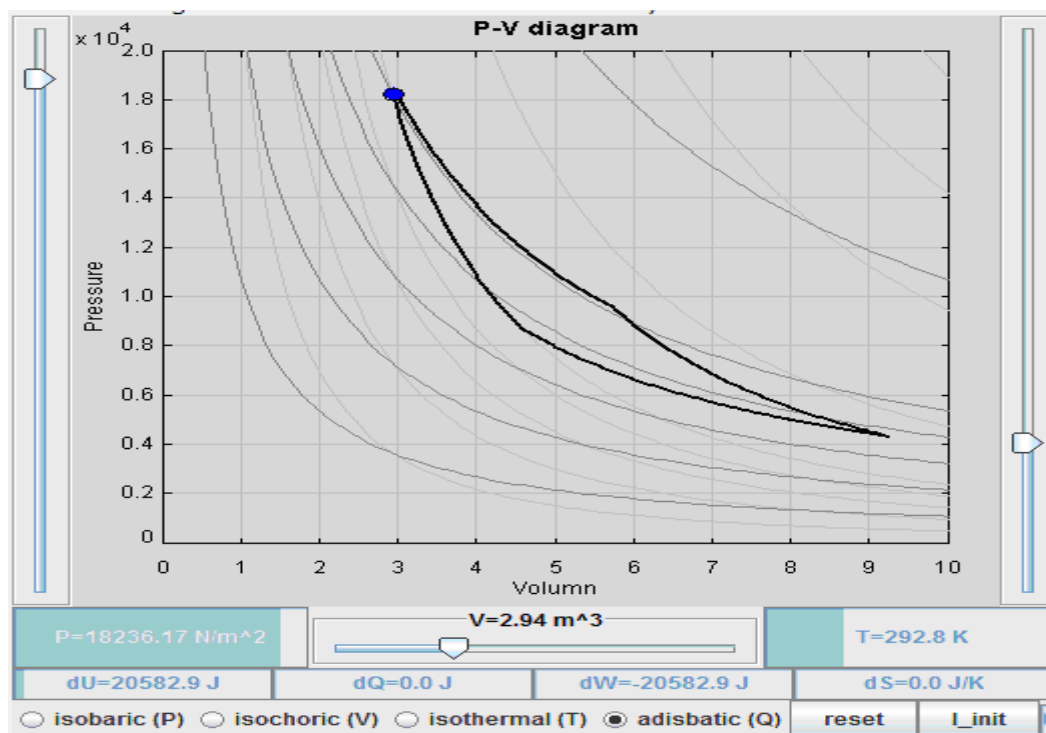
ЗАДАТАК ВЈЕЖБЕ:

- ❖ За одговарајући процес (изобарски, изохорски, изотермски или адијабатска), посматрати p - V дијаграм и пратити промјене одређених величина .

ПРИПРЕМА ЗА РАД:

При покретању симулације потребно је изабрати процес, те у зависности од њега мијењати дате параметре: запремину, притисак или температуру, а сам програм даје вриједности промјене унутрашње енергије, извршеног рада и

количине топлоте као и промјену ентропије система. Овом вјежбом извршити провјеру првог закона термодинамике и поновити графичко представљање појединих процеса. На слици је приказана флеш анимација за Карноов циклус [11].



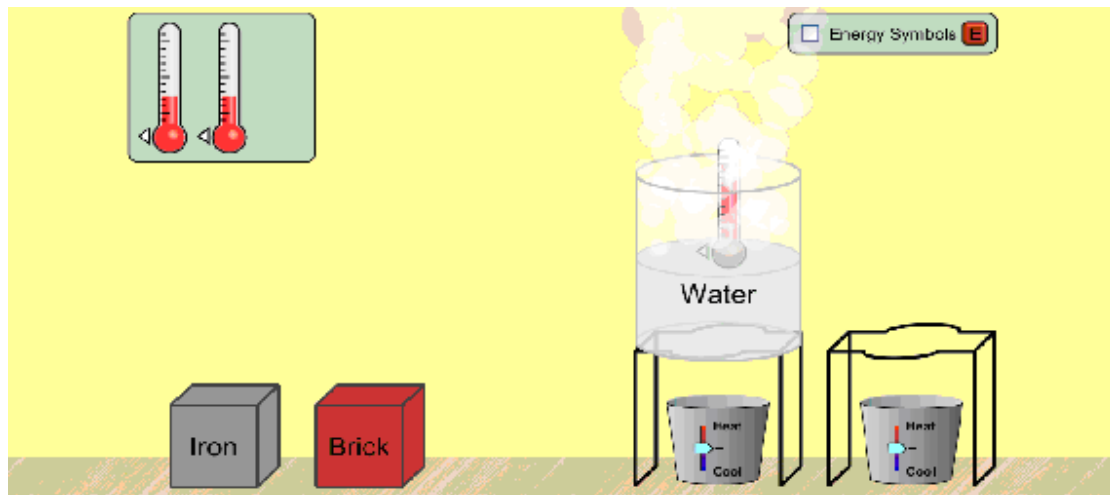
3.14. КРУЖЕЊЕ ЕНЕРГИЈЕ

ЗАДАТАК ВЈЕЖБЕ:

- ❖ Загријавајући и хладећи материју посматрати промјене које се дешавају .

ПРИПРЕМА ЗА РАД:

Ова вјежба показује како се понашају гвожђе, цигла или вода при загријавању и хлађењу, када примају а када отпуштају енергију, те како енергија прелази са једног објекта на други. При томе ученици могу направити свој систем са изворима, претварачима и потрошачима и посматрати промјене [10].



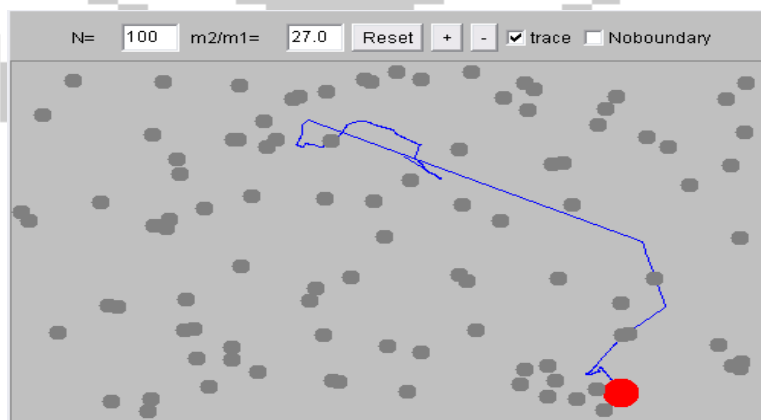
3.15. БРАУНОВО КРЕТАЊЕ

ЗАДАТАК ВЈЕЖБЕ:

- ❖ Погледати анимацију Брауновог кретања, мијењати број молекула и пратити промјене.

ПРИПРЕМА ЗА РАД:

Молекуле гаса се налазе у једном суду и овом апликацијом се може пратити њихово непрестано кретање и сударање једних са другим и са зидовима суда у ком се налазе. Ученици могу мијењати број молекула и одлучивати да ли ће доћи до судара са зидовима суда или не [11].



Уз ову анимацију може се ученицима показати и одговарајући кратки филм на youtube-у.



Филм приказује начин на који се може представити Брауново кретање уз кратко објашњење америчког професора.

