

Ўзбекистан Республикасы Жоқары ҳәм орта арнаўлы билим министрлиги

Бердақ атындағы Қарақалпақ мәмлекетлик университети

Улыўма физика кафедрасы

МОЛЕКУЛАЛЫҚ ФИЗИКА

пәни бойынша оқытыў технологиялары (оқыў-методикалық комплекс)

Физика қәнигелигиниң 1-курс студентлери ушын дүзилген

Нөкис 2011

Билим тараўы 400000 – фан, тәлим тараўы 440000 – тәбийий пәнлер. тәлим бағдары 5440100 – физика.

Пәнниң оқыў программасы Ўзбекистан Республикасы Жоқары ҳәм орта арнаўлы билим министрлиги бойынша 2008-жылы 23-августта шыққан 263-буйрық пенен тастыйықланған, 2008-жыл 28-август күни 605440100-3.1.0.1 сан менен есапқа алынған.

Пәнниң оқыў программасы Жоқары ҳәм орта арнаўлы, кәсиплик билим бойынша оқыў-методикалық бирлеспесиниң хызметин муўапықластырыўшы кеңестин 2008-жыл 20 август күнги мәжлисинде баянланған (протокол номери 4).

Дүзиўшилер:

Абдуллаев Р. М. – «Полимерлер физикасы» кафедрасы доценти, физика-математика илимлери кандидаты.

Карабаева М. А. – «Полимерлер физикасы» кафедрасы доценти, физика-математика илимлери кандидаты.

Сын бериўшилер:

Турсунметов К. А. -Мырза Улуғбек атындағы Ўзбекистан Миллий университетиниң физика факультети Электроника физикасы кафедрасы профессоры, физика-математика илимлери докторы, профессор.

Даминов А. Г. -Мырза Улуғбек номидаги Ўзбекистан Миллий университети полимерлар физикасы кафедрасы доценти, физика-математика илимлери кандидаты.

Пәнниң оқыў программасы Мырза Улуғбек атындағы Ўзбекистан Миллий университети Илимий-методикалық кеңесинде усынылған).

Пәнниң сабақларға мөлшерленген оқыў программасы Қарақалпақ мәмлекетлик университетиниң илимий-методикалық кеңесиниң 2011-жыл 29-июнь күнги мәжлисинде қарап шығылды ҳәм мақулланды. Протоколдың қатар саны 6.

Пәннің сабақтарға мөлшерленген оқыу программасы улыма физика кафедрасының илимий-методикалық семинарының 2011-жыл 23-июнь күнги мәжилисінде қарап шығылды хәм мақулланды. Протоколдың қатар саны 10.

Дүзиуши улыма физика кафедрасының баслығы, физика-математика илимлериниң кандидаты, профессор Б. Абдикамалов, үлкен оқытыушы Ж.Акимова, оқытыушы Р.Хожаназарова.

Саатлар улымалық саны 302. Соның ишинде:

Лекциялар 40 саат.

Әмелий сабақлар 36 саат.

Лабораториялық сабақлар 76 саат.

Студентлердің өз бетинше ислеудің көлеми 150 саат.

Молекулалық физика пәни бойынша оқыу программасы

Кирисиу

Молекулалық физика пәни хәр қыйлы агрегат халлардағы макроскопиялық системалар курамына кириуши үлкен сандағы бөлекшелердің (молекулалардың, атомлардың) өз-ара тәсири хәм коллективлік қозғалысы менен байланыслы болған кубылысларды үйретеди. Затлардың курылысын үйрениуге қаратылған биринши қәдем қойылады. Бул пән студентлердің көз алдында физикалық кубылысларды илимий билиу усылларын термодинамика хәм молекулалық физика тийкарларын үйрениу шеклеринде ашып бериуи менен жоқары әхмийетке ийе болады.

Оқытудың мақсет хәм ұазыйпалары

Пәнди оқытуудағы мақсет – инсанияттың пайдасы ушын қолланыу мүмкин болған тәбияттың объективлік ызамларын ашыу хәм изертлеулер нәтийжелерин әмелде хәм техникада қолланыу болып табылады. Физика ызамлықларын үйрениу техникалық прогресстиң рауажланыуына алып келади. Физиканың тийкарғы ызам хәм кубылысларын билмей турып, әмелий хәм арнаулы курсларды үйрениуге кирисиуге болмайды. улыма физиканың бир бөлими сыпатында «Молеклалық физика» пәнин оқытуудағы тийкарғы мақсет, болажақ кәнигелер – инженер хәм физик-технолог кадрларда бақлаулар, әмелий изертлеу хәм тәжирийбелердиулыұмаластыруу тийкарында физикалық теория хәкқында дәслепки түсиниклер пайда етиу, оларда өзлери таңлаған тар кәнигелик тараулары бойынша табыслы түрде билим алыуын тәмийинлеу ушын жағдайлар дөретиуден ибарат.

Студентлер улыма физиканың бул бөлимин үйрениуде қолланылатуғын усыллар хәм моделлер менен танысып өтиуи, буннан кейин өзлериниң тар кәнигелиги тарауларында табыслы бақалар алыуы ушын жетерли болған теориялық хәм әмелий билим, көнликпелерге ийе болыуы керек болады. Молекулалық физика ерискен табыслар илим хәм техниканың хәр қыйлы тарауларында, мәселен атмосферада жүз беретугын кубылысларды түсиндириуде хәм үйрениуде, газлерде жүз беретугны разряд пенен байланыслы процесслерди жаратыуда, вакуумлық хәм криогенлик техника менен байланыслы тараулардас, биологияда - тири организмлардеги осмос хәм капиллярлық пенен байланыслы болған процесслерди үйрениуде, хәр түрли параметрге ийе болғна араласпалар хәм куймалар алыуда, термодинамикада, химияда (газ ызамлары), статистикалық характерге ийе болған процесслерди анализлеуде хәм басқа көпшилик тарауларда ислетилиуи мүмкин.

Бул пән лекция, әмелий сабақ (Пәннің тийисли бөлимлери бойынша мәселелер шешиу) хәм лаборатория сабақлары түринде алып барылады. Сондай-ақ пәннің

әхмийетли мәселелери студентлерге өз бетинше жұмыс сыпатында өзлестіріуі үшін беріледі.

Пән бойынша студентлердің билимине, көнликпелерине хәм қвалификациясына қойылатуғын талаптар

Бул пәнди үйретиуде таңлап алынғна темалардың көлеми, мазмуны хәм темаларды жеткерип бериуде қолланылатуғын усыллар хәм математикалық аппарат студентлерге олардың буннан кейинги дәуірлердеги оқыуын табыссы алып барыуы үшін жетерли болыуын тәмийинлеуі керек. Оның үшін студентлер «Молекулалық физика» пәни бойынша төмендеги тийкарғы билим хәм көнликпелерге ийе болыуы керек;

- Атомлар хәм молекулалар бойсынатуғын ыызамлар квант механикасы ыызамлары болса да, денелердің көпшилик қәсийетлери атом хәм молекулалардың квантлық тәбияты менен байланыссы емес, ал олардағы атомлар менен молекулалардың хәдден тыс көп санлы екенлиги менен байланыссы екенлигин билиуі;

- Идеал газ ыызамлары хәм идеал газдың хал теңлемесинен пайдаланған халда газдың анау ымаса мынау халы үшін хал параметрлерин есаплай таба алыуы;

- Газдың базы бир тезлик интервалында қозғалатығын молекулалары санын ымаса болыуын есаплай алыуы;

- Хәр қыйлы процесслерде газдың ишки энергиясының өзгерислерин, ислеген жұмысын, алған ымаса берген жыллылық муғдарын есаплай таба алыуы, газдың анау ымаса мынау шараятка сәйкес келиуіши жыллылық сыйымлықларын есаплай таба алыуы;

- Газлерде хәм суйықлықларда көшиу кубылысларының жүзеге келиуі себеплерин, көшиу коэффициентлеринің мәнислерин билиуі, алынған билимлер тийкарында молекулалардың орташа еркин жүриу жолы узынлығын хәм көшиу коэффициентлеринің шамаларын есаплай билиуі;

- Термодинамиканың тийкарғы ыызамларын, жыллылық машиналарының ислеу принциплери хәм олардан максималлық пайдалы жұмыс алыу шәртлерин жақсы өзлестирген болыуы;

- Идеал хәм хақыйқый газ халлары арасындағы парқтың не себептен жүзеге келиуін билип алыуы, алған билимлери тийкарында хақыйқый газдың хал параметрлерин есаплай таба алыуы;

- Суйықтың бетинде жүзеге келиуіши бет керими күшлери хәм капиллярлық кубылыслардың жүзеге келиуі себеплерин билиуі;

- Кристаллардағы анизотропикликтің себеплерин түсиндирип бере алыуы, кристалларның элементар ячейкалары параметрлерин есаплай алыуы, кристаллардағы тегисликлер хәм бағытларды белгилеуді билиуі, қатты денениң жыллылық сыйымлығының квант теориясы хаққындағы мағлыұматларға ийе болыуы керек болады;

- Өлшеу әсбапларынан дурыс пайдаланыуы, лабораториялық жұмысларды өз бетинше орынлауы, нәтижелерди есаплай алыуы хәм алынған нәтижелерди анализлеуді билиуі керек.

Пәннің оқыу режесиндеги басқа пәнлер менен өз-ара байланысы хәм методикалық жақтан ізбе-излиги

Молеклалық физиканы үйрениу үшін керек болған пәнлер «Математикалық анализ », «Итималлықлар теориясы » хәм «Механика» болып табылады.

Студентлердің «Молекулалық физика» пәнинен алған билимлери оларға бир қатар теориялық хәм арнаулы курсларды үйрениуде керек болады. Мәселен, бул пән бойынша алынған билимлер хәм көнликпелер «Физикалық электроника» тарауының айырым курсларын (Вакуум техникаси тийкарлары, Газлердеги разряд, Эмиссиялық электроника), «Статистикалық физика», «Термодинамика», «Қатты денелер физикасы» хәм физика

пәнинің басқа бір қатар курстарын үйрениуге тийкар болып хызмет етеди. Молекулалық физика ерискен табыслар илим хәм техниканың хәр қыйлы тараўларында, мәселен, атмосферада жүз беретугын кубылысларды түсиндириўде және үйрениўде, газлерде жүз беретугны разряд пенен байланыслы тараўларда, биологияда тири организмлердеги осмос хәм капиллярлық пенен байланыслы болған процесслерди үйрениўде, хәр түрли параметрге ийе болған араласпалар хәм куймалар алыўда термодинамикада, химияда (газ нызамлары), статистикалық характерге ийе болған процесслерди анализлеўде хәм басқа көп санлы тараўларда ислетилиўи мүмкин.

Пәннің өндиристегі тутқан орты

Студентлердің бул пәннен алған билими орта мектеп, академиялық лицей хәм кәсип-өнер колледжлеринде сабақ бериў процессинде жәрдем береді. Мийнет хызмети даўамында пән бойынша ийеленген көнликпелерден пайдаланады, соның ушын бул пән тийкарғы улыўма кәсиплик пәнлердің бири болып, улыўма физика курсының ажыралмас буўыны болып табылады.

Пәнди оқытыўдағы хәзирги заман информациялық хәм педагогикалық технологиялары

Программада көрсетилген темалар лекция, лаборатория, әмелий сабақ, семинар түринде алып барылады, соның менен бирге пәннің әхмийетли мәселелери студентлерге өз бетинше исленетуғын жумыс сыпатында өзлестириў ушын бериледи. Пән хәзирги заман педагогикалық технологияның “Кластер”, “Бумеранг”, “Демонстрациялаў” сыяқлы методлары аркалы хәм слайдлар, мультимедиялардың көрсетилиўи менен өткериледи.

ТИЙКАРҒЫ БӨЛИМ

Пәннің теориялық сабақларының мазмуны. Статистикалық усыл

Итималлықлар теориясынан элементар мағлыўматлар. Тосыннан болатуғын ўақыялар хәм кубылыслар. Итималлық. Итималлықлар теориясының тийкарғы түсиниклери. Итамаллықлар үстиндеги әмеллер. Тарқалыў функциясы. Гаусс тарқалыўы. Системаның макроскопиялық хәм микроскопиялық халлары. Биномаллық тарқалыў. Пуассон тарқалыўы.

Идеал газлердің кинетикалық теориясы

Идеал газ. Молекулалық-кинетикалық теорияның тийкарғы теңлемеси. Жыллылық хәм температура. Абсолют температураны анықлаў. Идеал газдің хал теңлемеси. Идеал газ нызамлары. Барометрлик формула. Больцман тарқалыўы. Молекулалардың тезликтің компоненталары бойынша тарқалыўы. Молекулалардың тезликлер бойынша тарқалыўы (Максвелл тарқалыўы). Классикалық физиканың қолланылыўшегарадары. Максвелл-Больцман тарқалыўы. Ферми-Дирак хәм Бозе-Эйнштейн статистикасы хаққында түсиниклер.

Жыллылықтың кинетикалық теориясы

Идеал газдің ишки энергиясы. Ишки энергияның еркинлик дәрежелери бойынша тең тарқалыўы нызамы. Жумыс хәм жылылық муғдары. Термодинамиканың I нызамы. Газ көлеми өзгергенде орынланған жумыс. Идеал газлердің жыллылық сыйымлығы. Идеал

газлердин жыллылық сыйымлығының тәжірийбелер нәтийжелери менен сәйкес келмейтуғынлығы. Жыллылық сыйымлығының квант теориясы туұралы түсиник. Политропалық процесс.

Көшиў процесслеринин элементар кинетикалық теориясы

Молекулалық қозғалыслар хәм көшиўқубылыслары. Эффектив кесе-кесим. Орташа еркинжүриў жолы. Диффузия хәм заттың көшиўи. Жабысқақлық хәм импульстың көшиўи.

Термодинамика элементлери

Жыллылықты механикалық жумысқа айландырыў. Цикллық процесс хәм цикл жумысы. Термодинамиканың II нызамы. Жыллылық машиналары хәм олардың пайдалы жумыс коэффициенти. Карно цикли хәм оның пайдалы жумыс коэффициенти. Карно теоремалары. Термодинамиканың II нызамының хәр қыйлы анықламалары. Энтропия. Клаузиус теңсизлиги. Энтропия хәм итималлық. Энтропия хәм тәртипсизлик.

Хақыйқый газлер

Молекулалар аралық өз-ара тәсирлесий күшлери. Эксперименталлық изотермалар. Хақыйқый газдин хал теңлемеси. Ван-дер-Ваальс изотермалары. Критикалық хал. Газдин бослыққа кеңейийи. Джоуль-Томсон эффекти.

Суйықлықлардың қәсийетлери

Бет керими. Еки орталық шегарасындағы тең салмақлық шәртлери. Суйықлықтың иймейген бетинде жүзеге келийи күшлер. Капиллярлық қубылыслар. Суйық еритпелер. Идеал еритпелер. Осмослық басым хәм оның жүзеге келийи механизми.

Қатты денелер

Кристаллық пәнжере. Кристаллографиялық координаталар системасы. Қаттыденелердин жыллылық қәсийетлери. I хәм II әўлад фазалық өтийлери.

Әмелий сабақларды шөлкемлестирий бойынша көрсетпелер хәм усыныслар

Әмелий сабақлар пәннің сәйкес бөлимлери бойынша мәселелер шешиў арқалы әмелге асырылады.

Әмелий сабақлардың шама менен усынылатуғын темалары:

1. Статистикалық усыл.
2. Идеал газлердин молекулалық-кинетикалық теориясы.
3. Жыллылықтың кинетикалық теориясы.
4. Көшиў процесслеринин элементар кинетикалық теориясы.
5. Термодинамика элементлери.
6. Хақыйқый газлер.
7. Суйықлықлардың қәсийетлери.
8. Қатты денелер.

Әмелий сабақларди шөлкемлестирий бойынша кафедра профессор–оқытыўшылары тәрпинен көрсетпелер хәм усыныслар ислеп шығылады. Студентлер тийкаргы лекция темалары бойынша алған билим хәм көнликпелерин әмелий мәселелер шешиў арқалы және де байытады. Соның менен бирге сабақлық хәм оқыў қолланбалары тийкарында

студентлербилимлерин беккемлеўге ерисиў, тарқатпа материаллардан пайдаланыў арқалыстудентлер билимлерин жетилистириўи, мәселелер шешиў, темалар бойынша көргизбелі қураллар таярлаў хәм басқа лар усынылады.

Лабораториялық сабақларды шөлкемлестириў бойынша көрсетпелер

Молекулалық физикаы, улыўма, физиканы үйрениўде тәжирийбе оғада әҳм ийетли орынды ийелейди. Физикалықлық ыызамлар тәжирийбеде анықланады хәм бул ыызамлар тәжирийбе арқалы тексериледи. Студентлер молекулалық физикадан лаборатория жумысларын орынлаў арқалы молекулалық физика хәм термодинамиканың тийкарғы қубылысларын үйренеди хәм оларды анализ қылыў бойынша әмелий көнликпе хәм квалификация пайда етеди.

Лаборатория жумысларының усыныс етилетуғын темалары:

1. Механикалық моделде Гаусс тарқалыўын үйрениў.
2. Лошмид санын анықлаў.
3. Механикалық моделде Максвелл тарқалыўын үйрениў.
4. Термопаралар жасаў хәм олардыдәрежелеў.
5. Газлердиңсалыстырмалы жыллылық сыйымлықларының қатнасын анықлаў.
6. Газ басымының термикалық коэффициентин анықлаў.
7. Хаўаныңишки сүйкелис коэффициентин хәм молекулаларның орташа еркин жүриўжолы узынлығын анықлаў.
8. Хаўаның жыллылық өткизиўшилиқ коэффициентин анықлаў.
9. Эфирдиң критикалық температурасин анықлаў.
10. Суйықлықлардыңкөлемге кеңейиў коэффициентин анықлаў.
11. Суйықлықлардың ишуи сүйкелис коэффициентин Стокс усылы менен анықлаў.
12. Суйықлықлардың ишки сүйкелис коэффициентин капилляр вискозиметр жәрдемінде анықлаў.
13. Тербелислердиң сөниўи бойынша суйықлықтың ишки сүйкелис коэффициентин анықлаў.
14. Қатты денелердиң жыллылық өткизиўшилиқ коэффициентин анықлаў.
15. Бет керими коэффициентин қалқаны суйықлықтан үзиў жолы менен анықлаў.
16. Бет керими коэффициентин суйықлықтың капилляр найларда көтерилю бийиклиги бойынша анықлаў.
17. Суйықлықлардың салыстырма пуўланыў жыллылығын анықлаў.

Ескертиў: Студент семестр даўамында кемінде 10 лабораториялық жумысты орынлайды.

Студентлердиң өз бетинше жумысты шөлкемлестириўдиң түри хәм мазмуны

Студент өз бетинше жумысты таярлаўда усы пәннің өзгешеликлерин есапқа алған ҳалда төмендегилерден пайдаланыў усыныс етиледі:

- сабақлық хәм оқыў колланбалар бойынша пәннің бапларын хәм темаларын үйрениў;
- тарқатпа материаллар бойынша лекциялардың бир бөлимин өзлестириў;
- арнаўлы әдебиятлар бойынша пәннің бөлимлери ямаса темаларыүстинде ислеў;
- жаңа өлшеў әсбапларын, аппаратураларды хәм процесслерди үйрениў;
- аралықтан (дистанциялық) билим.

Усыныс етилетуғын өз бетинше исленетуғын жумыслардың темалары:

1. Орташа мәнис. Флуктуациялар. процесслер. Дәўирли хәм дәўирли емес процесслер. Қайтымлы хәм қайтымлы емес процесслер.

2. Газ молекулаларының тезликлерин анықлау. Броун қозғалысы. Перрен тәжірийбеси. Газ молекулаларының орташа арифметикалық, орташа квадратлық хәм ең үлкен итималға ийе тезликлери. Максвелл тарқалыуын тәжірийбеде тексерип көриу.

3. Стационар хәм стационар емес жыллылық өткізиушилик. Көшиу коэффициентлери арасындағы байланыс.

4. Идеал газ процесслеринде энтропияның өзгерисин есаплау. Температураның термодинамикалық шкаласы. Термодинами каның III басламасы.

5. Ван-дер-Вальстың келтирилген теңлемеси. Хақыйкый газдың ишки энергиясы. Газ халынан суйық халға өтиу. Газлерди суйылтыу усыллары.

6. Суйықлықлардың көлемлик қәсийетлери. Суйықлықлардың жыллылық сыйымлығы хәм суйықлықлардағы көшиу қубылыслары. Пуўланыу хәм қайнау.

7. Кристаллардың симметрияси хәм симметрия элементлери. Кристаллардағы дефектлер. Кристаллардың ериуи хәм сублимациясы.

Программаның информациялық-методикалық тәмийинлениуи

Бул пәнди оқытуу процессинде билим бериудің хәзирги заман усыллары, педогогикалық хәм информациялық-коммуникация технологияларын қолланыу – хәзирги заман компьютерлик технологиялар жәрдеминде презентациялық хәм электронлық-дидактикалық технологиялардан пайдаланыу нәзерде тутылған.

Пән хәзирги заман педагогикалық технологияның “Кластер”, “Бумеранг”, “Демонстрациялау” сыяқлы усыллары арқалы хәм слайдлар менен мультимедияларды демонстрациялау арқалы өткізиледи.

Пайдаланылған тийкаргы сабақлықлар хәм оқыу қолланбалары дизими

Тийкаргы сабақлықлар хәм оқыу қолланбалары

1. Кикоин А. К., Кикоин И. К. Улыўма физика курсы. Молекуляр физика. Ўқитувчи, Ташкент-1978, 507 бет.

2. Сивухин Д. В. Улыўма физика курсы. Термодинамика хәм молекуляр физика. Ўқитувчи. Ташкент-1984, 526 бет.

3. Сивухин Д. В. Улыўма физика курсыдан масалалар тўплами. Термодинамика хәм молекуляр физика. Ўқитувчи. Ташкент-1983, 228 бет.

4. Волькенштейн В. С. Улыўма физика курсыдан масалалар тўплами. Ўқитувчи. Ташкент-1969, 464 бет.

5. Чертов А., Воробьев А. Физикадан масалалар тўплами. Ўзбекистон. Ташкент-1997, 496 бет.

6. Назиров Э. Н. хәм басқалар. Механика хәм молекуляр физикадан практикум. Ўзбекстан. Ташкент-2001.

7. И. В. Савельев. Курс общей физики. Молекулярная физика и термодинамика. Изд. Астель 2002. с. 208.

8. Д. В. Сивухин. Курс общей физики. Том II. Термодинамика и молекулярная физика. М. Физматлит. 2003, 575 стр.

Қосымша әдебиятлар

9. Ф. Рейф. Статистическая физика. М., Наука 1977, 351 бет.

10. Ахмаджонов О. Механика хәм молекуляр физика. Ўқитувчи. Т. 1985, 287 бет.

11. Ч. Киттель. Элементарная статистическая физика. Иностранная литература. 1980.

12. А. Н. Матвеев. Молекулярная физика М., Высшая школа, 1987, 360 стр

13. И. Е. Иродов. Задачи по общей физике. М., Наука, 1979, 416 стр.

14. Гурьев Л. Г., Кортнев А. В и др. Сборник задач по общему курсу физики. М., Высшая школа, 1972, 432 стр.
15. И. Зайдель. Элементарные оценки ошибок измерений. М., 1959.
16. Р. В. Телеснин. Молекулярная физика. М., Высшая школа, 1965, 298 стр.
17. Р. М. Абдуллаев, И Хамиджонов, М. А. Карабаева «Молекуляр физика», Университет, Т-2003, 121 бет.
18. Р. М. Абдуллаев, Х. М. Сатторов. «Молекулярная физика» Общий физический практикум. Университет, Т-2004, 102 с
19. Т. Турғунов. Эмелий физика. Ўзбекистон. Т-2003, 477б.
20. Т. Усманов. Физика тарийхынан методикалык қолланма. Т-2003
21. Т. Усманов Физика ўқитишда Орайий Осиё алымлари меросидан пайдаланыў (IX-XVасрлар). Докторлик диссертацияси. Т-2005
22. www.physicon.ru - "Молекулярная физика на компьютере"
23. www.cultinfo.ru/fulltext/1/008/077/561/htm
24. www.en/edu.ru.
25. Х. Гулд, Я. Тобочник. Компьютерное моделирование в физике. Часть 1, 349 с.
26. Х. Гулд, Я. Тобочник. Компьютерное моделирование в физике. Часть 2, 399 с.

Сабақларға мөлшерленген оқыў бағдарламасы

Лекциялық сабақлар көлеми 40 саат. эмелий сабақлар көлеми 36 саат

	Темалар атлары	Лекциялық саатлар көлеми	Эмелий сабақлар көлеми	Пайдаланы -латуғын әдебиятлар
1	Кирисиў. Статистикалық усыл. Итималлықлар теориясынан элементар мағлыўматлар. Тосыннан болатуғын ўақыялар ҳәм кубылыслар. Итималлық. Итималлықлар теориясының тийкарғы түсиниклери. Итамаллықлар үстиндеги әмеллер. Тарқалыў функциясы. Гаусс тарқалыўы. Системаның макроскопиялық ҳәм микроскопиялық ҳаллары. Биномаллық тарқалыў. Пуассон тарқалыўы.	2		
2	Идеал газлердин кинетикалық теориясы. Идеал газ. Молекулалық-кинетикалық теорияның тийкарғы теңлемеси. Жыллылық ҳәм температура. Абсолют температураны анықлаў. Идеал газдин ҳал теңлемеси. Идеал газ ызымлары. Барометрлик формула.	2	2	
3	Больцман тарқалыўы. Молекулалардың тезликтин компоненталары бойынша тарқалыўы. Молекулалардың тезликлер бойынша тарқалыўы (Максвелл тарқалыўы).	2	2	
4	Классикалық физиканың қолланылыў шегаралары. Максвелл-Больцман тарқалыўы. Ферми-Дирак ҳәм Бозе-Эйнштейн статистикасы ҳаққында түсиниклер.	2	2	

5	Жыллылықтың кинетикалық теориясы. Идеал газдың ишкі энергиясы. Ишкі энергияның еркінлік дәрежелері бойынша тең тарқалыуы нызамы.	2	2	
6	Жұмыс хәм жылылық мұғдары. Термодинамиканың I нызамы. Газ көлемі өзгергенде орынланған жұмыс.	2	2	
7	Идеал газлардың жыллылық сыйымлығы. Идеал газлардың жыллылық сыйымлығының тәжірийбелер нәтижелері менен сәйкес келмейтуғынлығы. Жыллылық сыйымлығының квант теориясы туұралы түсиник.	2	2	
8	Изо процесслер. Политропалық процесс.	2	2	
9	Термодинамика элементлері. Жыллылықты механикалық жұмысқа айландыруы. Цикллық процесс хәм цикл жұмысы.	2	2	
10	Термодинамиканың II нызамы. Жыллылық машиналары хәм олардың пайдалы жұмыс коэффициенті.	2	2	
11	Карно циклі хәм оның пайдалы жұмыс коэффициенті. Карно теоремалары. Термодинамиканың II нызамының хәр қыйлы анықламалары.	2	2	
12	Энтропия. Клаузиус теңсизлігі. Энтропия хәм итималлық. Энтропия хәм тәртіпсизлік.	2	2	
13	Хақыйқый газлар. Молекулалар аралық өз-ара тәсирлесіу күшлері. Эксперименталлық изотермалар. Хақыйқый газдың хал теңлемесі. Ван-дер-Ваальс изотермалары.	2	2	
14	Критикалық хал. Газдың бослыққа кеңейіуі. Джоуль-Томсон эффекті.	2	2	
15	Сұйықлықлардың қасиеттері. Бет керімі. Екі орталық шегарасындағы тең салмақлық шәрттері. Сұйықтың иймейген бетінде жүзеге келіуші күшлер. Капиллярлық кубылыстар.	2	2	
16	Сұйық еритпелер. Идеал еритпелер. Осмос. Осмослық басым хәм оның жүзеге келіу механизмі.	2	2	
17	Қатты денелер. Кристаллық пәнжере. Кристаллографиялық хәм кристаллофизикалық координаталар системасы.	2	2	
18	Қатты денелердің жыллылық қасиеттері. I хәм II әулад фазалық өтіулері.	2	2	
19	Көшіу процесслерінің элементар	2	2	

	кинетикалық теориясы. Молекулалық қозғалыстар хәм көшіу қубылыстары. Эффектив кесе-кесім. орташа еркін жүриу жолы.			
20	Диффузия хәм заттың көшіуі. Жабысқақлық хәм импульстың көшіуі.	2		

«Молекулалық физика» пәни бойынша әмелий сабақлар өткеріу бөлмесиниң материаллық-техникалық жақтан тәмийинлениуине қойылатуғын талаптар

№	Атамасы	Саны
	Арнаўлы үскенелер	
1	Жеткиликли қуатлыққа ийе электр энергиясы менен тәмийинленген электр үскенелери хәм оқыу-техникалық қураллар комплекти.	1
	Оқыу техника қураллары	1
1	46 диагоналы көшпели поратативлик мультимедия проекторы.	1
2	1200-1200 миллиметрли үш аяқлы экран.	1
3	Pentium IV компьютери оқытыушы ушын .	1
4	Pentium IV компьютери топар ушын .	25
5	Panasonic NV-HD 620 видеомагнитофон.	1
	Арнаўлы мебель хәм шөлкемлестириу қураллары.	
1	ДК 52 Э3010 МФ (1000х3000 мм) фломастер хәм пор менен жазыу ушын арналған эмалланған полаттан исленген аудитория тахтасы.	1
2	Отырғышлар.	1
3	Оқытыушы столы.	1
4	Оқытыушы отырғышы.	1
5	Туўры төрт мүйешли, профили ламинант, меломин, пластик ямаса кепон қапланған металл қырлы еки орынлы аудитория столы.	13
6	Сүйениши фанерадан исленген аудитория отырғышлары.	26
7	Компьютер столы.	26
8	Терезе перделери хәм оларды автомат түрде жабатуғын-ашатуғын үскенелер.	3
9	Көрсеткиш.	1
10	Электрон көрсеткиш.	1
11	Китап полкасы.	2

«Молекулалық физика» пәни бойынша лаборатория сабақларын өткеріу бөлмесиниң материаллық-техникалық жақтан тәмийинленгенлигине қойылатуғын талаптар

№	Лаборатория жұмыстарының түрлери хәм үскенелери дизими	Саны
1. Қатты денелердиң жыллылық өткизгишлик коэффициентин анықлау.		
1	Үлгилер жыйнағы (темир, мыс, алюминий, қалайы, полат).	1
2	Термопаралар жыйнағы(мыс-константан).	1
3	Милливольтметр.	1
4	Турақлы ток дереги.	1
2. Газ басымының температураға ғәрезлигин үйрениу		
1	Хаўа толтырылған ыдыс.	1
2	0 ⁰ -100 ⁰ С интервалындағы температураларды өлшеуге арналған термометр.	1
3	Спиртовка.	1
4	Манометр.	1
5	Цилиндр тәризли ыдыс (термостат).	1

3. Қатты денелердің салыстырмалы жыллылық коэффициентін анықтау		
1	Термопара (мыс-константан).	1
2	Қалайы.	1
3	Тигелли қыздырғыш.	1
4	Милливольтметр.	1
4. Газлердің салыстырмалы жыллылық сыйымлықтары қатнасын анықтау		
1	20 литрлі шийше баллон, үш жоллық кран, суұлы манометр.	1
2	Поршенлі насос.	1
5. Қатты дененің салыстырмалы жыллылық сыйымлығын және системаның энтропиясының өзгерістерін анықтау.		
1	Калориметр.	1
2	Металл пуыландырғыш.	1
3	Пуы құрытқыш.	1
4	Екі дана калориметрлік термометр (0^0-100^0 С интервалында өлшейтуғын).	1
5	Изертленілетуғын денелер жыйнағы.	1
6	Техникалық тәрези және тәрези таслары (5. 10, 15. 20, 50, 100 г лардан)	1
6. Сұйықлықтардың ішкі сүйкеліс коэффициентін Стокс ұсылы бойынша анықтау.		
1	Цилиндр формасындағы шийше ыдыс.	1
2	Глицерин (2 л).	1
3	Микрометр.	1
4	Секундомер.	1
5	Вуд қатнас ыдысларынан жасалған шаршалар жыйнағы, диаметрі ~2 мм.	1
6	Масштаблы сызғыш.	1
7	Штангенциркуль.	1
7. Ғауаның ішкі сүйкеліс коэффициентін және молекулаларның орташа еркін жүріс жолының ұзындығын анықтау		
1	Шийше баллон (Газ өлшегіш)	1
2	Манометр.	1
3	Секундомер.	1
4	Краншалар (кішкене кранлар).	3
5	Капилляр най.	1
8. Ғауаның жыллылық өткізгішлік коэффициентін анықтау		
1	Термостат.	1
2	Тоқ дерегі.	1
3	A 359 маркалы амперметр.	1
4	V 35/5 маркалы вольтметр.	1
9. Эфирдің критикалық температурасын анықтау		
1	Эфирлі ампула.	1
2	Қыздырғыш (печка).	1
3	0^0-100^0 С интервалына ийе термометр.	1
10. Сұйықлықтардың көлемге кеңейіс коэффициентін анықтау		
1	Термостат.	1
2	$0-100^0$ С интервалыны ийе термометр.	2
3	Резина найшалар.	1
11. Сұйықлықтардың ішкі сүйкеліс коэффициентін капилляр вискозиметр жәрдеминде анықтау		
1	Капилляр вискозиметр.	1
2	Глицерин.	1
3	Дистилляцияланған суы.	1
4	Секундомер.	1

12. Тебрелислердің сөниуі бойынша сұйықтықтың ишкі сүйкеліс коэффициентін анықтау		
1	Эластичность пружина.	1
2	Металл шаршар.	1
3	80 см ден кем болмаған миллиметрлерге бөлінген сызғыш.	1
4	Секундомер.	1
13. Бет керімі коэффициентін сақынаның сұйықтықтан үзіуі ұсылы менен анықтау		
1	Пружиналы тәрези.	1
2	Металл сақын (алюминийден солғылған)	1
3	0, 5 г лы тәрези таслары.	8
4	Шийше варонка.	1
5	Шийше баллон.	1
6	Штангенциркуль.	1
7	Дистилляцияланған суу.	1
14. Бет керімі коэффициентін сұйықтықтың капилляр найларда көтеріліуі бәлентлігі бойынша анықтау		
1	Катетометр.	1
2	Найлар жыйнағы.	1
3	Сұйықтық құйылатуғын ыдыс.	1
15. Сұйықтықтың салыстырмалы құланыуы ыссылығын анықтау		
1	Калориметр.	1
2	Сууды құландырушы.	1
3	Құды құрытқыш (конденсациялаушы).	1
4	Резина найлар.	1
5	Тәрези хәм 5, 10, 15, 20, 50, 100 г лардан келетуғын тәрези таслары.	1
16. Бет керімі коэффициентін тамшыны ұсылы менен анықтау		
1	Тәрези хәм 5, 10, 15, 20, 50, 100 г лардан келетуғын тәрези таслары.	1
2	Сұйықтық жыйналатуғын стакан.	1
3	Краны бар цилиндр тәрізлі найша.	1
4	Сұйықтық құйылатуғын най тәрізлі ыдыс.	1
17. Бет керімі коэффициентін Рибиндер ұсылы менен анықтау		
1	0°-100° С интервалына ийе термометр.	1
2	Сұйықтық құйылатуғын резервуар.	1
3	Краншалар (кишкене кранлар).	1

«Молекулалық физика» пәнін оқытуы үшін демонстрациялық тәжірибелер дизиі

I. Идеал газ ызамлары.

Бойл-Мариотт ызамы:

- а) мектепте пайдаланылатуғын құрылма;
- б) Кузьмин құрылмасы.

Гей-Люсак ызамы (газлы термометр).

II. Идеал газдың молекулалық-кинетикалық теориясы.

Броун қозғалысы (модели)

тезлик бойынша молекулалардың тарқалыуы (Гальтон тахтасы.)

III. Көшіуі құбылыстары.

Сұйықтықлар менен газлердегі диффузия:

- а) иши куўыс ыдыс;
 - б) хром оксидли калий еритпесиниң суйықлықтағы диффузиясы;
- Суйықлық пенен газлердеги ишки сүйкелис.

IV. Идеал газ.

Шегаралық критикалық температура.
Суйық азыт пенен исленетуғын тәжирийбелер.

V. Суйықлықтың қәсийетлери.

Тамшылардың суйықлықлар ишиндеги турыўы:

а) Плато тәжирийбеси.

Бет кериминиң шамасының өзгериси:

а) суўда бет кериминиң кемейиўи (қант, сабын, эфир);

б) камфораның қозғалысы ;

в) «сынаптың жанлы тамшылары»;

г) «сынап жүрек».

Сабын пердеси хәм көбиги:

а) сабын пердесиниң қысқарыўдағы ислеген жумысы (сым рамка):

б) басымның сабын көбиги радиусынан ғәрезлиги (үлкен аўзы төменге қаратылған воронка).

Капилляр қубылыслар:

а) жиңишке найшалар;

б) еки пластинка арасындағы суйықлықтың көтерилюи.

Тойынған пуў:

а) тойынған пуў басымының температураға ғәрезлиги;

б) суўық халда кайнаў.

Осмолық басым.

Қайнап атырған суўдың музлаўы.

VI. Қатты денелердиң қәсийетлери.

Кристалллық пәнжерениң түрлери.

Ериў хәм қатыў.

Қатты денелердиң қыздырыя барысында қатты халдан тиккелей газ халына өтиўи.

Аморф денениң аққышлығы.

Төменги температуралардағы қатты денелердиң қәсийетлериниң өзгериси:

а) деформацияланыўшылық қәсийетлери;

б) электрлик қәсийетлери;

в) оптикалық қәсийетлери.

Оқыў фильмлери дизими

1. Ығал ҳаўа – 10 мин.

2. Қатты затлардың ериў механизми.

3. Затлардың кристалллық халы – 20 мин.

4. Джоуль хәм Томсон тәжирийбеси – 10 мин.

5. Газ хәм пуўлардың ағып шығыўы – 20 мин.

6. Криогеник техника – 20 мин.

7. Қыйыншылық пенен ерийтуғын таза затлардың ериўи -30 мин.

1–бөлим а) қыйын ерийтуғын таза затлардың қәсийетлери:

б) титаннан электрод ислеў.

- 2 – бөлім. Электрлік дуга.
- 3 – бөлім. Металларды еритууде электрлік өй қызметкерлерден пайдаланыу.
8. Иштен жаныу двигателлері – 10 мин.
9. Газлер менен пууларды дросселлеу – 10 мин.
10. Газлер менен суйықлықлардың жабысқақтығы – 10 мин.
11. тийкарғы газ нызамлары -10 мин.
12. Заттың суйық халы – 10 мин.
13. Гидро хәм аэродинамика тийкарлары – 20 мин.
14. Турбулент ағыслар – 20 мин.
15. Төменги температуралар – 20 мин.
16. Металлардың кристалланыуы – 20 мин.
17. Катализаторлардың тәсириниң механизми – 10 мин.
18. Вакуумды пайда етиу хәм өлшеу усыллары – 10 мин.
19. Жыллылық техникасы – 20 мин.
- 1 – бөлім. Аса жоқары басымлы турбинаның дүзилиси хәм ислеуи.
- 2 – бөлім. Пуу менен айланыушы турбинаның дүзилиси хәм ислеуи.
20. Пластмассалар – 30 мин.
- 1 – бөлім. а) пластмассаның тийкарғы қәсийетлері.
б) термопластиклик қәсийетлер.
- 2 – бөлім. а) басым астында қуйу; б) преслеу усылы.
- 3 – бөлім. Термореактив пластмассалар.
- 4 – бөлім. Катламлық пластмассалар.
21. Қазанлардың дүзилиси – 30 мин.
- 1 – бөлім а) тәбийий циркуляциялы үлкен басым қазанлары;
б) үлкен басымлы бир бағыттагы агымлы қазан.
- 2 – бөлім. а) пуу қазанларындагы тәбийий циркуляция;
б) жанылғыны қатламлап жағыу.
- 3 – бөлім. а) үрленген жанылғыны жағыу;
б) қар қыйлы орталықларда бүркіу.
- 4 – бөлім. а) тез өтиуши соққылық тербелислер.
б) қазан арматурасындагы қадағалау–өлшеу әсбаплары.
22. Сийреклетилген газлердеги физикалық кубылыслар – 10 мин.
23. Газлердиң жыллылық сыйымлығы – 20 мин.
24. Техникадагы гидравлика – 20 мин.
25. Жүргизиуши цилиндрдеги араласпаның пайда болыуы хәм оның жаныуы – 20 мин.

**“Молекулалық физика” пәни бойынша DVD дисклердеги мультимедиялы
электронлық оқыу қолланбаларының дизими**

1. Ығал хауа – 10 мин.
2. Қатты затлардың ериу механизми.
3. Затлардың кристаллық халы – 20 мин.
4. Джоуль хәм Томсон тәжирийбеси – 10 мин.
5. Газ хәм пуулардың ағып шығыуы – 20 мин.
6. Криогеник техника – 20 мин.
7. Қыйын ериутуғын таза затлардың ериуи -30 мин.
- 1 – бөлім.
- а) қыйын ериутуғын газде затлардың қәсийетлері.
- б) титаннан электрод соғыу.
- 2 – бөлім.
- Электр дугасы.
- 3 – бөлім.

8. Металларды еритиуде хәр қыйлы электрлик қыздырғашлардан пайдаланыў.
9. Иштен жаныў двигателлери – 10 мин.
10. Газлар менен пуўларды дросселлеў – 10 мин.
11. Газлар хәм суйықлықлардың жабысқақлығы – 10 мин.
12. тийкарғы газ ызыамлары-10 мин.
13. Заттың суйық халы – 10 мин.
14. Гидро хәм аэродинамика тийкарлары – 20 мин.
15. Турбулент ағыслар – 20 мин.
16. Төменги температуралар – 20 мин.
17. Металлардың кристалланыўы – 20 мин.
18. Катализаторлардың тәсир етиў механизми – 10 мин.
19. Вакуумды пайда етиў хәм өлшеў усыллары – 10 мин.
20. Жыллылық техникасы – 20 мин.
- 1 – бөлим. Аса жоқары басымлы турбинаның дүзилиси хәм ислеўи.
- 2 – бөлим. Пуў менен айланыўшы турбинаның дүзилиси хәм ислеўи.
21. Пластмассалар – 30 мин.
- 1 – бөлим. а) пластмассаның тийкарғы қәсийетлери.
- б) термопластиклик қәсийетлер.
- 2 – бөлим. а) басым астында куйыў; б) преслеў усылы.
- 3 – бөлим. Термореактивли пластмассалар.
- 4 – бөлим. Катламлы пластмассалар.
22. Қазанлардың дүзилиси – 30 мин.
- 1 – бөлим а) тәбийий циркуляциялы үлкен басымлы қазанлар;
- б) үлкен басымлы бир бағыттағы ағымлы қазан..
- 2 – бөлим. а) пуў қазанларындағы тәбийий циркуляция;
- б) жанылғыны қатламлап жағыў.
- 3 – бөлим. а) бүркілген жанылғыны жағыў;
- б) хәр қыйлы орталықларда бүркіў.
- 4 – бөлим. а) тез өтиўши тербелислер.
- б) қазан арматурасындағы қадағалаў–өлшеў әсбаплары.
23. Сийреклетилген газлердеги физикалық кубылыслар – 10 мин.
24. Газлердің жыллылық сыйымлығы – 20 мин.
25. Техникалық гидравлика – 20 мин.
26. Жүргизиўши цилиндрдеги араласпаның пайда болыўы хәм оның жаныўы – 20 мин.

«Молекулалық физика хәм термодинамика» пәни бойынша оқыў плакатлары

1. Пластинкалы роторлық насос.
2. Диффузиялық-конденсациялық насос.
3. Жоқары басым алыў ушын дүзилис.
4. Компрессорлық манометр (Мак-Леод).
5. Қарсылық манометри (Пирани–Толле)
6. Термоэлектронлық манометр.
7. Ионизациялық манометр.
8. Ҳаўаны суйылтыў ушын пайдаланылатуғын Линде машинасының сызылмасы.
9. Гелийди суйылтыў.
10. Ҳал диаграммасы (төменги басымлардағы).
11. Ҳал диаграммасы (жоқары басымлардағы).
12. Хәр қыйлы температуралардағы суўдың хәм оның тойынған пуўының тығызлығы.
13. Тойынған пуў басымының температурадан ғәрезлиги.
14. Бет энергиясы (капиллярлық кубылыслар).
15. Базы бир суйықлықлардың қысылыў коэффициентлери (200 °C дағы).

16. Газ молекуласының тезлик бойынша еркинлик дәрежелери саны.
17. Идеал газ молекуларының тезлик бүйича тарқалыуы (Максвелл ызамаының хал диаграммасы).
18. Ҳақыйқый газ изотермалары.
19. Ван-Дер-Вальс изотермалары хәм заттың диаграммадағы хәр қыйлы халдағы сәўлелендирилиўи.
20. Салыстырмалы газ турақлылары.
21. Газлердин базы бир молекулалық тәриплемелери (әдеттеги жағдайлардағы).
22. Турақлы басымдағы газлердин моллик жыллылық сыйымлыгы.
23. Газлердин жыллылық өткизгишлиги.
24. Газлердин жабысқақлығы.
25. Атмосфера басымындағы суйықлық хәм газлердин жабысқақлығы.
26. Газлердин диффузиясы.
27. Көшиў процесслери.
28. Атмосфера басымындағы базы бир қатты денелердин жыллылық кеңейиў коэффициентлери.
29. Базы бир затлардың үшлик ноқатлары.
30. Базы бир затлардың қайнаў, ериў температуралары хәм критикалық параметрлери.
31. Карно цикли.

Студентлердин билимин қадағалаў баллары

Сабаклар түрлери	Саат көлеми (лек+әмел +лаб)	Өз бетинше	Ағымдағы баҳалаў	Шегаралық баҳалаў	Жуўмақлаўшы баҳалаў	Улыўма балл
Лекция	40			15	30	45
Өмелий	36		10+10			20
Лаборатория	76 ямаса 64		10+10	15		35

Рейтинг қадағалаў түрлеринде ажыратылған қадағалаў түрлери балларын анықлаў усыллары

Қадағалаў түри	Қадағалаў усылы	Саны	Ұақты	Максимал балл
Аралық қадағалаў	Аудиторияда хәм өз бетинше мәселелер шешиў	4	Кесте тийкарында	10
Жәми				40
Шегаралық қадағалаў	контрол жумысы	1	Кесте тийкарында	15
	тест саўаллары			
	Лаборатория жумысы нәтийжеси	1		
Жәми				30
Жуўмақлаўшы қадағалаў	Жуўмақлаўшы жазба жумысы	1	Кесте тийкарында	30
Жәми		7		100

Қадағалаў түрлеринде студентлердин билим рейтингин баҳалаў усыллары

№	Қадағалаў түрлери, усылы хәм оларға ажыратылған максимал балл	Аралық қадағалаў	Шегаралық қадағалаў	Жуўмақлаўшы қадағалаў
---	---	------------------	---------------------	-----------------------

			10	10	10	10	15	15	30
1	1	Сабақларға қатнасыу дәрежесі	1	1	1	1	1	1	
2	2	Лекциядағы активлиги					3		
3	3	Лекцияларды өз бетінше қайта іслеп жетилистиргенлиги					2		
4	4	Әмелий сабақлардағы активлиги	5	5					
5	5	Өз бетінше іслеуіге берілген мәселелерді іслеуі	4	4	3	3	3	3	
6	6	Лаборатория жұмысы тапсырм орынлауы			6	6		8	
7	7	Шегаралық жазба жұмысты хәм тест сауалларын орынлау	-	-		-	6	3	
7		Жуумақлаушы жазба жұмыс	-	-	-	-	-		30
		Жәми	10	10	10	10	15	15	30

Студентлердің билим рейтингин анықлау кестесі

№	Қадағалау түрлері өткерилетуғын уақыт (саат көлемі бойынша)	Аралық		Шегаралық	
		10	10	15	15
1	Лекция	14		20	40
2	Әмелий	12	24	36	
3	Лаборатория	24	48	76	

“Молекулалық физика” курсы бойынша жуумақлаушы қадағалау сораулары

1-вариант.

1. Қатты денелердің жыллылық сыйымлығы. Дюлонг-Пти нызамы, Эйнштейн хәм Дебай моделлері хаққындағы улыұмалық түсиниклер.

2. Термодинамиканың екінші басламасы. Термодинамиканың биринші хәм екінші басламалары хаққындағы улыұмалық мағлыұматлар.

3. Бет керими. Еки орталық шегарасындағы тең салмақлық шәртлері. Бет керими коэффициентинің физикалық мәнісі. Бетлик энергия.

4. Еки атомлы газдың нормал шараятлардағы тығызлығы $1,43 \text{ кг/м}^3$ болса, усы газдың c_v хәм c_p салыстырмалы жыллылық сыйымлықтарын анықлаңыз.

5. Суу 350°C температурада суйық халда бола ала ма? 400°C температурада ше? Суу ушын критикалық параметрлер: $T_i = 674,25 \text{ K}$, $p_k = 220, 53 \text{ бар}$, $V_k = 2,50 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{кг}$.

2-вариант.

1. Итималлықлар теориясының тийкарғы түсиниклері. Итималлықлар үстинде әмеллер.

2. Энтропия. Энтропия хәм итималлық. Энтропияның физикалық мәнісі.

3. Көшіу процесслері. Көшіу процесслерін тәриплеуши тийкарғы математикалық аңлатпалар. Жыллылық өткізгішлік.

4. Көп бөлекшелерден туратуғын системаларды үйрениу ұсыллары. Динамикалық, термодинамикалық хэм статистикалық ұсыллар .

5. $h = 40$ мм сынап бағанасы басымда, $t = 27^{\circ}\text{C}$ температурада $V = 10 \text{ см}^3$ көлемди ийелеген еки атомлы газ молекулаларының санын анықлаңыз. Бул молекулалардың жыллылық қозғалысларының энергиясын табыңыз.

3-вариант.

1. Итималлықлартеориясынан элементар информациялар. Тарқалыуфункциясы. Гаусс бөлистирилиуи. Системаның макроскопиялық хэм микроскопиялық халлары.

2. Энтропия хэм итималлық. Энтропия хэм тәртипсизлик.

3. Максвелл тарқалыу функциясы. Идеал газ молекулаларының энергия хэм тезлик кураушылары бойынша тарқалыуы.

4. Материаллық дене модели. Атомлар менен молекулалар массалары. Заттың муғдары. Затлардың агрегат халлары. Идеал газ модели. Динамикалық, статикалық хэм термодинамикалық ұсыллар .

5. Идеал газ Карно циклын атқарады. Қздырғыштың температурасы $T_1 = 470 \text{ K}$, суұйтқыштың температурасы $T_2 = 280 \text{ K}$. Изотермалық кеңейиуде газ $A = 100 \text{ Дж}$ жумысатқарды. Циклдің пайдалы жумыс коэффициенти хэм газдың суұйтқышқа берген жыллылық муғдары Q_2 анықлансын.

4-вариант.

1. Итималлықлартеориясынан элементар информациялар. Биномал тарқалыу. Пуассон бөлистирилиуи.

2. Молекулалар аралықөз-ара тәсир етисиу күшлери. Ионлық хэм ковалентлик байланыслар. Ван-дер-Ваальс тәсирлесиуи.

3. Осмослық басым. Осмослық басымның тиришилик (адамлар хэм хайуанлар, өсимликлер) тутқан орны.

4. Идеал газ ызамлары. Авагадро, Шарль, Дальтон, Гей-Люссак ызамлары хэм Менделеев-Клапейрон теңлемеси.

5. Көлеми 3 литр (л) болған жабық ыдыста 3 атм басымда хэм 27°C температурада азот сақланбақта. Қыздырылғаннан кейин газ басымы 25 атм ға көтерилди. Қыздырылған газдың температурасын, газге берилген жыллылық муғдарын анықлаңыз.

5-вариант.

1. Идеал газ түсиниги хэм идеал газдың қәсийетине қойылатуғын талаптар.

2. Хәқыйқый газлер ушын экспериментте алынған изотермалар. Оларды Ван-дер-Ваальс изотермалары менен салыстыруу.

3. Максвелл тарқалыуы. Газ молекулаларының тезлик векторы, тезликлердің модуллери бойынша тарқалыуы.

4. Жыллылық сыйымлығы. Ишки энергия хал функциясы сыпатында. Көлем турақлы болғандағы жыллылық сыйымлығы. Басым турақлы болғандағы жыллылық сыйымлығы. Жыллылық сыйымлықлары арасындағы байланыс.

5. Нормаль шәраятта 2 л (литр) көлемли ыдыста теңдей массадағы азот хэм аргон газлары араласпасы сақланбақта. Араласпаны 100°C ға қыздыруу ушын қанша жыллылық муғдары талап етиледи?

6-вариант.

1. Молекулалық-кинетикалық теорияның тийкарығы теңлемесі. Басым. Басымды өлшеу. Манометрлер.
2. Ғақыққый газдың ғал теңлемесі (Ван-дер-Ваальс теңлемесі). Ғақыққый газдың ғал теңлемесі менен идеал газдың ғал теңлемесі арасындағы байланыслар ғәм айырмашылықлар.
3. Больцман бөлістирилүйі. Температураның сыртқы потенциал майданынан ғәрезлігі. Ыдыстағы газлардың араласпасы. Барометрлік формула.
4. Осмослық басымның пайда болуы механизмлері.
5. Нормал шараятларда водород газы $V_1 = 100 \text{ м}^3$ көлемге ийе еді. Ол адиабаталық түрде $V_2 = 150 \text{ м}^3$ шамаға шекем кеңейгенде ишкі энергиясының өзгерісін анықлаңыз.

7-вариант.

1. Көшіу процесслері. Газлердегі, суйықлықлардағы ғәм қатты денелердегі диффузия. Көшіу процесслерін тәріплеуші коэффициентлер арасындағы байланыс.
2. Ван-дер-Ваальс изотермалары. Критикалық ғал ғәм критикалық параметрлер.
3. Максвелл тарқалыуы бойынша базы бир жууақлар. Газ молекулаларының импульсинің абсолют шамасы бойынша тарқалыуы.
4. Қатты денелердің жыллылық кеңейуі. Кристаллардағы жыллылық кеңейуі коэффициентлерінің кристаллографиялық бағытлардан ғәрезлігі.
5. Қандай бийіклікте ғауа басымы теңіз қәдді бийіклігіндегі басымның 75 процентіне тең болады?

8-вариант.

1. Абсолют температураны анықлау. Температураны өлшеу усуллары. Термометрлер.
2. Джоуль-Томсон эффекті. Бул эффекттің қолланылыуы. Газлерді суйылтыуы.
3. Термодинамикалық процесслер. Қайтымлы ғәм қайтымсыз процесслер. Тең салмақты емес ғәм тең салмақты процесслер.
4. p ғәм V , p ғәм T , T ғәм V координаталарындағы изотермалық процесстің графиклерін сызыңыз.
5. 10,5 г азот -23°C температурада изотермалық түрде $p_1 = 2,5 \text{ атм}$ басымнан $p_2 = 1 \text{ атм}$ басымға шекем кеңейді. Газдың кеңейуінде іслеген жұмысы анықлансын.

9-вариант.

1. Көшіу процесслері. Релаксация уақыты. Диффузия. Жыллылық өткізгішлік.
2. Джоуль-Томсон эффекті. Дифференциал Джоуль-Томсон эффектін есаплау. Интеграл эффект. Ван-дер-Ваальс газіндегі Джоуль-Томсон эффекті.
3. Молекулалардың тезліклері бойынша бөлістирилиуі. Молекулалардың орташа кинетикалық энергиясы. Температура. Максвелл бөлістирилиуі.
4. p ғәм V , p ғәм T , T ғәм V координаталарындағы изобаралық процесстің графиклерін сызыңыз.
5. Басымы $2 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$, 17°C температурада 5 л көлемді ийелеп турған газ қыздырылғанда изобаралық кеңейді. Газдың кеңейуі жұмысы 20 Дж болса, газ неше градусқа қызған?

10-вариант.

1. Идеал газ ызамлары.

2. Газ җалынан суйық җалға өтиў. Эксперименталлық изотермалар. Критикалық җал. Тойынған пуў. Пуў җалынан суйықлық җалына өтиў.

3. Бирдей итималлықлар постулаты җәм эргодик гипотеза. Теңдей итималлықлар постулаты. Эргодик гипотеза. Ансамбль бойынша орташа мәнислерди анықлаў.

4. p җәм V , p җәм T , T җәм V координаталарындағы изохоралық процесстин графиклерин сызыңыз.

5. Еки атомлы газге 500 кал жыллылық берилгенде турақлы басымда кеңейеди. Газдин кеңейиўде ислеген жумысын анықлаңыз.

11-вариант.

1. Барометрлик формула. Больцман бөлистирилиўи.

2. Термодинамика мәселелери. Жумыс. Жыллылық. Ишки энергия. Термодинамиканың биринши басламасы.

3. Клапейрон-Клаузиус теңлемеси. Суйықлықлардың кайнаўының басымнан ғәрезлиги.

4. Суйықлықтыңбетидеги жүзеге келиўши күшлер. Капилляр кубылыслар. Суйық еритпелер.

5. Бир киломоль газ адиабаталыққысылғанда 146 кДж жумыс атқарылды. Қысылған газдин температурасы қаншаға артқан?

12-вариант.

1. Молекулалардың тезлик кураўшыларыбойынша бөлистирилиўи.Максвелл бөлистирилиўи.

2. Клапейрон-Клаузиус теңлемеси җәм оны келтирип шығарыў. Суйықлықтың кайнаў температурасының басымға ғәрезлигин экспериментте дәлиллеў усылы.

3. Осмос. Осмослық басым җәм оның жүзеге келиў механизми.

4. Не себепли сорпаның бетинде қалқып жүрген май тамшылары жоқарыдан бақлағанда дөңгелеклер түрине ийе болады? Егер қасықтың ж ийеги менен қоңысылас еки тамшыны бир бири менен тутастырсақ, онда олар үлкен бир тамшыға биригеди. Неликтен?

5. Еки атомлы газдин көлеми еки есе артқанда газ молекулаларының орташа квадратлық тезлиги қанша шамаға өзгереди?

13-вариант.

1. Классикалық физиканың колланылыў шегаралары. Максвелл-Больцман бөлистирилиўи.

2. Броун қозғалысының мәниси. Броун бөлекшесиниң қозғалысын есаплаў. Айланбалы Броун қозғалысы.

3. Кристалллық пәнжере җәм кристалл. Кристаллографиялық координатлар системасы.

4. Карно циклын орынлаўшы идеал газ ысытқыштан алған q жыллылық муғдарының $2/3$ бөлегин салқынлатқышқа береді. Салқынлатқыштың температурасы $T = 280$ К. Қыздырғыштың температурасы анықлансын.

5. Углекислый газдин (CO_2) критикалық температурасы $31,2^{\circ}C$. Сәйкес басымды пайда етип оны 300 К температурада суйық җалға өткерийўге бола ма? 310 К температурада ше?

14-вариант.

1. Идеал газдың ишкі энергиясы. Ишкі энергияны еркінлік дәрежелері бойынша тең бөлістиріліуі нызамы.
2. Макрохаллар итималлығы. Элементар комбинаторика формулалары. Макрохаллардың итималлығын есаплау. Стирлинг формуласы. Макрохал итималлығы формуласы. Бөлекшелер санының ең итимал мәнісі. Биномлық бөлістиріуі.
3. Қатты денелердегі I хәм II әулад фазалық өтиулары. Фазалық өтиулердегі кристаллық денелердің симметриясының өзгеріслері.
4. Радиусы 0,5 мм болған капилляр түтікшеде сұйықтық 11 мм бийіклікке көтеріледі. Егер усы сұйықтықтың бет керімі коэффициенті 22 мН/м болса, онда усы сұйықтықтың тығызлығын табыңыз.
5. $V_1 = 3$ л көлемге ийе ыдыстағы газ басымы $p_1 = 2$ атм, $V_2 = 4$ л көлемге ийе ыдыстағы усындай газ басымы $p_2 = 1$ атм. Екі ыдысты бірдей температура жағдайында түтікше менен тутастырсақ, газ басымы қандай мәніске ийе болады?

15-вариант.

1. Жұмысхәм жыллылық мұғдары.
2. Молекулалардағы байланыс күшлері. Ионлық, коваленттік байланыстар. Қатты денелердегі молекулалар арасындағы күшлер. Ван-дер-Ваальс күшлері.
3. Қатты денелердің жыллылық кеңейіуі. Кеңейіу себебі. Жыллылық кеңейіу коэффициенті.
4. Сұйықтықтардың пуулануы менен қайнауы. Динамикалық тең салмақтық. Тойынған пуу. Аса қыздырылған сұйықтық хәм аса салқынлатылған (сууытылған) пуу.
5. Зат мұғдары 1 моль болған $T = 300$ К температуралы азот изотермалық кеңейгенде оған $q = 2$ кДж жыллылық мұғдары берілді. Газдың көлемі неше есе өзгерген?

16-вариант.

1. Термодинамиканың I басламасы энергияның сақланыу нызамы сыпатында. Ишкі энергия.
2. Газ араласпалары. Дальтон нызамы. Зат мұғдары. Улыұмалық хәм парциаллық басымлар.
3. Ериу, қайнау. Ериу хәм қайнау жыллылықтары.
4. Идеал газ процесслеріндегі (изотермалық, изохоралық хәм изобаралық процесслеріндегі) энтропияның өзгеріслерін есаплау
5. Қандай температурада азот молекулаларының орташа квадратлық тезлігі олардың мүмкін болған ең үлкен тезлігінен 50 м/с ға артық болады?

17-вариант.

1. Газ көлемі өзгеріуінде орынланған жұмыс.
2. Газлердің қасиетлерінің идиаллықтан өзгешелігі. Қысылушылық. Вириал хал теңлемсі. Ван-дер-Вальс теңлемесінің изотермалары.
3. Газлардың конденсациясы, қатыу. Газлердің конденсациялануындағы хәм сұйықтық қатқандағы жыллылық эффектлері.
4. Энергияның еркінлік дәрежесі бойынша теңдей бөлістиріліуі. Энергияның еркінлік дәрежесі бойынша теңдей бөлістиріліуі хәкқындағы теорема.
5. Басланғыш температурасы $T = 300$ К болған кислородтың адиабаталық кеңейгенде ишкі энергиясы $\Delta U = 8,4$ кДж ге кемейді, ал көлемі 10 есе артты. Кислородтың массасы m анықлансын.

18-вариант.

1. Идеал газдың жыллылық сыйымлығы. Жыллылық сыйымлықтары арасындағы қатнас.
2. Джоуль-Томсон эффекти. Дифференциал Джоуль-Томсон эффектин есаплай. Интеграл эффект. Ван-дер-Ваальс газіндегі Томсон эффекти.
3. Адиабаталық процесс. Пуассон теңлемесі.
4. Массасы 1 кг водородтағы атомлар саны N ди хәм водород атомының массасын анықлаңыз. Авогадро саны $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ 1/моль.
5. Авогадро тұрақтысын биле отырып, водород молекуласының хәм атомының массасын табыңыз.

19-вариант.

1. Идеал газлердің жыллылық сыйымлығының тәжірибелерге сәйкес келмейтуғынлығы. Жыллылық сыйымлықтың квант теориясы хақында түсиник.
2. Орташа кинетикалық энергия. Молекулалардың айланбалы қозғалысы ның орташа кинетикалық энергиясы. Молекулалардың орташа арифметикалық, орташа квадратлық хәм мүмкин болған ең үлкен тезликлери.
3. Айланбалы процесс. Карно цикли хәм Карно теоремасы.
4. Сұйықлықлардың бет керими хәм капиллярлық қубылыслар. Бет керими коэффициентин анықлаў.
5. Массасы 135 г болған алюминий предметтегі атомлардың санын табыңыз. Алюминийдің тығызлығы $\rho = 27$ г/моль.

20-вариант.

1. Политроплық процесс. Политроплық процесс теңлемесі. Изобаралық, изохоралық хәм изотермалық процесслер политропалық процесстің дара жағдайлары сыпатында.
2. Жыллылық сыйымлығы. Ишки энергия хал функциясы сыпатында. Көлем тұрақлы болғандағы жыллылық сыйымлығы. Басым тұрақлы болғандағы жыллылық сыйымлығы. Идеал газжыллылық сыйымлықтары арасындағы байланыс.
3. Кристаллар симметриясы. Симметрия элементлери, симметриялық операциялар. Симметрия топтары.
4. Көлемі $v = 20$ л болған баллон 290 К температурадағы хәм 1 МПа басымдағы водород пенен азоттың араласпасынан тұрады. Егер араласпаның массасы 150 г ға тең болса водородтың массасы қандай болады?
5. Беті 20 см^2 болған бұйымға қалыңдығы 1 мкм хром қатламы жалатылған. Жалатылған қатламда хромның қанша атомы болады? Хромның тығызлығы $\rho = 7,2 \cdot 10^3$ кг/м³.

21-вариант.

1. Жыллылықты механикалық жұмысқа айландырыў.
2. Адиабаталық процесс. Газ параметрлери арасындағы адиабаталық байланыслар. Адиабата көрсеткіші.
3. Кристаллар симметриясы. Симметрияның ашық хәм жабық элементлери, симметриялық операциялар. Сингониялар, Бравэ пәнжелері.
4. Термодинамиканың екінші басламасына берілген анықтамалар (Кельвин хәм Клаузиус анықтамалары).
5. Водород молекуласының диаметри шама менен $2,3 \cdot 10^{-10}$ метрди қурайды деп есаплап, егер усы газдың 1 метрінде болатуғын барлық молекулаларды бир-бирине тийістирип, бир қатара тиркеп жайластырса, қандай ұзындықтағы жиптің келип

шығатуғынын есаплаңыз. Усы жиптиң ұзынлығы, жерден Айға шекемги орташа қашықлық ($3,8 \cdot 10^5$ км) пенен салыстырыңыз.

22-вариант.

1. Цикллық процесс хәм цикл жумысы. Термодинамиканың екінши басламасының Кельвин хәм Клаузиус тәрәпинен берилген анықламалары.

2. Басым хәм температура. Идеал газдің кинетикалық теориясының тийкарғы теңдемеси.

3. Макроскопиялық хәм микроскопиялық халлар. Тең салмақлылық хал. Тең салмақлық хал ушын орынланатуғын шәртлер. Системалардың статистикалық ансамбли.

4. Қатты денелердеги фазалық өтиўлер. Фазалық өтиўлердеги кристаллардың симметрияның өзгерислери.

5. Орташа 10 м тереңликке хәм 20 км^2 бет майданына ийе көлге массасы 0,01 г ас дузының кристалы тасланды. Егер дуз ерип, суўдың барлық көлеминде бир текли бөлистирилген деп есапланса, көлден көлеми 2 см^3 оймақ пенен алынған суўдың ишинде сол дуздың қанша молекуласы бар болар еди?

23-вариант.

1. Термодинамиканың Пнызамы. Жыллылық машиналары хәм олардың пайдалы тәсир коэффиценти.

2. Изобаралық, изохоралық хәм изотермалық процесслер. Адиабаталық процесс хәм адиабаталық процессте орынланған жумыс.

3. Термометрлик дене хәм термометрлик шама. Абсолют температуралар шкаласы, басқа да температуралық шкаалалар.

4. Менделеев-Клапейрон теңдемеси. Моллик көлем хәм Дальтон нызамы.

5. Газдің көлемин 3 есе киширейткенде, оның басымы қанша есеге өзгереди? Молекулалардың қозғалысының орташа тезлиги өзгериссиз болып қалады деп есапланады.

24-вариант.

1. Дальтон хәм Авагадро нызамлары. Парциялық басым. Лошмидт саны.

2. Карно циклы хәм оның пайдалы тәсир коэффиценти.

3. Идеал газ энтропиясы. Энтропияның физикалық мәніси. Идеал газлердеги изопроцеслеринде бақланатуғын энтропияның өзгерисин есаплаў.

4. Қатты денелер симметриясы. Симметрияның анықламасы. Ашық хәм жабық симметрия элементлери. Ноқатлық хәм трансляциялық симметрия.

5. Сыйымлығы 10 л баллонда 27°C температурадағы газ бар. Газдің ағып шығыуы салдарынан баллондағы басым 4,2 кПа ға төменледи. Баллоннан қанша молекула шыққан? Температура өзгермейди деп есаплансын.

25-вариант.

1. Термометрлик дене хәм термометрлик шама. Температураның эмперикалық шкаласы.

2. Цикллық процесслер. Цикл жумысы. Карно циклы хәм Карно теоремалары.

3. Қатты денелердің жыллылық сыйымлығы. Классикалық деп аталыушы дәслепки теориялар хәм олардың нәтийжелери. Дюлонг-Пти нызамы, Эйнштейн модели.

4. Ван-дер Ваальс теңдемеси. Ван-дер Ваальс турақдылары. Реал (хақыйқый)газдің ишки энергиясы.

5. Көлеми $1,45 \text{ м}^3$ болған, 20°C температурада хәм 100 кПа басымда турған хаўа суйық халға түсірилди. Егер суйық халдағы хаўаның тығызлығы 861 кг/м^3 болса, ол қандай көлемди ийелейди.

26-вариант.

1. Қатты денелердің жыллылық сыйымлығы. Дюлонг-Пти нызамы, Дебай модели.
2. Температураның сыртқы потенциал майданнан ғәрезлиги. Больцман бөлистирилиўи. Ыдыстағы газлердің араласпасы.
3. Термодинамиканың II басламасы. Термодинамиканың II басламасына берилген анықламалар.
4. Бет керими. Еки орталық шегарасындағы тең салмақлық шәртлери.
5. Еки атомлы газдің нормал шараятлардағы тығызлығы $1,43 \text{ кг/м}^3$ болса, усы газдің c_p хәм c_v салыстырмалы жыллылық сыйымлықларын анықлаңыз.

27-вариант.

1. Итималлықлар теориясының тийкарғы түсиниклери. Итималлықлар үстинде әмеллер.
2. Энтропия. Энтропия хал теңлемеси сыпатында. Энтропияның физикалық мәніси.
3. Көп бөлекшелерден туратуғын системаларды үйрениў усыллары. Динамикалық, термодинамикалық хәм статистикалық усыллар.
4. Максвелл хәм Больцман бөлистириўлери арасындағы байланыс.
5. $h = 40 \text{ мм}$ сынап бағанасы басымда, $t = 27^\circ\text{C}$ температурада $V = 10 \text{ см}^3$ көлемди ийелеген еки атомлы газ молекулаларының санын анықлаңыз. Бул молекулалардың жыллылық қозғалысы энергиясын табыңыз.

28-вариант.

1. Итималлықлартеориясынан элементар информациялар. Тарқалыўфункциясы. Гаусс бөлистирилиўи. Системаның макроскопиялық хәм микроскопиялық халлары.
2. Энтропия хәм итималлық. Энтропия хәм тәртипсизлик. Энтропияның өсиў нызамы. Энтропия менен термодинамикалық итималлық арасындағы байланыс.
3. Идеал газ молекулаларының орташа кинетикалық энергиясын есаплаў. Температура.
4. Материаллық дене модели. Атомлар менен молекулалардың массалары. Заттың муғдары. Затлардың агрегат халлары. Идеал газ модели. Динамикалық, статикалық хәм термодинамикалық усыллар.
5. Идеал газ Карно циклын атқарады. Қыздырғыштың температурасы $T_1 = 470 \text{ К}$, суўытқыштың температурасы $T_2 = 280 \text{ К}$. Изотермалық кеңейиўде газ $A = 100 \text{ Дж}$ жумысатқарды. Циклдің пайдалы жумыс коэффициенти хәм газдің суўытқышқа берген жыллылық муғдары Q_2 анықлансын.

29-вариант.

1. Итималлықлартеориясынан элементар информациялар. Биномал тарқалыў. Пуассон бөлистирилиўи.
2. Молекулалар аралықөз-ара тәсир етисий күшлери. Ионлық хәм ковалентлик байланыслар. Ван-дер-Ваальс тәсирлесийи.
3. Энтропияның физикалық мәніси. Энтропия хәм итималлық.
4. Идеал газ нызамлары. Авагадро, Шарль, Дальтон, Гей-Люссак нызамлары хәм Менделеев-Клапейрон теңлемеси.
5. Көлеми 3 л болған жабық ыдыста 3 атм басымда хәм 27°C температурада азот сақланбақта. Қыздырылғаннан кейин газ басымы 25 атм ға көтерилди. Қыздырылған газдің температурасын, газге берилген жыллылық муғдарын анықлаңыз.

30-вариант.

1. Идеал газ түсиниги хәм идеал газдың қәсийетине қойылатуғын талаптар.
2. Клапейрон-Клаузиус теңлемеси. теңлемени келтирип шығарыў хәм физикалық мәниси.
3. Ҳақыйқый газлер ушын экспериментте алынған изотермалар. Оларды Ван-дер-Ваальс изотермалары менен салыстырыў.
4. Жыллылық сыйымлығы. Ишки энергия хал функциясы сыпатында. Көлем тураклы болғандағы жыллылық сыйымлығы. Басым тураклы болғандағы жыллылық сыйымлығы. Жыллылық сыйымлықлары арасындағы байланыс.
5. Әдеттеги шәраятта 2 л көлемли ыдыста теңде массадағы азот хәм аргон газлары араласпасы сақланбақта. Араласпаны 100°C ға қыздырыў ушын қанша жыллылық муғдарын беріў керек?

31-вариант.

1. Молекулалық-кинетикалық теорияның тийкарғы теңлемеси.
2. Броун қозғалысы. Броун қозғалысының физикалық мәниси.
3. Ҳақыйқый газлердың қәсийетлериниң инеаллықтан өзгешелиги. Ҳақыйқый газдың хал теңлемеси (Ван-дер-Ваальс теңлемеси).
4. Больцман бөлистирилўи. Температураның сыртқы потециал майданынан ғәрезлиги. Ыдыстағы газлардың араласпасы. Барометрлик формула.
5. Нормал шараятларда водород газы $V_1 = 100 \text{ м}^3$ көлемге ийе еди. Ол адиабаталық түрде $V_2 = 150 \text{ м}^3$ шамасынашеккем кеңейгенде ишки энергиясының қандай шамаға өзгеретуғынлығын анықлаңыз.

32-вариант.

1. Көшиў процесслери. Газлердеги, суйықлықлардағы хәм қатты денелердеги диффузия. Көшиў процесслерин тәриплеўши коэффициентлер арасындағы байланыс.
2. Салыстырмалық тезликлер ушын Максвелл формуласы. Молекулалардың тезликлер бойынша тарқалыў функциясын түсиндириў. $f(v) = \frac{dn}{n dv} = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}}$ хәм $f(v) = \frac{dn}{n dv} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT}\right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}}$ аңлатпалары арасындағы айырма.
3. Ван-дер-Ваальс изотермалары. Критикалық хал хәм критикалық параметрлер.
4. Қатты денелердің жыллылық кеңейиўи. Кристаллардағы жыллылық кеңейиў коэффициентлериниң кристаллографиялық бағытлардан ғәрезлиги.
5. Қандай бийикликте ҳаўа басымы теңиз қәдди бийиклигиндеги басымның 60 процентине тең болады?

33-вариант.

1. Абсолют температураны анықлаў. Температураны өлшеў усуллары. Термометрлер.
2. Молекулалардың тезликлердің абсолют мәнислери бойынша тарқалыўи. Молекулалардың орташа тезликлери.
3. Джоуль-Томсон эффекти. Бул эффекттиң қолланылыўы. Газлерди суйылтыў.
4. Термодинамикалық процесслер. Қайтымлы хәм қайтымсыз процесслер. Теңсалмақлы емес хәм тең салмақлы процесслер.
5. Муғдары 10,5 г болған азот -23°C температурада изотермалық түрде $p_1 = 2,5 \text{ атм}$ басымнан $p_2 = 1 \text{ атм}$ басымға шекем кеңейди. Газдың кеңейиўде ислеген жумыстың шамасы анықлансын.

34-вариант.

1. Көшиў процесслери. Релаксация уақыты. Диффузия. Жыллылық өткізгишлик.

2. Джоуль-Томсон эффекти. Дифференциал Джоуль-Томсон эффектин есаплау. Интеграл эффект. Ван-дер-Ваальс газіндегі Томсон эффекти.
3. Заттардың агрегат халлары. Фазалық өтіулер. I хәм II әулад фазалық өтіулері.
4. Молекулалардың тезліктері бойынша бөлістирилиуі. Молекулалардың орташа кинетикалық энергиясы. Температура. Максвелл бөлістирилиуі.
5. Басым $2 \cdot 10^5$ н/м² болғанда хәм 17⁰С температурада 5 л көлемді ийелеп тұрған газ қыздырылғанда изобаралық кеңейді. Газдің кеңейіуі жұмысы 20 Дж болса, газ неше градусқа қызған?

35-вариант.

1. Идеал газ нызамлары. Клапейрон теңлемесі хәм универсал газ тұрақлысы.
2. Қатты денелердегі фазалық өтіулердегі симметрияның өзгерістері.
3. Газ халынан сұйық халға өтіу. Эксперименталлық изотермалар. Критикалық хал. Тойынған пуу.
4. Бирдей итималлықтар постулаты хәм эргодикалық гипотеза. Теңдей итималлықтар постулаты. Ансамбль бойынша орташа мәністерді анықлау.
5. Екі атомлы газге 500 кал жыллылық берілгенде тұрақлы басымда кеңейеді. Газдің кеңейіуде іслеген жұмысын анықлаңыз.

36-вариант.

1. Барометрлік формула. Больцман бөлістирилиуі.
2. Термодинамика мәселелері. Жұмыс. Жыллылық. Ишкі энергия. Термодинамиканың бирінші басламасы хәм оның физикалық мәнісі.
3. Сұйықтың бетіндегі жүзеге келіуіші күштер. Капилляр кубылыстар. Сұйық ерітпелер.
4. Беті 20 см² болған денеге қалыңлығы 1 мкм болған гүмис қатласы жалатылған. Жалатылған қатламда гүмистің қанша атомы болады?
5. Бир киломоль газ адиабаталық қысылғанда 146 кДж жұмыс атқарылды. Қысылған газдің температурасы қаншаға артқан?

37-вариант.

1. Молекулалардың тезлік құраушылары бойынша бөлістирилиуі. Молекулалардың тезліктері бойынша бөлістирилиуі-Максвелл бөлістирилиуі.
2. Клапейрон-Клаузиус теңлемесі хәм оны келтіріп шығаруы.
3. Осмос. Осмослық басым хәм оның жүзеге келіуі механизмі. Вант-Гофф формуласы хәм оннан келіп шығатуғын жуулар.
4. Екі атомлы газдің көлемі екі есе артқанда газ молекулаларының орташа квадратлық тезлігі қанша шамаға өзгереді?
5. Стаканның ішіндегі 200 г суу 10 хәптеде толығы менен пууланады. 1 секунд ішінде сұйықтың бетінен орташа қанша суу молекуласының ушын шығатуғынлығын есаплаңыз.

38-вариант.

1. Классикалық физиканың колланылуы шегаралары. Максвелл-Больцман бөлістирилиуі.
2. Броун қозғалысының физикалық мәнісі. Броун бөлекшесінің қозғалысын есаплау. Айланбалы Броун қозғалысы.
3. Кристалллық пәнжере хәм кристалл. Кристаллографиялық координатлар системасы.
4. Карно циклын орынлаушы идеал газ ысытқыштан алған q жыллылық муғдарының 2/3 бөлегін салқынлатқышқа береді. Салқынлатқыштың температурасы T = 280 К. Қыздырғыштың температурасы анықлансын.

5. Орташа 10 м тереңлікке хәм бетиниң майданы 20 км^2 болған көлге массасы 0, 01 г болған ас дузы тасланды. Усы ас дузы толық хәм бир текли еригеннен кейин көл суўынан оймақ пенен алынған 2 см^3 суўда қанша Na^+ ямаса Cl^- ионы болады?

39-вариант.

1. Идеал газдиң ишки энергияси. Ишки энергияны еркинлик дәрежелерибойынша тең бөлистирилиў нызамы.

2. Макроҳаллар итималлығы. Элементар комбинаторика формулалары. Макроҳаллардың итималлығын есаплаў. Стирлинг формуласы. Макроҳал итималлығы формуласы. Бөлекшелер санының ең итимал мәниси. Биномлық бөлистириў.

3. Қатты денелердеги I хәм II әўлад фазалық өтиўлари. Фазалық өтиўлердеги симметрияның өзгерислери.

4. Көлеми $V_1 = 6 \text{ л}$ болған ыдыстағы газ басымы $p_1 = 4 \text{ атм}$, $V_2 = 8 \text{ л}$ көлемге ийе ыдыстағы усындай газ басымы $p_2 = 2 \text{ атм}$. Еки ыдысты бирдей температура жағдайында түтикше менен тутастырсақ, газ басымы қандай мәниске ийе болады?

5. 100 кПа басымда хәм молекулалардың концентрациясы 10^{25} м^{-3} болғандағы газдиң температурасын табыңыз.

40-вариант.

1. Жумысхәм жыллылық муғдары. Термодинамиканың биринши басламасы.

2. Молекулалардағы байланыс күшлери. Ионлық хәм ковалентлик байланыслар. Қатты денелердеги молекулалар арасындағы күшлер. Ван-дер-Ваальс күшлери.

3. Қатты денелердиң жыллылық кеңейиўи. Кеңейиў себеби. Жыллылық кеңейиў коэффициенти.

4. Зат муғдары 1 моль болған $T = 300 \text{ К}$ температуралы азот изотермалық кеңейгенде оған $q = 2 \text{ кДж}$ жыллылық муғдары берилди. Газдиң көлеми неше есе өзгерген?

5. Әдеттеги жағдайларда ҳаўаның тығызлығын биле отырып ҳаўаның моллик тығызлығын табыңыз.

41-вариант.

1. Термодинамиканың I басламасы. Жыллылық муғдары, ишки энергия хәм механикалық жумыс.

2. Газ араласпалары. Дальтон нызамы. Зат муғдары. Улыўмалық хәм парциаллық басымлар.

3. Ериў хәм қайнаў. Ериў хәм қайнаў жыллылықлары. Массасы 100 г болған музды дәслеп ериткен хәм буннан кейин қайнатқан. Пайда болған суў пуўларының температурасы 110° С . Усы процесслер ушын қанша жыллылық муғдары талап етилген?

4. Егер 27° С да газдиң көлеми 5 л болса, онда 77° С температурада қандай көлемди ийелейди?

5. Қандай температурада азот молекулаларының орташа квадратлық тезлиги олардың мүмкин болған ең үлкен тезлигинен 50 м/с ға артық болады?

42-вариант.

1. Газ көлеми өзгергенде орынланған механикалық жумыс.

2. Газлердиңқәсийетлериниң идиаллықтан өзгешелиги. Қысылыўшылық. Виривал ҳал теңлемси. Ван-дер-Вальс теңлемесиниң изотермалары.

3. Газлардиң конденсациясы, қатыў. Газлердиң конденсацияланыўындағы хәм суйықлық қатқандағы жыллылық эффектлери.

4. Идеал газдиң жыллылық сыйымлықлары арасындағы байланыс. Майер теңлемеси. Идеал газдиң жыллылық сыйымлығының экспериментте алынған нәтийжелер менен сәйкес келмеўи.

5. Басланғыш температурасы $T = 300$ К болған кислородтың адиабаталық кеңейгенде ишкі энергиясы $\Delta U = 8,4$ кДж ге кемейди, ал көлемі $n = 10$ есе артты. Кислородтың массасы m анықлансын

43-вариант.

1. Идеал газдың жыллылық сыйымлығы. Жыллылық сыйымлықтары арасындағы қатнас.

2. Джоуль-Томсон эффекти. Дифференциал Джоуль-Томсон эффектин есаплау. Интеграл эффект. Ван-дер-Ваальс газіндегі Томсон эффекти.

3. Температуралық дене хәм температуралық шама. Температураның эмперикалық хәм абсолют термодинамикалық шкалалары.

4. Авогадро турақлысын биле отырып ($N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ 1/моль), водород молекуласының хәм атомының массасын табыңыз.

5. Газдың температурасын 60 градусқа арттырса оның көлемі 60 л ге кеңейген. Егер температураны және де 30 градусқа арттырса газдың көлемі ең дәслепкі көлемі менен салыстырғанда қанша шамаға артады?

44-вариант.

1. Идеал газлердің жыллылық сыйымлығының тәжірийбелерге сәйкес келмейтуғынлығы. Жыллылық сыйымлықтың квант теориясы хакқында түсиник.

2. Орташа кинетикалық энергия. Молекулалардың айланбалы қозғалысының орташа кинетикалық энергиясы. Молекулалардың орташа арифметикалық, орташа квадратлық хәм мүмкин болған еңүлкен тезликлери.

3. Адиабаталық, изохоралық, изотермалық хәм изобаралық процесслердегі исленген жұмыс.

4. Сұйықлықлардың бет керими хәм капиллярлық қубылыслар. Бет керими коэффициентин анықлау.

5. Массасы 135 г болған алюминий предметтегі атомлардың санын табыңыз. Алюминийдің тығызлығы $\rho = 7$ г/моль.

45-вариант.

1. Политроплық процесс. Политропалар. Политропа теңлемеси. Политропа көрсеткіши.

2. Жыллылық сыйымлығы. Ишкі энергия хал функциясы сыпатында. Көлем турақлы болғандағы жыллылық сыйымлығы. Басым турақлы болғандағы жыллылық сыйымлығы. Идеал газжыллылық сыйымлықтары арасындағы байланыс.

3. Энергияның еркинлик дәрежелери бойынша теңдей бөлистирилиуі хакқындағы теорема. Потенциал энергия менен байланыслы болған еркинлик дәрежеси.

4. Кристаллар симметриясы. Симметрия элементлери, симметриялық операциялар. Симметрия топарлары.

5. Температурасы 0°C болған 10 кг муз салынған ыдысқа температурсы 90°C болған 3 кг муғдарындағы су қуйылған. Бунда қавндай температура орнайды. Муз толығы менен ерип бола ма? Егер ерип болмаса, онда оның қандай бөлеги муз халында қалады? Ыдыстың жыллылық сыйымлығы есапқа алынбасын. Муздың ериу жыллылығы 330 кДж/кг. Суудың салыстырмалы жыллылық сыйымлығы 4,2 кДж/(кг·К).

46-вариант.

1. Жыллылықты механикалық жұмысқа айландыру.

2. Адиабаталық процесс. Термодинамиканың биринши басламасы. Газ параметрлери арасындағы адиабаталық байланыслар. Адиабата көрсеткіши.

3. Кристаллар симметриясы. Симметрияның ашық хәм жабық элементлери, симметриялық операциялар. Сингониялар, Бравэ пәнжерелери.

4. Водород молекуласының диаметрі шама менен $2,3 \cdot 10^{-10}$ м ди қурайды деп есаплап, егер усы газдің 1 м инде болатуғын барлық молекулаларды бир-бирине тийістіріп, бир қатара тиркеп жайластырса, қандай ұзынлықтағы жиптің келип шығатуғынын есаплаңыз. Усы жиптің ұзынлығы, жерден Айға шекемги орташа қашықлық ($3,8 \cdot 10^5$ км) пенен салыстырыңыз.

5. Затлардың агрегат халлары. Затлардың қатты, сұйық хәм газ тәрізлі халлары. Идеал газ модели.

47-вариант.

1. Цикллық процесс хәм цикл жұмысы. Термодинамиканың екінші басламалары үшін Кельвин хәм Клаузиус тәрепинен берілген анықтамалар.

2. Макроскопиялық хәм микроскопиялық халлар. Тең салмақтылық хал. Системалардың статистикалық ансамбли.

3. Қатты денелердегі фазалық өтіулер. Фазалық өтіулердегі кристаллардың симметрияның өзгерістері.

4. орташа 10 м тереңлікке хәм 20 км^2 бет майданына ийе көлге массасы 0,01 г ас дузының кристалы тасланды. Егер дуз еріп, суыдың барлық көлемінде бир теклі бөлістірілген деп есапланса, көлден көлеми 2 см^3 оймақ пенен алынған суыдың ишінде сол дуздың қанша молекуласы бар болар еді?

5. Гейпара монокристалдан кесіп алынған куб тәрізлі дене температураның артыуы менен ултаны квадрат болған призмаға айланады. Неликтен? Бундай қубылыс қандай кристалларда орын алады?

48-вариант.

1. Термодинамиканың екінші басламасы (нызамы). Жыллылық машиналары хәм олардың пайдалы тәсір коэффициенті.

2. Изобаралық, изохоралық хәм изотермалық процесслер. Адиабаталық процесс хәм ондағы жұмыс.

3. Термометрлік дене хәм термометрлік шама. Абсолют температуралар шкаласы, басқа да температуралық шкаалар.

4. Газдың көлемін 3 есе кишірейткенде, оның басымы қанша есеге өзгереді? Молекулалардың қозғалысының орташа тезлігі өзгеріссіз болып қалады деп есапланады.

5. Гейпара монокристалдан кесіп алынған куб тәрізлі дене температураның артыуы менен қабырғаларының ұзындықтары бир бирине тең емес призмаға айланады. Неликтен? Бундай қубылыс қандай кристалларда орын алады?

49-вариант.

1. Карно циклы хәм оның пайдалы тәсір коэффициенті.

2. Идеал газ энтропиясы. Энтропияның физикалық мәнісі. Идеал газлердегі изо процеслердегі энтропияның өзгерісін есаплау.

3. Қатты денелер симметриясы. Симметрияның анықтамасы. Ашық хәм жабық симметрия элементтері. Ноқаттық хәм трансляциялық симметрия.

4. 110 кВт қуаттық дөрететуғын хәм саатына 28 кг дизель майын сарп ететуғын трактор двигателинің пайдалы тәсір коэффициентін табыңыз. Дизель майының салыстырмалы жаныу жыллылығы 42 МДж/кг .

5. Сыйымлығы 10 л баллонда 27°C температурадағы газ бар. Газдың ағып шығуы салдарынан баллондағы басым $4,2 \text{ кПа}$ ға төменледі. Баллоннан қанша молекула шыққан? Температура өзгермейді деп есаплансын.

50-вариант.

1. Цикллық процесслер. Цикл жұмысы. Карно циклы хәм Карно теоремалары.

2. Қатты денелердің жыллылық сыйымлығы. Классикалық деп аталыушы дәслепки теориялар хәм олардың нәтийжелери. Дюлонг-Пти нызамы, Эйнштейн модели.

3. Ван-дер Ваальс теңлемеси. Ван-дер Ваальс турақлылары. Реал газдың ишки энергиясы.

4. Көлеми $1,45 \text{ м}^3$ болған, 20°C температурада хәм 100 кПа басымда турған хаўа суйық халға түсирилди. Егер суйық халдағы хаўаның тығызлығы 861 кг/м^3 болса, ол қандай көлемдийелейди.

5. Полаттың сынығы 500 м бийикликтен түсип жердің бетине түсер алдында 50 м/с тезликке ийе болған болса хәм хаўаның қарсылығының барлық жумысы полат сынығының қызыуы ушын сарпланады деп есапланса, онда оның температурасы қаншаға жоқарылаған? Полаттың салыстырмалы жыллылық сыйымлығы $0,46 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{K)}$.

Молекулалық физика курсы бойынша тест сораўлары

1. Молекулалардың өз ара тәсирлесіулері жөніндегі төменде келтирилген тастыйықлаўлардың қайсысы дурыс?

I. Жүдә киши аралықларда молекулалар арасында тартылыс күшлері орын алады.

II. Молекулалық күшлер электромагнит тәбиятқа ийе.

III. Молекулалық күшлердің тәсир етиў радиусы шама менен $10 \times 10^{10} \text{ м}$

A) I;

*B) II;

C) III;

D) I, II;

2. Бөлекшелердің Броун қозғалысына сәйкес келиўши төменде келтирилген тастыйықлаўлардың дурыс емес?

I. Броун қозғалысында молекулалардың характерли массасынан үлкен болмаған молекулалар ғана қатнасады.

II. Броун қозғалысының интенсивлиги температураға ғәрезли.

III. Броун қозғалысының интенсивлиги бөлекшелердің өлшемлерине байланыссы емес.

*A) I

B) II

C) III

D) I, II

3. Суўдың еки молекуласының массасын анықлаңыз.

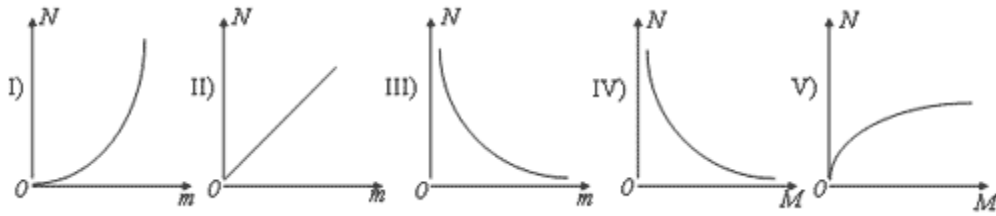
*A) $6 \times 10^{-24} \text{ г}$

B) $3 \times 10^{-26} \text{ г}$

C) $3 \times 10^{-23} \text{ г}$

D) $6 \times 10^{-26} \text{ г}$

4. Төмендегі графиклердің қайсысы молекулалардың саны N ниң заттың массасы m нен хәм моллик масса M нен ғәрезлилигин көрсетеди?



- A) I, IV
 B) II, IV
 *C) II, V
 D) III, IV

5. Базы бир газдың $1,5 \times 10^{25}$ молекуласы 5кг массаға ийе. Усы газдың моллик массасын анықлаңыз.

- A) $50 \text{ кг} / \text{моль}$
 B) $0,01 \text{ кг} / \text{моль}$
 *C) $0,02 \text{ кг} / \text{моль}$
 D) $3,5 \text{ кг} / \text{моль}$

6. Қандай физикалық шамаға $\frac{NM}{\rho V}$ аңдатпасы сәйкес келеді? N арқалы молекулалар саны, M арқалы моллик масса, ρ арқалы тығыздық, V арқалы көлем белгиленген.

- A) Масса.
 *B) Авогадро саны.
 C) басым.
 D) Энергия.

7. Зат молекулаларының 0,2 моли 12 см^3 көлемде еритілген. Усы заттың концентрациясын табыңыз.

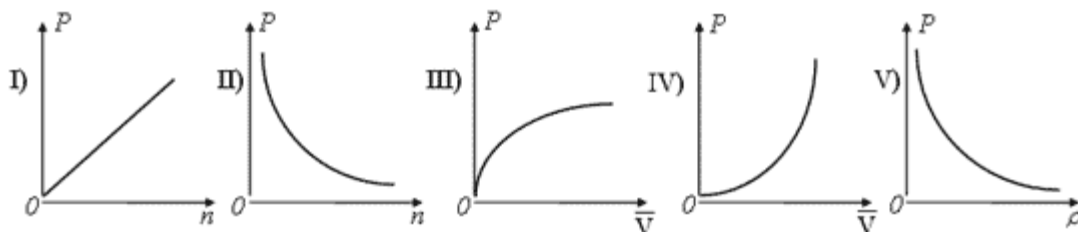
- A) $10^{16} \text{ 1} / \text{м}^3$
 B) $10^{22} \text{ 1} / \text{м}^3$
 C) $10^{23} \text{ 1} / \text{м}^3$
 *D) $10^{28} \text{ 1} / \text{м}^3$

8. Төменде келтирилген теңлемелердің қайсысы молекулалық-кинетикалық теорияның тийкарғы теңлемеси болып табылады?

I. $p = \frac{1}{3} n m_0 v^2$; II. $p = \frac{2}{3} n \bar{E}_k$; III. $p = \frac{1}{3} \rho v^2$;
 IV.. $p = \frac{2}{3} n \bar{E}_k$; V. $p = \frac{2}{3} \left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle n_0$.

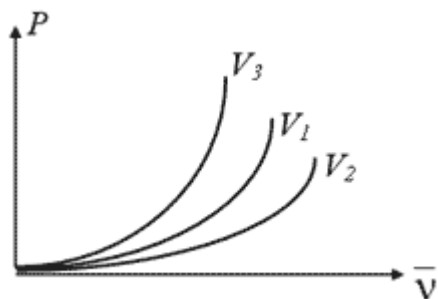
- A) I, IV
 B) III
 C) V
 *D) II, V

9. Төменде келтирилген графиклердің қайсысы идеал газдың басымы p ның оның концентрациясы n нен, орташа квадратлық тезлік \bar{v} дан хәм тығызлықтан ғәрезлилигине сәйкес келеди?



- *A) I, IV
- B) II, V
- C) III, IV
- D) III, V

10. Сүүретте идеал газдың басымының орташа квадратлық тезликтен ғәрезлилиги көрсетилген. Газдың массаларын бирдей деп есаплап төменде келтирилген қайсы қатнаста олар ийелеген көлемлер жайласқанлығын анықлаңыз.



- A) $V_1 = V_2 = V_3$
- B) $V_3 < V_2 < V_1$
- C) $V_3 > V_2 > V_1$
- *D) $V_3 < V_1 < V_2$

11. Тығызлығы 1 кг/м^3 болған ыдыс дийұалларына 30 Па басым түсиретуғын газ молекулаларының орташа квадратлық тезлигин табыңыз.

- A) 45 м/с
- B) $\sqrt{45} \cdot 10^2 \text{ м/с}$
- *C) $\sqrt{90} \text{ м/с}$
- D) $9 \times 10^4 \text{ м/с}$

12. Молекулаларының концентрациясы $3 \times 10^{25} \text{ м}^{-3}$, ал басымы 2 ат болған идеал газдың молекулаларының орташа кинетикалық энергиясын анықлаңыз.

- A) $4/3 \times 10^{-20} \text{ Дж}$
- *B) 10^{-20} Дж
- C) $4/3 \times 10^{20} \text{ Дж}$
- D) $4/3 \times 10^{-25} \text{ Дж}$

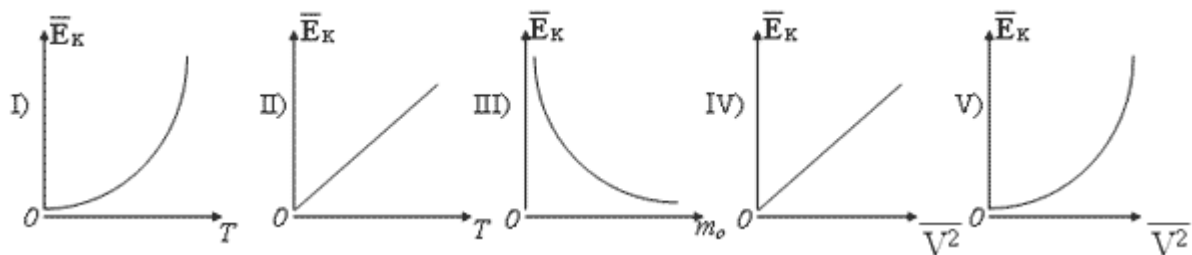
13. Егер басымдары менен концентрациялары бирдей болса $^{16}_8\text{O}$ кислород молекулаларының орташа квадратлық тезлиги \bar{V}_1 водород $^{16}_8\text{H}$ молекулаларының орташа квадратлық тезлигинен неше есе өзгеше?

- *A) $\bar{V}_1 = \frac{1}{4} \bar{V}_2$
 B) $\bar{V}_1 = 4 \bar{V}_2$
 C) $\bar{V}_1 = \bar{V}_2$
 D) $\bar{V}_1 = \frac{1}{16} \bar{V}_2$

14. Тийкаргы бирликлер аркалы Больцман тураклысын аңлатыңыз:

- A) Дж \times К $^{-1}$
 B) кг \times м $^2 \times$ с $^{-2} \times$ К $^{-1}$
 C) кг \times м $^2 \times$ с $^2 \times$ К $^{-1}$
 *D) (A) хэм (B)

15. Төменде келтирилген графиклердің қайсылары газ молекуласының орташа кинетикалық энергиясының абсолют температураға, молекулалардың массасына хэм олардың тезликлеринің квадратының орташа мәнісине ғәрезлилигин сәўлелендиреди?

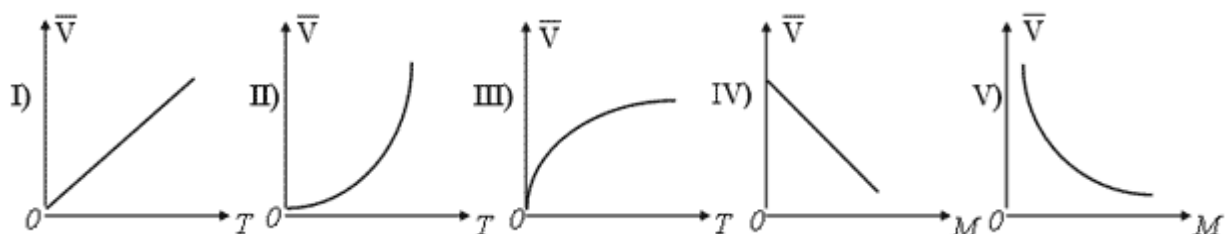


- A) I, IV
 B) II, IV
 *C) II, III, V
 D) I, III, IV

16. Абсолют температура 20% ке артқанда газ молекуласының орташа кинетикалық энергиясы қанша шамаға өседі?

- *A) 1,2 есе артқан;
 B) 20 есе артқан;
 C) 0,2 есе артқан;
 D) Өзгермеген;

17. Төменде келтирилген графиклердің қайсысы газ молекуласының орташа квадратлық тезлигинің абсолют температура менен моллик массадаң ғәрезлилигин дәл сәўлелендиреди?



- A) I, IV
- B) II, V
- *C) III, V
- D) III, IV

18. Егер неонның абсолют температурасын 2 есе жоқарылатса $^{40}_{18}\text{Ar}$ атомларының орташа квадратлық тезлиги $^{20}_{10}\text{Ne}$ атомларының орташа квадратлық тезлигінен неше есе парық кылады?

- A) Неон атомларының орташа квадратлық тезлиги 6 есе үлкейген;
- B) Неон атомларының орташа квадратлық тезлиги 2 есе үлкейген;
- *C) Неон атомларының орташа квадратлық тезлиги 4 есе үлкейген;
- D) Неон атомларының орташа квадратлық тезлиги 4 есе киширейген;

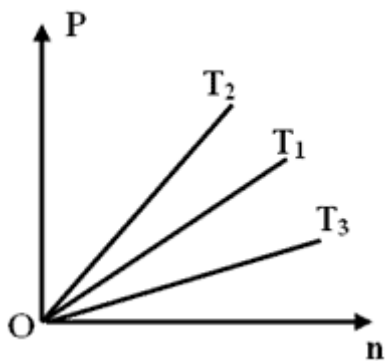
19. Қандай температурада молекулалардың жыллылық қозғалыстары тоқтайды?

- A) - 273K
- B) - 246°C
- *C) - 273°C
- D) 0 °C

20. Идеал газдің атомларының орташа квадратлық тезлиги 300м/с қа тең. Егерде олардың кинетикалық энергияларының қосындысы 90кДж болса, усы газдың массасы неге тең?

- A) 3кг
- B) 30кг
- C) 27кг
- *D) 2кг

21. Сүўретте идеал газдлердің басымының концентрациядан ғәрезлилиги көрсетилген. Усы газдлердің абсолют температуралары қандай қатнасларда болады?



- A) $T_3 \text{ } \mathbf{f} \text{ } T_2 \text{ } \mathbf{f} \text{ } T_1$
- B) $T_3 \text{ } \mathbf{p} \text{ } T_2 \text{ } \mathbf{p} \text{ } T_1$
- *C) $T_2 \text{ } \mathbf{f} \text{ } T_1 \text{ } \mathbf{f} \text{ } T_3$
- D) $T_2 \text{ } \mathbf{p} \text{ } T_1 \text{ } \mathbf{p} \text{ } T_3$

22. Төменде келтирилген тастыйықлаўлардың қайсысы газдің басымының ыдыс дийўалларына басымын түсиндиреди?

- A) Усы ыдыста илдирилип турғандай халдағы бөлекшелердің хаотикалық қозғалыстары.
- B) Бөлекшелердің кинетикалық энергиясының бар екенлиги.
- *C) Молекулалардың ыдыс дийўалларына урылыўының жыйнағы.

D) Бөлекшелердің потенциал энергияларының бар болуы..

23. Төмендегі тастыйықлаулардың қайсысы «температура» түсинигине сәйкес келеді?

*A) Абсолют температура дегеніміз газ молекулаларының орташа кинетикалық энергиясының өлшемі.

B) Молекулаларының орташа кинетикалық энергияларының бірдей болатуғын газдың халын анықлайды.

C) Физикалық дененің қыздырылғанлық дәрежесін анықлайды.

D) Молекулаларының потенциал энергияларының бірдей болатуғын газдың халын анықлайды.

24. Концентрациясы $2,5 \times 10^{18} \text{ см}^3$ болған идеал газдың температурасы 20°C ға көтерілгенде, оның басымы каншаға өзгереді?

A) 10255 Па

*B) 7×10^{-4} Па

C) 700 Па

D) 700×10^6 Па

25. Менделеев-Клапейрон теңлемесі, Дальтон ызамаының математикалық формулировкасы, Авагадро саны:

A) $pV = \frac{m}{M}kt$, $p = p_1 + p_2 + \dots$, $N = 6,04 \times 10^{23} \text{ мол}^{-1}$

B) $pV = \frac{m}{M}Rt$, $p = p_1 + p_2 + \dots$, $N = 2,686754 \times 10^{25} \text{ м}^{-3}$

C) $p = \left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle n$, $p = p_1 + p_2 + \dots$, $N = 6,04 \times 10^{23} \text{ мол}^{-1}$

D) $pV = \frac{m}{M}Rt$, $p = p_1 + p_2 + \dots$, $N = 6,04 \times 10^{23} \text{ мол}^{-1}$

26. Больцман тарқалыуы үшін толық жазылған формуланы анықлаңыз:

A) $n = n_0 \cdot \exp\left\{-\frac{E_p}{kT}\right\}$;

*B) $n(x, y, z) = n(x_0, y_0, z_0) \cdot \exp\left\{-\frac{E_p(x, y, z) - E_p(x_0, y_0, z_0)}{kT}\right\}$;

C) $n = n_0 \cdot e^{-\frac{E_p}{kT}}$;

D) $n(x, y, z) = n(x_0, y_0, z_0) \cdot \exp\left\{-\frac{E_p(x, y, z) + E_p(x_0, y_0, z_0)}{kT}\right\}$;

27. Барометрлік формула:

A) $p(h) = p(0) \cdot \exp(-\rho_0 gh / p(h))$

B) $p(h) = p(0) \cdot \exp(\rho_0 gh / p(0))$

*C) $p(h) = p(0) \cdot \exp(-\rho_0 gh / p(0))$.

D) $p(h) = p(0) \cdot \exp(-mgh / p(0))$

28. Максвелл-Больцман бөлістиріліуінің формуласы (E_p арқалы потенциал энергия белгіленген):

$$*A) \, dn(x, y, z, v_x, v_y, v_z) = A * e^{\frac{mv^2/2 + E_p}{kT}} * dx * dy * dz * dv_x * dv_y * dv_z;$$

$$B) \, dn(x, y, z, v_x, v_y, v_z) = A * e^{-\frac{mv^2/2 + E_p}{kT}} * dx * dy * dz * dv_x * dv_y * dv_z;$$

$$C) \, dn(x, y, z, v_x, v_y, v_z) = \frac{3}{2} < \frac{mv^2}{2} > * e^{\frac{mv^2/2 + E_p}{kT}} * dx * dy * dz * dv_x * dv_y * dv_z;$$

$$D) \, dn(x, y, z, v_x, v_y, v_z) = \frac{3}{2} < \frac{mv^2}{2} + E_p > * e^{\frac{mv^2/2 + E_p}{kT}} * dx * dy * dz * dv_x * dv_y * dv_z;$$

29. Термодинамиканың биринші басламасы:

$$A) \, dQ = dU + pdV;$$

$$B) \, \delta Q = \delta U + pdV;$$

$$C) \, \delta Q = dU + p\delta V;$$

$$*D) \, \delta Q = dU + pdV;$$

30. Көлемі 1 л болған $t = 0^\circ\text{C}$ температурадағы хәм $9,8 \times 10^4 \text{ Па}$ басымдағы ишки энергиясын анылаңыз.

$$A) \, 1472 \text{ Дж};$$

$$B) \, 14,7 \text{ Дж};$$

$$C) \, 362 \text{ Дж};$$

$$D) \, 147 \text{ Дж}.$$

31. Жыллылық сыйымлылығы (C), тураклы көлемдегі (C_v) хәм тураклы басымдағы (C_p) жыллылық сыйымлылықтары:

$$*A) \, C = \delta Q / dT, \quad C_v = (dU / dT)_v, \quad C_p = (\delta Q / dT)_p = (dH / dT)_p;$$

$$B) \, C = \delta Q / dT, \quad C_v = (\delta Q / dT)_p = (dH / dT)_p, \quad C_p = (dU / dT)_v$$

$$C) \, C = \delta Q / dT, \quad C_v = (dU / dT)_p, \quad C_p = (\delta Q / dT)_v = (dH / dT)_v$$

$$D) \, C = \delta Q / dT, \quad C_v = (dU / dT)_v, \quad C_p = (\delta Q / dT)_p > (dH / dT)_p$$

32. Изохоралық (а) хәм изотермалық (в) процессте исленген жұмыс:

$$A) \, a) A = R \times T \times \ln(V_2 / V_1), \, b) A = R \times T \times \ln(V_1 / V_2)$$

$$B) \, a) A = R \times T \times \ln(V_2 / V_1), \, b) A = 0$$

$$*C) \, a) A = 0, \, b) A = R \times T \times \ln(V_2 / V_1)$$

$$D) \, a) A = 0, \, b) A = k \times T \times \ln(V_2 / V_1)$$

33. Адиабаталық процесстеги термодинамиканың биринші басламасының жазылыуы (а) хәм адиабаталық процесс теңлемеси (в):

$$A) \, a) \, C_v dT + pdV = RT, \quad b) \, TV^{\gamma-1} = \text{const};$$

$$*B) \, a) \, C_v dT + pdV = 0, \quad b) \, TV^{\gamma-1} = \text{const};$$

$$C) \, a) \, C_v dT + pdV = 0, \quad b) \, TV^{\gamma+1} = \text{const}$$

D) a) $C_v dT + p dV = 0$, b) $TV^\gamma = \text{const}$

34. Политроплық процесстеги термодинамиканың биринши басламасының жазылыуы (а) хәм политроплық процесс теңлемеси (в):

A) a) $C_d T < C_v dT + p dV$, b) $pV^n = \text{const}$;

B) a) $C_d T > C_v dT + p dV$, b) $pV^n = \text{const}$;

*C) a) $C_d T = C_v dT + p dV$, b) $pV^n = \text{const}$;

D) a) $C_d T = C_v dT + p dV$, b) $TV^n = \text{const}$;

35. Идеал газдың энтропиясының математикалық аңлатпасы:

A) $dS = \delta Q/T$, $\delta Q/T = -d(C_v \ln T + R \ln V)$;

B) $dS = \delta Q/T$, $\delta Q/T = d(C_v \ln T - R \ln V)$;

C) $dS = -\delta Q/T$, $\delta Q/T = d(C_v \ln T + R \ln V)$;

*D) $dS = \delta Q/T$, $\delta Q/T = d(C_v \ln T + R \ln V)$.

36. Жыллылық машинасының пайдалы тәсир коэффициенті ($Q^{(+)}$ қыздырғыштан берілген жыллылық, $Q^{(-)}$ салқынлатқышқа берілген жыллылық):

*A) $\eta = (Q^{(+)} + Q^{(-)})/Q^{(+)} = 1 + Q^{(-)}/Q^{(+)}$;

B) $\eta = (Q^{(+)} - Q^{(-)})/Q^{(+)} = 1 - Q^{(-)}/Q^{(+)}$;

C) $\eta = (Q^{(+)} - Q^{(-)})/Q^{(+)} = 1 + Q^{(-)}/Q^{(+)}$;

D) $\eta = (Q^{(+)} + Q^{(-)})/Q^{(+)} = 1 - Q^{(-)}/Q^{(+)}$;

37. Термодинамиканың екінши басламасына Кельвин (а) хәм Клаузиус (в) тәрәпинен берілген анықламалар:

A) а) бирден бир нәтийжеси төмен қыздырылған денеден жоқары қыздырылған денеге жыллылық алып беріу болған цикллық процесстиң жүриуі мүмкин емес; в) бирден бир нәтийжеси жұмыс ислеу хәм тек бир жыллылық резервуарынан жыллылық алмасыу менен жүретуғын цикллық процесстиң болыуы мүмкин емес;

B) а) бирден бир нәтийжеси тек бир жыллылық резервуарынан жыллылық алмасыу менен жүретуғын цикллық процесстиң болыуы мүмкин емес; в) бирден бир нәтийжеси төмен қыздырылған денеден жоқары қыздырылған денеге жыллылық алып беріу болған цикллық процесстиң жүриуі мүмкин емес;

C) а) бирден бир нәтийжеси тек жұмыс ислеу хәм тек еки жыллылық резервуарынан жыллылық алмасыу менен жүретуғын цикллық процесстиң болыуы мүмкин емес; в) бирден бир нәтийжеси төмен қыздырылған денеден жоқары қыздырылған денеге жыллылық алып беріу болған цикллық процесстиң жүриуі мүмкин емес;

*D) а) бирден бир нәтийжеси тек жұмыс ислеу хәм бир жыллылық резервуарынан жыллылық алмасыу менен жүретуғын цикллық процесстиң болыуы мүмкин емес; в) бирден бир нәтийжеси төмен қыздырылған денеден жоқары қыздырылған денеге жыллылық алып беріу болған цикллық процесстиң жүриуі мүмкин емес.

38. Леннард-Джонс потенциалы:

*A) $E_p(r) = 4\epsilon_0[(\sigma/r)^{12} - (\sigma/r)^6]$;

B) $E_p(r) = 4\epsilon_0[(\sigma/r)^{12} + (\sigma/r)^6]$;

C) $E_p(r) = 4\epsilon_0[(\sigma/r)^{22} - (\sigma/r)^{12}]$;

D) $E_p(r) = 4\epsilon_0[(\sigma/r)^{22} - (\sigma/r)^{12}]$;

39. Сийреклетілген газлардың характерли өзгешелиги мыналардан ибарат: орташа кинетикалық энергия $\overline{E_K}$ хәм өз-ара тәсир етисий потенциал энергиясы мына шәртлерди қанаатландырады:

A) $\overline{E_K} \neq 0; E_p = 0$

B) $\overline{E_K} = 0; E_p \neq 0$

C) $\overline{E_K} \gg E_p$

D) $\overline{E_K} \approx E_p$

40. Қандай физикалық шамаға $\frac{3N_A P V}{N V^2}$ аңлатпасы сәйкес келеди?

Бул аңлатпадағы

N – атомлар саны; N_A – Авогадро саны; P – басым; V – көлем; $\overline{V^2}$ – тезликтің орташа квадратлық мәніси.

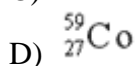
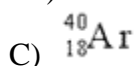
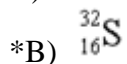
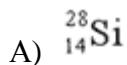
A) Моллик массаға.

B) Концентрацияға.

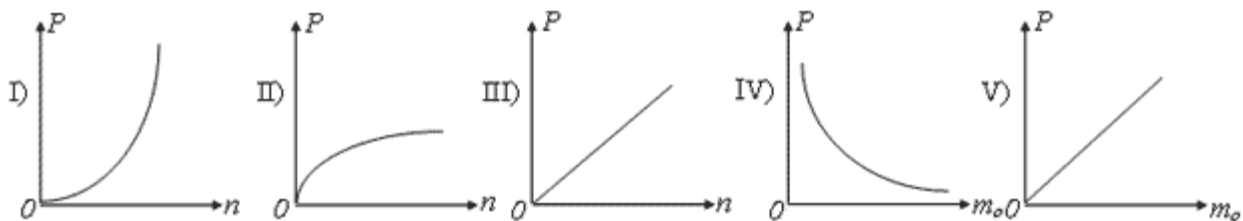
*C) Тығызлыққа.

D) Температураға.

41. 1,2 моль муғдарындағы, тығызлығы 2400 кг/м^3 болған зат 14 см^3 көлемди ийелейди. Усы зат қандай атомлардан турады?



42. Төменде келтирилген графиклердің қайсысы заттың тығызлығы P ның оның концентрациясы n нен хәм атомларының массасы m_0 ден ғәрезлилигин сәўлендиреди?



A) I, IV

B) I, V

C) II, IV

*D) III, V

43. Хәр қыйлы ыдыста бирдей басымда хәм температурада турған еки газдың орташа квадратлық тезликлерин салыстырыңыз. Олардың тығызлықлары сәйкес $0,16 \text{ кг/м}^3$ хәм $0,09 \text{ кг/м}^3$ қа тең.

А) Екинши ыдыстағы молекулалардың орташа квадратлық тезлиги биринши ыдыстағы молекулалардың орташа квадратлық тезлигинен 9 есе үлкен;

*В) Орташа квадратлық тезликлери бирдей;

С) Екинши ыдыстағы молекулалардың орташа квадратлық тезлиги биринши ыдыстағы молекулалардың орташа квадратлық тезлигинен $4/3$ есе киши;

Д) Екинши ыдыстағы молекулалардың орташа квадратлық тезлиги биринши ыдыстағы молекулалардың орташа квадратлық тезлигинен $4,3$ есе үлкен;

44. Еки атомлы газдың молекулалары 200 м/с қа тең орташа квадратлық тезлик пенен қозғалады хәм ыдыс дийўалларына 128 кПа басым түсиреди. Егер молекулалардың концентрациясы $18 \times 10^{25} \text{ м}^{-3}$ болса ыдысты қандай газдың молекулалары бар?

*А) $^{16}_8\text{O}$

В) $^{32}_{16}\text{S}$

С) ^4_2He

Д) $^{14}_7\text{N}$

45. Көлеми 1 л болған ыдыста басымы 2 ат болған бир атомлы идеал газ бар. Усы газдың барлық атомларының кинетикалық энергияларының қосындысын табыңыз.

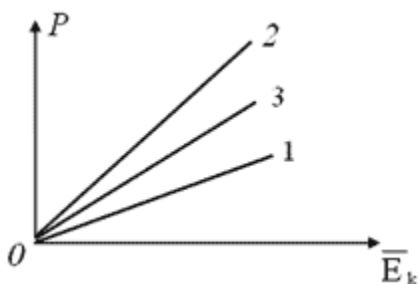
А) 300000 Дж

В) $0,003 \text{ Дж}$

С) $400/3 \text{ Дж}$

*Д) 200 Дж

46. Сүүретте температуралары бирдей үш ыдыста турған хәр қыйлы болған үш идеал газдың басымының молекулалардың орташа кинетикалық энергиясынан ғәрезлилиги көрсетилген. Усы газлардың концентрацияларының қатнастары қандай болады?



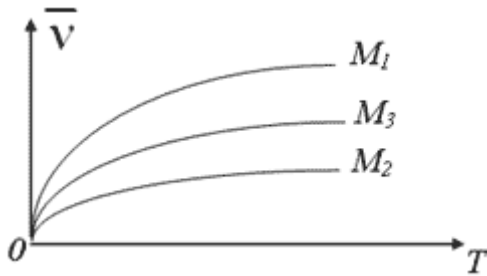
А) $n_1 \mathbf{f} n_2 \mathbf{f} n_3$

*В) $n_1 \mathbf{p} n_2 \mathbf{f} n_3$

С) $n_1 \mathbf{f} n_3 \mathbf{f} n_2$

Д) $n_1 \mathbf{p} n_3 \mathbf{p} n_2$

47. Хәр қыйлы болған үш идеал газ ушын орташа квадратлық тезликтің темературадан ғәрезлилигин пайдаланып молардың моллик массаларының қандай қатнастарда болатуғынлығын анықлаңыз.



- A) $M_1 \neq M_2 \neq M_3$
 B) $M_1 \neq M_2 \neq M_3$
 *C) $M_1 \neq M_3 \neq M_2$
 D) $M_1 \neq M_3 \neq M_2$

48. Егер молекулаларының тезліклерінің квадратының орташа мәнісі екі есе үлкейтуғын болса идеал газдың температурсы қаншаға өзгерген?

- A) 4 есе үлкейген;
 B) 4 есе киширейген;
 *C) 2 есе үлкейген;
 D) 2 есе киширейген.

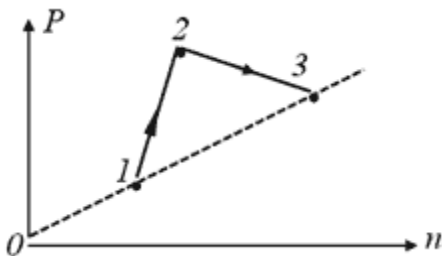
49. Егер ийелеп тұрған көлемі 20% ке кемейсе, ал молекулаларының орташа кинетикалық энергиясы 60% ке өссе идеал газдың басымы неше процентке өзгереді?

- *A) 200% ке өскен;
 B) 200% ке кемейген;
 C) 28% ке өскен;
 D) 28% ке кемейген;

50. Бирдей басымда, температурада хәм бирдей көлемди ийелейтуғын кислород молекулаларының саны водород молекулаларының санынан қаншаға айрылады?

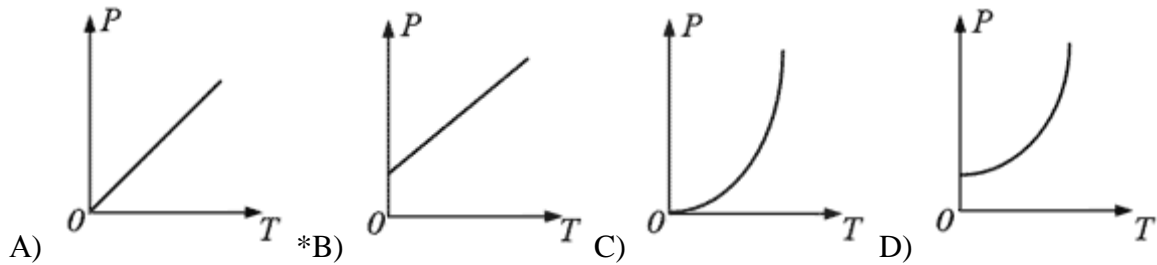
- A) 16
 B) 8
 *C) 1
 D) 32

51. Сұйретте идеал газдың басымының оның концентрациясынан ғәрезилиги көрсетилген. Төменде келтирилген ноқатларда температуралар қандай қатнастарда болады?



- A) $T_1 = T_2 = T_3$
 B) $T_1 \neq T_2 \neq T_3$
 C) $T_1 \neq T_2 \neq T_3$
 *D) $T_2 \neq T_1 = T_3$

52. Идеал газдың концентрациясы температураның өзгеріуі менен $p = p_0 + \alpha T$ нызамы менен өзгереді. Төменде келтірілген графиклердің қайсысы газдың басымының абсолют температурадан ғәрезілігіне сәйкес келеді?



53. Идеал газдың температурасы 100 К ге өскенде орташа квадратлық 200 м/с тан 300 м/с қа өскен. Цельсия шкаласы бойынша орташа квадратлық тезлік 300 м/с тан 400 м/с қа шекем көтеріуі үшін сол газди қанша градусқа қыздырыу керек?

- *A) 100°С
- B) 373°С
- C) 431°С
- D) 140°С

54. Газ ұлтанының майданы 50 см² болған ыдыста жайласқан хәм массасы 700 г болған тең салмақтықта тұрған цилиндр менен жабылған. Газдың концентрациясы 10²⁵ м⁻³. Газдың температурасын анықлаңыз.

- A) 1000°С
- *B) 373°С
- C) 827°С
- D) 0,001°С

55. Массасы 5,4 кг болған алюминий куймасында қанша муғдарда зат болады?

- *A) 2×10² моль;
- B) 20×10² моль;
- C) 40×10² моль;
- D) 2×10³ моль;

56. 1 г углекислый газда қанша молекула болады?

- A) 1,37×10²⁴;
- B) 3,7×10²²;
- C) 37×10²²;
- *D) 1,37×10²²;

57. Авагадро санын биле отырып водород молекуласының хәм атомының массасын анықлаңыз.

- A) $m_1 = 6,3 \times 10^{-27}$ кг, $m_2 = 2,7 \times 10^{-27}$ кг;
- *B) $m_1 = 3,3 \times 10^{-27}$ кг, $m_2 = 1,7 \times 10^{-27}$ кг;
- C) $m_1 = 10 \times 10^{-27}$ кг, $m_2 = 5 \times 10^{-27}$ кг;

D) $m_1 = 6,6 \times 10^{-27}$ кг, $m_2 = 3,3 \times 10^{-27}$ кг;

58. Молекулалардың бірдей концентрацияларында хәм олардың қозғалысының теңдей орташа квадратлық тезликлерінде кислород пенен водород басымларын салыстырыңыз.

- A) 11;
- B) 6;
- C) 8;
- *D) 16;

59. Егер азот молекулаларының орташа квадратлық тезлиги 500м/с, ал оның тығызлығы $1,35 \text{ кг/м}^3$ болса, азоттың басымы қандай?

- A) $10,1 \times 10^5$ Па;
- B) $12,1 \times 10^5$ Па;
- *C) $1,1 \times 10^5$ Па;
- D) $1,1 \times 10^7$ Па;

60. Бир атомлы газдың көлемин 3 есе киширейтиў хәм оның молекулаларының орташа кинетикалық энергиясын 2 есе арттырыў нәтийжесинде бир атомлы газдың басымы қанша есеге өзгереді?

- *A) $p_1 / p_2 = 3$;
- B) $p_1 / p_2 = 30$;
- C) $p_1 / p_2 = 1,5$;
- D) $p_1 / p_2 = 10$;

61. Қандай температурада газ молекулаларының алға илгерлеўши қозғалысының орташа кинетикалық энергиясы $6,21 \times 10^{-21}$ Дж ға тең болады?

- A) $T = 273$ К;
- B) $T = 100$ К;
- C) $T = 200$ К;
- *D) $T = 300$ К.

62. Газдың температурасы 7°C дан 35°C ға шекем арттырғанда оның молекулаларының орташа кинетикалық энергиясы қанша процентке артады?

- A) 25% ке;
- B) 10% ке;
- C) 100% ке;
- *D) 200% ке;

63. 27°C температурадағы водород молекуласының орташа квадратлық тезлигин табыңыз.

- A) 3930м/с;
- B) 1930м/с;
- C) 930м/с;
- *D) 2930м/с;

64. Егер 200 кПа басымда хәм 240 К температурада газдың көлеми 40 л ге тең болса, ол газда заттың қандай мұғдары болады?

- A) 8 моль;

- B) 12 моль;
- *C) 4 моль;
- D) 7 моль;

65. Баллонда 15°C температурада газ бар. Егер газдың 40% и баллоннан шығып кетсе, ал бунда температура 8°C ға шекем төменлесе, газдың басымы неше есе кемийди?

- A) $p_2 / p_1 = 0,1$;
- *B) $p_2 / p_1 = 0,6$;
- C) $p_2 / p_1 = 0,2$;
- D) $p_2 / p_1 = 0,8$;

66. Сыйымлылығы 0,5 л болған флягда 0,3 л суу бар. Турист фляганың ишине хауа кирместей етип, еринлерин оның аузына тығыз тақап, оннан суу ишеди. Егер турист фляганың ишинде қалған хауаның басымын 80 кПа ға шекем төменлете алса, ол қанша суу ише алады?

- A) $\Delta V = 0,01\text{л}$;
- B) $\Delta V = 0,5\text{л}$;
- *C) $\Delta V = 0,05\text{л}$;
- D) $\Delta V = 0,9\text{л}$;

67. Егер 27°C да, газдың көлеми 6 л болса, ол 77°C да қандай көлемди ийелейди?

- *A) 7 л;
- B) 32 л;
- C) 2 л;
- D) 0,3 л;

68. Не себепли аэростатларды гүмис реңге бояйды?

A) Гүмис реңге боялған денелер Қуяш нурында өзиниң химиялық қурамын өзгертпейди хәм соның акыбетинен жақсы сақланады;

B) Сулыұлық ушын;

C) Гүмис реңге боялған денелер Қуяш нурын жақсы жутады (шашыратпайды), сонлықтан оның температурасы да, басымы да тез жоқарылайды;

*D) Гүмис реңге боялған денелер Қуяш нурын жутпайды (жақсы шашыратады), сонлықтан оның температурасы да, басымы да өзгермейди хәм соның себебинен аэростат материалы жыртылмайды;

69. 10 моль бир атомлы газдың 27°C дағы ишки энергиясы қандай?

- A) $U \gg 12,74 \times 10^4 \text{ Дж}$;
- B) $U \gg 2,74 \times 10^4 \text{ Дж}$;
- C) $U \gg 24 \times 10^4 \text{ Дж}$;
- *D) $U \gg 3,74 \times 10^4 \text{ Дж}$;

70. Температураны изобаралы түрде T ға жоқарылатқанда ν моль газ қандай A жумыс атқарады?

- A) $A = \nu R \Delta V$;
- *B) $A = \nu R \Delta T$;
- C) $A = \nu R \Delta P$;
- D) $A = \nu k \Delta T$;

71. Полаттың сынығы 500 м бийікліктен түсіп, жер бетіне жақынлағанда 50 м/с тезлікке ие болады. Егер хауа қарсылығының барлық жұмысы полат сынығының қызыуына кеткен деп есептелсе, оның температурасы қаншаға жоғарылайды?

- A) $\Delta T = 44,2\text{K}$;
- B) $\Delta T = 32,8\text{K}$;
- C) $\Delta T = 12,6\text{K}$;
- *D) $\Delta T = 8,7\text{K}$;

72. Жыллылық сыйымдылығы үшін $c_v = \frac{12\pi^4 k}{5} \left(\frac{T}{T_D} \right)^3$ аңдатпасы орын алады: Бул

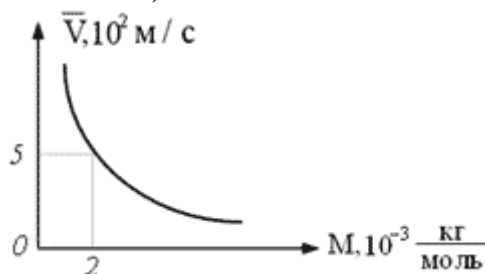
аңдатпа қандай денелер үшін жазылған хәм биринши рет ким тәрепинен келтирилип шығарылған?

- A) Суйықлықлар үшін, биринши рет Дебай тәрепинен келтирилип шығарылған;
- *B) Катты денелер үшін, биринши рет Дебай тәрепинен келтирилип шығарылған;
- C) Реал газлер үшін, биринши рет Дебай тәрепинен келтирилип шығарылған;
- D) Катты денелер үшін, биринши рет Эйнштейн тәрепинен келтирилип шығарылған;

73. Егер жабық ыдыстағы газды 140K ге шекем қыздырғанда басым 1,5 есе артса, ол газ қандай температурада болған?

- A) $T = 12\text{K}$
- B) $T = 84\text{K}$
- C) $T = 360\text{K}$
- *D) $T = 280\text{K}$

74. Бирдей температурада ыдысқа идеал газ деп есеплеуға болатуғын хәр қыйлы газлер орналастырылған. Сүүретте орташа тезліктің моллик массадаң ғәрезлилиги келтирилген. Тәжирийбе қандай температурада өткерилген (есеплеуларда $3N_A k = 25$ деп қабыл етилсин)?



- A) 283 K;
- *B) 50 K;
- C) 293 K;
- D) 10 K;

75. Газдың көлемін 3 есе киширейткенде, оның басымы қанша есеге өзгереді? Молекулалардың қозғалысының орташа тезлиги өзгериссиз болып қалады деп есептелсин.

- *A) $P_2 / P_3 = 3$
- B) $P_2 / P_3 = 4$
- C) $P_2 / P_3 = 13$
- D) $P_2 / P_3 = 1.3$

76. 290 К температурада хәм 0,8 МПа басымда бир атомлы газ молекуласының орташа кинетикалық энергиясын хәм молекулаларының концентрациясын анықлаңыз.

- A) $E \approx 6 \cdot 10^{-21}$ Дж, $n \approx 20 \cdot 10^{26} \text{ м}^{-3}$;
- B) $E \approx 12 \cdot 10^{-21}$ Дж, $n \approx 2 \cdot 10^{26} \text{ м}^{-3}$;
- C) $E \approx 24 \cdot 10^{-21}$ Дж, $n \approx 2 \cdot 10^{26} \text{ м}^{-3}$;
- *D) $E \approx 6 \cdot 10^{-21}$ Дж, $n \approx 2 \cdot 10^{26} \text{ м}^{-3}$;

77. Қандай температурада азот молекулаларының орташа квадратлық тезлиги $830 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ болады ($\mu = 2,8 \cdot 10^{-2}$)?

- A) $T = 600 \text{ К}$;
- *B) $T = 776 \text{ К}$;
- C) $T = 800 \text{ К}$;
- D) $T = 1200 \text{ К}$;

78. Хаўада өлшенген массасы $1,75 \cdot 10^{-12}$ кг шаң түйириниң орташа квадратлық тезлигиниң молекула қозғалысының орташа квадратлық тезлигинен қанша есе кем екенлигин табыңыз ($\mu = 2,9 \cdot 10^{-2}$ кг).

- A) $\frac{v_2}{v_1} = 4 \cdot 10^{12}$;
- B) $\frac{v_2}{v_1} = 2 \cdot 10^{16}$;
- *C) $\frac{v_2}{v_1} = 6 \cdot 10^6$;
- D) $\frac{v_2}{v_1} = 3 \cdot 10^9$;

79. Егер хаўаның массасы 2 кг болса, сыйымлылығы 20 л баллонда 12°С да турған қысылған хаўаның басымы қандай?

- A) $p = 16,6 \cdot 10^6 \text{ Па}$;
- B) $p = 2 \cdot 10^{12} \text{ Па}$;
- C) $p = 8 \cdot 10^{14} \text{ Па}$; $p = 8 \cdot 10^{14} \text{ Па}$
- *D) $p = 8,2 \cdot 10^6 \text{ Па}$;

80. Венера планетасының бетинде температура хәм атмосфера басымы сәйкес 750 К ге хәм 9120 кПа ға тең. Планетаның бетиндеги атмосфера углекислый газдан турады деп есаплап, ол атмосфераның тығызғын табыңыз.

- *A) $\rho \approx 64 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$;
- B) $\rho \approx 32 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$;
- C) $\rho \approx 12 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$;
- D) $\rho \approx 128 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$;

81. КамАЗ-5320 автомобилінің дизель двигателинің цилиндрінде қысылуы тактінің басында ғауаның температурасы 50°C болады. Егер ғауаның көлемі 17 есе кишірейсе, ал басым 50 есе артса, тактінің ақырындағы ғауаның температурасын табыңыз.

- A) $T_2 = 810\text{K}$;
- B) $T_2 = 720\text{K}$;
- C) $T_2 = 360\text{K}$;
- *D) $T_2 = 950\text{K}$;

82. Изобаралық процесс уақытында газдың тығызлығы менен абсолют температурасы арасындағы ғарезилик қандай?

- A) $PV = \frac{M}{\mu}RT$; $\frac{\mu P}{R} = \rho T$, процесс изобарлық болғанлықтан $\frac{\mu P}{R} = \text{const}$ хәм соған сәйкес $VT = \text{const}$;
- *B) $PV = \frac{M}{\mu}RT$; $\frac{\mu P}{R} = \rho T$, процесс изобарлық болғанлықтан $\frac{\mu P}{R} = \text{const}$ хәм соған сәйкес $\rho T = \text{const}$;
- C) $PV = \frac{M}{\mu}RT$; $\frac{\mu P}{R} = \rho T$, процесс изобарлық болғанлықтан $\frac{\mu P}{R} = \text{const}$ хәм соған сәйкес $PT = \text{const}$;
- D) $PV = \frac{M}{\mu}RT$; $\frac{\mu P}{R} = \rho T$, процесс изобарлық болғанлықтан $\frac{\mu P}{R} = \text{const}$ хәм соған сәйкес $NT = \text{const}$;

83. Стакан (жаксысы жуқа дийуаллы стакан) алыңыз хәм оны ыссы сууға салыңыз. Оны суудан шығарып алыңыз хәм түбин жоқарыға қаратып төңкеріп стол бетіндегі клёнканың үстине басыңқырап қойыңыз (ғауаның кирмеуі ушын). Бир неше минуттан кейін стаканды клёнкадан айырып алып көріңіз. Нени бақлайсыз?

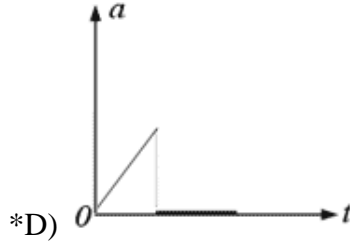
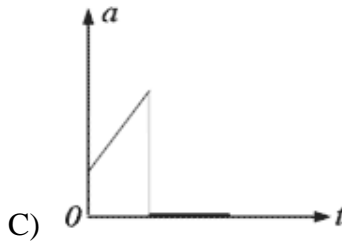
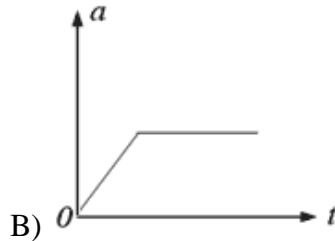
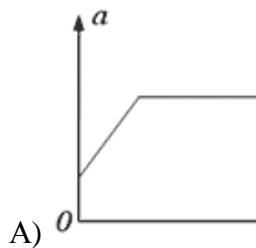
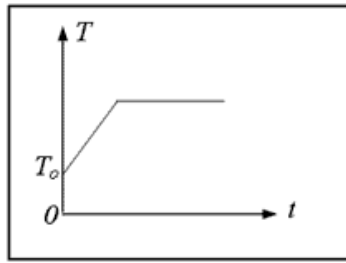
A) Стаканды клёнкадан айырып алыу аңсат. Себеби стакан дәслепп ыссы, ал оның ишіндегі басым атмосфералық басым еди. Салқынлағанда стакан ишіндегі басым төменлейди хәм атмосфера басымынан кем болып қалады. Сонлықтан стаканды клёнкадан айырып алыу аңсат болады;

B) Стаканды клёнкадан айырып алыу аңсат. Себеби стакан дәслепп ыссы, ал оның ишіндегі басым атмосфералық басым еди. Салқынлағанда стакан ишіндегі басым жоқарылайды хәм атмосфера басымынан артық болып қалады. Сонлықтан стаканды клёнкадан айырып алыу аңсат болады;

C) Бул тәжірийбеде хеш қандай физикалық кубылыс бақланбайды.

*D) Стаканды клёнкадан айырып алыу қыйын. Себеби стакан дәслепп ыссы, ал оның ишіндегі басым атмосфералық басым еди. Салқынлағанда стакан ишіндегі басым төменлейди хәм атмосфера басымынан кем болып қалады. Сонлықтан стаканды клёнкадан айырып алыу қыйын болады;

84. Қозғалмайтуғын поршен менен жабылған цилиндр тәризли ыдыста температурасы T_0 болған идеал газ бар. Усы температура уақытқа байланыссы сүүретте көрсетилгендей болып өзгертилген. Графиклердің қайсысы поршеннің уақытқа байланыссы тезлениуін сәулелендиреди?



85. Төменде келтирилген кайсы физикалық шамаға $\frac{m\bar{v}^2 T}{3pVt}$ аңлатпасы сәйкес келеді?

Бұл аңлатпадағы m арқалы масса, v арқалы тезликтің квадратының орташа мәнісі, T арқалы температура, p арқалы басым, V арқалы көлем, t арқалы уақыт белгіленген.

- A) Моллик массаға;
- *B) Температураның өзгеріуі тезлигине;
- C) Энергияға.
- D) Тығызлыққа.

86. Гүмис атомлары базы бир беткен перпендикуляр бағытта V тезлиги менен қозғалады. Төменде келтирилген формулалардың кайсысы сол бетте қалыңлығы h болған гүмис қатламының пайда болатуғынлығын сәйкес келеді (дәстедегі атомлардың концентрациясы n ; моллик масса M , гүмистің тығызлығы ρ)?

- A) $\frac{\rho h n}{M N_A V}$
- B) $\frac{\rho h N_A}{M n V}$
- C) $\frac{\rho M N_A}{h n V}$
- *D) $\frac{M n v}{\rho h N_A}$

87. Егер молекулаларының тезликлеринің квадратының орташа мәнісі еки есе кемейсе идеал газдің абсолют температурасы неше есе кемейеді?

- A) 4 есе үлкейген;
- B) 4 есе кемейген;
- C) 2 есе үлкейген;
- *D) 2 есе кемейген;

88. Төменде келтирилген гәплердің қайсысы диффузия қубылысын дәл түсіндиреді?

- A) Барлық денелер бөлекшелерден турады;
- B) Барлық денелер молекулалардан турады;
- *C) Денелерди курайтуғын бөлекшелер хаотик рәуиште қозғалады;
- D) Денелерди курайтуғын бөлекшелер бир бири менен тәсирлеседи;

89. Агрегат халларда затлар бір биринен неси менен айрылады?

A) Бөлекшелери менен;

B) Бөлекшелердің орналасыуы менен;

C) Бөлекшелеринің қозғалысы менен;

*D) Бөлекшелердің орналасыуы, қозғалысы хәм бир бири менен тәсир етисиуі менен;

90. Басым дегенимиз не (ең толық хәм дурыс жууапты сайлап алыңыз)?

A) Бир денениң екінши денеге тәсири;

B) Күш;

*C) Күштен хәм усы күш тәсир ететуғын беттің бағытларынан ғәрезли болған физикалық шама;

D) Күштің денеге тәсири;

91. Газдың басымы неден ғәрезли (ең толық хәм дурыс жууапты сайлап алыңыз)?

*A) Температуранан хәм көлем бирлигиндеги молекулалар санынан;

B) Газдің көлеминен;

C) Бөлекшелердің қозғалыс тезлигинен;

D) Температуратан хәм бөлекшелердің қозғалыс тезлигинен;

92. Диффузия кубылысын бақлап заттың курылысы хаққында қандай жууақлар шығарыу мүмкин?

A) Барлық затлардың молекулалары қозғалмайды;

B) Барлық затлардың молекулалары бир тәреике қарай үзликсиз қозғалады;

*C) Барлық затлардың молекулалары үзликсиз хәм тәртипсиз қозғалыста болады;

D) Молекулалардың қозғалыс тезлиги температуратан ғәрезли емес;

93. 27°C температурата жабық ыдыстағы газдың басымы 75 кПа еди. -13°C температурата басым қандай болады?

A) 12 кПа ;

B) 142 кПа ;

C) 28 Дж ;

*D) 65 кПа .

94. Температурасын 20°C ға арттырғанда 200 г гелийдің ишки энергиясы қаншаға өзгереді?

*A) $\Delta U = 1,25 \cdot 10^5\text{ Дж}$;

B) $\Delta U = 2,50 \cdot 10^5\text{ Дж}$;

C) $\Delta U = 5 \cdot 10^6\text{ Дж}$;

D) $\Delta U = 7,25 \cdot 10^6\text{ Дж}$;

95. Изобаралы түрде сол бир температураға қыздырғанда водород пенен кислородтың бирдей массаларының атқаратуғын жұмысларын салыстырыңыз.

A) $\frac{A_2}{A_1} = \frac{1}{48}$;

B) $\frac{A_2}{A_1} = \frac{1}{8}$;

C) $\frac{A_2}{A_1} = \frac{1}{32}$;

$$*D) \frac{A_2}{A_1} = \frac{1}{16};$$

96. Турақлы басымда газдың қыздырыуға кететуғын жыллылықтың мұғдары, газдың кеңейген ўақытта атқаратуғын жұмысынан неше есе артық? Газдың турақлы басымдағы салыстырмалы жыллылық сыйымлылығы C_p ға, молярлық массасы M ға тең.

$$A) \frac{Q}{A} = \frac{TC_p}{R};$$

$$*B) \frac{Q}{A} = \frac{MC_p}{R};$$

$$C) \frac{Q}{A} = \frac{VC_p}{R};$$

$$D) \frac{Q}{A} = \frac{MC_p}{V};$$

97. Детальды ислеген ўақытта слесарь орташа 40 Н күш жумсап хәм хәр хәрекетинде егеўди 8 см ге жылыстыра отырып, полат егеў менен 46 рет қозғалыс жасады. Егер егеў 100 г массаға ийе хәм оның ишки энергиясын арттырыуға, атқарылған жұмыстың 50% кеткен болса, егеўдиң температурасы қаншаға жоқарылаған?

$$A) \Delta t = 3,2K;$$

$$B) \Delta t = 0,8K;$$

$$C) \Delta t = 6K;$$

$$*D) \Delta t = 1,6K;$$

98. Бирдей еки полат шарик бирдей бийикликтен түседі. Биринши шарик бос топыраққа түсти, ал екіншиси тасқа урылып, жоқары шапшыды хәм базы бир бийикликте қол менен қақшып алынды. Шариклердин қайсысы көбирек хәм қандай шамаға қызады?

$$A) \Delta t = \frac{k^2 gh}{c};$$

$$*B) \Delta t = \frac{kg h}{c};$$

$$C) \Delta t = \left(\frac{kg h}{c} \right)^2;$$

$$D) \Delta t = \left(\frac{kg h}{c} \right)^{\frac{1}{2}};$$

99. Идеал жыллылық машинасында қыздырғыштан алынатуғын хәр бир килоджоуль энергия есабынан 300 Дж жұмыс атқарылады. Егер суўытқыштың температурасы 280 К болса, машинаның пайдалы тәсир коэффициентин хәм қыздырғыштың температурасын анықлаңыз.

$$A) \eta = 0,6; T = 600K;$$

$$B) \eta = 0,4; T = 500K;$$

$$*C) \eta = 0,3; T = 400K;$$

$$D) \eta = 0,2; T = 400K;$$

100. Егер ЗИЛ-130 автомобилінің карбюраторлы двигателинің жанар майды салыстырмалы сарп етіуі $326 \frac{\Gamma}{(\text{кВт} \cdot \text{саат})}$ хәм КамАЗ автомобилінің дизель

двигателинің жанар майды салыстырмалы сарп етіуі $224 \frac{5320 \Gamma}{(\text{кВт} \cdot \text{саат})}$ болса, сол

двигательлердің пайдалы тәсир коэффициентін табыңыз. Карбюраторлы двигательлер менен салыстырғанда автомобильдің дизель двигательлері қандай артықмашлықларға ийе болады?

A) $N_1 = \frac{mV}{t}; \eta = \frac{N_1}{N_2}$

B) $N_1 = \frac{mR}{t}; \eta = \frac{N_1}{N_2}$

C) $N_1 = \frac{mq}{p}; \eta = \frac{N_1}{N_2}$

*D) $N_1 = \frac{mq}{t}; \eta = \frac{N_1}{N_2}$

101. 800 моль газды 500 К ге изобаралы түрде қыздырыу үшін газға 9,4 мДж жыллылық мұғдары берілді. Газдың жұмысын хәм оның ишки энергиясының өсимін анықлаңыз.

A) $A \approx 9,9 \cdot 10^6 \text{ Дж}, \Delta U \approx 6,1 \cdot 10^6 \text{ Дж};$

*B) $A \approx 3,3 \cdot 10^6 \text{ Дж}, \Delta U \approx 6,1 \cdot 10^6 \text{ Дж};$

C) $A \approx 1,1 \cdot 10^6 \text{ Дж}, \Delta U \approx 6,1 \cdot 10^6 \text{ Дж};$

D) $A \approx 3,3 \cdot 10^6 \text{ Дж}, \Delta U \approx 12,2 \cdot 10^6 \text{ Дж};$

102. Ултанының майданы 1 дм^2 болған вертикаль жайласқан цилиндрде сүйкелісіз сырғанауғын массасы 10 кг поршеньнің астында хауа бар. Хауаны изобаралы қыздырғанда поршень 20 см ге көтерілді. Егер сыртқы басым 100 кПа ға тең болса, хауа қандай жұмыс атқарған?

A) $A = 125 \text{ Дж};$

B) $A = 440 \text{ Дж};$

*C) $A = 220 \text{ Дж};$

D) $A = 12 \text{ Дж};$

103. Бойль-Мариотт, Гей Люссак хәм Шарль ызымлары атлары аталғандай избе-излікте жазылсын:

A) $pV = \text{const}; \frac{p}{T} = \text{const}; \frac{V}{T} = \text{const};$

*B) $pV = \text{const}; \frac{V}{T} = \text{const}; \frac{p}{T} = \text{const};$

C) $pV = \text{const}; \frac{R}{T} = \text{const}; \frac{p}{T} = \text{const};$

D) $pV = \text{const}; \frac{V}{T} = \text{const}; \frac{R}{T} = \text{const};$

104. Авагаро ызыамы (а) менен Дальтон ызыамы (в):

*А) Бирдей басымда, бирдей температурада хэм бирдей болған көлемлерде қалеген газдың молекулаларының саны бирдей болады (а); Қәр қыйлы газлердин араласпасының басымы ҳар бир газдин басымларының (парциаллық басымлардың) қосындысынан турады (в).

В) Бирдей басымда, бирдей температурада хэм бирдей болған көлемлерде қалеген газдың молекулаларының саны бирдей болады (а); Қәр қыйлы газлердин араласпасының басымы ҳар бир газдин басымларының (парциаллық басымлардың) айырмасынан турады (в).

С) Бирдей басымда, бирдей температурада хэм бирдей болған көлемлерде қалеген газдың молекулаларының саны ҳәр қыйлы болады (а); Қәр қыйлы газлердин араласпасының басымы ҳар бир газдин басымларының (парциаллық басымлардың) қосындысынан турады (в).

Д) Қәр қыйлы газлердин араласпасының басымы ҳар бир газдин басымларының (парциаллық басымлардың) қосындысынан турады (а);. Бирдей басымда, бирдей температурада хэм бирдей болған көлемлерде қалеген газдың молекулаларының саны бирдей болады (в);

105. Молекулалардың тезликлер бойынша тарқалыўының функциясы:

$$A) f(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{3/2} N_A \exp \left(-\frac{mv^2}{2kT} \right)$$

$$B) f(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{3/2} v^2 \exp \left(-\frac{mgh}{2kT} \right)$$

$$C) f(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{R}{2kT} \right)^{3/2} v^2 \exp \left(-\frac{mv^2}{2kT} \right)$$

$$*D) f(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{3/2} v^2 \exp \left(-\frac{mv^2}{2kT} \right);$$

106. Қаты денелердин жыллылық сыйымлылығын есаплаўға мүмкиншилик беретўын

формула
$$C_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_v = 3N_A k \left(\frac{E}{kT} \right)^2 \frac{\exp \left(\frac{E}{kT} \right)}{\left[\exp \left(\frac{E}{kT} \right) - 1 \right]^2}$$
 ким тәрeпинен биринши рет

усынылған хэм экспериментлердин жуўмақларына толық сәйкес келе ме?

А) Эйнштейн тәрeпинен, экспериментлердин жуўмақларына тек дәл сәйкес келеди;

*В) Эйнштейн тәрeпинен, экспериментлердин жуўмақларына тек сапалық жақтан ғана сәйкес келеди;

С) Дебай тәрeпинен, экспериментлердин жуўмақларына тек сапалық жақтан ғана сәйкес келеди;

Д) Дюлонг хэм Пти тәрeпинен, экспериментлердин жуўмақларына тек сапалық жақтан ғана сәйкес келеди;

107.
$$\left(p + \frac{M^2}{\mu^2} \frac{a}{V^2} \right) \left(V - \frac{M}{\mu} b \right) = \frac{M}{\mu} RT$$
 формуласы кандай ат пенен аталады хэм бул

формула кандай затларды тәриплейди?

А) Ван-дер-Ваальс теңлемеси, үлкен басымлардағы идеал газлерди тәриплейди;

В) Ван-дер-Ваальс теңлемеси, идеал газлерди тәриплейди;

*С) Ван-дер-Ваальс теңлемеси, қалеген муғдардағы реал газлерди тәриплейди;

D) Ван-дер-Ваальс теңлемесі, 1 моль мұғдарындағы реал газлерді тәріптейді;

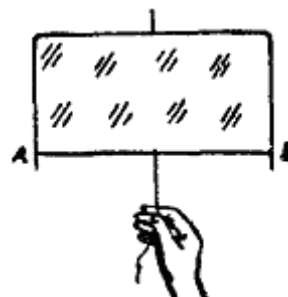
108. Егер сымның ұзындығы 3 см болса, сабынның пердесі АВ пердесіне қандай күш пенен тәсір етеді (сұўретті қараңыз)? Сымды 2 см ге орын аўыстырғанда перденің бетлік энергиясы қаншаға өзгереді ($\sigma = 40 \frac{\text{мН}}{\text{м}}$ екенлігі есапқа алынсын)?

*A) $F = 2,4 \text{ мН}$; $A = 48 \text{ мДж}$.

B) $F = 8,8 \text{ мН}$; $A = 32 \text{ мДж}$.

C) $F = 3,4 \text{ мН}$; $A = 24 \text{ мДж}$.

D) $F = 2,5 \text{ мН}$; $A = 52 \text{ мДж}$.



Лекциялар дизими

1-санлы лекция. Көп бөлекшелерден туратуғын системаларды үйреніу ұсыллары. Математикалық түсиниклер

2-санлы лекция. Системалардың макроскопиялық хәм микроскопиялық халлары.Бирдей итималлықлар постулаты хәм эргодик гипотеза.

3-санлы лекция. Макрохаллар итималлығы.Флуктуациялар.

4-санлы лекция. Максвелл бөлистирилиуі.Басым.Температура.

5-санлы лекция. Больцман бөлистирилиуі.Энергияның еркинлік дәрежесі бойынша бөлистирилиуі. Броун қозғалысының мәнісі.

6-санлы лекция. Максвелл-Больцман бөлистирилиуі.

7-санлы лекция. Термодинамиканың биринши басламасы. Дифференциал формалар хәм толық дифференциаллар.

8-санлы лекция. Қайтымлы хәм қайтымсыз процесслер. Жыллылық сыйымлығы.

9-санлы лекция. Идеал газлердегі процесслер.

10-санлы лекция. Идеал газ энтропиясы.

11-санлы лекция. Цикллық процесслер.

12-санлы лекция. Температуралардың абсолют термодинамикалық шкаласы. Термодинамиканың екінши басламасы.

13-санлы лекция. Термодинамиканың екінши басламасына берілген анықламалар.Термодинамикалық потенциаллар хәм термодинамикалық орнықтылық шәртлери.

14-санлы лекция. Молекулалардағы байланыс күшлери.

15-санлы лекция. Фазалар хәм фазалық өтиулер.Газ халынан суйық халға өтиу. Клапейрон-Клаузиус теңлемесі.

16-санлы лекция. Ван-дер-Ваальс теңлемесі.Джоул-Томсон эффекти.

17-санлы лекция. Бет керими.Суйықтықлардың пуўланыуы хәм қайнауы.Осмолық басым.

18-санлы лекция. Қатты денелердің симметриясы.

19-санлы лекция. Қатты денелердің жыллылық сыйымлығы.Қатты денелердің жыллылық кеңейиуі.

20-санлы лекция. Көшиу процесслери.

1-санлы лекция. Көп бөлекшелерден туратуғын системаларды үйрениу ұсыллары. Математикалық түсиниклер

Көп бөлекшелерден туратуғын системаларды үйрениудің ұсыллары. Материаллық ноқат пенен абсолют қатты дене түсинигинің пайдаланылуы шеги. Материаллық дене модели. Атомлар менен молекулалардың массалары. Заттың муғдары. Затлардың агрегат халлары. Агрегат халлардың тийкарғы белгилери. Идеал газ модели. Динамикалық, статистикалық хәм термодинамикалық ұсыллар.

Тосаттан болатуғын қубылыслар хәм шамалар. Итималлық. Итималлықты жийилиги бойынша анықлау. Итималлық тығызлығы. Итималлықларды улыуа жағдайларда қосыу. Итималлықлардың нормировкасы. Шәртли түрдеги итималлық. Бир биринен ғәрезсиз уақыялар. Көп уақыялар ушын итималлықларды көбейтиу. Тосаттан болатуғын дискрет шаманың орташа мәниси. Дисперсия. Итималлықлардың тарқалуы функциясы. Гаусс бөлистрилиуи.

Материаллық ноқат хәм абсолют қатты дене моделлерин пайдалануы шеклери.

Механикада қәсийетлери материаллық ноқат хәм абсолют қатты дене деп аталуышы материаллық денелер қозғалысы қаралады. Бул денелерди үйренгенде, бириншиден, олардың ишки қурылысы менен сыртқы өлшемлери инабатқа алынбайды. Екиншиден ишки қурылыс пенен өлшемлер есапқа алынған жағдайларда бул түсиниклер денелер ийелеп турған көлемдеги инерттиликтің бөлистрилиуин бериу ушын исленди. Соның менен бирге бул бөлистрилиу уақыт бойынша өзгермейди деп есапланды. Демек, механикада материаллық денелердің ишки қурылысы хәм ишки қозғалыслары изертленбейди. Сонлықтан материаллық ноқат пенен абсолют қатты дене моделлери материаллық денелердің ишки қәсийетлерин үйрениу ушын жарамайды. Бул ишки қурылыс пенен усы қурылысты пайда ететуғын бөлекшелердің қозғалысы пайда ететуғын қәсийетлерди үйренгенде айрықша әхмийетке ийе.

Материаллық дене модели. Барлық материаллық денелердің атомлар менен молекулалардан туратуғынлығы мәлим. Бул атомлар менен молекулалардың қурылысы да белгили. Сонлықтан бир бири менен базы бир ызамлық пенен тәсирлесетуғын, соған сәйкес қозғалатуғын атомлар менен молекулалардың жыйнағы материаллық денениң модели болып табылады. Ал денелерди қураушы атомлар менен молекулалардың өзлери де қарап атырылған жағдайларға сәйкес моделлер болып қабыл етилиуи мүмкин. Бир жағдайларда оларды материаллық ноқатлар, екинши жағдайларда абсолют қатты материаллық денелер, үшінши жағдайларда олардың ишки қурылысы менен ишки қозғалыслары есапқа алынуы мүмкин. Квант механикасы атомлар менен молекулалардың ишки қурылысы менен қәсийетлерин толық үйрениуге мүмкиншилиик береди. Сонлықтан да олардың қәсийетлери бизге белгили деп есапланады.

Атомлар менен молекулалардың бир бири менен тәсирлесиуи хәм қозғалысы да бизге белгили. Бир жағдайларда бул қозғалыслар классикалық физика көз-қараслары тийкарында қаралады. Басқа жағдайларда микробөлекшелер ушын тән болған квантлық қәсийетлерди есапқа алу зәрурлиги пайда болады. Бул ызамлар да квант механикасында белгили. Бул ызамлардың мазмуны бул курста әхмийетке ийе емес. Әхмийетлиси сол ызамлардың белгили екенлигинде. Сонлықтан **материаллық денениң модели қозғалыс ызамлары хәм өз-ара тәсирлесиуи белгили болған атомлар менен молекулалардан турады.**

Атомлар менен молекулалар массалары. Молекулалық физикада көпшилиик жағдайларда атомлар менен молекулалардың массалары абсолют мәниси менен емес, ал салыстырмалы өлшем бирлиги жоқ мәниси менен бериледи. Бул мәнислерди салыстырмалы атомлық масса A_r хәм салыстырмалы молекулалық масса M_r деп аталады.

Бирлік атомлық масса m_u сыпатында ^{12}C углерод изотопы массасының $\frac{1}{12}$ үлесі қолланылады.

$$m_u = \frac{{}^{12}\text{C} \text{ углерод изотопы массасы}}{12} = 1.669 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1.669 \cdot 10^{-24} \text{ г}. \quad (1)$$

Салыстырмалы молекулалық масса ямаса молекуланың салыстырмалы массасы

$$M = \frac{m_{\text{мол}}}{m_u} = \frac{\text{молекула массасы}}{{}^{12}\text{C} \text{ углерод изотопы массасы}} * 12 \quad (2)$$

формуласы менен анықланады. Бұл жерде $m_{\text{мол}}$ молекула массасының абсолют мәнісі. Сәйкес формула жәрдеминде $m_{\text{мол}}$ диң орнына атомлық массаның абсолют мәнісі қойылса салыстырмалы атомлық масса да анықланады.

Атомлық массалардың абсолют мәніслері 10^{-22} - 10^{-24} г, ал салыстырмалы атомлық массалар 1-100 шамасында болады. Ал салыстырмалы молекулалық массалардың шамасының шектері әдеуір үлкен болады.

Заттың мұғдары. СИ есаплаулар системасында заттың мұғдары оның структуралық элементлерінің саны менен тәріппленеді. Бұл шама *мол* лерде бериледі.

^{12}C углерод изотопының 0.012 килограмында (12 грамында) қанша структуралық элемент болса заттың 1 молинде де сондай структуралық элемент болады. Солай етип анықлама бойынша **қалеген заттың 1 моли бирдей сандағы структуралық элементке ийе болады. Бұл сан Авагадро саны деп аталады:**

$$N_A = [0.012 \text{ кг}/12 m_u] \frac{1}{\text{мол}} = 10^{-3} \text{ кг}/m_u \frac{1}{\text{мол}} = 6.02 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{мол}}. \quad (3)$$

Демек

$$m_u N_A = 10^{-3} \text{ кг}/\text{мол} = 1 \text{ г}/\text{мол}. \quad (4)$$

Мысал ретінде водород атомларының бир моли хакқында гәп етиу мүмкин. Хәр бир водород атомының массасының $1.66 \cdot 10^{-24}$ г екенлигин есапқа алып, бұл санды Авагадро санына көбейтсек 1 г/мол шамасын аламыз.

Мол түсиниги заттың структуралық элементлерине қарата қолланылады. Сонлықтан да структуралық элементлер хакқындағы мағлыұмат баркулла келтирилиуи керек, себеби бундай болмаған жағдайда моллерде затлардың мұғдарын анықлау мәнісин жоғалтады. Мысалы ыдыста суудың 2 моли бар деп айтыу дурыс емес. Ал ыдыста суу молекулаларының 2 моли бар деп айтыу дурыс болады. Бұл сөз ыдыста $296.02 \cdot 10^{23}$ дана H_2O молекуласының бар екенлигин билдиреди. Және де, егер де базы бир көлемде 10^{24} еркин электрон бар болатуғын болса бұл көлемде $10^{24}/(6.02 \cdot 10^{23}) = 1.66$ мол электрон бар деп айтамыз. Егер суудың базы бир мұғдары 1 мол H_2O суу молекуласынан туратуғын болса онда ол 2 мол водород атомларынан хәм 1 мол кислород атомларынан (яғный 10 мол протонлардан, 8 мол нейтронлардан хәм 10 мол электронлардан) турады.

Молекулалық физикада 1 мол заттың массасы болған *моллик масса* түсиниги қолланылады:

$$M = m_{\text{мол}} * N_A. \quad (5)$$

Бұл жерде $m_{\text{мол}}$ молекула массасы. Моллик масса 1 мол заттың массасына сәйкес келиуши килограмларда аңлатылады (2) хәм (4) формулаларын есапқа алсақ (5) формуласы

$$M = m_{\text{мол}} * 10^{-3} m_u = 10^{-3} \text{ кг}/\text{мол}. \quad (6)$$

түрине ийе болады. Бұл формуладағы M_r (2) менен анықланған өлшем бирлиги жоқ салыстырмалы шама.

^{12}C углерод изотопынан туратуғын заттың моллик массасы $12 \cdot 10^{-3}$ кг/мол ге тең.

Салыстырмалы атомлық массалар Менделеев дүзген элементтердің дәуірлік системасында келтірілген.

Моллер шамасы v структуралық элементтер саны n менен былай байланысқан:

$$v = n/N_A. \quad (7)$$

$m_{\text{mol}} n = m$ заттың массасы екенлиги есапқа алып (7) нің алымын да, бөлімін де молекуланың массасына бөлсек

$$n = m/M$$

екенлигине ийе боламыз.

Затлардың агрегат халлары. Атомлар менен молекулалардың өз-ара тәсір етисіуін изертлеулер олар арасында салыстырмалы үлкен қашықтықтарда тартысыудың, ал киши қашықтықтарда ийтерисіудің болатуғынлығын көрсетеді. Өзлеринің тәбияты бойынша бул күшлер электромагнит күшлери болып табылады. Киши қашықтықтардағы ийтерисіудің орын алыуы атомлар менен молекулалардың кеңісликтің белгили бир бөлімін ийелейтуғынлығының салдары болып табылады. Сонлықтан олар сол көлемнің басқа атомлар менен молекулалардың ийелеуіне қарсылық жасайды.

Атомлар менен молекулалар барлық уақытта қозғалыста болады хәм сонлықтан кинетикалық энергияға ийе болады. Тартылыс күшлери атомлар менен молекулаларды тутас бир денеге байланыстырыуға бағдарланған, ал кинетикалық энергия болса сол байланысты үзіуге қарай бағдарланған. Усы еки себептің бир бири менен гүресинің нәтижеси сол күшлердің салыстырмалы интенсивлигине байланысly. Егер атомлар менен молекулаларды бир биринен ажыратып жиберіуші тенденция интенсивлирек болса зат газ тәрізli халда, ал байланыс жасауға болған тенденция күшлирек болса зат қатты халда болады. Ал сол тенденциялар интенсивлиги шама менен өз-ара тең болса онда сұйықтық хал жүзеге келеді. Усы айтылғанлардың барлығы да сапалық характерге ийе. «Интенсивлилик» түсинигине санлық жақтан өлшем берилген жоқ. Усындай санлық өлшем молекулалардың өз ара тартысуы потенциаллық энергиясы менен кинетикалық энергиясы болып табылады. Егер барлық молекулалардың кинетикалық энергияларының қосындысы потенциал энергиялардың оң белги менен алынған қосындысынан көп болса зат газ тәрізli халда турады. Қарама-қалсы жағдайда қатты дене, ал өз-ара бара бар жағдайда сұйықтық пайда болады.

Затлар газ тәрізli халда формасын да, көлемин де сақламайды. Газдың көлеми сол газ жайласқан ыдыстың формасы менен анықланады. Ыдыс болмаған жағдайда барлық зат пүткил көлемди толтырып турууға умтылады. Газлердеги молекулалар қозғалысын көз алдыға былай келтиремиз: Көпшилик уақытлары молекула бир бири менен тәсір етиспей еркин қозғалады, кейин басқа бир молекула менен соқтығысуының ақыбетинде өзинің қозғалыс бағытын өзгертеді. Молекуланың бир соқтығысуы менен екінши соқтығысуы ортасындағы жүріп өткен орташа жолының шамасы сол молекула диаметринен мыңлаған есе үлкен. :ш молекуланың бир уақытта соқтығысуы сийрек ушырасады.

Қатты халда молекулалар менен атомлар бир бири менен байланысқан. Қатты халда дене формасын да, көлемин де сақлайды. Деформацияның нәтижесинде қатты дененің формасын да, көлемин де сақлауға қаратылған күшлер пайда болады. Қатты денелердің атомлары менен молекулалары белгили бир орынларды ийелеп, **кристаллық пәнжерени** пайда етеді. Олар **кристаллық пәнжерениң түйинлери** деп аталатуғын тең салмақтық халлары этирапында тербелмели қозғалыс жасайды.

Сұйық халда затлар формасын сақламайды, ал көлеми турақты болып қалады (салмақсызлық жағдайындағы сұйықтықтың шар тәрізli форманы ийелеуі буған сәйкес келмейді). Сұйықтық молекулалары бир бирине тийисип жақын жайласады. Бирақ олардың бир бирине салыстырғандағы жайласулары белгиленбеген, олар бир бирине салыстырғанда салыстырмалы түрде әстелик пенен орынларын өзгертеді.

Идеал газ модели. Көп бөлекшелерден туратуғын системалардың ең әпиуайы түри *идеал газ* болып табылады. Анықлама бойынша *бундай газ шекли массаға ийе ноқатлық ноқатлардан турып, бул материаллық ноқатлар арасында шарлардың соқтығысуы*

нызамлары бойынша соқлығысыу орын алады хәм өз-ара тәсирлесіу күшлериниң басқа түрлери болмайды. Идеал газ бөлекшелери арасындағы шарлардың соқлығысыу нызамлары бойынша соқлығысыудың орын алатуғынлығын айрықша атап өтиу керек. Себеби ноқатлық бөлекшелер тек қапталы менен соқлығысады хәм сонлықтан соқлығысыуда олардың қозғалыу бағыты үлкен емес мүйешлерге өзгереді. Идеал газдың қәсийетине жеткиликли дәрежеде сийреклетилген газлер сәйкес келеді.

Динамикалық усыл. Соқлығысыулар арасында бөлекшелер тууры сызық бойынша қозғалады. Газ толтырылған ыдыстың дийуаллары менен соқлығысыу нызамлары да белгили. Сонлықтан белгили бир уақыт моментинде турған орны хәм тезлиги белгили болған бөлекшениң буннан кейинги қозғалысын есаплауға болады. Егер зәрүрлиги болса барлық бөлекшелердің буннан бурынғы орынлары менен тезликлеринде принципінде есаплау мүмкин. Қәлеген уақыт моментиндеги бөлекшелердің ийелеген орнын хәм тезликлерин билиу арқалы сол бөлекшелерден туратуғын система ҳаққында толық информация алыу мүмкиншилигин береді.

Бирақ бул информацияны бизиң ойымызда сыйдырыу мүмкин емес. Сондай-ақ сәйкес есаплаулар жүргизиудің өзи де барлық техникалық мүмкиншиликлерге сәйкес келмейди.

Ғақыйқатында әдеттеги жағдайларда 1 см^3 газде шама менен $2.7 \cdot 10^{19}$ молекула жайласады. Демек базы бир уақыт моментиндеги барлық молекулалардың ийелеген орынларын (координаталарын) хәм тезликлерин жазыу ушын $692.7 \cdot 10^{19}$ сан керек болған болар еди. Егер қандай да бир есаплау машинасы секундына 1 млн. санды есапқа алатуғын болса, онда $692.7 \cdot 10^{13} \approx 6$ млн. жыл талап етилер еди. Тап усындай тезликлерде кинетикалық энергияны есаплау керек болса онда шама менен 21 млн. жыл керек болған болар еди. Мәселени бундай етип шешиудің техникалық жақтан мүмкин емес екенлиги енди белгили болды.

Тек ғана бул жағдай динамикалық усыл менен мәселени қараудың керек емес екенлигин көрсетип ғана қоймай, басқа да әҳмийетли жағдайды есапқа алыуымыз керек. Мәселе соннан ибарат, *тиккелей ҳәр бир бөлекше ҳаққында информация алыу теориялық анализ жасау ушын жарамайды.*

Мысалы 1 см^3 көлемдеги 1 млрд. молекула санлық қатнаста Жерде жасаушы барлық адамға салыстырғандағы 1 адамға сәйкес келеді. Сонлықтан Жердеги барлық адамлар ҳаққында информацияға ийе болсақ, онда 1 адам ҳаққындағы мәлимлемени жоғалтыу биз қарап атырған системадағы 1 млрд. молекула ҳаққындағы мәлимлемелерди жоғалтқаннан әҳмийетлирек болған болар еди. Соның менен бирге көп санлы бөлекшелерден туратуғын системаларды үйрениу ушын оншама көп мәлимлемелердің болыуы керек емес екенлиги де түсиникли.

Солай етип жуумақлап айтқанда *көп санлы бөлекшелерден туратуғын системаларды тәриплеу ушын динамикалық тәриплеу техникалық жақтан әмелге аспайды, теориялық жақтан жарамайды, әмелий көз-қарас бойынша пайдасы жоқ.*

Статистикалық усыл. Жоқарыда келтирилген көп сандағы бөлекшелерден туратуғын системаларды тәриплеудің динамикалық усылы сондай системаны үйрениу ушын информациялар улыумаластырылған характерге ийе болыуы хәм олар айырып алынған айырым бөлекшелерге емес, ал көп сандағы бөлекшелердің жыйнағына тийисли болыуы керек. Сәйкес түсиниклер айырым бөлекшелерге емес, ал бөлекшелердің үлкен жыйнағына қарап айтылыуы тийис. Бул түсиниклер мәселени қарап шығыудың басқа түрлерин талап етеді. Бул усыл *статистикалық усыл* деп аталады. Көп санлы бөлекшелерден туратуғын системалардың қәсийетлерин статистикалық усыллар менен изертлеуден келтирилип шығарылған нызамлар *статистикалық нызамлар* деп аталады.

Физикада статистикалық усыллар динамикалық усылларға қарағанда көп қолланылады. Себеби динамикалық усыллар үлкен емес еркинлик дәрежесине ийе системалар ушын қолланылады. Ал көпшилик физикалық системалар оғада көп сандағы еркинлик дәрежелерине ийе болады хәм сонлықтан тек ғана статистикалық

усыллар менен үйренилиуі мүмкін. Соның менен бирге квант-механикалық ызаамлар да өзіннің тәбияты бойынша статистикалық ызаамлар болып табылады.

Термодинамикалық усыл. Көп бөлекшелерден туратуғын системаларды оның ишки қурылысын есапқа алмай-ақ изертлеуге болады. Бундай жағдайда системаны толығы менен қамтыйтуғын түсиниклер менен шамалардан пайдаланыу керек. Мәселен идеал газ модели бундай қарауда көлем, басым хәм температура менен тәриппленеди. Эксперименталлық изертлеулер бундай шамалар арасындағы байланысларда табыу үшін исленеди. Ал теория болса базы бир улыұмалық жағдайлар тийкарында (мысалы энергияның сақланыу ызамы) дүзиліп, сол байланысларды түсиндириу үшін дүзиледи. Бундай теория өзіннің өзгешелиги бойынша феноменал теория болып табылады хәм қарап атырылған системаның толық қәсийетлерин анықлайтуғын процесслердің ишки механизмлери менен қызықпайды. Көп санлы бөлекшелерден туратуғын системаларды үйрениудің бундай усылын *термодинамикалық усыл* деп атаймыз.

Көп санлы бөлекшелерден туратуғын системаларды үйрениудің статистикалық хәм термодинамикалық усыллары бир бирин толықтырады. Термодинамикалық усыл өзіннің улыұмалығы менен тәриппленеди, қубылысларды олардың ишки механизмисиз үйрениуге мүмкиншилик береді. Статистикалық усыл қубылыслардың мәнисин түсиниуге алып келеді. Дүзилген теория улыұма системаның қәсийетлери менен айырым бөлекшелердің қәсийетлерин байланыстырады.

Затлардың агрегат халы молекулалардың орташа кинетикалық энергиясы менен сол молекулалар арасындағы өз-ара тәсир етисиуге сәйкес келетуғын орташа потенциал энергияның өз-ара қатнасына байланыслы: газлерде молекулалардың орташа кинетикалық энергиясы орташа потенциал энергиясының модулинен үлкен (тартылысқа сәйкес келиуіши потенциал энергияның терис белгиге ийе болатуғынлығын еске түсиреміз), суйықлықларда энергияның сол еки түри бир бирине барабар (шама менен тең). Қатты денелерде болса тәсирлесидің орташа потенциал энергиясы молекулалардың орташа кинетикалық энергиясынан әдеуір (көп есе) көп.

Идеал газ тек ғана ойымыздағы идея болып табылады, ал реал дүньяда идеал газдың болыуы мүмкін емес: молекулаларды ноқат хәм оларды бир бири менен тәсирлеспейди деп есаплау молекулаларды кеңислик пенен ўақыттан тыс жасайды (яғный жасамайды) деп есаплау менен эквивалент.

Көп бөлекшелерден туратуғын системаны динамикалық тәрипплеуді техникалық жақтан әмелге асыруы мүмкін емес, бундай тәрипплеу теориялық көз-қарастан жарамсыз, ал әмелий жақтан пайдасыз болып табылады.

Көп бөлекшелерден туратуғын системаны статистикалық хәм термодинамикалық усыллар бир бирин толықтырады.

Сораулар: Молекулалық физикадағы затлардың моделинің тийкарғы элементлерин айтып бериңіз.

Затлардың хәр қыйлы агрегат халларының белгилери нелерден ибарат? Қандай себеплерге байланыслы көп бөлекшелерден туратуғын системаны динамикалық тәрипплеуді техникалық жақтан әмелге асыруы мүмкін емес, бундай тәрипплеу теориялық көз-қарастан жарамсыз, ал әмелий жақтан пайдасыз болып табылады?

Көп бөлекшелерден туратуғын системаны термодинамикалық тәріпплеудің тийкарғы өзгешеликтері нелерден ибарат?

Бул лекцияда итималлықтар теориясынан ең минимал болған мағлыұматлар келтириледі. Математикалық түсиниклердің физикалық айқынластырылыұы тийкарынан идеал газ мысалында әмелге асырылады.

Тосаттан болатуғын ўақыялар. Қозғалысты динамикалық жақтан тәріпплеуден бас тартыұдың нәтийжесінде мәселени қойыұы өзгертиўге алып келеді. Егер ишинде идеал газ бар ыдыс ишинде базы бир көлемге ийе аймақ бөлинип алынып берилген бөлекше қашан усы аймақта болады деп мәселе қойылғанда анық жуўап бериўдің мүмкиншилиги болмайды. Қарап атырылған аймақта берилген бөлекше базы бир ўақыт аралығында бола ма? деген сораўға да жуўап бериўдің мүмкиншилиги жоқ. Сонлықтан кеңисликтің базы бир аймағында бөлекшени табыў тосаттан болатуғын ўақыя болып саналады.

Турмыстағы гейпара ўақыялардың қашан болатуғынлығын билмеўимиздің себебинен солардың тосаттан жүз бериўи субъектив жағдай болып табылады. Бирақ көпшилик жағдайларда олардың тосаттан болыұы объектив хәм принципиллық жағдай болып табылады. Сонлықтан тосаттан жүз беретугын ўақыяны дәл болжаў ҳаққындағы мәселениң қойылыұы физикалық мәниске ийе емес.

Тосаттан болатуғын ўақыялар ушын арнаўлы түсиниклер хәм сәйкес математикалық аппарат бар. Бул мәселелер менен *итималлықтар теориясы* шуғылланады.

Тосаттан болатуғын шамалар. Идеал газде белгили бир ўақыт моментиндеги айырым молекулалардың координаталары менен тезликтері алдын ала белгили болатуғын шамалар сыпатында қаралмайды. Олар тосаттан болатуғын шамалар болып табылады. Усындай тосаттан болатуғын санларға байланыслы нызамлықтар *итималлықтар теориясында* хәм *математикалық статистикада* үйрениледі.

Итималлық. Илим менен практикада тосаттан болатуғын оғада көп ўақыялар үйрениледі. Усындай ўақыяларға байланыслы болған улыұмалық нәтийже барлық ўақытта да бирдей түрде айтылады: ўақыя болып өтти ямаса ўақыя болмады. Тосаттан болатуғын қубылыстар теориясының ўазыйпасы сол ўақыяның болатуғынлағына ямаса болмайтугынлығына санлық мәнис бериў болып табылады. Бул «*итималлық*» түсиниги жәрдемінде әмелге асырылады.

Итималлықты жийилик бойынша анықлаў. Идеал газ толтырылған көлемди еки бирдей бөлимге бөлемиз. Мейли биз хәр бир бөлекшени бақлаў мүмкиншилигине ийе болған болайық (бөлекшелерге сезилерликтей тәсир етпей бир биринен айыра алыў хәм хәр бир бөлекшениң кейнинен гүзетиў мүмкиншилиги). Системаны қоршап турған орталық өзгермейтуғын болсын. Гүзетилип атырған бөлекшениң көлемнің бир бөлиминде болыў ўақыясын қараймыз. Нәтийже тек ғана бөлекше сол бөлимде «болды» ямаса «болмады» деген сөзлерден турады. Мейли N арқалы бақлаўлардың (сынап көриўлердің) улыұма саны белгиленген болсын. N_A ўақыя «болған» жағдайлар саны. A - ўақыяның өзи. A ўақыясының болыў итималлығы

$$P(A) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{N_A}{N} \quad (1)$$

формуласы жәрдемінде анықланады.

Бул жерде өзгериссиз қалатуғын сыртқы жағдайлардағы сынап көриўлер саны $N \rightarrow \infty$ шәрти үлкен әхмийетке ийе. Бир система үстинен жүргизилген көп санлы сынап көриўлер орнына көп сандағы бирдей системалар үстинен жүргизилген айырым сынап көриўлер ҳаққында айтыўға болады. Көп санлы бирдей болған системалар *ансамбли* деп аталады. Сонлықтан (1) деги N_A саны бөлекше ыдыстың берилген ярымында жайласқан жағдайына сәйкес келетуғын ансамблдеги системалар саны болып табылады. N ансамблдеги системалардың улыұма саны. Әлбетте, еки анықлама да дурыс болып табылады. Бирақ айқын жағдайлар ушын жүргизилген теориялық есаплаўларда еки анықламаның бири екіншисине қарағанда қолайлырақ болып шығыұы мүмкин.

Итималлық тығызлығы. Егер ұақыя үзликсиз өзгеретуғын шамалар менен тәриппенетуғын болса (1) формула менен итималлықты анықлаў мәниске ийе болмай қалады. Мысалы бөлекшениң тезлиги 10 м/с қа тең болыўының итималлығы неге тең деп сораў мәниске ийе емес. Бундай жағдайда итималлық орнына *итималлық тығызлығы* түсинигинен пайдаланамыз.

Енди газ толтырылған ыдысты ΔV_i көлемлерине бөлемиз ($i = 1, 2, \dots$). Бундай көлемлер саны шексиз көп. Бақлаўлар (сынап көриўлер) санын N арқалы белгилеймиз. Хәр бир бақлаў актинде молекула қандай да бир ΔV_i көлеминде табылады. Мейли N рет бақлаў жүргизилгенде ($N \rightarrow \infty$) молекула N рет ΔV_i көлеминде табылсын. (1) анықламасына муўапық келеси бақлаўды молекуланы ΔV_i көлеминде табыўдың итималлығы

$$P(\Delta V_i) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{N_i}{N}.$$

Егер салмақ күши бар болатуғын болса молекуланы ыдыстың төменинде табыўдың итималлығы жоқарысында табыўдың итималлығынан үлкен болады. Бул итималлық көлем ΔV_i ге де байланысly. Сонлықтан

$$f(x, y, z) = \lim_{\Delta V_i \rightarrow 0} P(\Delta V_i) / \Delta V_i = \lim_{\substack{\Delta V_i \rightarrow 0 \\ N \rightarrow \infty}} N_i / (\Delta V_i N). \quad (2a)$$

Бул жерде ΔV_i шексиз киширейип келип тирелетуғын ноқаттың координаталар x, y, z пенен белгиленген.

Солай етип итималлық тығызлығы деп молекуланы шексиз киши көлемде табыў итималлығының сол көлемге қатнасын айтады екенбиз.

dV көлеминдеги x, y, z ноқатының этирапында N_0 бақлаў жүргизилгенде (2a) аңлатпасынан молекула

$$dN = N_0 f(x, y, z) dV$$

рет табылатуғынлығы келип шығады. V_1 көлеминде молекула

$$N(V_1) = N_0 \int_{V_1} f(x, y, z) dx dy dz$$

рет табылады. Бул жерден V_1 көлеминде молекуланың табылыў итималлығы $P(V_1)$ былай есапланатуғынлығы келип шығады:

$$P(V_1) = N(V_1) / N_0 = \int_{V_1} f(x, y, z) dx dy dz.$$

Солай етип итималлық тығызлығын биле отырып тығызлық анықланған қалеген областтағы итималлықты есаплаўға болады. Ыдыс ишиндеги газ ушын ыдыстың сыртында итималлық тығызлығы нолге тең.

Егер V_1 кеңислиги ретинде пүткил кеңисликти ($V_1 \rightarrow \infty$) алынатуғын болса, онда усы көлемдеги бақлаўлар саны сынап көриўлер санына тең, яғный $N(V_1 \rightarrow \infty) = N_0$. $V_1 \rightarrow \infty$ көлеминде бөлекшени табыў итималлығы

$$P(V_1 \rightarrow \infty) = N(V_1 \rightarrow \infty) / N_0 = 1 = \int_{V_1 \rightarrow \infty} f(x, y, z) dx dy dz.$$

$$\int_{V_1 \rightarrow \infty} f(x, y, z) dx dy dz = 1$$

шәрти **итималлық тығызлығының нормировкасы** деп аталады. Нормировка шәрти хәр бир бақлаўда молекуланың кеңисликтиң қандай да бир ноқатында табылатуғынлығын (баска сөз бенен айтқанда молекуланың бар екенлигин) билдиреди.

Егер молекула дийўаллар менен қоршалған V көлеминде жайласатуғын болса нормировка шәрти төмендегидей түрге ийе болады:

$$\int_V f dV = 1.$$

Қойылған экспериментте неликтен теңдей итималлыққа ийе еки ұақыяның бирейи жүзеге келди, ал соның орнына екіншиси жүзеге

келген жоқ деген сорау қойыу мәніске ийе емес. Орта әсірлерде бундай сораулар көптеп талқыланған. Ешектен теңдей қашықтыққа ешек жейтуғын екі порция шөп орналастырылған жағдайда ешектің қайсы порцияны сайлап алатуғынлығы дискуссия қылынған. Бундай жағдайда ешек не қылады ямаса ол аштан өлеме? Әлбетте ешек бундай логиканы мақұламайды. Илим де бундай логиканы мақұламайды.

Ұақыялардың тосыннан болатуғынлығын мойынлау сол ұақыялар арасындағы себептік қатнастардың бар екенлігін бийкарламайды. Ұақыялар арасындағы себептілік байланыс универсал мәніске ийе, ал усы себептің характери хәр қыйлы болыуы мүмкін. Мысалы себептіліктің тек статистикалық жақтан жүзеге келиуі орын ала алады. Ұақыялардың тосыннан болыуы бұл ұақыяларды басқарыуға болмайтуғынлығын, олардың қадағалаудан тыс екенлігін аңғартпайды. Мысалы лотореядан утыу мүмкіншілігін жоқарылатыу үшін көбірек билет сатып алыу керек.

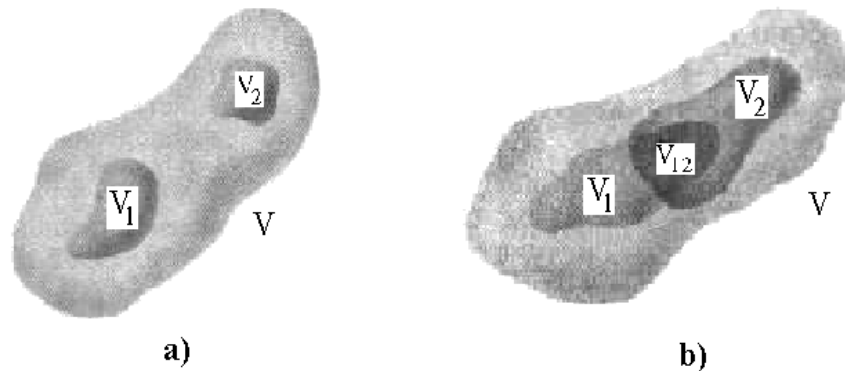
Бир бирін бийкарлайтуғын ұақыялар итималлықтарын қосыу. Мейли бир бирін бийкарлайтуғын екі ұақыя бар болсын. Мысалы V көлемінде екі бир бири менен кесіспейтуғын екі V_1 хәм V_2 көлемлери бар болатуғын болса (сүүретте көрсетілген), онда бөлекшени V_1 көлемінде табыу V_2 көлемінде табыуды бийкарлайды. Солай етип егер бөлекше V_1 көлемінде табылған болса, бұл ұақыя сол бөлекшени V_2 көлемінде табыуды бийкарлайды.

Бөлекшениң V_1 ямаса V_2 көлемінде табыу ұақыясын қараймыз. Бұл ұақыяның итималлығы

$$P(V_1 + V_2) = (V_1 + V_2)/V = V_1/V + V_2/V = P(V_1) + P(V_2), \quad (3)$$

яғный бөлекшени V_1 хәм V_2 көлемлерінде табыудың итималлықтарының қосындысы болып табылады. Бұл формула бир бирін бийкарлайтуғын ұақыялардың итималлықтарын қосыу қағыйдасын береді.

Мейли, биртәрепине 1, екіншітәрепине 2 санлары жазылған жуқа дөңгелек пластинканы (тыйынды) таслауды бақлайтуғын болайық. Пластинка жерге түскенде жоқары жағына 1 ямаса 2 ниң шығыу ұақыясының итималлығы



а). Итималлықтарды континуал интерпретациялау;

б). Итималлықтар менен шәртлі итималлықты қосыу үшін арналған сүүрет.

$$P(1 + 2) = P(1) + P(2).$$

Бундай ұақыя үшін улыума формуланы былай жазамыз

$$P(A + B) = P(A) + P(B). \quad (4)$$

Бұл формулада A ямаса B ұақыясының жүзеге келиу итималлығы $P(A+B)$ аркалы белгиленген. A хәм B ұақыяларының бир ұақытта жүзеге келиуі болмайды, ал соның менен бирге усы екі ұақыяның бир ұақытта жүзеге келмеуі орын алады деп есапланады.

Базы бир бир бирин бийкарлайтуғын хәр қандай ўақыялардың жыйнағынан туратуғын берилген системадағы бирдей мүмкиншиликлерде орынланған сынаўлардың саны берилген болсын. Бул ўақыяларды 1, 2, ... n индексleri менен белгилеймиз. i белгиси менен белгиленген ўақыяның жүзеге келиўлер санын N_i менен белгилеймиз. Бундай жағдайда

$$N_1 + N_2 + \dots + N_n = \sum_{i=1}^n N_i = N. \quad (5)$$

Демек

$$\sum_{i=1}^n \frac{N_i}{N} = \sum_{i=1}^n P_i = 1.$$

Бул формуладағы P_i арқалы i - ўақыя итималлығы белгиленген.

$$\sum_{i=1}^n P_i = 1 \quad (6)$$

формуласы итималлықларды нормировкалаў шәрти деп аталады. Бул формула қарап атырылған бир бирин бийкарлаўшы ўақыялар жыйнағының толық есапқа алынғанлығы билдиреди.

Итималлықларды улыўма жағдайда қосыў. Егер еки ўақыя да бир ўақытта жүзеге келетуғын болса (4) формула ға өзгерис киргизиўимиз керек. Мейли сынап көриўлердин улыўма саны N болсын. Усындай сынақлардың нәтийжесинде A ўақыясы N_A рет, ал B ўақыясы N_B рет бақлансын. Басқа сынақларда A ўақыясы да, B ўақыясы да бақланбаған болсын. Бирақ N_A менен N_B ўақыяларының арасында A ўақыясының да, B ўақыясының да жүзеге бир ўақытта келген жағдайлары да бар. Усындай ўақыялардың санын N_{AB} деп белгилейик. Бул нәтийже еки рет есапқа алынған (A ўақыясы менен де, B ўақыясы менен де). Сонлықтан A хәм B ўақыяларының улыўма саны

$$N_{A+B} = N_A + N_B - N_{AB}.$$

Бул аңлатпадағы теңликтиң еки тәрәпин де N ге бөлсек

$$P(A + B) = P(A) + P(B) - P(AB). \quad (7)$$

Бул жерде

$$P(AB) = N_{AB} / N. \quad (8)$$

A хәм B ўақыяларының бир ўақытта жүзеге келиў итималлығы. Егер $P(AB) = 0$ болса (7) (4) ке өтеди.

Итималлықты континуаллық интерпретация қылғанда (7) формула эпийайы түрге келеди. Мейли V_1 хәм V_2 көлемleri кесилисетуғын болсын. Кесилисиўден пайда болған көлемди V_{12} деп белгилейик. Онда V_1 хәм V_2 көлемlerini қосыўдан алынатуғын көлем $V_1 + V_2 - V_{12}$. Усы көлемде бөлекшени табыўдың итималлығы

$$P(V_1 + V_2) = [V_1 + V_2 - V_{12}] / V = V_1 / V + V_2 / V - V_{12} / V = P(V_1) + P(V_2) - P(V_{12}).$$

Бул формулада $P(V_{12})$ арқалы еки көлем кесилискен көлемдеги бөлекшени табыўдың итималлығы белгиленген.

Шәртли итималлық. B ўақыясынан кейин A ўақыясының шәртли түрде жүзеге келиў итималлығы A ўақыясының жүзеге келиўиниң шәртли итималлығы деп аталады.

N_B шамасы B ўақыясы жүзеге келген сынақлар нәтийжеси саны болсын. Бул сан ишинде N_{AB} рет A ўақыясы жүзеге келсин. Онда

$$P(A / B) = N_{AB} / N_B. \quad (9)$$

Итималлықты континуал анықлағанда

$$P(V_1 / V_2) = V_{12} / V_2.$$

(9) формуласындағы теңликтиң оң жағының алымы менен бөлимин N ге бөлсек

$$P(A/B) = (N_{AB} / N) / (N_B / N) = P(AB) / P(B) \quad (10)$$

$P(AB)$ (8) жәрдемінде анықланған A хәм B ўақыяларының бир ўақытта жүзеге келиў итималлығы.

$$P(AB) = P(B) * P(A/B) = P(A) * P(B/A) \quad (11)$$

түрінде көшіріп жазылған (10) формуласы *итималлықтарды көбейтiу формуласы* деп аталады.

Ғәрезсиз ұақыялар. Егер бир ұақыяның жүзеге келиуі екiнши ұақыяның жүзеге келиуіне байланыссыз болса бундай ұақыяларды ғәрезсиз ұақыялар деп атаймыз. Мысалы А ұақыясы В ұақыясынан ғәрезсиз болса $P(A/B) = P(A)$. Ғәрезсиз ұақыялар ушын (11)

$$P(AB) = P(A) \cdot P(B) \quad (12)$$

түрине ийе болады.

Көп ұақыялар ушын итималлықтарды көбейтiу формуласы. Бул формула (11) формуласынан тиккелей алынады. Мысалы А, В хәм С ұақыяларының бир ұақытта жүзеге келиуі итималлығы

$$P(ABC) = P(AB) \cdot P(C/AB) = P(A) \cdot P(B/A) \cdot P(C/AB). \quad (13)$$

Егер ұақыялар ғәрезсиз болса

$$P(ABC) = P(A) \cdot P(B) \cdot P(C). \quad (14)$$

Бул теңлик *үш ұақыяның ғәрезсизлигиниң зәрүр хәм жеткиликли шәрти* болып табылады.

Дискрет тосаттан болатуғын шаманың орташа мәниси. Егер тосаттан болатуғын Х саны x_1, x_2, \dots, x_N мәнислерин қабыл ететуғын болса, онда бул шаманың орташа мәниси

$$\langle x \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i. \quad (15)$$

x_i шамаларының арасында өз ара тең келетуғынлары болыуы мүмкин. Сонлықтан (15) қосындысының оң тәрәпин тек ғана хәр қыйлы болған x_i кириуі ушын топарларға бөлиу керек.

$$\langle x \rangle = \sum_j (N_j/N) x_j. \quad (16)$$

Бул формуладағы $N = \sum_j N_j$, соның менен бирге N_j (15) теги бирдей x_i лер саны. $N_j/N = P_j$ - Х тың x_i мәниске ийе болыу итималлығы болғанлықтан орташа мәнисти есаплау (16) формуласын былайынша жазамыз:

$$\langle x \rangle = \sum_j P_j x_j. \quad (17)$$

Бул формула *итималлықты есапқа алып тосаттан болатуғын шаманы математикалық күтиуди* анықлайды.

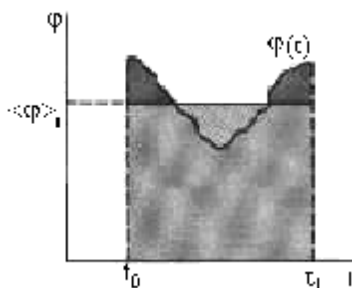
Үзликсиз өзгериуіши шаманың орташа мәниси. Орташа мәнис (15) сәйкес келиуіши формула тийкарында есапланыуы керек. Мейли $\varphi(t)$ ұақыт t ның функциясы болсын. Бундай жағдайда t_0 ден t_1 ге шекемги интервалда орташа мәнис

$$\langle \varphi \rangle = \frac{1}{t_1 - t_0} \int_{t_0}^{t_1} \varphi(t) dt$$

формуласы жәрдемінде анықланады. $\langle \varphi \rangle$ шамасының геометриялық интерпретациясы 3-сүүретте берилген.

(17) аңлатпасы тосаттан болатуғын үзликсиз өзгеретуғын шама ушын былайынша улыұмаластырылады:

$$\langle x \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} x f(x) dx. \quad (18)$$



Орташа мәнінің геометриялық мәнісі: $\langle \varphi \rangle$ астындағы хәм t_0 менен t_1 лер арасындағы майдан $\varphi(t)$ арасындағы майданға тең.

Бул жерде x шамасының тарқалыуының итималлығының тығызлығы $f(x)$ арқалы белгиленген.

Дисперсия. Шаманың орташа мәнісі этирапындағы шашылыуы **дисперсия** менен тәріпленеди. Дисперсия қарап атырылған шаманың орташа мәнісінен аұысыуының квадраты менен анықланады хәм төмендегі формула менен бериледи:

$$\sigma^2 = \langle (x - \langle x \rangle)^2 \rangle = \langle [x^2 - 2x\langle x \rangle + (\langle x \rangle)^2] \rangle = \langle x^2 \rangle - (\langle x \rangle)^2 \quad (19a)$$

Дисперсиядан алынған квадрат корен **стандарт** ямаса **орташа квадратлық аұысыу** деп аталады.

(17) хәм (18) формулалар жәрдемінде (19a) бирқанша толық жазылыуы мүмкин.

а) дискрет тосаттан болатуғын шама ушын

$$\sigma^2 = \sum_j (x_j - \langle x \rangle)^2 P_j; \quad (19b)$$

б) үзликсиз өзгеретуғын тосаттан болатуғын шама ушын:

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} (x_j - \langle x \rangle)^2 f(x) dx; \quad (19c)$$

Итималлықтың бөлистирилиу формуласы. Тосаттан болатуғын x шамасының базы бир x_0 шамасынан киши болыу итималлығы (яғный $x < x_0$):

$$P(x < x_0) = F(x_0) = \sum_{x_j < x_0} P_j. \quad (20)$$

(20) жәрдемінде анықланған $F(x_0)$ функциясы итималлықтың бөлистирилиу функциясы деп аталады. Үзликсиз өзгеретуғын шама ушын $F(x_0)$ итималлық тығызлығы менен төмендегідей формула бойынша байланысқан:

$$F(x_0) = \sum_{-\infty}^{x_0} f(x) dx. \quad (21)$$

(21) ден

$$f(x) = dF(x) / dx \quad (22)$$

екенлиги келип шығады. Бул формуланың жәрдемінде $f(x) dx$ киретуғын аңлатпалар $dF(x) = f(x)dx$ теңлигин есапқа алған халда басқаша көширилип жазылыуы мүмкин. Мысалы (18)-формула былай көрсетиледи:

$$\langle x \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} x dF(x). \quad (23)$$

Сондай-ақ (20) менен (21) ди есапқа алып тосаттан болатуғын x шамасының $x_1 < x < x_2$ интервалында болыу итималлығы

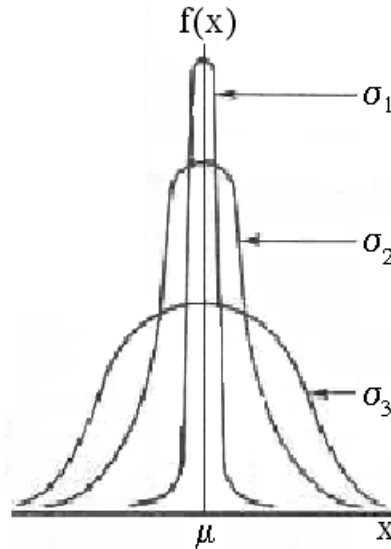
$$P(x_1 < x < x_2) = \int_{x_1}^{x_2} f(x) dx = \int_{x_1}^{x_2} dF(x) = F(x_2) - F(x_1) \quad (24)$$

формуласы менен есапланады.

Гаусс бөлистирилиуи. Мейли декарт координаталар системасында O ноқатынан адымлап ноқат шықсын. Хәр бир адым барлық бағытлар бойынша теңдей итималлықта, ал

адымның шамасы ықтыярлы нызам бойынша бөлістирилген болсын. Адымлар бир бирине ғәрезли емес. Жеткиликли дәрежеде үлкен сандағы адымлардан кейин ноқатлардың координаталарының бөлістирилиуі қандай болады деп сорау бериледи.

Барлық бағытлардың эквивалент екенлиги түсиникли, ал ноқаттың X хәм Y көшерлери бағытындағы аұысыулары бир биринен ғәрезсиз. Ноқаттың X көшериниң оң хәм терис бағытлары бойынша бирдей итималлықта екенлигине байланысly ноқат тың x координатасын ийелеу итималлығының тығызлығы x^2 қа байланысly болады, яғный $\varphi(x^2)$ қа тең. Усыған сәйкес Y координатасы ушын $\varphi(y^2)$. (x, y) координаталарына ийе $dS = dx dy$ майданы элементинде жайласуы итималлығы:



Гаусс бөлістирилиуінің түриниң дисперсияға байланысly өзгеріуі

$$dP = \varphi(x^2) \varphi(y^2) dS \quad (25)$$

Енди координата системасын X' көшери усы майданша аркалы өтетуғындай етип бурамыз. Бул координаталар системасында

$$dP = \varphi(x'^2) dS \quad (26)$$

Бул шаманың (25) теги шама менен бир екенлиги түсиникли. Сонлықтан

$$\varphi(x^2) \varphi(y^2) = \varphi(x'^2) = \varphi(x^2 + y^2)$$

φ функциясының түрин анықлау ушын керек болған функционаллық теңлеме. Бул теңлеме x пенен y тиң қәлеген ықтыярлы өзгерислери ушын дурыс болуы керек. Аңлатпаның еки тәрепин де логарфмлеймиз хәм олардың дифференциалларын табамыз:

$$\{\varphi'(x^2)/\varphi(x^2)\} 2x dx + \{\varphi'(y^2)/\varphi(y^2)\} 2y dy = \{\varphi'(x^2 + y^2)/\varphi(x^2 + y^2)\} (2x dx + 2y dy)$$

$$[\varphi'(x^2)/\varphi(x^2) - \varphi'(x^2 + y^2)/\varphi(x^2 + y^2)] x dx + [\varphi'(y^2)/\varphi(y^2) - \varphi'(x^2 + y^2)/\varphi(x^2 + y^2)] y dy = 0.$$

Буннан дифференциаллардың бир биринен ғәрезсизлигинен

$$\frac{\varphi'(x^2)}{\varphi(x^2)} - \varphi'(x^2 + y^2)/\varphi(x^2 + y^2) = 0,$$

$$\frac{\varphi'(y^2)}{\varphi(y^2)} - \varphi'(x^2 + y^2)/\varphi(x^2 + y^2) = 0$$

екенлиги келип шығады. Онда

$$\frac{\varphi'(x^2)}{\varphi(x^2)} = \frac{\varphi'(y^2)}{\varphi(y^2)}$$

екен. Олай болса

$$\frac{\varphi'(x^2)}{\varphi(x^2)} = \frac{\varphi'(y^2)}{\varphi(y^2)} = \pm \alpha. \quad (27)$$

Бул теңлемени интеграллап

$$\varphi(x^2) = A \exp(\pm \alpha x^2), \quad \varphi(y^2) = A \exp(\pm \alpha y^2) \quad (28)$$

екенлігіне исенеміз.

«+» белгиге ийе функция биз қарап атырған жағдайлар үшін дұрыс келмейді, себеби бұл жағдайда экспонентаның шексіз өсіуі (орайдан қашықтаған сайын итималлық тығызлығының өсіуі) орын алады.

Итималлықтар тығызлығының бөлістирилиуі болған $\varphi(x^2) = A \cdot \exp[\pm \alpha y^2]$ функциясы Гаусс бөлістирилиуі деп аталады.

x бойынша бөлістирилиуді қараймыз. (28) бойынша бөлістирилиу максимумы $x = 0$ нокатына тууры келеді. Егер бұл максимум $x = \mu$ нокатына тууры келетұғын болса, онда

$$f(x) = B \exp[-\alpha(x-\mu)^2]. \quad (29)$$

$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-x^2) dx =$ екенлігін есепқа алып, нормировка шәртинен

$$1 = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx = B \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[-\alpha(x-\mu)^2] dx = \frac{B}{\sqrt{\alpha}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\xi^2) d\xi = B \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}}.$$

Демек $B = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}}$. Сонлықтан

$$f(x) = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} \exp[-\alpha(x-\mu)^2].$$

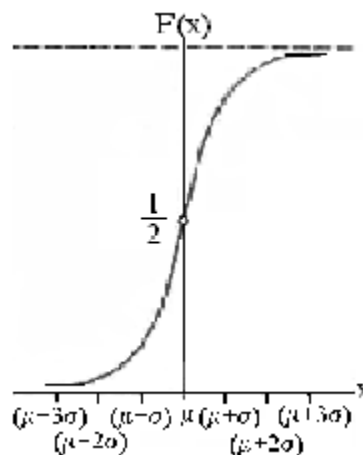
Енди x шамасының орташа мәнісі менен σ^2 дисперсияны есаплаймыз:

$$\langle x \rangle = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} x \exp[-\alpha(x-\mu)^2] dx = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} (\xi + \mu) \exp(-\alpha\xi^2) d\xi = \mu.$$

$$\sigma^2 = \langle (x-\mu)^2 \rangle = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} (\xi - \mu) \exp[-\alpha(\xi - \mu)^2] dx = \frac{1}{2\alpha}.$$

Демек $\alpha = \frac{1}{2\sigma^2}$ хәм итималлықтың бөлістирилиуінің тығызлығы стандарт формада былай жазылады:

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2\right]. \quad (30)$$



Гаусс итималлықтар функциясының бөлістирилиуі (21) ге сәйкес итималлықтың бөлістирилиуі функциясы [(21) ге сәйкес]

$$F(x) = \int_{-\infty}^x \exp\left[-\frac{1}{2} \frac{(x-\mu)^2}{\sigma^2}\right] dx. \quad (31)$$

Бұл функция бөлистірилиудің *Гаусс* ямаса *нормал нызамы* деп аталады. $z = (x - \mu) / \sigma$ деп белгилеп

$$\Phi(z) = \int_{-\infty}^z \exp(-z^2 / 2) dz \quad (32)$$

бөлистірилиудің стандарт нормал нызамы формуласын аламыз.

Көп бөлекшелерден туратуғын системаны динамикалық тәріплегудің мүмкін емес екенлігі себепті оның микрохалын бақылау мүмкін емес. Қала берсе микрохалдардың өзгерісін бақылап бару да мүмкін емес. Усы микрохалдардың бар екенлігін хәм олардың өзгеретуғынлығын қалай дәлілдеуге болады? Биз айырым бөлекшениң халын тәріплегудің хәрқыйлы параметрлерді өлшейміз хәм усы бөлекшениң система менен тәсірлесіуін бақылау аламыз. Усыннан бөлекшелер системасының микрохалы хәм бул микрохалдың өзгеріуі хәкқында жууамақ шығарамыз.

Сораулар:

Итималлықтың анықламасын беріңіз.

Ұақыялар жыйнағының қандай қәсіяті итималлықты нормираукалау мүмкіншилигін береді?

Улыуама жағдайларда итималлықларды қосыу формуласы менен бир бирин бийкарлайтуғын ұақыялар формуласынан айыратуғын шаманың мәнісі неден ибарат?

Шаманың орташа мәнісі орташалау алынып атырған өзгеріуішениң мәнісіне ғәрезлі ме? Усы жууапты тастыйықлайтуғын мысаллар келтіріңіз.

2-санлы лекция. Системалардың макроскопиялық хәм микроскопиялық халлары

Системалардың макроскопиялық хәм микроскопиялық халлары. Тең салмақтық хал. Системалардың статистикалық ансамбли. Микроканоник ансамбль. Теңдей итималлықлар постулаты. Ансамбль бойынша орташа мәніслерді есаплау. Эргодик гипотеза.

Анықламалар. *Кеңісликтің шекленген областына жайласқан изертленетугын физикалық объектлердің жыйнағы система* деп аталады. Система шегарасы материаллық дене (мысалы ыдыстың дийуалы) болыуы да, соның менен бирге ойлап табылған кеңісликте жүргизілген шегаралар болыуы да мүмкін. Шегара қозғалмайтуғын да, қозғалатуғын да болады. Соның менен бирге шегара затларды яки энергияны өткізетуғын ямаса өткізбейтуғын да болады.

Система шегарасы менен бирге усы системаға кириуіш затлардың физикалық хәм химиялық қәсіятлеріне де тәріпленеди. Үйрениу басланатуғын ең биринши система идеал газ болып табылады (идеал газ ушын анықлама 1-лекцияда берілген).

Макроскопиялық хал. Мейли базы бир V көлемінде идеал газ болсын (салып қойылсын). Газ молекулаларының ыдыс дийуалына урылуы абсолют серпимли болсын, ал урылуыдың салдарынан ыдыстың дийуаллары өзгеріске ушырамайды деп есаплайық (ыдыстың массасы үлкен болған жағдай). Солай етип V көлеміндеги идеал газ усы көлемнің сыртындағы материаллық денелер менен энергия алмаспайды, яғный

изоляцияланған болып табылады. Усындай шәртлер орынланғанда ыдыстағы газ сырттан болатуғын тәсірлерден изоляцияланған болып есапланады. Ал ыдыстың ишінде не болса да, ишки себептердің нәтижесінде әмелге асады.

Жеткиликли ұақыт өткеннен кейін газдың қалы стационар қалға келеді хәм бул қал ұақыттың өтиуі менен өзгермейді. Бул тастыйықлауда «жеткиликли ұақыт өткеннен кейін» хәм «газдың қалы стационар болады» сөзлери еле анық емес айтылған. Дәл анықлама кейинирек бериледи.

«Жеткиликли ұақыт өткеннен кейін» ұақты дегенимизде басымлар менен температуралар теңлесетуғын ұақытты түсинемиз. Бул ұақыт көшиу қубылысларын үйрениудің нәтижесінде бақаланыуы мүмкин. Хәзирше теңлесиу сес тезлиги $v_{сес}$ менен болады деп қабыл етемиз. Егер 1 ыдыстың сызықлы өлшемлери болатуғын болған жағдайда басымлардың теңлесетуғын ұақты шама менен $1/v_{сес}$ ке тең. Узынлығы 1 м ге тең ыдыс ушын $3 \cdot 10^{-3}$ секундты қурайды. Егер үйреншикли макроскопиялық сезимлер тийкарында айтсақ бул ұақыт жүдә киши ұақыт. Ал микроскопиялық қубылыслар көз-қарасынан бул үлкен ұақыт. Мысалы, нормал жағдайларда 1 молекула 1 секунд ұақыт ишінде шама менен 10^9 рет басқа молекулалар менен соқлығысады. Демек $3 \cdot 10^{-3}$ секунд ишінде молекула миллионлаған рет соқлығысуларға ушырайды. **Басым, температурасы хәм көлеми менен тәрипленетуғын газдың қалы макроскопиялық қал деп аталады.**

Басым, температура хәм көлем системаның макроскопиялық қалын тәриплейтуғын макроскопиялық параметрлерге мысаллар болып табылады. Бундай параметрлер ишки хәм сыртқы параметрлер болыуы мүмкин. Ишки параметрлер деп системаның физикалық объектлери тәрепинен анықланатуғын параметрлерге айтамыз. Ал сыртқы параметрлер система құрамына кирмейтуғын физикалық объектлер тәрепинен анықланады.

Бир шама жағдайларға байланыслы бир ұақытта хәм ишки хәм сыртқы параметр болыуы мүмкин.

Микроскопиялық қал. Газди қураушы бөлекшелерди $i = 1, 2, \dots, n$ деп белгилейик. Демек газ n дана бөлекшеден турады. Бул сан жүдә үлкен. Егер көлем $1^3 = 1 \text{ см}^3$ болса $n = 2.7 \cdot 10^{19}$ бөлекшеге ийе боламыз. *Барлық бөлекшелериниң ийелеген орынлары (координаталары) хәм тезликлери менен тәрипленетуғын газдың қалы микроскопиялық қал деп аталады.*

Демек газдың микроскопиялық қалы bn сан менен тәрипленеди: барлық бөлекшелердің fn дана (x_i, y_i, z_i) координаталары хәм олардың тезликлериниң $3n$ проекциялары (v_{xi}, v_{yi}, v_{zi}) . бул санларды тосаттан болатуғын санлар деп қарау керек.

Жоқарыда айтылғанлар газдың микроскопиялық қалын тек статистикалық жақтан тәриплеудің керек екенлигин билдиреди.

Тең салмақтық қал. Сыртқы орталықтан бөліп алынған (изоляцияланған) көлеми V болған газдың стационар макроскопиялық қалы Тең салмақтық қал деп аталады. Усындай қалда оның макроскопиялық тәриплемелери - басым, температура, көлем ұақыттың өтиуі менен өзлериниң мәнислерин турақлы етип сақлайды. Соның менен бирге көлемнің барлық ноқатларында басым менен температурасы турақлы мәнислерине ийе болады.

Тең салмақтық қалға анықлама бергенде системаның изоляцияланғанлығы әхмийетке ийе. Егер система изоляцияланған болмаса тең салмақтық емес стационар қаллардың болыуы мүмкин.

Мысалы газ жайласқан ыдыс дийуалының хәр қыйлы бөлімлери сыртқы деректердің жәрдемінде хәр қыйлы, бирақ турақлы температураларда услап турылыуы мүмкин. Бундай жағдайда газде ұақытқа байланыслы өзгермейтуғын стационар қал пайда қәлиплеседи. Бирақ бул қал тең салмақты емес: ыдыс ишиниң барлық ноқатларында басым бирдей, бирақ температураның мәниси хәр қыйлы.

Системалардың статистикалық ансамбли.

Ишіндегі бөлекшелері менен бірге ыдыс статистикалық система деп аталады.

Бірдей болған статистикалық системалардың жыйнағы статистикалық ансамбль деп аталады.

Бір макроскопиялық хал ансамблдің хәр қыйлы микроскопиялық халларында тұрған көп санлы системаларында жүз береді.

Микроканоник ансамбль. *Бірдей энергияға ийе изоляцияланған хәм өз-ара бірдей болған системалар микроканоник ансамбль деп аталады.* Статистикалық физикада микроканоник ансамблден басқа каноник ансамблдер де үйреніледі. Ансамблдер усылы статистикалық физикаға 1902-жылы Америка физиги Гиббс (1839-1903) тәрпіннен киргизилді.

Система изоляцияланған болмаса тең салмақтық емес болған стационар халлардың болыуы мүмкін.

Микроканоник ансамбль деп бірдей энергияға ийе болған изоляцияланған системалардың бірдей жыйнағына айтамыз.

Сораулар: Газдегі басымның теңлесіуі ушын керек болатуғын ўақыттың шамасын қалай анықлаўға болады?

Газдің макроскопиялық хәм микроскопиялық халлары қандай шамалар менен тәріпленеді?

Макро- хәм микрохаллар арасында қандай улыўмалық қатнастар бар?

Микрохаллар арасындағы айырма. Бір макрохалда тұрып система өзинің микрохалларын өзгертеди. Микрохаллар бөлекшелердің үзликсиз өзгеретуғын координаталары менен тезликлері жәрдемінде тәріпленетуғын болғанлықтан сораў пайда болады: микрохаллардың өзгермей қалыуы ушын бул шамалар қаншаға өзгеріуі керек? «Система берілген халда тұрыпты» сөзі тек бір ўақыт моментіне тийісли, ўақыт бойынша узынлыққа ийе болмаса, өткен мәхәл менен келесі мәхәлді айырып туратуғын «Система берілген халда тұрыпты» сөзі нени аңғартыуы мүмкін?

Атомлар менен молекулалардың белгили бір өлшемлерге ийе болатуғынлығы жақсы белгили. Олардың диаметрі $\sim 10^{-8}$ см = 10^{-10} м. Демек молекула ямаса атом $d^3 \sim 10^{-24}$ см³ көлемді ийелейді. «Көлемді ийелейді» сөзі егер усы көлем бір молекула менен ийеленген болса, онда басқа молекула менен ийеленіуі мүмкін емеслігін аңғартады. Демек бөлекше өзинің **көлемдегі аўхалын** өзгертті деген сөз бөлекшенің ийелеген бір көлемді таслап, екінші көлемге өткенлігінен дерек береді. Усындай көз-қараста барлық көлем бөлекшелер менен ийеленген көлеми d^3 болған көлемлерге бөлінген түрінде қабыл етилиуі керек. Бөлекшелердің қозғалысы бір қутышадан екінші қутышыға секириу менен өтиўлерден турады. Хәр бір қутышада бөлекше шама менен d/v ўақыт интервалы даўамында турады (v арқалы бөлекшенің тезлиги белгиленген).

Енди микрохалларды бөлекшелердің аўхаллары арқалы айырыуға болады. Көлемдегі аўхал бойынша микрохал пүткил көлемді бөлиуден пайда болған қутышылар бойынша бөлекшелердің бөлистирилиуі менен тәріпленеді. бөлекшенің бір қутыдан екінші қутыға өтиўлері системаның микрохалларының өзгеріуінің мәнісин береді. Усындай көз-қарастан пайдаланыу ушын газдің бөлекшесі хақыйқатында да d өлшеміне ийе деп қарау талап етилмейді. Бурынғысынша идеал газдің молекулалары ноллик геометриялық өлшемлерге ийе, бирақ қозғалыс нызамлары бойынша хәр бір қутышада тек бір бөлекше бола алады деп есаплау мүмкін. Ендигиден былай идеал газ бойынша тап усындай пикирде боламыз.

Жоқарыда айтылғанындай 1 см^3 көлемде барлығы болып $N = 1/d^3 \approx 10^{24}$ қутыша болыуы керек. Нормал атмосфера басымында 1 см^3 көлемде $n = 2.7 \cdot 10^{19}$ бөлекше жайласады. Сонлықтан әдеттегі жағдайларда бір бөлекшеге $N/n \approx 4 \cdot 10^4$ қутыша сәйкес

келеді. Демек қутышалардың басым көпшілігі бос, тек айырым қутышалар ғана бөлекшелер менен ийеленген болып шығады. Егер қутышаларды кубларға жыйнайтуғын болсақ 1 бөлекше 40 000 қутыша жайласқан кубта жайласады. Усындай кубтың қабырғасы бойынша 30 қутыша жайласады. Бұл алынған санлар ийеленген қутышалар арасындағы орташа қашықтық қутышаның сызықты өлшемлерінен 30 есе көп дегенді билдиреді.

Енді микрохалларды бір биринен тезліктер бойынша айырыудың усылып табыуымыз керек.

Бөлекшенің қозғалыс халы өзгерді деп есеплеуға болатуғын тезліктің өзгерісін табыу мәселесіне келип соғамыз. Басқа сөз бенен айтқанда координата сыяқты тезліктер ушын да «тезліктер» қутышаларын пайда етіуіміз керек. Классикалық теория бұл мәселені шеше алмады. Мәселе тек квант механикасының пайда болуы менен шешілді.

Квант механикасы ең алды менен бөлекшенің кеңістікте қандай да бір көлемді, сондай-ақ тезліктер бойынша да «көлем» ди ийелемейтуғынлығы көрсетті. Бөлекшенің кеңістік бойынша хәм тезліктер бойынша тәріптемелері өз-ара байланысқан хәм оларды бір биринен айыру мүмкін емес. Бөлекшенің қозғалысы оның тезлігі v менен емес, ал импульсы p жәрдеминде анықланады. Бір бөлекше тәрәпинен ийеленуі мүмкін болған қутыша координаталар ямаса импульстар кеңістігінде емес, ал фазалық кеңістік деп аталатуғын координаталар-импульстар кеңістігінде анықланады. Бір бөлекше тәрәпинен ийеленетуғын фазалық кеңістіктегі қутышаның көлемі

$$(\Delta x \Delta y \Delta z)_0 (\Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z)_0 = (2\pi\hbar)^3. \quad (1)$$

Бұл жерде $\hbar = 1.0545887(57) \cdot 10^{-34}$ Дж*с Планк тұрақтысы болып табылады.

Теңдей итималлықтар постулаты. Микромеханикалық ансамблдің хәр бір системасына кириуші бөлекшелер номерленген деп есепланады. Сондай-ақ бөлекшелер жайласатуғын қутышалар да номерленген болуы мүмкін. Базы бір уақыт моментінде базы бір бөлекше ансамблдің хәрқандай системаларында, хәр қыйлы қутышаларда болады. Егер басланғыш уақыт моментінен баслап бір қанша уақыт өтсе, системалар өзлерінің дәлелі халларын «умытқан» болса, берілген уақыт моментіндегі бөлекше жайласқан қутыша тосаттан болған қутыша болып табылады. Қарап атырылған бөлекше ушын қандай да бір айқын қутышада жайласуға тийкар жоқ. Барлық қутышалар да бірдей бағаға ийе хәм бөлекшенің алған орынлары бірдей хуқықты. Егер ансамбль жүде үлкен N_a системаларға ийе болса, қарап атырылған бөлекше 1-кутышада болатуғын системалар саны бөлекше 2-кутышада болатуғын системалар санына тең х.т.б. басқа сөз бенен айтқанда берілген бөлекше ушын барлық аұхаллар бірдей итималлыққа ийе. Микрохал системаға кириуші барлық n бөлекшенің жайласулары менен тәріпленеді (яғный көлем бөлінген барлық қутышалар бойынша бөлекшелердің жайласулары менен тәріпленеді).

Хәр бір бөлекше ушын бәрше қутышалар бірдей мүмкін болғанлықтан бөлекшелердің қутышалар бойынша барлық бөлістириулері бірдей мүмкінлікке ийе. Бұл барлық микрохаллардың бірдей итимал екенлігін билдиреді. Бұл теңдей итималлықтар постулаты деп аталады.

Жоқарыда келтирилген мысаллар теңдей итималлықтар постулатының дәлилі бола алмайды. Сонлықтан бұл тек постулат болып табылады.

Ансамбль бойынша орташа мәністерді есеплеу. Айқын бөлекше менен байланысқан базы бір шама болған оның координатасының квадратын алайық. Координаталар системасының жайласуы ықтыярлы болуы мүмкін. Бирақ система ансамблдің барлық системаларына салыстырғанда бірдей болуы керек. Статистикалық ансамблдің i -системасындағы бөлекшенің координаталарын i индексі менен номерлейміз. Бундай жағдайда шаманың орташа мәнісінің анықтамасы бойынша ийе боламыз:

$$\langle x^2 \rangle_a = \frac{1}{N_a} \sum_{i=1}^{N_a} x_i^2. \quad (2)$$

Бул теңликте а индекси есапланып атырған шаманың мәнисин ансамбль бойынша орташа мәнис екенлигин билдиреди. N_a ансамблдеги системалар саны, x_i i -системадағы бөлекшениң координатасы. Ансамблдің хәр бир системасындағы қутышалар саны $N \sim 10^{24}$, ал ансамблдеги системалар саны N_a бул саннан әдеўир үлкен деп есапланады ($N_a \gg N$). Сонлықтан бөлекше j -кутышада жайласатуғын системалар саны көп деп есаплаў мүмкин. Мейли бул сан N_{aj} болсын. Онда (1) ге сәйкес бөлекшени О-кутышада табыўдың итималлығы

$$P_j = \frac{N_{aj}}{N_a}. \quad (3)$$

Хәр қандай системаларда турған бир қутышаға тийисли ағзаларды топарластырыў мақсетинде (2) ни түрлендиремиз. Ансамблдің N_{aj} системасындағы j -кутышада бөлекше жайласатуғын болғанлықтан

$$\sum_{i=1}^{N_a} x_i^2 = \sum_{j=1}^N N_{aj} x_j^2. \quad (4)$$

Бул жерде x_j -кутышаның x координатасы, N_{aj} - j -кутыша бөлекше менен ийеленген ансамблдеги системалар саны, N - статистикалық ансамблдің хәр бир системасындағы қутышалар саны.

(4) пенен (3) ти есапқа алғанда (2)

$$\langle x^2 \rangle_a = \frac{1}{N_a} \sum_{j=1}^N N_{aj} x_j^2 = \sum_{j=1}^N P_j x_j^2 \quad (5)$$

түрине келеди. Бул жерде x_j j -кутышаның x координатасы, P_j - бөлекшениң усы қутышада жайласыў итималлығы. Бул формула тосаттан болатуғын шаманың математикалық күтилиўин тәриплейтуғын (17)-формулаға сәйкес келеди. Оның оң тәрәпинде системалар ансамбли ҳаққында тиккелей ҳеш нәрсе жоқ.

Ұақыт бойынша орташа шамаларды есаплаў. Анықлама бойынша ұақыт бойынша орташа мәнис

$$\langle x^2 \rangle_t = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x^2(t) dt. \quad (6)$$

Бөлекшениң бир қутышадан екінши қутышаға избе-из секириўлерин i индекси жәрдеминде белгилеймиз. i -секириўден кейин бөлекше өтеуғын қутышаның координатасы x_i . Δt_i усы қутышада бөлекшениң турыў ұақты. Усы айтылғанлардан (6) интегралын былай түрлендириў мүмкин:

$$\int_0^T x^2(t) dt = \sum_{i=1}^m x_i^2 \Delta t_i. \quad (7a)$$

Бул жерде T ұақты ишиндеги секириўлер саны m арқалы белгиленген.

$$\sum_{i=1}^m \Delta t_i = T. \quad (7b)$$

$T \rightarrow \infty$ де бөлекше хәр бир қутышаға көп рет тап болады. Сонлықтан T ұақты ишинде j -кутышада

$$T_j = \sum \Delta t_i \quad (8)$$

ұақыт болады. Бул жерде сумма сәйкес j -кутышадағы барлық i бойынша есапланады.

(8) ди есапқа алғанда (7б) төмендегидей түрге ийе болады:

$$T = \sum_{j=1}^N T_j. \quad (9)$$

(6) ны (7а.б) менен (8) ди есапқа алып көширип жазамыз:

$$\langle x^2 \rangle_t = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \sum_{j=1}^N T_j x_j^2 = \sum_j \tilde{P}_j x_j^2. \quad (10)$$

Бул формулада

$$\tilde{P}_j = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{T_j}{T}. \quad (11)$$

Бул барлық ұақытқа салыстырғандағы бөлекшениң j -кутышада тұрыу ұакты. (2в) дағы итималлыққа берілген анықлама бойынша \tilde{P}_j бөлекшениң j -кутышада болуы итималлығы.

Эргодик гипотеза. (11) итималлығы (3) итималлығына тең бе деген сорау бериледи. Жоқарыда келтирилген талқылаулар бул сорауға жуап бере алмайды. Бирақ интуиция жәрдемінде «тең» деп жуап беріуге болады. Демек

$$\tilde{P}_j = P_j$$

деп тастыйықлау *эргодик гипотеза* деп аталады. (10), (5) хәм (12) тийкарында

$$\langle x^2 \rangle_a = \langle x^2 \rangle_t \quad (13)$$

деп эргодик гипотезаны басқаша жазамыз.

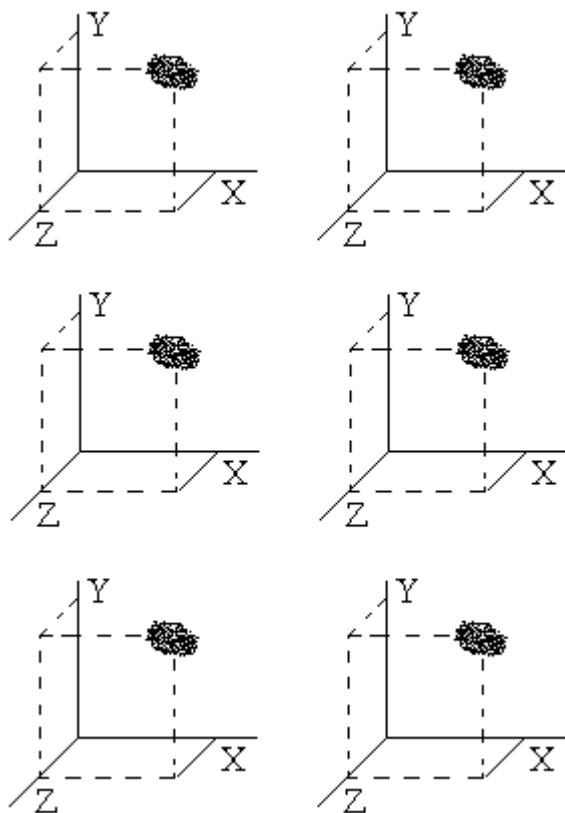
Демек ансамбль бойынша орташа (шама) ұақыт бойынша орташаға (шамаға) тең. Улыұма жагдай ушын бул жагдай усы ұақытларға шекем дәллиленбеген. Бул гипотеза статистикалық физиканың ең тийкаргы болжауларының бири болып саналады.

Бул гипотеза биринши рет 1871-жылы Л.Больцман (1844-1906) тәрeпинен усынылды. Кейин Дж.Максвелл 1879-жылы ұақыт бойынша орташа шамалардың ансамбль бойынша орташа шамалар менен алмастырыуды талқылады.

Барлық бөлекшелер өзлериниң ишки характеристикалары бойынша бирдей болса да бөлекшелер системасында ұақыттың хәр бир моментинде белгили бир «иерархия» (мысал ретинде иерархия деп төменги дәрежелилердин жоқары дәрежелилерге бағыныу тәртинине айтамыз) орыналады. Бирақ жеткиликли үлкен ұақыт ишинде барлық бөлекшелер сол «иерархиялық баспалдақтың барлық текшелеринде» болып шығады. Қала берсе хәр барлық бөлекшелерде сол текшелердин хәр биринде орташа бирдей ұақыт аралығында болады.

Тең итималлықлар постулаты деп хәр қыйлы микрохаллар бирдей итималлыққа ийе болады деп тастыйықлауға айтамыз. Хәр қыйлы макрохаллардың итималлығы бир биринен кескин түрде айрылады.

Эргодикалық гипотеза тең салмақтық халда ансамбль бойынша орташа шама ұақыт бойынша алынған орташа шамаға тең деп тастыйықлайды.



Статистикалық ансамбль

3-санлы лекция. Макрохаллар итималлығы. Флуктуациялар

Макрохаллар итималлығы. Элементар комбинаторика формулалары.

Макрохаллардың итималлығын есаплау. Стирлинг формуласы.

Макрохал итималлығы формуласы. Бөлекшелер санының ең итимал мәнісі. Биномиаллық бөлістирилиуі хәм оның шеклі мәніслериниң формуласы. Пуассон бөлістирилиуі.

Макрохаллар итималлығы. Макрохал үлкен сандағы микрохаллар тийкарында жүзеге келеди. Егер берілген макрохалдың белгилери белгили болса, онда принципінде усы макрохалға сәйкес келиуіши барлық микрохалларды табыуға болады. Γ_α арқалы микрохаллар санын белгилеймиз. α макрохалды тәриплейди. Макрохалдың белгисин $\Gamma(\alpha)$ арқалы белгилейик. Γ_0 арқалы эргодик гипотеза тийкарында алыныуы мүмкин болған халлардың улыуа саны. Бундай жағдайда қарап атырылған макрохал итималлығы

$$P_\alpha = \frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma}. \quad (1)$$

Микрохаллар саны Γ_α макрокопиялық халдың **термодинамикалық итималлығы** деп те аталады. Математикалық мәнисте P_α итималлық болып табыламайды. Себеби ол бирге α тең, ямаса киши мәниске ийе, ал Γ_α үлкен сан. Бирақ соған қарамастан (1) (термодинамикалық) итималлық атын алды. Себеби (1) диң жәрдемінде сәйкес макрохал итималлығы есапланады.

Теория алдында турған мәселе (1) формулаға кириуіши халлардың санын табыудан ибарат болады. Әлбетте тиккелей халлар санын есаплау тек айырым жағдайларды әмелге асырылады. Сонлықтан көпишлик жағдайларда теорияның алдына бирим-бирим есапламай-ақ халлар санын ямаса P_α ниң мәнисин анықлаудан ибарат мәселе қойылады.

Идеал газ жағдайында микрохаллар саны салыстырмалы жеңил есапланады.

Элементар комбинаторика формулалары. Микрохаллар санын туұрыдан-туұры есаплау үшін жайластырыулар теориясының бірқанша формулалары керек болады.

Мейли n дана орын хәм n дана зат бар болсын. n дана затта n орын бойынша қалай жайластырамыз сорауы қойылсын. Усы n дана заттың биреуін алып n орында n усыл менен жайластырып шығамыз. Екинши зат тап сондай жол менен $n-1$ орында жайластырылыуы мүмкин. Демек еки зат n орында хәр қандай $n(n-1)$ усыл менен жайластырылып шығыуы мүмкин. Хәр бир $n(n-1)$ жайластырыуда үшінши зат $n-2$ орында жайластырылады. Сонлықтан үш зат n орында $n(n-1)(n-2)$ усыл менен жайғасады. Демек n зат n орында

$$n(n-1)(n-2) \dots 1 = n! \quad (2)$$

дана хәр қыйлы усыл менен жайласыуы мүмкин.

(2) ден барлық орынлардың бирдейлиги, бирақ затлардың хәр қыйлылығы басшылыққа алынды. Мысалы үш адам (ғарры, кемпир хәм бала) үш стулда $3! = 6$ усыл менен жайласыуы мүмкин.

Мейли енди m дана хәр қыйлы зат берілген болсын. Усы затларды n орын бойынша қанша усыл менен жайластырыу мүмкин деп сорау қойылады. Хәр бир жайластырыуда $n-m$ орын бос қалады. Бундай жағдайда m дана затты n дана орынға жайластырыулар саны

$$P(n, n-m) = n!/(n-m)! \quad (3)$$

Мысал ретинде үш стулда еки адамның $3!/(2!) = 6$ усыл менен жайласыуы мүмкин екенлигин көрсетиуге болады.

Енди барлық затлардың бир биринен паркы болмайтұғын жағдайды қарайық. Еки зат орын алмастырған жағдайдағы жайласыулар бирдей деп есапланады. Бундай жағдайда m дана затты жайластырғанда $m!$ рет орынларын алмастырыуымыз мүмкин. Бул жайластырыуларды өзгертпейди. Сонлықтан (3) тийкарында изленип атырылған усыллар саны

$$C(n, m) = n!/[m! (n-m)!] \quad (4)$$

Мысалы бирдей еки адам ($m=2$) үш стулда $3!/[2!(2!)] = 3$ усыл менен жайласады.

Және де бир мәселеге кеуил бөлемиз. Мейли n дана хәр қыйлы зат бар болсын. Сорау бериледи: бир биринен затлардың курамы бойынша айрылатуғын қанша усыл менен m дана заттан туратуғын бир биринен өзгеше топарлар дүзиуге болады? Топардағы затлардың избе-излиги әхмийетке ийе емес. Бул мәселени төмендегидей етип шешемиз. Егер топарға бир зат киретуғын болса n заттан n дана хәр қыйлы топар дүзиуге болады. Еки заттан туратуғын хәр қыйлы топарлар былай дүзиледи: n заттың хәр бири қалған $n-1$ заттың хәр бири менен топарға бириктириледі. Бул жағдайда комбинациялардың улыума саны $n(n-1)$. Ақырында

$$C(n, m) = \{n(n-1)(n-2) \dots [n-(m-1)]\}/m! = n!/[m!(n-m)!] \quad (5)$$

формуласын аламыз.

Макрохаллар итималлығын есаплау. Идеал газ ийелеген көлем V , бул көлемдеги бөлекшелер саны n болсын. Бөлекше ийелеуі мүмкин болған қутышалар саны $N = V/d^3 \approx 10^{24} \text{ см}^3$ болсын. Бул сан жүдә үлкен хәм барлық уақытта $N \gg n$ шәрти орынланады. V көлеми ишинде алынған V_1 көлеминде m бөлекше турыуының итималлығын есаплаймыз. Мәселениң шәрти бойынша $V_1 < V$, $n \geq m$. Соның менен бирге V_1 жүдә киши болмауы керек хәм m дана бөлекшени сыйдыра алыуы керек. V_1 көлеминдеги қутышалар саны $N_1 = V_1/d^3$, сонлықтан $N_1 \geq m$.

Микрохаллардың улыума саны n бөлекшени N қутышаға жайластырыулар санына тең. Бөлекшелер бир биринен айрылады деп болжаймыз (мысалы номерленген). Бул бөлекшелер орынлары менен алмасқандағы пайда болған микрохаллар бир биринен айрылады дегенди аңлатады. Соның менен бирге қарап атырылған бөлекшелер қәсийетлери бойынша бирдей. Сонлықтан бөлекшелер орын алмастырғанда пайда болған микрохаллар қәсийетлери бойынша бирдей болыуы шәрт. Бирақ сол шәртлерге қарамастан микрохаллар бирдей емес деп есаплаймыз.

Бул жағдай толығы менен анық физикалық мәніске ийе. Системаға сол бірдей микрохаллар арқалы өтиу үшін белгили бир ұақыт керек болады. Сонлықтан (3) ке сәйкес системаның микрохалларының толық саны үшін

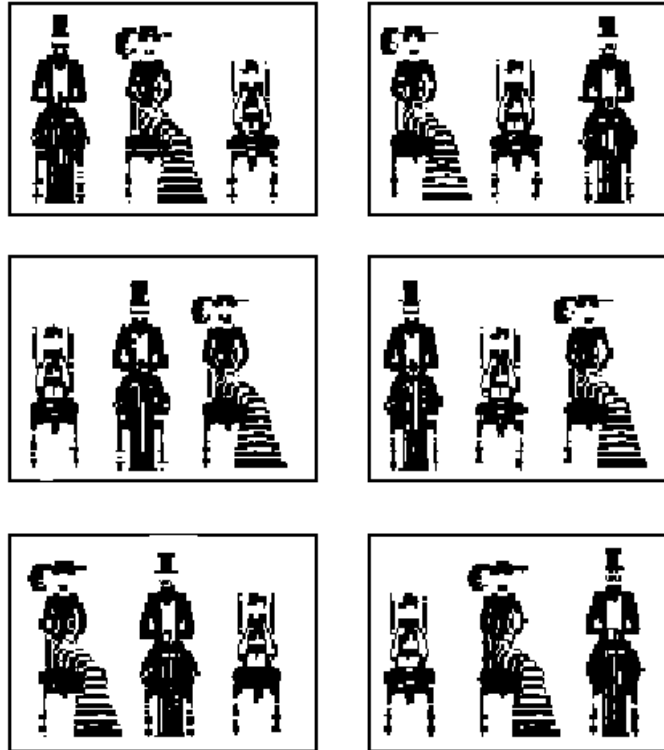
$$\Gamma_0 = N!/(N-n)! \quad (6)$$

аңлатпасын аламыз. V_1 көлемінде m бөлекше болған жағдайдағы қарап атырылған макрохалға сәйкес келиуіши микрохаллардың санын есаплайық. Бул санды $\gamma(V_1, m)$ деп белгилейик. Егер V_1 көлемінде қандай да бир m дана бөлекше болатуғын болса олар үшін микрохаллардың толық саны

$$\gamma(V_1, m) = N_1!/(N_1 - m)! \quad (7)$$

Көлемнің басқа бөлими $V - V_1$ де қалған $n - m$ бөлекше болады. Олар үшін микрохаллар саны

$$\gamma(V - V_1, n - m) = (N - N_1)!/[N - N_1 - (n - m)]! \quad (8)$$



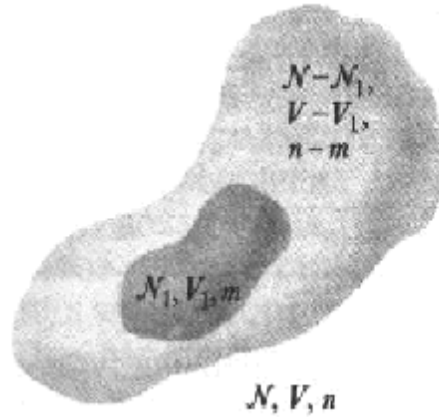
Солай етип V_1 көлеміндеги m айқын бөлекше үшін макрохалды қәлиплестиретуғын микрохаллар саны $\gamma(V_1, m) \gamma(V - V_1, n - m)$ ге тең. Бирақ бул көбейме макрохалды пайда етиуіши барлық микрохалларды бермейди. Бул V_1 көлеміндеги m дана айқын бөлекшелер жыйнағына тийисли микрохаллар. Бирақ n бөлекшениң ишиндеги m бөлекшени $n!/[m!(n - m)!]$ усыл менен сайлап алыуға болады [(4) ти қарау керек]. Сонлықтан макрохалды пайда етиуіши микрохаллар саны

$$\Gamma(V_1, m) = \frac{n!}{m!(n - m)!} * \gamma(V_1, m) \gamma(V - V_1, n - m). \quad (9)$$

Солай етип (1) тийкарында макрохалдың итималлығы үшін

$$P(V_1, m) = \Gamma(V_1, m)/\Gamma_0 = \frac{n!}{m!(n - m)!} * \frac{N_1!(N - N_1)!(N - n)!}{(N_1 - m)![N - N_1 - (n - m)]!N!} \quad (10)$$

формуласын аламыз. Солай етип макрохалдың итималлығын табыу бойынша мәселе шешилген. (10) ның оң тәрәпиндеги барлық шамалар белгили. Бирақ бул шамалар жүдә үлкен санлардан турады хәм барлық ұақытлары да $N_1 \gg m$ шәрти орынланады. Сонлықтан бул формуланы әпиұайырақ түрге келтириу мүмкин.



Микрохаллардың итималлығын есаплау үшін арналған сұйрет.
Жүде үлкен n санында

$$n! \approx (n/e)^n. \quad (11)$$

Бұл **Стирлинг формуласы** болып табылады хәм былай дәлилленеди:

$$\ln n! = \ln 1 + \ln 2 + \dots + \ln n = \sum_{n=1}^n \ln n \Delta n, \quad \Delta n = 1. \quad (12)$$

Үлкен n лерде Δn киши шама деп есапланады. Сонлықтан (12) суммасынан интегралға өтемиз

$$\ln n! \approx \int_1^n \ln n \, dn = n \ln n - n. \quad (13)$$

Оңтәрепиндегипгесалыстырғанда киши болғанлықтан 1 қалдырылыпкеткен. (13) типотенциаллап (11) гекелемиз.

Макрохалдың итималлығы үшін формула. (10) дағы барлық факториалларды (11) бойынша дәреже түріндек өрсетиу зәрүр. Стирлинг формуласын пайдаланғанда $N_1 \gg m$, $N - N_1 \gg n - m$, $N \gg n$ екенлиги дыққатқа алыныуык ерек. Мысалы

$$(N_1 - m)! = \left(\frac{N_1 - m}{e} \right)^{N_1 - m} = \left(\frac{N_1}{e} \right)^{N_1 - m} \left(1 - \frac{m}{N_1} \right)^{N_1 - m} = \left(\frac{N_1}{e} \right)^{N_1 - m} e^{-m},$$

бул жерде $\lim_{n \rightarrow \infty} (1+x/n)^n = e^x$.

Басқа факториаллар да усындай етип есапланады. Нәтийжеде

$$P(V_1, m) = \frac{n!}{m!(n-m)!} \cdot \frac{N_1^m (N - N_1)^{n-m}}{N^n} = \frac{n!}{m!(n-m)!} \cdot \left(\frac{N_1}{N} \right)^m \quad (14)$$

теңдиклерин аламыз. Олар әпиуайы мәниске ийе: $p = (N_1/N) = (V_1/V)$ бөлекшени V_1 көлемінде табыудың итималлығы, $q = 1 - N_1/N = 1 - p$ бөлекшени көлемнің басқа бөлиминде $(V - V_1)$ табыудың итималлығы. $p + q = 1$ болыуы керек. (14) ти p хәм q арқалы басқаша жазамыз

$$P(V_1, m) = \frac{n!}{m!(n-m)!} p^m q^{n-m}. \quad (15a)$$

Бул бөлистирилиу **биномиал бөлистирилиу** деп аталады. (15a) теңлигинде көлем V_1 көлеми хеш қандай әхмийетке ийе болмайды. Бул бөлистириуди басқаша да жаза аламыз:

$$P(V_1, m) = \frac{n!}{m!(n-m)!} p^m (p)^{n-m}. \quad (15b)$$

Бөлекшелердің ең итимал саны. m ниң жүде киши $m \rightarrow 0$ хәм жүде үлкен $m \rightarrow \infty$ мәнислерінде

$$P(V_1, m \rightarrow 0) \approx q^n \rightarrow 0, \quad P(V_1, m \rightarrow n) \approx p^n \rightarrow 0.$$

m ниң базы бир аралықтағы мәнісінде $P(V_1, m)$ максимумға жетеди. Бул жағдайды табыу үшін $dP(V_1, m)/dm = 0$ теңлемесін шешіуиміз керек.

Бул тууындыны V_1 хәм p жеткиликли дәрежеде киши, ал q бирге жақын болған жағдай ушын шешеміз. Бирақ V_1 дым киши болмауы керек. Бул жағдайда p^m дым аз болады. Усындай жағдайларда m ниң жеткиликли дәрежеде үлкен мәнислерінде максимум алынады. (15а,б) дағы факториалларды болса (11) тийкарында түрлендириу мүмкин. Бирақ соның менен қатар барлық уақытлары да m ди n ге салыстырып алып таслай бериуіге болмайды. Ондай жағдайда

$$\frac{n!}{m!(n-m)!} \approx \frac{(n/e)^m}{(m/e)^m [(n-m)/e]^{n-m}} \approx \left(\frac{n}{m}\right)^m \frac{(1-m/n)^m}{(1-m/n)^n}. \quad (16)$$

$n \rightarrow \infty$ болғанда $(m/n)^n = e^{-m}$. Сонлықтан (15а)

$$P(V_1, m) \approx \left(\frac{ne}{m}\right)^m p^m q^{n-m} = \left(\frac{nep}{mq}\right)^m q^n. \quad (17)$$

Бул аңлатпаны m бойынша дифференциаллап, тууындыны нолге теңлесек максимумға сәйкес келиуіши m_0 шамасының мәнісін аламыз:

$$\ln\left(\frac{nep}{m_0 q}\right) - 1 = 0. \quad (18)$$

$q \approx 1$ болғанлықтан

$$m_0 \approx np/q \approx np. \quad (19)$$

Есаплаулардың барлығы да жууық түрде исленди. Сонлықтан (19) тек жууық мәнисти береді. Дәлирек бахалаулар V көлеміндегі n ниң үлкен мәнислерінде хәм V_1 дің жүдә киши болмаған мәнислерінде үлкен дәллікке ийе болатуғынлығын көрсетеді. Бул нәтижениң мәнісі әпиуайы. $n/V = n_0$ - көлемдегі бөлекшелер концентрациясы (егер бөлекшелер көлемде тең өлшеулі тарқалған болса), $n_{\max} = m_0/V_1 = V_1$ көлеміндегі ең итимал концентрация. $p = V_1/V$ екенлигин есапқа алып (19) ды былай жазамыз

$$n_{\max} = n_0. \quad (20)$$

Демек V_1 көлеміндегі ең итимал концентрация бөлекшелердің барлық көлем бойынша тең өлшемлі бөлистирилиуіне сәйкес келеді. V_1 көлемін V көлеми ишінде сайлап алыу ықтыярлы болғанлықтан бөлекшелердің концентрациясының ең итимал бөлистирилиуі тең өлшеулі бөлистирилиу болып табылады. Туйық системаның усындай халы стационар хәм тең салмақты болып табылады. Соның ушын алынған жуумақты былайынша жазамыз:

Системаның тең салмақтық халы оның ең итимал халы болып табылады.

Биномиал бөлистириу. Ньютон биномы формуласына мууапық (15а) биномиал бөлистирилиу деп аталады. Ньютон биномы былай жазылады:

$$(q+n)^n = q^n + \frac{n}{1!} p q^{n-1} + \frac{n(n-1)}{2!} p^2 q^{n-2} + \dots + \frac{n(n-1)\dots[n-(m-1)]}{m!} p^m q^{n-m} + \dots + p^n. \quad (21)$$

$p + q = 1$ болғанлықтан (21) итималлықтың нормировкасы шәртіне айланады:

$$\sum_{m=0}^n P(V_1, m) = 1.$$

$P(V_1, m)$ ниң m нен ғәрезлилиги сүүретте көрсетилген. Иймеклик $m_{\max} = m/V$ шамасында максимумға ийе. Пиктиң бийиклиги менен кеңлиги нормировка шәрті менен байланысқан

$$\Delta m P(V_1, m_{\max}) \approx 1. \quad (22)$$

Бул жерде Δm - пиктиң кеңлиги.

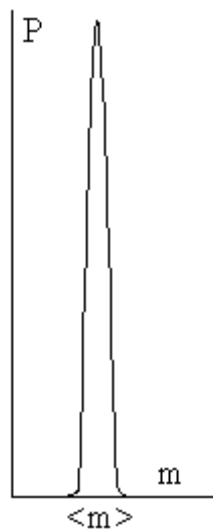
Демек, V_1 көлеминдеги бөлөкшелер саны m_{\max} нан аўысыўы жүдә аз шама болады. Усы аўысыў менен P ның мәніси тез кемейеди. Бирақ соған қарамастан барлық ўақытта m_{\max} ға тең емес, ал усы шама дөгерегинде тербеледи. Бул аўытқыўлар **флуктуациялар** деп аталады.

Биномиал бөлистириўдиң шектеги формалары. Шексиз көп санлы сынақларда ($n \rightarrow \infty$) (156) шектеги түрине умтылады. Соның ишинде еки әҳмийетли жағдайды қарап өтеміз:

- 1) $n \rightarrow \infty$ болғанда $p = \text{const}$ - нормал бөлистирилиў.
- 2) $n \rightarrow \infty$ болғанда $np = \text{const}$ - Пуассон бөлистирилиўи.

$$P(m) = \lim_{n \rightarrow \infty} P_n(m) = \frac{(\langle m \rangle)^m}{m!} * e^{-\langle m \rangle} \quad (23)$$

бөлистирилиўи Пуассон бөлистирилиўи деп аталады.



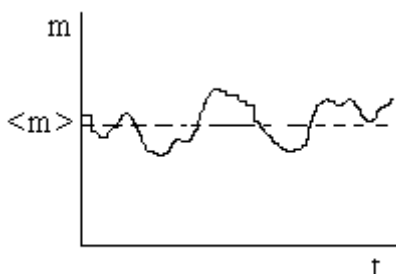
n менен $\langle m \rangle$ ниң үлкен мәнислериндеги биномлық бөлистирилиў.

Көлемдеги бөлөкшелер санының орташа мәніси. Жоқарыда айтылғанындай көлемдеги бөлөкшелердиң орташа мәніси тураклы болып қалмайды, үлкен емес шеклерде өзгериске ушырайды. Принципинде үлкен аўысыўларда мүмкин, бирақ итималлығы кем хәм сонлықтан жүдә сийрек болады.

V_1 көлеминдеги бөлөкшелер санының ўақытқа байланыслылығы сүүретте көрсетилген. Анықлама бойынша V_1 көлеминдеги бөлөкшелердиң орташа саны $T \rightarrow \infty$ болғанда:

$$\langle m \rangle_t = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} m(t) dt \quad (1)$$

шамасына тең. Бирақ соның менен бирге (13) эргодик гипотезадан пайдаланып ўақыт бойынша орташаны ансамбль бойынша орташаға алып келиўге хәм (5) формуласынан пайдаланыўға болады. Ондай жағдайда



Бөлөкшелер саны флуктуациялары.

$$\langle m \rangle_t = \langle m \rangle_a = \sum_{m=0}^n m P(V_1, m) = \sum_{m=0}^n \frac{n!}{m!(n-m)!} p^m q^{n-m}. \quad (2)$$

Бул шаманы былай есаплауға болады:

$$\sum_{m=0}^n \frac{n!}{m!(n-m)!} p^m q^{n-m} = p \frac{\partial}{\partial p} \sum_{m=0}^n \frac{n!}{m!(n-m)!} p^m q^{n-m} = p \frac{\partial}{\partial p} (p+q)^n = pn(p+q)^{n-1}. \quad (3)$$

$p+q=1$ болғанлықтан

$$\langle m \rangle_t = \langle m \rangle_a = pn. \quad (4)$$

Демек V_1 көлеміндегі орташа тығызлық барлық V көлеміндегі орташа тығызлыққа тең болады екен. Буннан былай қайсы орталау бойынша гәп етилип атырғанлығына итибар берилмейди. Себеби эргодикалық гипотезадан пайдаланамыз.

Флуктуациялар. Орташа мәнис этирапында тербелетуғын шаманы флуктуацияланады деп есаплайды. Улыұма мәниси бойынша флуктуация түсиниги математикалық түсиник болып табылады. Бирақ молекулалық физикада термодинамикалық тең салмақтықтағы ишки параметрлердің флуктуациясы нәзерде тугылады. Флуктуациялардың өлшеми (19) жәрдеминде анықланған шаманың орташа мәнисинен стандарт аұысыу болып табылады. Бул шаманы есаплағанда ұақыт бойынша орталауды ансамбль бойынша орташалау менен алмастырыу керек. (19) стандарт аұысыуды есаплау ушын $\langle m \rangle$ менен қатар $\langle m^2 \rangle$ шамасын да есаплау кереклигин көрсетеди:

$$\langle m^2 \rangle = \sum_{m=0}^n \frac{n! m^2}{m!(n-m)!} p^m q^{n-m}. \quad (5)$$

(3) ти есаплағандағы усылдан пайдаланамыз:

$$\begin{aligned} \sum_{m=0}^n \frac{n! m^2}{m!(n-m)!} p^m q^{n-m} &= p \frac{\partial}{\partial p} p \frac{\partial}{\partial p} \sum_{m=0}^n \frac{n!}{m!(n-m)!} p^m q^{n-m} = \\ &= p \frac{\partial}{\partial p} p \frac{\partial}{\partial p} (p+q)^n = p[n(p+q)^{n-1} + pn(n-1)(p+q)^{n-2}]. \end{aligned} \quad (6)$$

$p+q=1$ екенлигин есапка алып

$$\langle m^2 \rangle_a = npq + n^2 p^2. \quad (7)$$

(19a) формуладан дисперсия ушын:

$$\langle (\Delta m)^2 \rangle = \langle m^2 \rangle - \langle m \rangle^2 = npq. \quad (8)$$

Демек стандарт аұысыу:

$$\sigma = \sqrt{\langle (\Delta m)^2 \rangle} = \sqrt{npq}. \quad (9)$$

Бул теңдик системадағы бөлекшелердің улыұма санына қарағанда стандарт аұысыудың әстелик пенен өсетуғынлығын көрсетеди. Ал соның менен бир қатарда орташа (4) системадағы бөлекшелер санына пропорционал өседі. Демек

Салыстырмалы стандарт аұысыу системадағы бөлекшелер санының өсиуі менен кемейеди:

$$\frac{\sqrt{\langle (\Delta m)^2 \rangle}}{\langle m \rangle} = \sqrt{\frac{q}{p}} \frac{1}{\sqrt{n}}. \quad (10)$$

Бул формуланың физикалық мәниси әхмийетке ийе. Оны былайынша көширип жазайық:

$$\frac{\sqrt{\langle (\Delta m)^2 \rangle}}{\langle m \rangle} = \sqrt{\frac{V}{V_1} - 1} \frac{1}{\sqrt{n}}. \quad (11)$$

$V \rightarrow V_1$ флуктуацияның салыстырмалы мәнісі нолге умтылады, ал $V_1 = V$ да нолге тең болады. Себеби барлық көлемде бөлекшелер саны анық n шамасына тең хәм бөлекшелердің хеш қандай флуктуациясы болмайды. V_1 диң киширейіуи менен флуктуациялардың салыстырмалы мәнісі өседі. $V_1 \ll V$ болғанда (11) деги 1 ди есапқа алмай кетиўге болады (себеби $V_1/V \gg 1$) хәм формуланы былай жазамыз:

$$\frac{\sqrt{\langle (\Delta m)^2 \rangle}}{\langle m \rangle} = \sqrt{\frac{V}{V_1}} \frac{1}{\sqrt{n}} = \frac{1}{\sqrt{\langle m \rangle}}. \quad (12)$$

Бул жерде $n = \langle m \rangle V/V_1$. (12) ден **флуктуацияның салыстырмалы тутқан орны усы флуктуация қарап атырылған областтың кемейіуи менен артатуғынлығы көринеди**. Мысалы егер бир неше бөлекшеден туратуғын көлем алынса флуктуациялардың шамасы бөлекшелер санының сезилерликтей үлесиндей болады. Орташа 10 бөлекшеден туратуғын көлемде стандарт аўысыў шама менен 1/3 ти курайды. Нормал атмосферада 1 мм³ көлемде орташа $\langle m \rangle = 2.7 \cdot 10^{16}$ бөлекше болады, ал стандарт аўысыў 10^{-8} ди курайды (яғный жүдә киши шама болады). Сонлықтан макроскопиялық системаларда статистикалық флуктуациялар әхмийетке ийе емес. Ұлкен дәллик пенен бул шамаларды олардың орташа мәнісіне тең деп айтыўға болады.

Флуктуациялардың салыстырмалы мәнісі. Мейли F шамасы n бөлекшеден туратуғын системаны тәриплейтуғын болсын хәм бөлекшелерге тийисли сәйкес шамалардың қосындысынан туратуғын болсын:

$$F = \sum_{i=1}^n f_i. \quad (13)$$

$\langle f_i \rangle$ - i -бөлекше ушын f шамасының мәнісі. Мысалы, егер F кинетикалық энергия болатуғын болса $\langle f_i \rangle$ i -бөлекшениң кинетикалық энергиясы. (13) тен

$$\langle F \rangle = \sum_{i=1}^n \langle f_i \rangle. \quad (14)$$

$\langle F \rangle$ шамасының берілген ўақыт моментіндеги барлық бөлекшелердің кинетикалық энергиясының барлық бөлекшелер санына қатнасы емес екенлигин аңлаў керек. Бул шама системаның барлық бөлекшелери ушын кинетикалық энергияның қосындысының ўақыт бойынша орташасы ямаса бөлекшелер системалары ансамбли бойынша орташа мәніске тең. Тап усындай ескертиў $\langle f_i \rangle$ ушын да дурыс болады.

Системадағы барлық бөлекшелер бирдей ҳуқыққа ийе. Сонлықтан

$$\langle f_i \rangle = \langle f_j \rangle = \dots \langle f \rangle. \quad (15)$$

Ал (14) мына түрде жазылады:

$$\langle F \rangle = n \langle f \rangle. \quad (16)$$

F тиң $\langle F \rangle$ тен орташа квадратлық аўысыўын табамыз. Анықлама бойынша

$$\Delta F = F - \langle F \rangle = \sum_{i=1}^n (f_i - \langle f \rangle) = \sum_{i=1}^n \Delta f_i. \quad (17)$$

Бул аңлатпаның еки тәрепин де квадратқа көтерип, алынған нәтийжени орталасақ

$$\langle (\Delta F)^2 \rangle = \sum_{i,j=1}^n \langle \Delta f_i \Delta f_j \rangle = \sum_{i=1}^n \langle (\Delta f_i)^2 \rangle + \sum_{i \neq j} \langle \Delta f_i \Delta f_j \rangle. \quad (18)$$

аңлатпасын аламыз. Бул аңлатпаның оң тәрепиндеги қосынды еки бөлімге бөлінген. Биринши сумма бирдей индекске ийе, ал екіншиси хәр қыйлы индексли ағзаларды бирлестиреди. Δf_i хәм Δf_j $i \neq j$ болған жағдайларда бир бири менен корреляцияға ийе емес

деп болжап $\langle \Delta f_i \Delta f_j \rangle = 0$ екенлигине ийе боламыз. Бәрше бөлекшелер теңдей хуқыққайе болғанлықтан биринши суммадағы $\langle (\Delta f_i)^2 \rangle$ барлық бөлекшелер де бирдей. Сонлықтан

$$\langle (\Delta F)^2 \rangle = n \langle (\Delta f_i)^2 \rangle. \quad (19)$$

(16) менен (19) дан салыстырмалы стандарт аўысыў ушын аламыз:

$$\frac{\sqrt{\langle (\Delta F)^2 \rangle}}{\langle F \rangle} = \frac{\sqrt{\langle (\Delta f)^2 \rangle}}{\langle f \rangle} \frac{1}{\sqrt{n}}. \quad (20)$$

(20) улыўма жағдайда бөлекшелер системасына тийисли шаманың салыстырмалы стандарт аўысыўының бөлекшелер санының квадрат коренине кери пропорционал кемейетуғынлығын дәлиллейди, ал бөлекшелер саны үлкен болғанда салыстырмалы стандарт аўысыў жүдә киши болады.

Тең салмақлық халда турып система бир микрохалдан басқа микрохалларға өтип турақлы түрде өзгерип турады. Улыўма түрде айтқанда усындай өтиўлердиң нәтийжесинде системаны тәриплейтуғын макроскопиялық параметрлер де өзгериске ушырайды. Тең салмақлық хал усы макроскопиялық параметрлердиң орташа мәниси менен тәрипенеди. Буннан тең салмақлық халда системаның макроскопиялық параметрлери олардың орташа тең салмақлық мәнислерине тең турақлы шамалар болып қалмайды деген жуўмақ келип шығады. Бул параметрлер орташа мәнислери этирапында өзгериске ушырайды. Бундай өзгерислер хаққында гәп етилгенде орташа шамалар флуктауцияға ушырайды деп айтады.

Флуктуациялардың салыстырмалы түрде тутқан орны системадағы бөлекшелер санының артыўы менен кемейеди. Сонлықтан макроскопиялық системаларда флуктуациялардың салыстырмалы шамасы есапқа аларлықтай үлкен емес хәм системаның барлық макроскопиялық параметрлери үлкен дәлликте олардың ўақыт бойынша орташасына тең.

Сораўлар:

Флуктуацияларды қандай себеплерге байланыслы орташа мәнистен аўысыўдың орташа шамасы менен тәриплеўге болмайды?

4-санлы лекция. Максвелл бөлистирилиўи. Басым. Температура

Молекулалардың тезликлер бойынша бөлистирилиўи. Молекулалардың орташа кинетикалық энергиясы. Максвелл бөлистирилиўи.

Идеал газлердиң кинетикалық теориясының тийкарғы теңлемеси. Бул теңлемелердиң хәр кыйлы формалары хәм усы формаларға байланыслы болған нызамлықлар. Барометрлик формула талқыланады хәм хаўа шары менен аэростаттың көтериў күшиниң пайда болыў механизмлари додаланады. Клапейрон-Менделеев теңлемеси. Дальтон нызамы. Авагадро нызамы. Басымды өлшеў. Моллик хәм салыстырмалы шамалар.

Термометрлик дене хәм термометрлик шама. Температураның эмпирикалық шкаласы. Температураның абсолют термодинамикалық шкаласы. Кельвин бойынша нол.

Молекулалардың тезликлер бойынша бөлистирилиўи. Хәр бир соқлығысыў акти нәтийжесинде молекуланың тезлиги тосаттан өзгередиди. Оғада көп санлы соқлығысыўлар

ақыбетінде тезликтери берілген интервалындағы тезликтің мәнісіне тең болған бөлекшелер саны сақланатуғын стационар тең салмақтық хал орнайды. Бундай жағдайда тезликтердің берілген интервалындағы бөлекшелер саны флуктуациялар дәллігінде турақты түрде сақланады. Тезликтер бойынша молекулалардың бөлістирилиуі биринши рет Джеймс Клерк Максвелл (1831-1879) тәрәпинен табылды хәм оның аты менен аталады.

Молекулалардың орташа кинетикалық энергиясы. Орташа кинетикалық энергия молекулалардың тезликтер бойынша бөлістирилиуін тәриплейтуғын әхмийетли макроскопиялық параметр болып табылады. Молекулалардың тезликтер бойынша бөлістирилиуіндегі оның фундаменталлығын анықлаушы бас қасиет мынадан ибарат: изоляцияланған көлемдегі хәр қыйлы сорттағы молекулалардың барлығы да бирдей орташа кинетикалық энергияға ие болады. Бул хәр қыйлы сорттағы хәр қыйлы кинетикалық энергияға ие молекулалар бир бири менен тәсир етискенде олардың кинетикалық энергиялардың орташа теңлесетуғынлығын билдиреди.

Дәлиллей ушын еки сорттағы молекулалардан туратуғын газ араласпасын қараймыз. Биринши хәм екинши сортқа тийисли болған шамаларды 1 хәм 2 индексleri менен белгилеймиз. Барлық мүмкин болған молекулалар жубын алып қараймыз хәм олардың салыстырмалы тезликтери $v_2 - v_1$ менен олардың масса орайларының тезликтерин ($v_{m.o.}$) есаплаймыз:

$$v_{m.o.} = (m_1 v_1 + m_2 v_2) / (m_1 + m_2). \quad (1)$$

Соқлығысу процессинің тәртипсиз екенлигине байланысly масса орайларының тезликтери менен молекулалардың бир бирине салыстырғандағы тезликтери арасында коореляцияның болуы мүмкин емес. Сонлықтан $\langle [v_{m.o.}(v_2 - v_1)] \rangle$ скаляр көбеймеси нолге тең болады. Онда

$$\langle v_{m.o.}(v_2 - v_1) \rangle = [1/(m_1 + m_2)] [(m_1 - m_2) \langle v_1 v_2 \rangle + m_2 \langle v_2^2 \rangle - m_1 \langle v_1^2 \rangle] = 0$$

Еки сорттағы молекулалар тезликтери өз-ара корреляцияланбағанлықтан $\langle v_1 v_2 \rangle = 0$. Сонлықтан $m_2 \langle v_2^2 \rangle = m_1 \langle v_1^2 \rangle$. Басқа сөз бенен айтқанда

$$\langle \frac{m_1 v_1^2}{2} \rangle = \langle \frac{m_2 v_2^2}{2} \rangle \quad (2)$$

Енди сол хәр қыйлы сорттағы молекулалар бир бири менен энергияның алмасыуына мүмкиншилик беретуғын дийуал менен айрылған болсын деп есаплайық. Бул дийуал тек энергия алмасыудағы орталық (дәлдәлшы) болып ғана хызмет етеди, ал энергия алмасыудың тийкарғы нәтийжесине тәсирин тийгизбейди – дийуалдың еки тәрәпиндегі молекулалардың орташа кинетикалық энергиялары бирдей болады. Бундай тастыйықлаудың дийуал аркалы энергия алмасып атырған бирдей сорттағы молекулалар ушын да дурыс екенлиги түсиникли. Дийуал аркалы кинетикалық энергия алмасыу дийуалдың молекулаларына энергия бериуден хәм буннан кейин дийуалдың усы молекулаларының екинши тәрәптегі молекулаларға кинетикалық энергияны бериуден ибарат болады. Дийуалдың хәр бир тәрәпиндегі энергия алмасыудың еки бағыт бойынша болатуғынлығы түсиникли. Буннан энергия алмасыулардың нәтийжесинде дийуалдың молекулаларының да орташа кинетикалық энергиясының газ молекулаларының орташа энергиясына тең болатуғынлығы көринип тур.

Демек молекулалар системасындағы энергия алмасыуы орын алатуғын барлық молекулардың орташа кинетикалық энергиялары, сондай-ақ системаның барлық кеңисликлик бөлимлеріндегі (молекулалардың) орташа кинетикалық энергиялар бирдей болады.

Системаның усындай халы **термодинамикалық тең салмақтық** деп аталады. Ал орташа кинетикалық энергия **температура** деп аталатуғын физикалық шама менен тәрипленеди. Орташа кинетикалық энергияның турақтылығының орнына әдетте температураның турақтылығын айтады, ал орташа кинетикалық энергияның өсиуін температураның өсиуі менен тәриплейди.

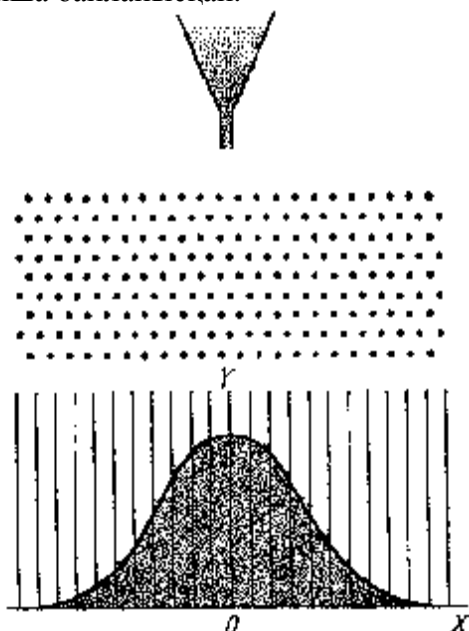
Температура. Анықлама бойынша температура T молекулалардың орташа кинетикалық энергиясы менен былай байланысқан:

$$\left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle = \frac{3}{2} kT. \quad (3)$$

Бул жерде пропорционаллык коэффициент $k = 1.380662 \cdot 10^{-23}$ Дж/К Больцман тураклысы деп аталады. (3) те температура анықлама сыпатында формал түрде киргизилген. Бул **температура термодинамикалык температура** болып табылады.

(3)-формуладан жүдә қызыклы нәтиже шығады. Биз тезликтің ең үлкен мәнісіннің жақтылықтың вакуумдеги тезлиги c екенлигин билемиз. Сонлықтан v^2 шамасының орнына c^2 шамасын қоямыз хәм бул жағдайда хаўа ушын (орташа молекулалық масса 29 ға тең) температураның ең үлкен мәнісіннің $6,3 \cdot 10^{13}$ градус болатуғынлығына исенемиз (Биз төменде усындай температураға сәйкес келиўши басымды да есаплаймыз).

СИ бирликлер системасында температура бирлиги **кельвин** болып табылады. Термодинамикалык температура Цельсия температурасы менен $T = t + 273.15$ қатнасы бойынша байланысқан.



Гальтон доскасының сүүрети.

Молекулалардың тезликлери бойынша бөлистирилиў ҳақындағы мәселениң статистикалык мәселе екенлигин толығырақ түсиниў ушын **Гальтон доскасы** деп аталатуғын демонстрациялық әсбап жүдә пайдалы болып табылады (сүүретте көрсетилген). Бул бет жағы тегис мөлдир шийше менен жабылған жийи түрде шахмат тәртибинде мыйықлар қағылған доска болып табылады. Мыйықлардан төменде бир бирине параллел болған металл пластинкалар орналастырылған. Бул пластинкалар доска менен шийше арасындағы кеңисликти қутышылар деп аталатуғын өз-ара бирдей көлемлерге бөледі. Мыйықлардың жоқарысында, әсбаптың ортасында шаршар орналастырылған. Бул шаршардан кум, бийдай дәни ямаса басқа түрли бөлекшелер ағып түседі. Егер шаршар арқалы бир бөлекше (бийдайдың бир дәнин) өткерсек, бул бөлекше шегелер менен бирқанша соқлығысыўларға ушырап, ақыр аяғында қутышалардың бирине барып түседі. Қайсы қутышаға бөлекшениң барып түсетуғынлығын усы бөлекшениң қозғалысына тәсир жасайтуғын тосыннан ушырасатуғын факторлардың көп болғанлығы себепли алдын айтыў мүмкин емес. Тек ғана бөлекшениң анаў ямаса мынаў қутышаға барып түсетуғынлығының итималлығын айтыўға болады. Бөлекшениң орайлық қутышаға барып түсиў итималлығы ең үлкен мәниске ийе болады деп болжаў тәбийий нәрсе. Хақыйқатында да егер шаршар арқалы бөлекшелерди ағызсақ, әсбаптың орайлық қутышаларына шеттеги қутышаларға қарағанда көбирек бөлекше келип түсетуғынлығына

көз жеткеріуіге болады. Егер шаршар арқалы жеткиликли дәрежедеги бөлекшелер өтсе олардың қуышалар арқалы бөлистирилиуінің анық статистикалық нызамы көринеді. Бул нызамлы аналитикалық формула менен де көрсетіуі мүмкін. Тәжірийбе бөлкешелер саны көп болғанда бул бөлистирилиуі

$$y = \varphi(x) \equiv A e^{-\alpha x^2}$$

иймеклигине асимптоталық жақынласады. А хәм α оң мәниске ийе турақлылар. α ның мәниси әсбаптың қурылысына байланысly болып, бөлекшелер санына ғәрезли емес. А турақлысы бөлекшелер санына байланысly хәм α менен нормировка шәрти арқалы байланысады.

$y = \varphi(x) \equiv A e^{-\alpha x^2}$ формуласы **Гаусстың нормал қәтелер нызамының** формуласы болып табылады. Бул формулаға сәйкес келиуіши иймеклик **Гаусстың қәтелер иймеклиги** деп аталады. $\varphi(x)dx$ шамасы өлшеуде x пенен $x+dx$ аралығында жиберилетуғын қәтеликтің итималлығына тең. Бул жерде $\varphi(x)$ итималлық тығызлығы болып табылады. Усындай интерпретацияда итималлық тығызлығы $\varphi(x)$ төмендегидей нормировка шәртин қанаатландырыуы керек:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(x) dx \equiv A \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha x^2} dx = 1.$$

Бул шәрт тийкарында А турақлысын α турақлысы менен байланыстырыу мүмкін. α қаншама үлкен болса қәтелер иймеклигинің максимумы енсиз (өткир ушлы) болып сәйкес өлшеулер дәл жүргизилген болады. Сонлықтан α шамасы орташа квадарталық ямаса орташа арифметикалық қәтеликлер менен байланысly болыуы керек. Ал Гаусстың қәтелер нызамының дәллілениуі Максвеллдің тезликлер бойынша нызамының дәллілениуіндей болады. Бул ҳаққында енди гәп етиледі.

Максвелл бөлистирилиуі. Термодинамикалық тең салмақлық молекулалар арасындағы оғада үлкен сандағы соқлығысыулар нәтийжесинде орнайды. Хәр бир соқлығысыуда молекула тезлигинің проекциялары Δv_x , Δv_y , Δv_z шамаларына тосаттан өзгереді, қала берсе тезликтің проекциялары бир биринен ғәрезсиз. Дәслеп тезлиги нолге тең болған молекуланың қозғалысын қараймыз. Жеткиликли ўақыт өткеннен кейин молекулалар оғада көп сандағы соқлығысыуларға ушырағаннан тезликлер

$$v_x = \sum_i \Delta v_{xi}, v_y = \sum_i \Delta v_{yi}, v_z = \sum_i \Delta v_{zi}. \quad (4)$$

шамаларына тең болады.

Бул молекуланың тезлигинің проекциялары қандай нызам менен бөлистирилген деп сорау беріу мүмкін. Хәр бир проекция үлкен сандағы тосаттан болатуғын шамалардың қосындысынан турады. Бул тосаттан жүз беретуғын санлар Гаусс бөлистирилиуін қанаатландырады. Сонлықтан (28) формуласына сәйкес

$$\begin{aligned} \varphi(v_x^2) &= A \exp(-\alpha v_x^2), \\ \varphi(v_y^2) &= A \exp(-\alpha v_y^2), \\ \varphi(v_z^2) &= A \exp(-\alpha v_z^2), \end{aligned} \quad (5)$$

Шамалардың барлығы да тосаттан шамалар болғанлықтан, координата көшерлері бағытларының бир биринен ғәрезсизлигинен А хәм α лер барлық формулада да бирдей мәниске ийе екенлиги келип шығады. Тезликтің Х көшерине түсірилген проекциясының $[v_x, v_x+dv_x]$ интервалында жатыу итималлығы мынаған тең:

$$dP(v_x) = \varphi(v_x^2) dv_x = A \exp(-\alpha v_x^2) * dv_x. \quad (6)$$

Тап усындай формулалар тезликтің басқа да проекциялары ушын да дурыс болады. Ал тезликтің $[v_x, v_y, v_z, v_x+dv_x, v_y+dv_y, v_z+dv_z]$ интервалда жатыу итималлығы итималлықларды көбейтиу формуласынан былай анықланады:

$$dP(v_x, v_y, v_z) = A^3 \exp[-\alpha(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)] * dv_x dv_y dv_z. \quad (7)$$

А турақлысы нормировка шәртинен анықланады:

$$\iiint_{-\infty}^{\infty} dP(v_x, v_y, v_z) = 1 \quad (8)$$

(бул интеграл $-\infty$ тен $+\infty$ ке шекем алынады, ал $+\infty$ техникалық жақтан жетіспеушіліктің салдарынан түсіп қалған).

$$A \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha v_x^2} dv_x = A \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} = 1 \quad (9)$$

екенлигин есапқа алсақ, онда

$$A = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}}. \quad (10)$$

Молекуланың кинетикалық энергиясының орташа мәнісін есеплейміз:

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle &= \frac{m}{2} \langle v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \rangle = \frac{m}{2} \iiint_{-\infty}^{\infty} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) dP(v_x, v_y, v_z) = \\ &= \frac{m}{2} \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^{3/2} \iiint_{-\infty}^{\infty} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) \exp[-\alpha(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)] dv_x dv_y dv_z. \end{aligned} \quad (11)$$

(11) деги интеграллар дифференциаллау жолы менен табылады. Мысалы:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} v_x^2 e^{-\alpha v_x^2} dv_x = \frac{\partial}{\partial \alpha} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha v_x^2} dv_x = -\frac{\partial}{\partial \alpha} \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} = \frac{1}{2} \alpha^{-3/2} \sqrt{\pi}. \quad (12)$$

Сонлықтан (11) мына түрге ийе болады:

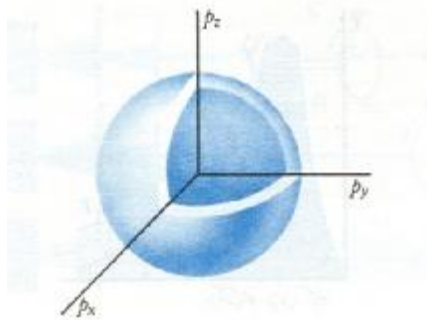
$$\left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle = \frac{3m}{4\alpha}. \quad (13)$$

теңдігіне ийе боламыз. (3) пенен (13) тиң оң тәрептерін теңлестирсек

$$\alpha = \frac{m}{2kT} \quad (14)$$

екенлигин аламыз. Онда

$$dP(v_x, v_y, v_z) = \left[\frac{m}{2\pi kT} \right]^{3/2} \exp[-m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/(2kT)] * dv_x dv_y dv_z. \quad (15)$$



Импульслер кеңісliğіндегі координаталар системасы

Тезликлердің бөлістиріліуі изотроп. Сонлықтан тезликлердің проекцияларының бөлістиріліуі болған (15) тен тезликтің модулининің бөлістиріліуіне өтеміз. Бул мақсетте тезликлер кеңісliğіндегі (ямаса импульслер кеңісliğіндегі, сұўретти қараңыз) сфералық координаталар системасына өткен мақсетке муўапық болады хәм (15) ти қалыңлығы dv , радиусы $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}$ болған сфералық қатлам бойынша интеграллаймыз. Буннан

$$dv_x dv_y dv_z = v^2 d\Omega dv \quad (16)$$

аңлатпасына ийе боламыз. Бул аңлатпадағы $d\Omega$ денелик мүйеш (усындай мүйеш пенен сфералық қатламның бетинің элементи көрінеді). Сфералық қатламның барлық бети бойынша алынған интегралдың

$$\int_{\Omega=4\lambda} v^2 d\Omega = v^2 \int_{\Omega=4\lambda} d\Omega = 4\pi^2 \quad (17)$$

екенлиги аңсат есапланады. Сонлықтан (15) ти қалыңлығы dv болған сфералық қатлам бойынша интегралласық

$$dP(v) = 4\pi \left[\frac{m}{2\pi kT} \right]^{3/2} \exp \left[-\frac{mv^2}{2kT} \right] v^2 dv. \quad (18)$$

формуласына ийе боламыз. Бул аңлатпа модули $[v, v+dv]$ тезликлер интервалындағы молекуланың тезлигинің модулин табыўдың итималлығын береді. Ал

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 \exp \left(-\frac{mv^2}{2kT} \right) \quad (19)$$

функциясы **Максвелл бөлистирилиўи** деп аталады. $f(v)$ функциясы газ молекулаларының өз тезликлеринің абсолют мәнислери бойынша бөлистирилиўин сәўлелендиреді. Бул бөлистирилиў Максвелл тәрепинен 1860 жылы табылды (29 жасында) хәм молекуланың тезлигинің модули бойынша v ға тең болыўының итималлығының тығызлығын береді (Бул формуланың дурыслығының анық дәлили Максвелл тәрепинен 1866-жылы берилді).

Биз хәзир Д.В.Сивухиннің «Общий курс физики» китабы (Москва. «Наука» баспасы. 1975. 552 б.) бойынша Максвелл бөлистирилиўин және бир рет қарап өтеміз. Мәселе: молекуланың тезликлеринің v хәм $v+dv$ ($[v, v+dv]$ интервалында) аралығында болыўының итималлығын табыў керек. Бут итималлықты $F(v)dv$ деп белгилейміз. $F(v)dv$ ны бөлекшелер саны N ге көбейтсек усындай тезликлерге ийе болған молекулалар саны dN ди аламыз. Демек

$$dN = N F(v) dv.$$

Ал $F(v)$ болса (19) дағы $f(v)$ ға тең. Бундай жағдайда

$$f(v) = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{mv^2}{2kT} \right)$$

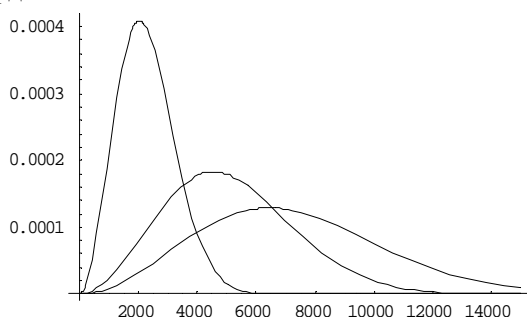
А.К.Кикоин менен И.К.Кикоинның «Молекулярная физика» китабында (Москва. «Наука» баспасы. 1976. 480 б.) тезликлери $[v, v+dv]$ интервалындағы молекулалардың салыстырмалы саны ушын $dn/n = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{3/2} v^2 \exp \left(-\frac{mv^2}{2kT} \right) dv$ формуласы берилген.

Демек ¹

$$f(v) = \frac{dn}{ndv} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{3/2} v^2 \exp \left(-\frac{mv^2}{2kT} \right).$$

¹ Хакыйкатында да, егер биз $f(v)$ ушын усы формуладан пайдалансақ «mathematica5» программалаў тилинде $T = 300 \text{ K}, 1500 \text{ K}, 3000 \text{ K}$ температуралары ушын программа жазамыз:

Нәтийжеде мынадай графиклерди аламыз:



(18) бенен (19) формулалар жәрдеминде тезликтери берилген интервалда болған (биз қарап атырған жағдайда $[v, v+dv]$ интервалында) молекулалардың санын табыу мүмкін. Бундай молекулалар саны

$$dn(v) = n dP(v). \quad (20)$$

n системадағы барлық молекулалардың саны. Бул интервалдағы молекулалардың салыстырмалы саны

$$dn(v)/n = dP(v) = f(v) dv. \quad (21)$$

Тезликтің модулинен ғәрезли болған $\phi(v)$ функциясының орташа мәнісі орташа ушын формула жәрдеминде есапланады:

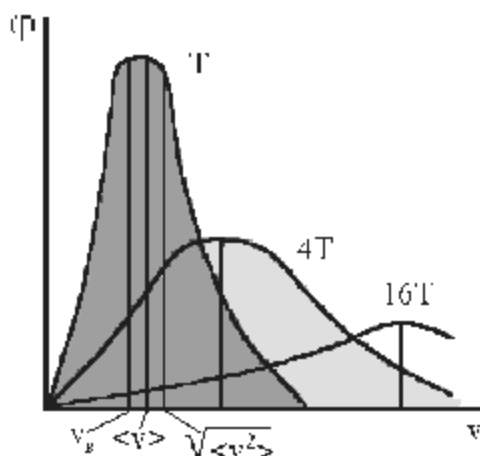
$$\langle \phi \rangle = \int_0^{\infty} \phi(v) f(v) dv. \quad (22)$$

Бул формуладан $\langle v \rangle$ менен $\langle v^2 \rangle$ ларды анықлап

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}, \quad \sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}. \quad (23)$$

формулаларын аламыз.

Максвелл бөлистирилиуі сүүретте келтирилген. Бул иймектиктің максимумына



Максвелл бөлистирилиуі.

сәйкес келиуіші v_0 тезлиги **ең итимал тезлик** деп аталады. Бул мәніс экстремум шәрті $df(v)/dv = 0$ менен анықланады, яғный

$$v_{\text{итим}} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}. \quad (24)$$

(18) хәм (19) ларды салыстырып Максвелл бөлистирилиуінің характерли тезликтери арасындағы байланысларды аламыз:

$$\sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{\frac{3\pi}{8}} \langle v \rangle = \sqrt{\frac{3}{2}} v_{\text{итим}}. \quad (25)$$

Комнаталық температураларда хаўадағы кислород пенен азот молекулаларының тезликтери шама менен (400-500) м/с қа тең. Водород молекуласының тезлиги усындай жағдайларда шама менен 4 есе үлкен. Температураның өсиуі менен тезликтің шамасы \sqrt{T} ге пропорционал өседі.

Ыдыс дийуалына молекулалардың урылыуының жийилиги. Х көшерин дийуалға перпендикуляр етип бағытлаймыз хәм молекулалар концентрациясын n_0 арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда дийуалға бағытланған молекулалар ағысының тығызлығы

$$n_0 f(v_x^{(+)}, v_y, v_z) v_x^{(+)} dv_x^{(+)} dv_y dv_z. \quad (26)$$

$v_x^{(+)}$ тезликтің X көшерінің оң бағытындағы қураушысы (тезлігі дийұал бетине қарама-қарсы болған молекулалар ағысқа қатнаспайды). Ондай жағдайда ыдыс дийұалы бетінің бір бірлігіндегі соқлығысыұлар саны

$$v = n_0 [m/(2\pi kT)]^{3/2} \iint_{-\infty}^{\infty} \exp[-m(v_y^2 + v_z^2)/(2kT)] dv_y dv_z \cdot \int_0^{\infty} \exp[-mv_x^2/(2kT)] v_x dv_x = n_0 \{kT/(2\pi m)\}^{1/2}. \quad (27)$$

(23) формуласын нәзерде тутып ақырғы формуланы былай жазамыз:

$$v = n_0 \langle v \rangle / 4. \quad (28)$$

Мысал ретінде тезлігі 195-205 м/с аралығында болған 0.1 кг кислород молекулаларының $[O_2]$ молекулалар санын есаплайық.

195 тен 205 ке шекемгі интервал жүдә кишкене болғанлықтан орташа хәққындағы теоремадан пайдаланыўға болады хәм

$$\Delta n/n \approx 4\pi \left[\frac{m}{2\pi kT} \right]^{3/2} \exp[-mv^2/(2kT)] v^2 dv,$$

бул жерде $v = 200$ м/с, $dv = 10$ м/с. Кислородтың салыстырмалы молекулалық массасы $M_{O_2} = 32$, молекула массасы $m = 3291.66 \cdot 10^{-27}$ кг = $5.31 \cdot 10^{-26}$ кг. Кислородтың моляр массасы $M = 32 \cdot 10^{-3}$ кг/мол. Сонлықтан 0.1 кг кислородта $n = [0.1/(32 \cdot 10^{-3})] \cdot 96.02 \cdot 10^{23} = 1.88 \cdot 10^{24}$ молекула бар.

$$kT = 1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 273 \text{ Дж} = 3.77 \cdot 10^{-21} \text{ Дж}.$$

$$\text{Сонлықтан } \Delta n = 2.3 \cdot 10^{22}.$$

Молекулалық қозғалыстың кинематикалық характеристикалары. Кесе-кесім. Газдегі молекула өзінің қозғалыў барысында көп санлы соқлығысыұларға ушырайды хәм өзінің қозғалыс бағытын өзгертеди. Бирақ соқлығысыұлар басқа да нәтийжедерге де алып келиўи мүмкин. Мысалы базы бир жағдайларда газде ионласыў бақланады. Егер уран атомлары ядролары жайласқан көлемде нейтрон қозғалатуғын болса, онда бул нейтрон соқлығысыұдың нәтийжесинде ядро тәрәпинен услап алынып, ядроның бөлиниўине алып келиўи мүмкин. Усы мүмкин болған айқын қубылыслардың жүз бериўи тек ғана итималлығы арқалы болжаныўи мүмкин.

Айқын нәтийжеге ийе соқлығысыұдың итималлығы кесе-кесім менен тәриплениди.

Соқлығысыұшы бөлекше ноқатлық деп есапланады, ал усы бөлекше соқлығысатуғын нышана-бөлекшелер кеңисликте келип соқлығысатуғын бөлекшениң қозғалыс бағытына перпендикуляр бағытта базы бир σ кесе-кесимине ийе деп саналады.

Бул геометриялық емес, ал ойда алынған майдан болып табылады. Қарап атырылған соқлығысыұдың итималлығы былай анықланады: соқлығысыұшы бөлекше басқа бөлекшелер менен тәсирлеспестен туўры сызық бойынша қозғалып усы σ майданына келип соқлығысыұ итималлығына тең болыўи керек.

Мейли бөлекше концентрациясы n_0 ге тең болған бөлекшелер жайласқан көлемнің кесе-кесими S ке тең болған майданына келип түссин. dx қалыңлығына ийе қатламда $n_0 S dx$ бөлекше жайласады. Олардың кесе-кесимлерінің қосындысы S майданының $dS = \sigma n_0 S dx$ бөлимин жаўып турады. Буннан келип түсиўши бөлекшениң dx қатламындағы қандай да бир бөлекше менен соқлығысыұының итималлығы

$$dP = dS/S = \sigma n_0 dx \quad (29)$$

шамасына тең. ***Бул қарап атырылған процесс ушын кесе-кесім S тиң анықламасы болып табылады.*** dP итималлығы соқлығысыұ процессинің айқын нызамлылықтарын есапқа алыў жолы менен есапланады ямаса экспериментте өлшенеди, ал кесе-кесім (29)-формуласы бойынша алынады.

Мысалы. Соқлығысыу процессінде келип түсіуші бөлекше соқлығысыудың ақыбетінде қозғалыс бағытын өзгертеди хәм берілген бағыт бойынша қозғалыстан шығып қалады. Уран ядролары жайласқан кеңісліктеги нейтронның қозғалысында болса процесс ядролардың биреуі тәрәпинен нейтронды жутып алыныудан турады. Еки жағдайда да есапланыушы ямаса өлшениуші шама бөлекше dx аралығын өткендеги уақыяның итималлығы болып табылады. Ал усы мағлыұматлардың жәрдемінде есапланатуғын шама кесе-кесим σ болып табылады. Ал бул кесе-кесим буннан кейинги есаплауларда хәм талқылауларда ең дәслеп берілген шама сыпатында пайдаланылады.

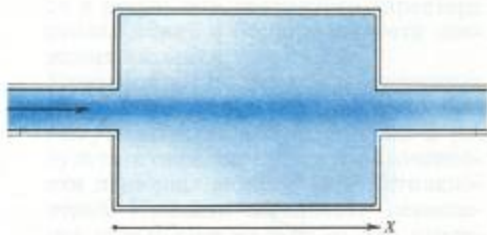
Еркин жүрген жолдың орташа узынлығы. Әлбетте σ хәм n_0 шамалары x тан ғәрезли емес. Сонлықтан уақыяның итималлығы келип түсіуші бөлекшенің өткен жолына пропорционал өседі. Усы итималлық бирге тең болған жолдың узынлығы $\langle l \rangle$ *еркин жүріу жолының орташа мәніси* деп аталады. Бул мәністи анықлау үшін (29) ден $\sigma n_0 \langle l \rangle = 1$ алынады хәм

$$\langle l \rangle = 1/(\sigma n_0). \quad (30)$$

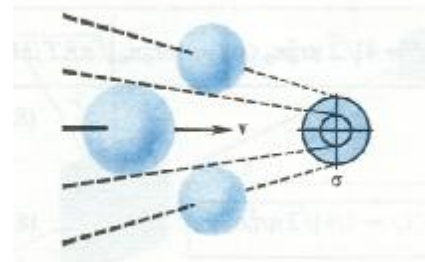
Бул шама нышана заты ишінде соқлығыушы (келип түсіуші) бөлекшенің орташа еркин жүріу жолы болып табылады.

Соқлығысулардың кесе-кесимин экспериментте анықлау. Мейли келип түсіуші бөлекшелер дәстеси X көшери бағытында қозғалсын (сүүретти қараңыз). Дәсте бөлекшелери басқа бөлекшелер менен соқлығысып өзлеринің бағытын өзгертеди хәм дәстеден шығып қалады. Сонлықтан дәстедегі бөлекшелер ағысы $I(x)$ зат арқалы өтиу барысында, яғный x тың өсиуі менен кемейеди. dx қатламын өткендеги бөлекшелердің ағысының тығызлығының хәлсиреуі $dI(x)$ бөлекше-нышана менен бөлекшенің соқлығысулар санына тең. Дәстениң бөлекшесинің хәр биринің соқлығысуының итималлығы (29) ге тең болғанлықтан ағыстың тығызлығының хәлсиреуі $I dP$ ға тең. Демек түсіуші дәстедегі бөлекшелер ағысының тығызлығы үшін мына теңлемени аламыз:

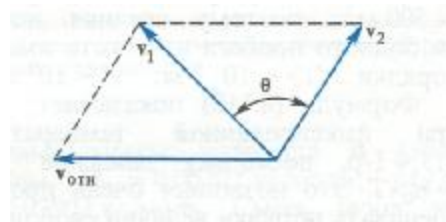
$$dI = -I(x)\sigma n_0 dx. \quad (31)$$



Соқлығысулардың кесе-кесиминің майданын экспериментте анықлауды түсіндириуші сүүрет.



Қатты шарлардың соқлығысуының кесе-кесимин есаплауды түсіндириуші сүүрет.



Орташа салыстырмалы тезликти есаплауға арналған сүүрет.

Минус белгиси x тың өсиуі менен (яғный дәстениң заттағы қозғалысы барысында) ағыстың тығызлығының кемейетуғынлығын билдиреди. (31) ти шешиу арқалы табамыз:

$$I(x) = I(0) \exp(-\sigma n_0 x) = I(0) \exp(-x/\langle l \rangle). \quad (32)$$

Еки қашықлықта қандай да бір жоллар менен түсіуші бөлекшелердің ағысын өлшеп (мысалы $x = 0$ де хәм x тың қандай да бір мәнісінде) соқлығысұлардың кесе-кесимин былайынша есаплауға болады:

$$\sigma = \frac{1}{n_0 x} \ln \frac{I(0)}{I(x)}. \quad (33)$$

Тап усындай жоллар менен басқа да ўақыялардың кесе-кесими есапланады.

Соқлығысұлар жийилиги. Орташа тезлик $\langle v \rangle$ болғанда еркин жүриў жолы $\langle l \rangle$ ди бөлекше орташа

$$\tau = \langle l \rangle / \langle v \rangle$$

ўақытта өтеди. Ал

$$v' = 1/\tau = \langle v \rangle / \langle l \rangle = \sigma n_0 \langle v \rangle$$

соқлығысұлар жийилигиниң орташа мәніси (l скундтағы соқлығысұлардың орташа саны) деп аталады.

Қатты сфералар моделиндеги соқлығысұлар ушын кесе-кесим. Газлердеги бирдей молекулалардың соқлығысұларын үйренгенде усы молекулаларды көпшилиик жағдайларда базы бир r_0 радиуслы шарлар сыпатында қарайды. Бундай жағдайларда кесе-кесимди хәм соның менен байланысқан шамаларды есаплау айтарлықтай қыйыншылықларды пайда етпейди.

Мейли нышана-молекулалар тынышлықта тұрсын, ал оларға келип соқлығысатугын молекулалар $\langle v \rangle$ тезлиги менен қозғалатуғын болсын (сүүретте көрсетилген). Әлбетте келип түсіуші молекула x аралығын өткенде орайлары ултанының радиусы $2r_0$, бийиклиги x болған дөңгелек цилиндр ишинде жайласқан барлық нышана-молекулалар менен соқлығысып шығады. Еркин жүриў жолының орташа узынлығы орташа бир нышана-молекула жайласқан цилиндрдің бийиклигине тең. Сонлықтан орташа еркин жүриў жолы ушын мына теңлемени аламыз:

$$\pi(2r_0)^2 \langle l \rangle n_0 = 1.$$

Буннан

$$\langle l \rangle = 1 / (4\pi r_0^2 n_0) \quad (35)$$

екенлиги келип шығады. (34) ның тийкарында соқлығысұлар жийилигиниң мынағын тең екенлигин аламыз:

$$v' = 4\pi r_0^2 n_0 \langle v \rangle. \quad (36)$$

Ҳақыйқатында газде нышана-молекулалар қозғалыста болады, ал келип түсіуші молекулалар хәр қыйлы тезлик пенен қозғалады. Қала берсе нышана-молекулалардың да, келип түсіуші молекулалардың да тезликтери Максвелл бөлистирилиўи жәрдемінде бериледи. Буны есапка алыў ушын барлық талқылыўларды өзгериссиз қалдырамыз, тек (36) деги $\langle v \rangle$ тезлиги хәкқында айтылғанда түсіуші молекулалардың орташа тезлигин түсинемиз. v_1 хәм v_2 тезликтери менен қозғалыўшы еки молекуланың салыстырмалы тезлиги мынаған тең:

$$v_{\text{салыст}} = v_1 - v_2.$$

хәм, усыған сәйкес, салыстырмалы тезликтің абсолют мәніси ушын төмендеги аңлатпаны аламыз:

$$v_{\text{салыст}} = \sqrt{(v_1 - v_2)^2} = \sqrt{v_2^2 + v_1^2 - 2v_1 v_2 \cos \theta}. \quad (37)$$

Бул аңлатпада θ арқалы v_1 хәм v_2 тезликтери арасындағы мүйеш белгиленген (сүүретти қараңыз).

Салыстырмалы тезликтің орташа мәнісін (19) Максвелл бөлістиріуін есепке алып есеплеу зәрүр. Сфералық координаталар системасының Z көшерін v_2 бағытында бағытлап аламыз:

$$\langle v_{\text{салыст}} \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \sin\theta d\theta \int_0^\infty dv_1 dv_2 dv_{\text{салыст}} f(v_1) f(v_2) = \sqrt{2} \langle v \rangle = \sqrt{16RT/(\pi M)}. \quad (38)$$

Бұл аңдатпадағы $1/(4\pi)$ көбейтіушиси тезликлердің бір бирине салыстыргандағы мүмкін болған барлық бағытлары бойынша (яғный толық денелик мүйеш 4π бойынша) салыстырмалы тезликті орташалауды есепке алады. Ал $\langle v \rangle$ болса (23)-формула беретугын Максвелл бөлістирилиуіндегі молекулалардың қозғалысының орташа мәніси.

Сонлықтан соқлығысыушы молекулалардың тезликери ушын Максвелл бөлістирилиуін есепке алғанда соқлығысыулардың орташа жийилиги хәм еркін жүріу жолының орташа узынлығы ушын формулалар төмендегидей түрге ийе болады:

$$v' = 4\sqrt{2}\pi r_0^2 n_0 \langle v \rangle = 16r_0^2 n_0 \sqrt{\pi RT/M},$$

$$\langle l \rangle = 1/4\sqrt{2}\pi r_0^2 n_0.$$

Хәўадағы әдеттегі шараятлар ушын (яғный $n_0 \approx 10^{25} \text{ м}^{-3}$, $r_0 \sim 10^{-10} \text{ м}$, $\langle v \rangle \sim 500 \text{ м/с}$ болғанда) еркін жүріу жолының узынлығы $\langle l \rangle \sim 10^{-6} \text{ м} = 10^{-4} \text{ см}$, ал соқлығысыулар жийилиги $v' \sim 10^9 \text{ 1/с}$.

Молекуланың энергиясының өзгеріуі соқлығысыуларда жүзеге келеди. Айқын молекула ушын соқлығысыудың салдарында энергияны алыу ямаса энергияны жоғалтыу итималлықлары бирдей емес: киши энергияға ийе молекулалар энергия алады, ал үлкен энергияға ийе молекулалар энергиясын жоғалтады. Хәр бир айқын молекула жеткиликли дәрежеде үлкен ўақыт аралықлары ишінде киши энергияға да, үлкен энергияға да ийе болады.

Кесе-кесимди анықлағанда нышанаға келип тийіуши бөлекше ноқатлық деп қабыл етиледі. Кесе-кесимнің бөлекшениң геометриялық өлшемлерине қатнасы жоқ хәм бир бөлекше ушын хәр қандай процессте хәр қыйлы кесе-кесим алынады. Кесе-кесим арқалы процесстің итималлығы тәрипленеди.

Идеал газлердің кинетикалық теориясының тийкарғы теңлемеси. Басым молекулалардың ыдыс дийўалларына урылыуының салдарынан пайда болады. Хәр бир молекула дийўалға келип соқлығысыудың ақыбетінде оған импульс береді. Усының салдарынан молекуланың импульси де тап сондай шамаға өзгереді. Егер X көшерін ыдыс дийўалына перпендикуляр етип бағытласақ бир соқлығысыудағы ыдыс дийўалы тәрепинен алынатугын импульс $2mv_x^{(+)}$ ке тең (m арқалы молекуланың массасы белгиленген). Басым майданы 1 см^2 (1 м^2) болған дийўалға 1 секунд ўақыт ишінде берілген импульсқа тең. Сонлықтан басым ыдыс дийўалына нормал бағытланған молекулалардың импульсының екилетілген ағысына тең.

Ыдыс дийўалына қарай бағытланған импульс ағысы

$$n_0 \int f(v_x^{(+)}, v_y, v_z) v_x^{(+)} dv_x^{(+)} dv_y dv_z m v_x^{(+)} \quad (1)$$

Тезликлердегі (+) индекси ағыстың тек ғана ыдысқа қарай бағытланған молекулалар тәрепинен пайда етилетуғынлығын билдиреди. Бул ағыстағы барлық молекулалардың санының ярымын курайды. Бундай жағдайда

$$p_x = 2n_0 m \int f(v_x^{(+)}, v_y, v_z) [v_x^{(+)}]^2 dv_x^{(+)} dv_y dv_z = n_0 kT. \quad (2)$$

Тап усындай жол менен басқа кураушыларды да табамыз:

$$p_x = p_y = p_z = p = n_0 kT. \quad (3)$$

Күткенимиздей, газдың басымы изотроп хэм сонлықтан оны тек p аркалы, бағытты көрсетпей белгилеуге болады. Бирак бундай жағдайдың барлық ўақытта да орын алмайтуғынлығын еске алып өтеміз. Егер орталықтың механикалық қасиетлери анизотроплық болса, онда хэр қандай бағыттағы хэр қандай ноқаттағы тезликтің мәнислери бирдей болмайды.

Бул формуладағы температураны (23) бойынша орташа квадратлық тезлик $\langle v^2 \rangle$ аркалы аңлатып (3) ти былай жазамыз:

$$p = \frac{2}{3} \left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle n_0. \quad (4)$$

Бул теңлеме *идеал газлердің кинетикалық теориясының тийкаргы теңлемеси деп аталады*².

(4) ти келтирип шығарғанда молекулалардың ыдыс дийўалына урылыўының нызамы хаққында хеш нәрсе де болжап айтылмады. Бул процесс жүдә курамалы хэм молекулалар менен дийўалдың материалынан және дийўалдың бетинің қандай дәрежеде тегисленгенлигине байланысly. Атомлардың дийўалдан шағылысыўы улыўма айтқанда айналық шағылысыў нызамы бойынша жүзеге келмейди, яғный түсиў мүйеши шағылысыў мүйешине тең емес. Көпшилик жағдайларда «косинуслар нызамы» орынланып, бул нызамға сәйкес шағылысыўдың интенсивлиги базы бир бағытларда усы бағыт пенен бетке нормаль арасындағы мүйештиң косинусына пропорционал болады. Түсиў мүйешинен бул интенсивлик дерлик ғәрезли емес. Егер бет монокристалдың каптал бети болса, онда шағылысыў нызамы кристалдың қасиетлеринен ғәрезли болып, хэр кыйлы бағытлар бойынша максимумлар менен минимумларға ийе болады. Бирак басымды есаплағанда олардың хеш қайсысын да есапқа алмаўға болады.

Клапейрон-Менделеев теңлемеси. n аркалы газдың V көлеміндеги молекулалардың улыўмалық санын белгилеймиз. $n_0 = n/V$ екенлигин есапқа алып (3) ти былай жазамыз

$$pV = nkT. \quad (5)$$

n ниң шамасы тиккелей өлшенбейтуғын болғанлықтан бул теңлемеге басқаша қолайлы түр беремиз. Молекулалардың n молиндеги молекулалардың улыўма саны $n = vN_A$. Сонлықтан (5) ти былай жазамыз:

$$pV = vN_A kT = vRT. \quad (6a)$$

Бул теңлик *Клапейрон-Менделеев теңлемеси* деп аталады. $T = \text{const}$ болғанда **Бойл-Мариотт теңлемесине** ийе боламыз, ал $p = \text{const}$ та **Гей-Люссак таңлемесин** аламыз.

$$R = kN_A = (8.31434 \pm 0.00035) \text{ Дж/(моль} \cdot \text{К)} = (8.31434 \pm 0.00035) \cdot 10^7 \text{ эрг/(моль} \cdot \text{град)}$$

моллик газ турақлысы деп аталады. Заттың молине тийисли шамалар **моллик** деп аталады.

Моллик көлем түсинигин киргизиў аркалы (6a) ға басқа түр беремиз. Моллик көлем V_m деп заттың 1 молиниң көлемине айтамыз: $V_m = (\text{газ тәрөпинен ийеленген көлем})/(\text{газдеги моллер саны}) = V/v$. Бундай жағдайда

² Биз тезликтің ең үлкен мәнисинің жақтылықтың вакуумдаги мәнисине тең екенлигин билемиз. Сонлықтан, егер хаўа ушын орташа $n_0 = 2.7 \cdot 10^{25} \text{ 1/m}^3$ екенлиги есапқа алсақ, онда басымның ең үлкен

мәнисинің $p = \frac{2}{3} \left\langle \frac{mc^2}{2} \right\rangle n_0 = kT n_0 \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ Па}$ шамасына болатуғынлығына ийе боламыз. Буннан

биз температураның жоқарылаўына байланысly болған басымның шамасының белгили бир шекке умтылатуғынлығын көремиз. Бул жағдай әсиресе жулдызлар физикасында үлкен әхмийетке ийе.

$$pV_m = RT. \quad (6b)$$

Көпшилик жағдайларда (6a) ға газ массасын киргизеді. Заттың массасы m менен моллик масса M арасында $M = m/v$ байланысы бар. Демек

$$pV = \frac{m}{M} RT. \quad (7)$$

(6a) формуласына Б.П.Э.Клапейрон хәм Д.И.Менделеевлердің атының берилиуі төмендегі жағдайларға байланысly. Б.П.Э.Клапейрон дәслеп Бойл-Мариоттың бирлескен нызамын $pV = A(267 + t)$ түрінде жазды. Бул формулада A газдың берилген массасы ушын турақлы шама, t Цельсия шкаласындағы температура. Клапейрон газдың температуралық кеңейу коэффициенті $1/273$ тиң орнына $1/267$ ге тең шама алды. Буннан кейин жазыу Д.И.Менделеев тәрeпинен жетилистирилди. Ол теңлемеге моллик газ турақлысын ендирди хәм теңлемени (7) түрінде жазды.

Дальтон нызамы. Газлердің араласпасының хәр бир кураушысының бир биринен ғәрeссиз екенлиги жоқарыда айтылып өтилген еди. Сонлықтан хәр бир кураушы (3) ке сәйкес өз басымын пайда етеди. Ал толық басым хәр бир кураушы пайда еткен басымлардың қосындысына тең:

$$p = n_{01}kT + n_{02}kT + \dots + n_{0i}kT = p_1 + p_2 + \dots + p_i. \quad (8)$$

Бул формулада p_i арқалы **парциялық басым** белгиленген. (8) теңлиги менен аңлатылған нызам **Дальтон нызамы** деп аталады. Әлбетте жеткиликли үлкен басымларда Дальтон нызамы жууық түрде орынланады. Себеби бул жағдайларда араласпаның хәр түрли кураушылары арасында өз-ара тәсирлесіу сезиле баслайды хәм нәтийжеде олар бир биринен ғәрeссиз болып қала алмайды. Бул хәқыйқатында да реал жағдайларда үлкен басымларда орын алады. Бул нызам 1801-жылы Д.Дальтон (1766-1844) тәрeпинен ашылды хәм ол бул нызамды атомлық көз-қарас жәрдемінде түсіндирди.

Газ араласпасының кураушыларының парциялық басымын, массасын хәм моллик массасын сәйкес p_i , m_i хәм M_i арқалы белгилеп Дальтон нызамы (7) ның жәрдемінде (7) теңлемесин былайынша жазамыз:

$$(p_1 + p_2 + \dots + p_i)V = \left(\frac{m_1}{M_1} + \frac{m_2}{M_2} + \dots + \frac{m_i}{M_i} \right) RT. \quad (9)$$

Газ араласпасының толық басымын $p = p_1 + p_2 + \dots + p_i$, массасын $m = m_1 + m_2 + \dots + m_i$ арқалы белгилеймиз хәм газ араласпасының орташа моллик массасы $\langle M \rangle$ шамасын киргиземиз. Оның шамасын $1/\langle M \rangle = (1/m)(m_1/M_1 + m_2/M_2 + \dots + m_i/M_i)$ теңлиги менен анықлаймыз хәм (9) теңлемесин бир кураушыға ийе газ ушын жазылған (7) теңлемесиндей етип жазамыз:

$$pV = \frac{m}{\langle M \rangle} RT. \quad (10)$$

Авагадро нызамы. Идеал газлердің хал теңлемеси (5) тан бирдей температура менен бирдей басымларда қәлеген газдың өз-ара теңдей болған көлемлерінде бирдей сандағы молекулалардың жайласатуғынлығы көринип тур. 1811-жылы белгиленген бундай тастыйықлау **Авагадро нызамы** деп аталады.

Демек қәлеген газдың бир моли белгили температура менен басымда бирдей көлемге ийе болады. Әдеттегидей шараятларда ($p = 101.325$ кПа; $T = 273.15$ К) бул көлем

$$V_m = (RT/p) = 22.41383 \text{ м}^3/\text{моль}.$$

Усындай шараятлардағы молекулалардың концентрациясы **Лошмидт саны** жәрдемінде бериледи:

$$N_1 = 2.6867754 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3} = 2.6867754 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}.$$

Басымды өлшеу. Басымды өлшейтуғын әсбапларды **манометрлер** деп атайды. Физикалық изертлеулер практикасында хәзирги уақытлары шама менен 10^{-10} нан 10^{11} Па ға шекемги басымларды өлшеуге тууры келеди. Басымның хәр кыйлы диапазонында оны өлшейтуғын хәр кыйлы усыллар қолланылады.

Манометрлерди еки категорияға бөледі. Биринши категорияға кириўши манометрлер басымды күштің майданға катнасына тең шама ретинде өлшейди. Бундай манометрлер абсолют эсбап болып табылады хәм дәслепки өлшеў куралы ретинде пайдаланылады. Ал басқа категорияға кириўши манометрлер басымды тиккелей өлшемейди, ал басымға ғәрезли болған басқа бир физикалық шаманы өлшейди.

Моллик хәм салыстырмалы шамалар. Молекулалық физикада яки заттың молине тийисли болған, яки оның массасына тийисли болған шамаларды жүдә жийи қолланады. Биринши жағдайда оларды моллик шамалар, ал екинши жағдайда оларды салыстырмалы шамалар деп атайды. Моллик шамаларды әдетте (бирақ барлық ўақытта емес) m индекси жәрдеминде белгилейди. Мысалы моллик көлем $V_m = V/v$. Бирақ моллик газ турақлысы R индексиз жазылады. Ал салыстырмалы шамалар болса усы шаманың белгисиндей болған киши хәрип пенен белгиленеди. Мысалы салыстырмалы көлем $v = V/m$. Салыстырмалы газ турақлысы $R_0 = R/M = vR/m$ түринде белгиленеди.

Көп жағдайларда формулалар моллик шамалар ушын да, салыстырмалы шамалар ушын да бирдей түрге ийе болады. Сонлықтан оларды еки рет жазып отырыўдың хәм индекслер менен оларды қурамаластырыўдың зәрүрлиги жоқ. Бирақ егер кәтеликлерге жол қойыў мүмкин болған жағдайлар ушырасатуғын болса шаманың характери оның белгилеўлери менен аңлатылады.

Мысал ретинде идеал газ ушын теңлемени қараймыз. (7) түринде жазылған теңleme массасы m ге тең моллик массасы M болған хәм V көлемин ийелеўши газ ушын теңleme болып табылады. Ал

$$pV = vRT$$

(бул жерде $v = m/M$) түринде жазылған аңлатпа V көлемин ийелеўши газдың v моли ушын жазылған теңleme болып табылады. Тап сол сыяқлы

$$pV_m = RT$$

түринде көширип жазылған (бул жерде $V_m = V/v$) аңлатпа V_m көлемин ийелеўши газдың бир моли ушын жазылған теңleme болып табылады.

$$pv = R_0 T$$

теңлемеси болса ($v = V/m$, $R_0 = R/M$) газдың салыстырмалы көлемине тийисли.

Улыўмалық теориялық мәселелерди талқылағанда әдетте моллик шамаларды қолланған мақсетке муўапық келеди. Ал айқын мәселелерди шешкенде хәм мәселелерди жуўық түрде шешиў мүмкин болған жағдайларда салыстырмалы шамаларды пайдаланған қолайлы.

Термометрлик дене хәм термометрлик шама. Температура денениң «қыздырылғанлығының» санлық өлшеми болып табылады. Әлбетте «Қыздырылғанлық» түсиниги субъектов түсиниклердің қатарына киреди. «Қыздырылған» дене «қыздырылмаған» дене менен узақ ўақыт бир бирине тийдирилип қойылса «қыздырылған» денеден «қыздырылмаған» денеге жыллылық өтеди хәм нәтийжеде «қыздырылмаған» денениң температурасы артады деп есаплаймыз. Денениң «қыздырылғанлық» дәрежеси усы «қыздырылғанлық» қа байланыслы болған метариаллық денелердің характеристикалары менен өлшенеди.

Мысалы «қыздырылғанлық» қа қатты денениң узынлығы, газдың басымы байланыслы болады. Узынлық пенен басымды өлшеўдің усыллары жақсы белгили. Сонлықтан да «қыздырылғанлық» ты өлшеў әдетте басқа бир шаманы өлшеўге алып келинеди.

«Қыздырылғанлық» ты өлшеў ушын сайлап алынған дене **термометрлик дене** деп аталады, ал «қыздырылғанлық» тиккелей өлшенетуғын шаманың өзи **термометрлик шама** деп аталады.

Температураның эмпирикалық шкаласы. Ең алды менен термометрлик денени сайлап аламыз. Термометрлик шаманы 1 хәрипи менен белгилеймиз. Термометрлик дене ретинде метал стержень аланыўы мүмкин. Әпиўайылық ушын суўдың қатыў ноқаты менен қайнаў ноқатын алайық. Өлшеўлер қатыў ноқатында 1_1 , қайнаў ноқатында 1_2

узынлығын көрсеткен болсын. **Температура деп денениң «қыздырылғанлығын» тәриплейтуғын шаманың сан мәнисине айтамыз.** Температураның өзи термометрлик шама болып табылмайды. Оның мәниси термометрлик шамадан алынады хәм **градусларда** аңлатылады.

Температураның градусы деп

$$1^0 = \frac{l_2 - l_1}{t_2 - t_1} \quad (1)$$

шамасына айтамыз.

Термометрлик денениң температурасы деп

$$t = t_1 + \frac{l_t - l_1}{1^0} = t_1 + \frac{l_t - l_1}{l_2 - l_1} (t_2 - t_1) \quad (2)$$

шамасын түсінеміз. Бул жердегі l_1 өлшенип атырлыған «қыздырғанлықты» өлшегенде алынған термометрлик шама.

(1) хәм (2) формулалар температуралардың эмпирикалық шкаласын тәриплейди. Олар термометрлик дене менен термометрлик шама анық сайлап алынғанда бир мәниске ийе болады.

Эмпирикалық температуралар мысалы ретінде Цельсия, Реомюр хәм Фаренгейт шкалаларын көрсетіуге болады. Бул шкалалардағы суудың қатыў (t_1) хәм қайнаў (t_2) температуралары:

Шкала	t_2	t_1
Цельсия	100	0
Реомюр	80	0
Фаренгейт	212	32

Демек бирдей «қыздырылғанлық» бул шкалаларда хәр кыйлы температуралар менен тәриппенеди екен:

$$t^0C = \frac{l_t - l_1}{l_2 - l_1} 100, \quad (3)$$

$$t_R = (l_t - l_1) * 80 / (l_2 - l_1),$$

$$t_F = 32 + (l_t - l_1) * 180 / (l_2 - l_1).$$

Бул формулаларда бир термометрлик дене хәм бир термометрлик шама алынады деп есапланған. (3) тен бир шкаладағы температураны екінши шкалаға өткеріў формуласы аңсат келтирилип шығарылады:

$$t_R = 0,8 * t^0C, \quad t_F = 32 + 1,8 * t^0C. \quad (4)$$

Бир градустың хәр кыйлы шкалаларда хәр кыйлы екенлигин аңлаймыз.

Жоқарыда гәп етилген шкалалардың барлығы да реперлик нокатлар ретінде муздың ериў нокаты менен суудың қайнаў нокатын пайдаланып алынған. Голландиялы шийше үрлеўши уста Д.Фаренгейт (1686-1736) биринши реперлик нокат ретінде муздың ас дузы менен араласпасының ериў нокатын алды. Бул нокатқа 0^0 температурасы берилди. Екінши реперлик нокат ретінде муздың ериў нокаты алынып оған 32^0 тепературасы берилди. Бундай жағдайларда әдеттеги атмосфералық басымларда суудың қайнаў температурасы ушын 212^0 алынды. Термометрлик дене ретінде сынап ямаса спирт алынды.

Француз илимпазы Р.А.Реомюр (1683-1757) 1730-жылы өзиниң шкаласын усынды. Ол басланғын реперлик нокат ретінде муздың ериў температурасын алды хәм оны $t_1 = 0$ деп қабыл етті. Ал бир градус ретінде спирттің өз көлемин 0,001 ге кеңейтетуғын температураның осимин усынды. Бундай жағдайда суудың қайнаы температурасы ушын $t_2 = 80^0$ алынады.

Швед астрономы А.Цельсий (1701-1744) қайтыс болмасынан еки жыл бұрын (1742-жылы) жаңа шкаланы усынды. Бул шкала бойынша муздың ериў нокатына 100, ал суудың қайнаў нокатына 0 мәнислери берилди. Ал хәзирги ўақытлардағы муздың ериўи ушын

0°C хәм суудың қайнау нокаты ушын 100°C ның жазылыуы кейинирек пайдаланыла баслады.

Температуралардың абсолют термодинамикалық шкаласы. Термометрлик дене ушын қойылатуғын талаптар усындай дана ретінде идеал газди алыу хаққындағы пикирди пайда етеди. Идеал газдың хал теңлемеси $pV = \nu RT$ термометрлик шама ретінде дәл өлшениуі мүмкин болған V ямаса p шамаларын алыудың мүмкин екенлигин көрсетеди. Бундай термометрлик денеде қайтадан өлшеулер жүргизгенде дәслепкидей шамалардың дәл алынуатынлығына гүман тууылмайды. Бирақ бундай дене тәбиятта болмайды. Усыған байланысly қәсийетлери идеал газге жақын келетуғын газди сайлап алыуға болады. Эксперимент жеткиликли дәрежеде сийреклетилген газдың қәсийетлериниң идеал газдың қәсийетлерине жақын екенлигин көрсетеди. Сонлықтан оларды термометрлик дене ретінде пайдаланыу мүмкин. Идеал газдың теңлемеси болған (ба) үш өзгермели шаманы өз ишине алады. Сонлықтан бул теңleme температураның анықламасын хәм еки ыызамды қамтыйды деп есаплауға болады. Бул еки ыызам сыпатында Бойль-Мариотт хәм Гей-Люссак ыызамларын алыуға болады.

Термометрлик шамалар ретінде p ямаса V шамаларын алыу мүмкин. Егер V алынуатын болса Гей-Люссак ыызамы ыызам болыудан қалады хәм ол қабыл етилген температураның анықламасының нәтийжеси болып қалады. Бул жағдайда идеал газдың екінши ғәрезсиз ыызамы ретінде $p_1/p_2 = T_1/T_2$ Шарль ыызамы алынады.

Реперлик нокатлар ретінде суудың ериу хәм қайнау температураларын алыуға болады. Бул температураларды T_1 хәм T_2 арқалы белгилеймиз. Анықлама бойынша усы температуралардың айырмасы 100 ге тең болатуғындай етип алыныуы мүмкин, яғный $T_2 - T_1 = 100$. Термометрлик шама сыпатында басымды аламыз. Экспериментте қәсийетлери идеал газдың қәсийетлерине жақын етип алынған газдың суудың ериу температурасындағы p_1 хәм қайнау температурасындағы p_2 басымларын өлшеу мүмкин. Усындай өлшеулердің нәтийжесинде 1.3661 саны алынған. Демек T_1 менен T_2 лерди есаплау ушын еки теңлемеге ийе боламыз: $T_2 - T_1 = 100$ хәм $T_2/T_1 = 1.3661$. Оларды шешиу $T_1 = 273.15$ К хәм $T_2 = 373.15$ К шамаларын береді. Солай етип температуралар шкаласы толық белгиленип алынады.

Бирақ жоқарыда айтылғандай етип температуралар шкаласын қабыл етиу толығы менен қанаатландырыллық емес. Себеби суудың ериуі менен қайтау температурасы басымнан ғәрезли. Сонлықтан СИ системасында суудың ериу температурасына 273.16 К, ал температура бирлиги ретінде суудың ериу температурасы менен абсолют нол арасындағы айырманың $1/273.16$ бөлеги қабыл етилген.

Термометрлик дене ретінде идеал газди қабыл етип температураны

$$T = \frac{273,16}{p_0} p \quad (5)$$

формуласы менен есаплауға болады. p_0 суудың ериу температурасындағы басым, p - өлшенип атырған температурадағы басым. Өлшеу барысында газдың көлеми V турақлы болып қалыуы керек.

Усындай жол менен анықланған температуралар шкаласы температуралардың абсолют термодинамикалық шкаласы деп аталады.

Кельвин бойынша нол. (б) теңлемесинен төмендегилер келип шығады:

Идеал газдың терис мәнисли басымының болмауына байланысly абсолют термодинамикалық температура белгисин өзгерте алмайды. Реперлик температура ретінде оң мәнисли температура қабыл етилгенликтен термодинамикалық температура терис мәнисти қабыл ете алмайды.

Бул талқылаулардан ноллик абсолют температураға ийе халдың бар екенлиги бийкарланбайды. Бирақ хәр қандай процесслерди талқылау 0 К ге жетиудің мүмкин емеслигин көрсетеди. 0 К ге шекли сандағы операциялардың нәтийжесинде мүмкин

емеслиги термодинамикада *термодинамиканың үшінші басламасы* деп аталыушы постулат сыпатында қабыл етіледі.

Температура термометрлік шама болып табылмайды. Сонлықтан температураны өлшеу барлық уақытта да барометрдің жәрдеминде бийиклікті өлшеуді еске түсіреді. Барометрдің жәрдеминде бийіклік басымды өлшеу ямаса барометрді бийікліктен еркін түрде таслап жіберіп, оның Жер бетіне келіп жетемен дегенше уаытты өлшеу арқалы әмелге асырылады. Басқа жолы жоқ.

Белгіленіп алынған шкала менен реперлік нокат бар болған жағдайда термометрлік дене менен термометрлік шаманы хәр қыйлы етіп сайлап алғанда эмперикалық температура бірдей мәніске ийе болмайды.

Температураның халықаралық әмеліі шкаласы өлшеу әсбаптарын аңсат калибровкалау хәм температураның абсолют термодинамикалық шкаласын жеткіліклі дәрежеде әпийайы хәм дәл етіп дүзін алыуды әмелге асырыуға каратылған.

Абсолют термодинамикалық температура өз белгисін өзгерте алмайды. Бул температураны оң мәніске ийе деп есаплау улыума түрде қабыл етілген. Сонлықтан бундай температура терис мәніске ийе болмайды.

Абсолют термодинамикалық температураның нолине жетиу мүмкін емес. Бирақ қәлеген дәрежеге шекем сол нолге жақынлау мүмкіншилиги бийкарланбаған.

5-санлы лекция. Больцман бөлистирилиуі. Энергияның еркінлік дәрежесі бойынша бөлистирилиуі. Броун қозғалысының мәнісі

Ыдыстағы газлер араласпасы. Максвелл хәм Больцман бөлистириулері арасындағы байланыс. Больцман бөлистирилиуін экспериментте тексеріу. Барометрлік формула. Көтеріу күші.

Еркінлік дәрежесі саны. Еркінлік дәрежесі бойынша энергияның тең бөлистирилиуі хаққындағы теорема. Потенциал энергия менен байланыслы болған еркінлік дәрежелері.

Температураның сыртқы потенциал майданнан ғәрезсизлиги. Сыртқы потенциал майданда турған газдің толық энергиясы $E = \frac{mv^2}{2} + E_p$ ға тең, E_p - молекуланың потенциал энергиясы. Потенциал майданда қозғалғанда бөлекшениң кинетикалық энергиясы өзгереді. Дәслепкі көз-қарас пенен қарағанда молекулалардың орташа энергиясы хәм соған сәйкес температура өзгереді деп ойлау мүмкін. Бирақ ондай емес.

Жоқарыда орташа кинетикалық энергия хәм температура хаққында айтылғанлар потенциал майданда турған жағдайлар ушын да орынланады. Максвелл бөлистирилиуі де өзинің әхмийетін толық сақлайды. Демек *термодинамикалық тең салмақтық халында сыртқы потенциал майданда турған системаның барлық нокатларында температура бірдей мәніске ийе болады.*

Сыртқы потенциал майдан молекулалардың концентрациясына үлкен тәсирін тийгизеді.

Больцман бөлістирилиі. Молекуланың потенциал энергиясы E_p болса, бұл молекулаға $F = -\text{grad}E_p$ күші тәсір етеді. X көшери бағытындағы күшлердің балансын қараймыз.

Қабырғаларының ұзындығы dx , dy , dz болған кубтың ишіндегі молекулаларға тәсір ететүгін күш:

$$dF_{1x} = -n_0 dydz dx \frac{\partial E_p}{\partial x}. \quad (1)$$

n_0 аркалы молекулалар концентрациясы белгіленген. Кубтың X көшери бағытындағы жақтары арасындағы басымдар айырмасы $\frac{\partial p}{\partial x} dx$ шамасын қатең. Ал усы айырманың бар болыуы себепли пайда болған X көшери бағытында тәсір етиуші күш:

$$dF_{2x} = -\frac{\partial p}{\partial x} dx dy dz. \quad (2)$$

Тең салмақлық ғалда бұл күшлер бир бирин теңестириуі керек, яғный $dF_{1x} + dF_{2x} = 0$ ямаса

$$\frac{\partial p}{\partial x} dx = -\frac{\partial E_p}{\partial x} dx dy dz. \quad (3)$$

Тап усындай қатнастар басқа координата көшерлері бағытындағы күшлер ушын да дурыс. (3) тиң оң хәм шеп тәреплерин ағзама-ағза қосыу аркалы ийе боламыз:

$$\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz = -n_0 \left[\frac{\partial E_p}{\partial x} dx + \frac{\partial E_p}{\partial y} dy + \frac{\partial E_p}{\partial z} dz \right] = -n_0 dE_p. \quad (4)$$

Бұл аңлатпадағы dp менен dE_p басым менен потенциал энергияның өзгеріуінің толық дифференциаллары. (3) пенен $T = \text{const}$ шәртинен

$$dp = kT dn_0 \quad (5)$$

хәм

$$\frac{dn_0}{n} = -\frac{dE_p}{kT}. \quad (6)$$

(x_0, y_0, z_0) хәм (x, y, z) ноқатлары арасындағы ықтыярлы алынған жол бойынша бұл аңлатпаны интеграллап **Больцман бөлістириуін** аламыз:

$$n_0(x, y, z) = n_0(x_0, y_0, z_0) * \exp \left[-\frac{E(x, y, z) - E(x_0, y_0, z_0)}{kT} \right]. \quad (7a)$$

Бұл жерде потенциал энергия E хәрипи жәрдеминде белгіленген (p индекси жазылмаған).

Егер (x_0, y_0, z_0) ноқатындағы потенциал энергияны нолге нормировкаласақ

$$n_0 = n_{00} \exp \left[-\frac{E(x, y, z)}{kT} \right], \quad (7b)$$

бұл жерде $n_0 = n_0(x, y, z)$, $n_{00} = n_0(x_0, y_0, z_0)$.

Егер молекулалардың концентрациясы хеш бир жерде белгисіз болса Больцман бөлістириуін былайынша жазамыз:

$$n_0 = A \exp \left[-\frac{E(x, y, z)}{kT} \right], \quad (8)$$

ал нормировка турақлысын нормировка шәртинен табамыз:

$$\int_V n_0(x, y, z) dx dy dz = n,$$

бұл жерде V система көлеми. Бұл шәрттен (8) ди есапқа алып ийе боламыз:

$$\frac{n}{A} = \int_V \exp \left[-\frac{E(x, y, z)}{kT} \right] dx dy dz. \quad (9)$$

Больцман бөлістиріуі (8) потенциал энергия $E_p = E(x, y, z)$ тек ғана координатаға байланыссыз болғанда емес, ал басқа да өзгермелі шамаларға байланыссыз болған жағдайларда да дұрыс болады. Мысалы электрлік моменти p болған поляр молекуланың кернеуілігі E болған сыртқы электр майданындағы потенциал энергиясы $E_p = -pE \cos \theta$, бұл жерде θ электр моменти векторы менен кернеуілік векторы арасындағы мүйеш. Термодинамикалық тең салмақтықта поляр молекулалардың электр моменттері (8) формуласында $E_p = -pE \cos \theta$ болғанға сәйкес денелик мүйешлер бойынша бөлістиріледі.

Ыдыстағы газлердің араласпасы. Мейли ултанының майданы S , бийиклігі h_0 болған цилиндр ыдыста екі сорттағы молекулалар араласпасы болсын. Биринші сорт молекулалардың толық саны n_1 , екіншісінкі n_2 , ал массалары сәйкес m_1 , m_2 деп белгіленсин. Бийиклікке байланыссыз молекулалардың бөлістиріліуін табамыз.

Молекулалардың потенциал энергиясы $h = 0$ де нолге тең етип нормировкалансын. h бийиклігіндегі потенциал энергия $U = mgh$ болады. Демек концентрацияның бөлістиріліуі (7a) ға сәйкес

$$\begin{aligned} n_{01}(h) &= n_{01}(0) \exp [-m_1 gh / (kT)], \\ n_{02}(h) &= n_{02}(0) \exp [-m_2 gh / (kT)]. \end{aligned} \quad (10)$$

Нормировка шәртинен

$$\begin{aligned} S \int_0^{h_0} n_{01}(h) dh &= n_1, \\ S \int_0^{h_0} n_{02}(h) dh &= n_2 \end{aligned} \quad (11)$$

төмендегідей теңліклер аламыз:

$$\begin{aligned} n_{01}(0) &= \frac{n_1 m_1 g / (SkT)}{1 - \exp[-m_1 gh_0 / (kT)]}, \\ n_{02}(0) &= \frac{n_2 m_2 g / (SkT)}{1 - \exp[-m_2 gh_0 / (kT)]}. \end{aligned} \quad (12)$$

Хәр қандай бийикліклердегі молекулалардың концентрацияларының қатнасы:

$$n_{02}(0)/n_{01}(0) = [n_2 m_2 / (n_1 m_1)] * [1 - \exp \{-m_1 gh_0 / (kT)\}] / [1 - \exp \{-m_2 gh_0 / (kT)\}] * \exp [-(m_2 - m_1) gh / (kT)]. \quad (13)$$

(10) формуласынан үлкенірек массалы молекулалардың бийиклікке байланыссыз концентрациясының тезірек кемейетуғынлығы көриніп тұр. (13)-формула аұыр газ тийкарынан ыдыстың төменінде, ал жеңіл газ ыдыстың жокарысында көбірек концентрацияланады. Бұл хаұадан жеңіл болған ушыұ аппаратларының көтеріліу күшінің пайда болуы себебі болып табылады.

Максвелл хәм Больцман бөлістиріулері арасындағы байланыс. Максвелл хәм Больцман бөлістиріліулері Гиббс бөлістиріліуінің қурамлық бөлектері болып табылады.

Гиббс бөлістиріліуі (ямаса көп жағдайларда каноникалық бөлістиріліу деп те аталады) былай жазылады:

$$P_a = A \exp(-\beta E_a).$$

Бұл формулада $\beta = 1/kT$, E_a аркалы энергия белигенлен.

Температура орташа кинетикалық энергиядан келип шығады. Сонлықтан потенциал майданда неликтен температура тұрақлы болып қалады деп сораұ бериледи. Энергияның сақланыу нызамы бойынша потенциал энергия өзгерсе кинетикалық энергия да, соған сәйкес температура да өзгеріуі керек ғо. Басқа сөз бенен айтқанда бөлекше жокары қарай қозғалғанда кинетикалық энергиялары кемейеди, температура болса өзгермей қалады, ал бөлекше төменге қарай қозғалса кинетикалық энергия артады, ал орташа энергия тұрақлы болып қала ма?

Бул жағдай былайынша түсіндіріледі: Көтерілгенде бөлекшелер жыйнағынан ең әстелери, ең «салқынлары» айырылып шығады. Сонлықтан орташа энергия анықланғанда бөлекшелердің барлығы бойынша есаплау жүргизілмейді. Ал сол бийіклікте жайласқан «ыссырақ» молекулалар бойынша есаплау жүргизіледі. Егер ноллик бийікліктен h бийіклігине базы бір сандағы молекула келип жетсе, онда бул бийікліктегі хәр бир бөлекшеге сәйкес келетуғын орташа кинетикалық энергия ноллик бийікліктегі хәр бир бөлекшеге сәйкес келетуғын кинетикалық энергияға тең. Ал ноллик бийікліктегі «әстелик пенен қозғалыушы салқын» бөлекшелер h бийіклігине жете алмайды. Егер ноллик бийіклікте h бийіклігине көтериле алатуғындай кинетикалық энергияға ийе бөлекшелерди бөліп ала алсақ хәм хәр бир бөлекшеге сәйкес келиуши орташа кинетикалық энергияны есапласақ, онда бул орташа кинетикалық энергияның мәніси ноллик бийікліктегі барлық бөлекшелерди есапқа алғандағы орташа кинетикалық энергияның мәнісінен артық болып шығады. Сонлықтан h бийіклігіндегі хәр бир бөлекшениң орташа кинетикалық энергиясы хақыйқатында да кемейди деп айта аламыз. Бундай мәністе бөлекшелер топары жоқарыға көтерілгенде «салқынлаудың» жүз бергенлігін көреміз. Бирақ, егер h бийіклігінде хәм ноллик бийіклікте усы бийікліклердегі барлық бөлекшелер есапқа алынатугын болғанда олардың хәр бирине сәйкес келиуши орташа энергиялар, соған сәйкес температуралар бирдей болады. Буннан

<i>температураның</i>	<i>турақлылығы</i>	<i>менен</i>	<i>бөлекшелердің</i>
<i>концентрацияларының</i>	<i>өзгерісі</i>	<i>арасында</i>	<i>анық қатнас орын</i>
<i>алатуғынлығы келип шығады.</i>			

Планеталардың атмосферасы. Шар тәрізлі дене пайда еткен аұырлық майданындағы m массалы бөлекшениң потенциал энергиясы:

$$E_p(r) = -G \frac{vm}{r}. \quad (16)$$

Планеталардың, соның ишінде Жердің атмосферасы тең салмақлық халда турмайды. Жер атмосферасы тең салмақлық халда турмағанлықтан бийіклікке байланысly температура төменлейді. Планетаның атмосферасының тең салмақлықта туруының принципінде мүмкін емес екенлігін көрсетеміз. Егер де мүмкін болғанда атмосфераның тығызлығы бийіклікке байланысly (7а) бойынша өзгерер еди. Бул жағдайда (7а) мына түрге енеди:

$$n_0(r) = n_0(r_0) \exp \{ - G[Mm/(kT)](1/r_0 - 1/r) \}. \quad (17)$$

Бул жерде потенциал энергия ушын (16) аңлатпасы есапқа алынған, r_0 планетаның радиусы. (17) $r \rightarrow \infty$ те шекке ийе:

$$n_0(r \rightarrow \infty) \rightarrow n_0(r_0) \exp \{ - G[Mm/(kT)]1/r_0 \}. \quad (8)$$

Бул аңлатпа егер атмосферада шеклі сандағы молекула болатуғын болса, онда бул молекулалар пүткіл кеңіслік бойынша тарқалыуының, яғный атмосфераның шашырауының керек екенлігі билдиреди.

Ақырғы есапта барлық системалар тең салмақлық халға өтиуге умтылады хәм планеталар атмосферасын толық жоғалтады. Айда атмосфера толығы менен жоғалған, Марста болса атмосфера жүдә сийреклеген. Демек Ай атмосферасы тең салмақлыққа жеткен, ал Марс планетасында болса сол халға жақынласқан. Венерада атмосфера жүдә тығыз. Демек бул планета тең салмақлық халға өтиу жолның басында турыпты.

Атмосфераны жоғалтыуды санлық жақтан қарағанда молекулалардың тезліктері бойынша бөлістирилиуін нәзерде тутыу керек. Жердің тартыу күшін тек ғана тезлігі екинші космослық тезліктен жоқары болған молекулалар жеңе алады. Бул молекулалар Максвелл бөлістириуінің «қуырығын» да жайласады хәм олардың салыстырмалы саны жүдә киши. Бирақ усы жағдайға қарамастан уақытлардың өтиуі менен атмосфераның жоғалыуы сезилерліктей дәрежеде болады. Аұыр планеталардың атмосфералары салыстырмалы узық уақытлар сақланады, ал жеңіл планеталар атмосферасын тез жоғалтады.

Барометрлик формула. Жјарыда келтирилген $p_x = p_y = p_z = p = n_0 kT$ формуласы жәрдеминде басым температура жәрдеминде бир мәнисли аңлатылатуғын болғанлықтан (10) Больцман бөлистирилиуи усы формула дурыс боатуғын жағдайлар ушын қосымша есаплауларды жүргизбестен-ақ тең салмақлық шараятлары ушын ($T = \text{const}$) басымның бөлистирилиуин тәриплеитугын формуланы жазыуға мүмкиншилик береді. Сонлықтан изотремалық атмосфера жағдайында h бийиклигиндеги басым хәм бир қураушы ушын мына формулалар жәрдеминде бериледи:

$$p_i(h) = n_{0i}(h)kT, \\ p_i(h) = p_i(0) \exp[-m_i gh/(kT)] \quad (19)$$

Хаўа тийкарынан кислород пенен азоттан турады. Сонлықтан бийикликке байланыслы басымның өзгериу формуласы төмендегидей түрге ийе болады:

$$p(h) = p_1(h) + p_2(h) = p_1(0) \exp[-m_1 gh/(kT)] + p_2(0) \exp[-m_2 gh/(kT)]. \quad (20)$$

Демек бийикликке байланыслы парциаллық басымлардың өз-ара қатнасы өзгериуи керек. Азот пенен кислород молекулаларының массаларының жақын екенлигин есапка аламыз.

$\frac{m}{kT} = \rho_0/p_0$ екенлиги есапка алсақ (ρ_0 хәм p_0 ноллик бийикликтеги тығызлық хәм басым) барометрлик формуланы былай жаза аламыз:

$$p(h) = \exp(-\rho_0 gh/p_0). \quad (21)$$

Жердің бетинде $p_0 = 101.325$ кПа қабыл етиледі. Бийикликке байланыслы температура өзгермейди деп есапланады.

Егер бийикликти километрлерде алсақ формула мына түске енеді:

$$p(h) = p_0 \exp(-h/7.99). \quad (22)$$

Бирақ хәқыйқатында атмосфера стационар емес, ал температура болса бийикликке байланыслы төменлейді. Усыған байланыслы басым менен бийиклик арасындағы ғәрезилик сезилерликтей өзгереді. Орталастырылған жағдайларда теңиз бетиндеги орташа басым p_0 де хәм температура $+15^\circ\text{C}$ да 11000 м бийикликке шекем (тропосфера) халықаралық барометрлик формула сыпатында мына аңлатпа қабыл етилген:

$$p(h) = 101.3(1 - 6.5h/288)^{5.255}.$$

Бул жерде p кПа лардағы басым, h - километрлердеги бийиклик.

Көтериу күши. Хаўадан жеңил болған ушыу аппаратларындағы көтериу күши қалай пайда болатуғынлығын көрип өтеміз. Цилиндр тәризли қатты ыдыс берілген болсын. Узынлығы 1 болған цилиндрдің қаптал жақлары вертикал бағытланған деп есаплаймыз. Цилиндрдің үстинги хәм төменги ултанларының майданларын S ке тең болсын. Егер цилиндрдің төменги ултаны жанында газдың концентрациясы n_0 болса, үстинги ултаны қасында $n_1 = n_0 \exp[-mg_1/(kT)] \approx n_0 [1 - mg_1/(kT)]$.

Демек цилиндрдің төменги ултанындағы басым $p_0 = n_0 kT$ жоқарыдағы ултанындағы басым болған $p = n_1 kT$ дан үлкен. Жоқарғы хәм төменги ултанларға түскен басымлар пайда еткен күшлер көтериу күшин береді:

$$F_{\text{koteriw}} = S(p_0 - p_1) = S n_0 mg. \quad (23)$$

Бул күштиң шамасы газдың салмағына тең. Бундай нәтийже Архимед ызамаы менен толық сәйкес келеді.

Салмақ майданында жоқары қарай қозғалыушы молекулалардың энергиясы кемейеді. Бирақ бундай жағдайда да тезликлер бойынша Максвелл бойынша бөлистирилудеги орташа энергия өзгенске ушырамайды. Хәр бир молекуланың энергиясының кемейиуинде молекуланың орташа энергиясының өзгериссиз қалыуы «кем энергияға

ийе» молекулалардың жоқарыға көтерілгенде ағыстан шығып қалыуы менен байланысly. Ағыстан шығып қалған молекулалар менен қосылатуғынлығының салдарынан төменге қарап қозғалыушы молекулалардың орташа энергиясы өзгермейди.

Сораулар:

Салмақ майданында молекулалар көтерілгенде олардың кинетикалық энергиялары кемейеди. Бирақ қанлай себеплерге байланысly тең салмақлық халда салмақ майданында температура бийикликке ғәрезли емес?
Максвелл хәм Больцман бөлистириулері өз ара қандай қатнасларда турады?

Еркинлик дәрежесі саны. Системаның халын анықлайтуғын ғәрезсиз өзгермели шамалардың саны системаның еркинлик дәрежесі деп аталады. Материаллық ноқаттың қозғалысының базы бир ўақыт моментиндеги энергиялық халын толық тәриплеу үшін кинетикалық энергияны анықлауға тезликтің үш компонентасын, ал потенциал энергияны анықлауға үш координата керек. Яғный бул жағдайда алты өзгериуши талап етиледі. *Айырым алынған материаллық ноқаттың қозғалсын динамикалық жақтан қарағанда бул өзгериуши шамалар ғәрезсиз шамалар болып қалмайды. Қозғалыс теңлемесі шешилгенде координаталарды ўақыттың функциялары, ал тезликлерди болса координаталар бойынша алынған туўындылар сыпатында аңлатыуға болады. Ал ноқат статистикалық системаның бөлими болып табылатуғын болса оны алты еркинлик дәрежесі бар деп қарау керек.*

n ноқатлық бөлекшеден туратуғын статистикалық система бп еркинлик дәрежесине ийе болады, олардың $3n$ данасы кинетикалық энергияны алып жүриушилер, ал (егер система сыртқы потенциал майданда турса яки системаны кураушы бөлекшелер бири бири менен потенциал күшлер арқалы тәсир ететуғын болса) қалған $3n$ данасы потенциал энергияны алып жүриушилер болып табылады. *Тәсир етисіудің кейинги түри идеал газлерде болмайды деп есапланады.*

Энергияның еркинлик дәрежелері бойынша теңдей етип бөлистирилиуи хаққында теорема. Статистикалық механиканың

статистикалық тең салмақлық жағдайында системаның хәр бир еркинлик дәрежесине бирдей орташа энергия сәйкес келеди

деп тастыйықлауы әхмийетли орын тутады. Бул мәселени математикалық жақтан толық дәллилеуді кейинге қалдырамыз.

Жоқарыда идеал газдің молекуласының орташа кинетикалық энергиясының

$$\left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle = \frac{3}{2} kT \quad (1)$$

екенлиги айтылған еди. $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$ екенлиги анық. Сондай-ақ $\langle v_x^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle$.

Онда

$$\left\langle \frac{mv_x^2}{2} \right\rangle = \left\langle \frac{mv_y^2}{2} \right\rangle = \left\langle \frac{mv_z^2}{2} \right\rangle = \frac{1}{2} kT. \quad (2)$$

(2) ниң газдің қәлеген молекуласы үшін дурыс екенлиги түсиникли. Буннан идеал газдің хәр бир еркинлик дәрежесине бирдей болған $\frac{kT}{2}$ энергия сәйкес келеди.

Жоқарыда газдің курамындағы хәр қандай сорттағы молекулалардың орташа кинетикалық энергияларының бирдей екенлиги дәлиленген еди. Сонлықтан энергияның еркинлик дәрежелері бойынша бирдей болып бөлистирилиуи хәр қандай газлердің араласпасы үшін да дурыс болады деп тастыйықлай аламыз.

Енди молекуламыз еки атомнан туратуғын болсын. Бундай жағдайда еки атомлы молекулалардан туратуғын газди молекулалары молекуланың курамына киретуғын

атомларды деп есапланатуғын еки сорттағы молекулалардың жыйнағы деп қарауға болады. Бундай жағдайда еки атомлы молекуланың орташа энергиясы $2 \cdot 3 \frac{kT}{2}$. Бул алты $\frac{kT}{2}$ ни еки атомлы молекуланың алты еркинлик дәрежесине бөлистирип беріу мүмкин.

Бирақ бул теореманың дәллілениуі болып табылмайды.

Еки атомлы молекуланың алты еркинлик дәрежеси төмендегилерден турады:

Үш еркинлик дәрежеси молекуланың масса орайының қозғалысына сәйкес келеди. Еки дәреже молекуланың еки өз-ара ортогонал көшерлер дөгерегінде айланыуына, ал бир еркинлик дәрежеси атомлардың бир бирин тутастырыушы туұры бойынша тербелісине сәйкес келеди.

Потенциал энергия менен байланысly болған еркинлик дәрежелери. Бир бирин тутастырыушы туұры бағытында тербеліуіши атомлар сызықлы осциллятор болып табылады. Бундай сызықлы осциллятордың орташа кинетикалық энергиясы орташа потенциал энергияға тең болады. Демек еки атомлы молекуладағы потенциал энергия менен байланысқан еркинлик дәрежесине қосымша $kT/2$ энергия сәйкес келеди.

Бирақ бундай деп тастыйықлау атомлар арасындағы өз-ара тәсирлесіу потенциал энергиясы мәніси аралықтың квадратының функциясы болған жағдайда дурыс болады. Энергияның еркинлик дәрежеси бойынша теңдей болып бөлистирилиу қағыйдасы өз-ара тәсирлесіудің басқа нызамлары орынланғанда дурыс болмайды.

Энергияның еркинлик дәрежелери бойынша бирдей бөлистилиуі бир еркинлик дәрежесине сәйкес келетуғын энергияны нәзерде тутады. Айқын уақыт моментінде берілген еркинлик дәрежесине сәйкес келетуғын энергия басқа еркинлик дәрежесине сәйкес келиуіши энергияға тең болмауы мүмкин. Тек үлкен уақыт аралығында алынған хәр қыйлы еркинлик дәрежелерине сәйкес келиуіши энергиялардың орташа мәніслери бир бирине тең болады. Эргодикалық гипотезаға мууапық бул ансамбль бойынша алынған сәйкес еркинлик дәрежелерине сәйкес келиуіши энергиялардың бирдей екенлигин билдиреди.

Броун қозғалысының мәніси. Суйықлыққа аралыстырылған микроскоп пенен бақланатуғын майда бөлекшелердің барлық уақытта қозғалыста болатуғынлығы биринши рет 1827-жылы Р.Броун тәрепинен ашылды хәм оның аты менен Броун қозғалысы деп аталады. Бул қубылыстың молекуляр-кинетикалық түсіндирилиуі 1905-жылы А.Эйнштейн тәрепинен берилди.

Бул қубылыстың мәніси төмендегиден ибарат:

Майда бөлекшелер молекулалар менен бирликте бир тутас статистикалық системаны пайда етеди. Еркинлик дәрежеси бойынша теңдей болып бөлистирилиу теоремасы бойынша броун бөлекшесинің хәр бир еркинлик дәрежесине $\frac{kT}{2}$ энергиясы сәйкес келиуі керек.

Бөлекшениң үш илгерилемели еркинлик дәрежесине сәйкес келиуіши $3 \frac{kT}{2}$ энергиясы оның масса орайының қозғалысын тәмийинлейди хәм бул қозғалыс микроскопта бақланады. Егер Броун бөлекшеси жеткиликли дәрежеде қатты болса хәм өзін қатты дене сыпатында көрсетсе айланыу еркинлик дәрежелерине және $3 \frac{kT}{2}$ энергиясы сәйкес келеди. Сонлықтан өзинің

қозғалысы барысында бөлекше қозғалыс бағытын тұрақты түрде өзгертіп барады.

Айланыу Броун қозғалысын сұйықтықтағы майда бөлекшелерде емес, ал басқа объектілерде бақыланады.

Айланбалы Броун қозғалысы. Бул құбылысты сууда араластырылған майда бөлекшелерде көріу қиын. Бул қозғалысты жиілікке жіпке илдирип қойылған айнаның жәрдемінде бақылау мүмкін. Хауа молекулалары менен барқулла тәсір етискенліктен тең салмақтық хал орнайды хәм айнаның хәр бир еркінлік дәрежесине $kT/2$ энергиясы сәйкес келеді. Сонлықтан илдирилип қойылған жіптің әтирапында айна айланбалы тербеліс жасайды. Егер айна бетине жақтылық дәстеси түсірилсе, шағылысқан нурдың бағытының үзліксиз өзгеріуін бақылауға хәм өлшеуіге болады.

Усы тербеліслер амплитудасының орташа квадратын есеплаймыз. Жіптің бурылыу модули D , ал буралыу көшеріне салыстырғандағы айнаның инерция моменти J болсын. Айнаның тең салмақтық халынан бурылыу мүйешін ϕ арқалы белгілейік. Буралыу тербеліслері теңлемесі мынадай түрге ийе:

$$J\ddot{\phi} = D\phi. \quad (1)$$

Бул теңлемедегі минус белгісі жіптің серпимлігінің күш моменти айнаны орнына алып келіуіне қарай бағытланғанлығын көрсетеді. Теңлеменің екі тәрепін де $\dot{\phi}$ шамасына көбейтіп хәм интеграллап жіптің тербелісіндегі энергияның сақланыу заңын аламыз:

$$\frac{1}{2} J \dot{\phi}^2 = \frac{1}{2} D \phi^2. \quad (2)$$

Киші буралыу тербеліслері гармоникалық тербеліс болып табылады. Сонлықтан:

$$\frac{1}{2} J \langle \dot{\phi}^2 \rangle = \frac{1}{2} D \langle \phi^2 \rangle = \frac{kT}{2}. \quad (3)$$

Бул жерде энергияның еркінлік дәрежелері бойынша тең бөлістирилиуі теоремасы пайдаланылған. Сонлықтан айнаның Броунлық бурылыу тербеліслері үшін аламыз:

$$\langle \phi^2 \rangle = kT/D. \quad (4)$$

Бул шаманы өлшеу мүмкін. Мысалы $T \approx 290 \text{ K}$, $D \approx 10^{-15} \text{ Н}\cdot\text{м}$ болған жағдайда $\langle \phi^2 \rangle \approx 4 \cdot 10^{-6}$. Бул шаманы өлшеу мүмкін.

6-санлы лекция.Максвелл-Больцман бөлістиріуі

Бөлекшелердің бир биринен паркының жоқтығы. Бозе-Эйнштейн хәм Ферми-Дирак моделлері. Максвелл-Больцман бөлістирилиуі формуласының Бозе-Эйнштейн хәм Ферми-Дирак статистикаларының дара жағдайы сыпатында. Бир биринен айрылатуғын бөлекшелердің энергия бойынша тарқалуы.

Усы уақытларға шекем көп бөлекшелерден туратуғын системаларды қарағанымызда бөлекшелер бірдей болғаны менен бир қатар да хәр бир бөлекшенің өзине тән өзгешелігі бар деп қабыл етілді. Сонлықтан микрохаллардың саны есепланғанда екі бөлекше орын алмастырғандағы микрохаллар бірдей емес деп есепланды. Бир биринен паркы бар бөлекшелердің усындай модели **Максвел-Больцман модели** деп аталады. Усындай тийкарда алынған статистикалық теория **Максвел-Больцман статистикасы** деп аталады.

Бізге бир бөлекшени екіншісінен айырыу белгілері белгілі емес. Себебі анықлама бойынша барлық бөлекшелер бірдей.

Базы бир халларда тұрған екі бірдей болған бөлекшени көз алдымызға елеслетеміз. Бундай жағдайда усы екі бөлекше орын алмастырғанда

физикалық ситуацияда хеш нәрсенің өзгермейтуғынлығы түсиникли нәрсе.

Егер еки электрон алып қаралса олардың бир биринен паркының жоқлығы өз өзинен түсиникли. Егер бөлекшелерди бир биринен паркы жоқ деп есапласак, микрохаллар санын есаплаудың Максвелл-Больцман моделиндегиден өзгеше басқа усыллардан пайдаланыу керек.

Бозе-Эйнштейн менен Ферми-Дирак моделлери. Бөлекшелердің бир биринен паркы жоқ деп қаралатуғын моделлер Бозе-Эйнштейн менен Ферми-Дирак моделлери болып табылады.

Соның менен бирге микрохалларға бөлекшелердің қатнасы бойынша бул моделлер бир биринен айрылады. Берілген халда тек ғана бир бөлекше бола алады деп есапланатуғын моделди Ферми-Дирак модели деп атаймыз. Ал Бозе-Эйнштейн моделинде берілген халда қалеген сандағы бөлекше турыуы мүмкин. Дәлирек айтқанда Бозе-Эйнштейн моделинде хәр бир квант халында қалеген сандағы бөлекше жайласуы мүмкин, ал Ферми-Дирак моделинде - тек бир бөлекшеден артық емес. Халдың тек ғана энергиясының мәніси бойынша емес, ал басқа да параметрлер менен тәрипленетуғынлығын атап өтеміз. Мысалы бирдей энергиялы, бирақ бөлекшениң импульсинің бағыты бойынша айрылатуғын халлар хәр қыйлы халлар болып табылады. Сонлықтан дәлирек түрде былай тастыйықлаймыз: **Бозе-Эйнштейн моделинде хәр бир квант халында қалеген сандағы, ал Ферми-Дирак моделинде тек ғана бир бөлекше тура алады.** Бозе-Эйнштейн моделине тийкарланған статистикалық теория **Бозе-Эйнштейн статистикасы** деп аталады.

Максвелл-Больцман статистикасы формуласы Бозе-Эйнштейн хәм Ферми-Дирак статистикалары формулаларының шектеги дара жағдайы болып табылады. Реал бөлекшелер бир биринен паркы жоқ, сонлықтан да олар Максвелл-Больцман моделине сәйкес келмейди хәм яки Бозе-Эйнштейн, яки Ферми-Дирак статистикасына бағынады. В.Паули тәрепинен пүтин спинге ийе бөлекшелердің Бозе-Эйнштейн, ал ярым пүтин спинге ийе бөлекшелердің Ферми-Дирак статистикасына бағынатуғынлығы анықланды. Максвелл-Больцман статистикасына бағынатуғын бөлекшелер жоқ. Бирақ соған қарамастан бул статистика көпшилик жағдайларда көп бөлекшелерден туратуғын системалардың қәсийетлерин дурыс тәриплейди. **Себеби бөлекшелер тура алатуғын халлар саны усы халларда турыуы мүмкин болған бөлекшелер санынан әдеуір артық болған жағдайларда Бозе-Эйнштейн хәм Ферми-Дирак статистикаларының формулалары Максвелл-Больцман статистикасы формуласына өтеди** (басқа сөз бенен айтқанда бир халға сәйкес келиуши бөлекшелердің орташа саны аз болған жағдай).

Практикада көпшилик жағдайларда усы жағдай жийи ушырасады. Тек шеклик жағдайларда формулалардың биринің бирине өтиуи хәкқында ғана гәп етилип атыр. Ал бөлекшелердің қәсийетлеринің өзгериуи хәкқында гәптиң болуы мүмкин емес. **Ярым пүтин спинли бөлекшелер барлық ўақытта Ферми-Дирак статистикасына, ал пүтин спинли бөлекшелер бәрхама Бозе-Эйнштейн статистикасына бағынады.**

Бөлекшениң толық энергиясы оның тезликке байланыслы болған кинетикалық энергиясы $E_k = \frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2}$ менен координаталарына ғәрезли болған потенциал энергия $E_p = E_p(x, y, z)$ ның қосындысынан турады.

Бөлекшениң E_i энергиясына ийе болуының итималлығы

$$P_i = A \exp(-\beta E_i)$$

формуласы менен анықланады. Бул жерде $A = e^{-\alpha}$ нормировкалаушы турақлы. Бул формула микроканоник системаға тийисли. Усы формуладан $dx dy dz dv_x dv_y dv_z$ көлем элементіндеги $(dx dy dz dv_x dv_y dv_z)$ ноқаты жанында бөлекшелердің саны

$$dn(dx dy dz dv_x dv_y dv_z) = A \exp[-\beta(E_k + E_p)] dx dy dz dv_x dv_y dv_z.$$

Бұл формула бойынша бөлекшениң орташа кинетикалық энергиясын есеплау арқалы $\beta = 1/(kT)$ екенлігін табамыз (T абсолют термодинамикалық температура). Сонлықтан кейінгі формула төмендегідей түрге енеді:

$$dn (dx dy dz dv_x dv_y dv_z) = A \exp \{ [mv^2/2 + E_p] / (kT) \} dx dy dz dv_x dv_y dv_z \quad (1)$$

Бұл формула Максвелл-Больцман бөлістиріуі формуласы деп аталады.

Координаталар хәм тезліклер бір биринен ғәрезсіз шамалар болып табылады. Сонлықтан (1) ди тезліклер хәм координаталар бойынша интеграллап төмендегідей формулаларды аламыз:

$$dn (x, y, z) = A_1 \exp [-E_p (x, y, z) / (kT)] dx dy dz, \quad (2)$$

$$dn (v_x, v_y, v_z) = A_2 \exp [m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) / (2kT)] dv_x dv_y dv_z. \quad (3)$$

A_1 хәм A_2 лер нормировкалаушы тураклылар. (2) менен (3) сәйкес Больцман хәм Максвелл бөлістиріулерін береді.

Максвелл-Больцман бөлістиріуін Максвелл хәм Больцман бөлістиріулерін бір бирине көбейту жолы менен формал түрде алыу мүмкін. Бірақ бундай жағдайда ең тийкаргы орында турған бөлекшелердің бір биринен парқланатуғынлығы дыққаттан тыста қалады.

Физикалық жақтан бұл аўхалдың орын алыуы қәтелик болып табылады. Себеби табиатта бір биринен парқланатуғын бөлекшелер жоқ хәм олар я Бозе-Эйнштейн, я Ферми-Дирак бөлістиріуі бойынша тәріпленеді. Бірақ классикалық физиканың ең көп ушырасатуғын ситуацияларында Ферми-Дирак хәм Бозе-Эйнштейн бөлістиріулері Максвелл-Больцман бөлістиріуі менен сәйкес келеді. Усының салдарынан бал бөлістиріуі классикалық статистикалық физиканың тийкаргы бөлістиріуі болып есепланады.

Бөлекшелер хәр қыйлы деп есепланатуғын жағдайда қандай да еки бөлекше орынларын алмастырғанда пайда болатуғын микрохаллар хәр қыйлы деп есепланады. Бір биринен парқы жоқ бөлекшелер болғанда микрохаллар бірдей (бөлекшелер орынларын алмастырғанда жаңа микрохаллар пайда болмайды).

Бөлекшелер бір биринен өзгеше деп есепланған жағдайдағы микрохаллар санын есеплау Максвелл-Больцман бөлістиріуіне алып келеді. Бұл бөлістиріу функциясы классикалық статистиканың тийкаргы бөлістиріу функциясы болып табылады.

Сорау:

Табиатта бір биринен ажыралатуғын бөлекшелер болмайды. Сонлықтан Максвелл-Больцман бөлістиріу функциясы қандай да бір реал бар бөлекшелерге тийисли емес. Бірақ соған қарамастан бұл бөлістиріу функциясы классикалық статистикалық физиканың тийкаргы бөлістиріу функциясы болып табылады хәм реал бөлекшелерден туратуғын системалар ушын табыслы түрде қолланылады. Бұл қалай түсіндириледі?

7-санлы лекция. Термодинамиканың биринши басламасы. Дифференциал формалар хәм толық дифференциаллар

Термодинамика мәселелери. Жумыс. Жыллылық. Ишкиэнергия.

Термодинамиканың биринши басламасы.

Дифференциал формалар. Толық дифференциал.

Дифференциал форманың толық диифференциал болатуғын шәртлер талқыланады. Толық дифференциал менен хал функциялары арасындағы байланыслар көрсетиледи.

Көп бөлешелерден туратуғын системалар базы бир улыўмалық ызыамларға (мысалы энергияның сақланыў ызыамы) бағынады. Бул ызыамларды термодинамиканың басламалары деп атайды. Системаның макроскопиялық халы усы системаға толығы менен қатнасы бар хәм анық мәниске ийе параметрлер менен тәрипленеди. Тутасы менен алынғанда системаның қәсийетлери термодинамиканың басламалары тийкарында феноменологиялық түрде тәрипленеди. Дифференциал формалар теориясы менен дара туўындылы теңлемелер математикалық аппараты болып табылады.

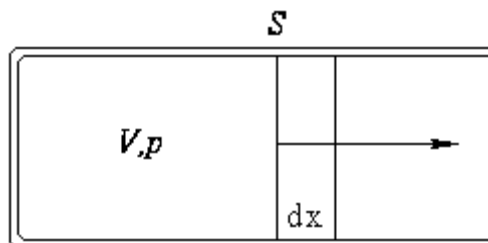
Термодинамика мәселелери. Термодинамика мәселеси үйренилип атырған қубылыслардың микроскопиялық механизмлерине итибар бермей термодинамика басламалары деп аталатуғын улыўмалық ызыамлар тийкарында макроскопиялық параметрлер менен тәрипленетуғын материаллық денелердің қәсийетлери феноменологиялық изертлеуден ибарат.

Термодинамика үш басламаға тийкарланады. Биринши баслама термодинамика тәрепинен үйренилип атырған қубылысларға энергияның сақланыў ызыамын қолланыўдан ибарат. Екинши баслама термодинамикада үйренилетуғын процесслердің бағытын анықлайды. Үшинши баслама термодинамикалық температураның нолине жетиўдің мүмкин емеслиги тийкарында процесслерге шек қояды.

Жумыс. Газ бенен толтырылған көлемди киширейтиў ушын усы газ басымын жеңиў ушын жумыс ислеў керек. Қозғалыўының нәтийжесинде жумыс исленетуғын поршенге ийе цилиндрлик ыдыстағы газди көз алдымызға келтирейик (сүүретте көрсетилген). Басымы p ға тең газдің майданы S ке тең болған поршенге тәсир етиў күши pS ке тең. Демек поршень жылысқанда исленген жумыс $pSdV = p dV$ ға тең (dV газ көлеминиң өзгериси). Сыртқы күшлер тәрепинен газ үстинен исленген жумыстың белгиси терис, ал газ тәрепинен оның көлеми үлкейгенде исленген жумыстың белгиси оң деп келисилип алынған. Сонлықтан газдің көлеми өскенде исленген жумыс

$$\delta A = p dV. \quad (1)$$

Бул жерде жумыс ушын δA белгилеўиниң (dA емес) қолланылғаны кейин талқыланады.



Жумыс ушын аңлатпа алыў мақсетинде қолланылатуғын сүүрет.

Егер идеал газдің орнына басқа қурамалы газ алынған болса онда система үстинен ямаса система тәрепинен исленген жумыстың ислениўиниң басқа да усыллары орын алған

болуы мүмкін екенлігі көріуге болады. Усы процесслердің барлығының да характерлі өзгешелігі төмендегіден ибарат:

Базы бир макроскопиялық параметрлерин өзгертйү арқалы системадан энергия алынады ямаса системаға энергия бериледи. Бул сөзлер айрықша аҳмийетке ийе. Системаның макроскопиялық параметрлерин өзгертпей энергия берйү де, энергияны алыү да мүмкин емес. Бундай жағдайда жұмыс исленди деп айтыүға болмайды.

Системаға жыллылық берйү арқалы энергия берйүди мысал ретінде көрейік. Бул жағдайда система үстіннен жұмыс исленди деп айтыүға болмайды хәм макроскопиялық параметрлер жыллылық берйүдің нәтижесі сыпатында өзгереді.

Улыүма жағдайда жұмыс ушын аңлатпа төмендегідей түрге ийе болады:

Жұмысқа байланысly өзгертетуғын параметрлерди μ_1, μ_2, \dots деп белгилейік. μ_i параметри шексіз киши өзгерсе $\delta A = f_i d\mu_i$ жұмысы исленеди. Бул жерде f_i улыүмаласқан күш. Белгилер (1) дегидей етип алынады.

Егер жұмыс система үстіннен исленсе δA терис мәниске ийе болады.

Толық жұмыс:

$$\delta A = f_1 d\mu_1 + f_2 d\mu_2 + \dots \quad (2)$$

$f_i d\mu_i$ ағзалары арасына (1) де киргизілген деп есаплаймыз. Мысалы улыүмаласқан күш $f_1 = p$ ал улыүмаласқан координата $\mu_1 = V$, яғный $d\mu_1 = dV$. Бирақ әдетте әпиұайылық ушын (1) түріндегі жазыү қолланылады. (2) деги кейінгі ағзалар қалдырылып кетеди. Усыған байланысly базы бир мысаллар келтиремиз.

Стержень күштің тәсирінде қысқарады ямаса созылады. Оның узынлығы dl шамасына өзгергенде исленген жұмыс

$$\delta A = -fdl.$$

f күштің абсолют мәнісі. Стержень созылғанда система үстіннен жұмыс исленеди. Сонлықтан минус белгиси қойылған.

dq зарядын U потенциаллар айырмасына ийе ноқатлар арасында көшіргенде исленген жұмыс

$$\delta A = -Udq.$$

Бул мысал (2) деги улыүмаласқан күшлер менен координаталар әдеттегі күшлер менен координаталарды еске түсірмеүйі мүмкін екенлігі көрсетеди.

Жыллылық. Эксперименттен еки дене бир бири менен тийісип турғанда олардың жыллылық халының теңлесетуғынлығы мәлім. Жыллырақ денелерден салқын денелерде жыллылық өтеди деп айтамыз. **Жыллылық - бул айрықша формадағы, молекулалық қозғалыс формасындағы энергия.** Усындай айрықша формадағы шексіз киши энергияны δQ арқалы белгилейміз. Бундай айрықша формадағы энергия - жыллылық системаға берилиүйі де, системадан алыныүйі да мүмкін. Егер системаға жыллылық берилетуғын болса δQ дың белгиси оң, ал алынатугын болса терис етип алынады.

Жұмыс түсиниги техникада дәслепп XVIII әсирдің орталарында суүй көтеріүйші машиналардың жұмыс ислей алыүйшылық қәбилетлилігінің өлшеми ретінде пайдалана баслады. Кейинирек бул түсиник әсте-ақырынлық пенен механикаға өтті. Бул шама күш пенен жол хәм олар арасындағы мүйештің косинусының көбеймеси деп 1803-жылы Л.Карно тәрепинен белгиленди (1753-1823). XIX әсирдің биринши ярымында жұмыс термини әсиресе әмелий механикада көп тарқалды. Соның менен бирге бул термин Никола Леонар Сади Карно (1796-1832) тәрепинен басланған жыллылық пенен жұмыстың бир бирине айланыүйында айланыүй процесслерин изертлеүйлерде кеңнен қолланылды.

Ишки энергия. Системадағы бөлекшелердің мүмкін болған қозғалысларының барлық түрлері хәм олардың бир бири менен тәсир етисиүйіне байланысly болған, соның менен бирге системаны құраүйшы бөлекшелердің өзлері де құрамалы болған жағдайда сол бөлекшелерди құраүйшы бөлекшелердің қозғалыслары хәм өз-ара тәсир етисиүйлері энергияларының жыйнағы системаның ишки энергиясы деп аталады. Бул

анықламадан системаның масса орайының қозғалысы менен байланысқан кинетикалық энергиясы, системаның сыртқы потенциал майданындағы потенциал энергиясы ишкі энергияға кирмейтуғынлығы келип шығады.

Ишкі энергияның шексиз киши өсими dU аркалы белгиленеди. Егер системаның ишкі энергиясы өсетуғын болса dU оң шама деп, кемеіген жағдайда терис шама деп қабыл етиледі.

Параметрлерди ишкі хәм сыртқы деп екиге бөледі. Сыртқы параметрлер деп система ушын сыртқы жағдайларды анықлайтуғын параметрлер айтылады. Ал ишкі параметрлер деп сыртқы параметрлер белгили бир жағдайлар туұдырғандағы система ишинде қәлипесетуғын жағдайларды тәриплейтуғын шамалар айтылады. Мәселен газдің көлеми V параметри аркалы белгиленеди. Бул сыртқы параметр. Ал усы көлем ишинде анық p басымы орнайды. Бул ишкі параметр.

Басқаша ситуацияны қарайық. Көлем қозғалыушы поршень тәрепинен шекленген болсын. Поршенди қозғалтыу аркалы биз басымды өзгертеміз. Бундай жағдайда сырттан басым берилип ол сыртқы параметрге айланады, ал көлем болса ишкі параметр болып қалады.

Термодинамиканың биринши басламасы. Энергияның бир формасы сыпатында жыллылық, ишкі энергия хәм исленген жұмыс ушын энергияның сақланыу нызамы былай жазылыуы мүмкин:

$$\delta Q = dU + \delta A. \quad (3)$$

(3) түрдеги энергияның сақланыу нызамы термодинамиканың биринши басламасы деп аталады. Бул сақланыу нызамының механикадағы энергияның сақланыу нызамынан айырмашылығы шексиз киши жыллылық муғдары δQ дың барлығында болып табылады. Энергияның усы формасының қозғалысын хәм айланысын үйрениу термодинамиканың тийкаргы предметин құрайды.

Буннан кейинги талқылаулардың көпшилигинде басым күшлеринің тәсири менен көлемнің өзгериуіне байланысly болған жұмыс қарап шығылады. Сонлықтан биринши баслама (3) былайынша жазылады:

$$\delta Q = dU + pdV. \quad (4)$$

Механикадағы сыяқлы (3) процесстің раўажланыу бағытын анықлай алмайды. Бул аңлапта процесс жүрген жағдайда усы шамалардың қалайынша өзгеретуғынлығын билдиреди.

Механикада қозғалыс қозғалыс теңлемеси жәрдемінде тәрипленеди. Термодинамикада болса процеслердің раўажланыу бағыты термодинамиканың екінши басламасы жәрдемінде анықланады.

Мысаллар келтиремиз:

Басымы $9.8 \cdot 10^4$ Па, температурасы $t = 0^\circ\text{C}$ болған 1 л гелийдің ишкі энергиясын есаплайық.

Шешими: Теңдай бөлистирилиу нызамы бойынша гелийдің хәр бир атомы ушын орташа $\langle \epsilon \rangle = \frac{3}{2} kT$ энергиясы сәйкес келеді. V көлемде $n = V_p / (kT)$ бөлекше бар. Демек 1 л гелийдің ишкі энергиясы

$$U = \frac{3}{2} kT \frac{V_p}{kT} = \frac{3V_p}{2} = 147 \text{ Дж}.$$

Термодинамиканың биринши басламасы қандай да бир процесстің өтиуін анықламайды. Бирақ қандай да бир процесс жүретуғын болса,

бул процесстің биринши басламасын қанаатланыдырыуы керек. Термодинамиканың биринши басламасының жәрдеминде анаў ямаса мынаў процесстің өзгешеликleri изертленеди.

Термодинамиканың биринши басламасы жыллылық қатнасуатын процесстер ушын энергияның сақланыў нызамының аңлатпасы болып табылады. Жумыс макроскопиялық параметрлердің өзгеріуі менен жүретуғын жыллылықтың берилиуі менен байланысly, ал жыллылықтың берилиуі молекулалық қозғалыс энергиясының берилиуі менен әмелге асады. Усындай жағдайлардағы макроскопиялық параметрлердің өзгерісi молекулалық қәдилердеги энергиялық шараятлардың өзгерісінiң нәтижесi болып табылады.

Р.Фейнман бойынша термодинамика нызамлары:

Биринши нызам

Системаға берілген жыллылық + система үстiнен iсленген жумыс = Системаның ишки энергиясының өсими:

$$dQ + dW = dU.$$

Екинши нызам

Бирден бир нәтижесi резервуардан жылылық алып оны жумысқа айландыратуғын процесстің болыуы мүмкин емес.

T_1 температурасында Q_1 жыллылығын алып T_2 температурасында Q_2 жыллылығын беретуғын қәлеген машина қайтымлы машинадан артық жумыс ислей алмайды. Қайтымлы машинаның жумысы:

$$W = Q_1 - Q_2 = Q_1 \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Системаның энтропиясының анықламасы

Егер системаға T температурасында қайтымлы түрде ΔQ жыллылығы келип түсетуғын болса, онда усы системаның энтропиясы $\Delta S = \Delta Q/T$ шамасына артады.

Егер $T = 0$ болса $S = 0$ (үшинши нызам).

Қайтымлы процесстерде системаның барлық бөлимлеринің (жыллылық резервуарларын да есапқа алғанда) энтропиясы өзгермейди.

Қайтымлы болмаған өзгеріслерде система энтропиясы барқулла өседi.

Дифференциал формалар. Термодинамиканың биринши басамасын еске түсиремиз:

$$\delta Q = dU + \delta A \quad (3)$$

Бул аңлатпада шексиз киши шамалар болған δQ , dU хәм δA лар хәр қыйлы белгилер менен белгиленген (Q менен A лардың алдында δ , ал U дың алдында d). Усындай етип белгилеу зәрүрлилиги усы шексиз киши шамалардың қәсийетлеріндеги айырмаға байланысly. Мейли базы бир ғәрезсиз өзгеріуіши шамалар берілген болсын. Дәслеп бир ғәрезсиз өзгеріуіши x мысалын қараймыз. Бул шаманың дифференциалы dx . $f(x)dx$ шексиз киши шама болсын. $f(x)$ ықтыярлы функция. Усы шексиз киши $f(x)dx$ шамасын төмендегидей етип бир биринен dx қашықлығында турған еки ноқат аралығындағы базы бир $F(x)$ функциясының өсими сыпатында қарәуға бола ма деп сорау бериледи:

$$f(x)dx = F(x + dx) - F(x) \quad ? \quad (1)$$

Басым көпшилик жағдайларда усындай етип қарәу мүмкин. Математикалық таллау курсында

$$F(x) = \int f(x)dx \quad (2)$$

болған жағдайда функцияның өсими сыпатында қарәу мүмкин екенлиги дәлиллениди. Сонлықтан бир өзгермели шама жағдайында шексиз киши шаманы базы бир функцияның шексиз киши өсими сыпатында қарәуға болады. Бул жағдайда шексиз киши $f(x)dx$ шамасы

толық дифференциал деп аталады. $F(x)$ функциясының шексіз киші өсими сыпатында ол былай жазылады:

$$dF(x) = f(x)dx. \quad (3)$$

Бул жерде d символын функцияның шексіз киші өсимін белгілеуі үшін киритеміз.

Екі өзгермели шама болған жағдайлардың көпшилигінде басқаша жағдайға ийе боламыз.

Мейли екі өзгеріуші үшін шексіз киші шамаға ийе болайық:

$$\sigma = P(x, y)dx + Q(x, y)dy. \quad (4)$$

Бул жерде $P(x, y)$ хәм $Q(x, y)$ x хәм y лердің функциялары болсын. Усы шексіз киші шаманы $F(x, y)$ функциясының өсими $F(x + dx, y + dy) - F(x, y) = \sigma$ сыпатында көрсетіуіге болама деп сорау қойылады. Улыуа жағдайда ықтыярлы P хәм Q ларда мүмкин емес екенлиги математикалық таллау курсына дәлилленеди.

Толық дифференциал. Жоқарыда қойылған сорауға P менен Q функциялары арасында тек белгили бир қатнастар бар болғанда болады деп жууап беріуіге болады. Усы талапты жазамыз:

$$P(x, y)dx + Q(x, y)dy = F(x + dx, y + dy) - F(x, y) \quad (5)$$

$F(x + dx, y + dy) - F(x, y)$ ты қатарға жаямыз хәм төмендегидей ағзалар менен шекленеміз:

$$F(x + dx, y + dy) - F(x, y) = F(x, y) + \frac{\partial F}{\partial x}dx + \frac{\partial F}{\partial y}dy. \quad (6)$$

(5) теңлиги төмендегиге айланады:

$$Pdx + Qdy = \frac{\partial F}{\partial x}dx + \frac{\partial F}{\partial y}dy. \quad (7)$$

x хәм y лер ғәрезсіз шамалар болғанлықтан (7) ден

$$P = \frac{\partial F}{\partial x}, \quad Q = \frac{\partial F}{\partial y}. \quad (8)$$

екенлиги келип шығады. P ны y , Q ды x бойынша дифференциаллап

$$\frac{\partial P}{\partial y} = \frac{\partial^2 F}{\partial y \partial x}, \quad \frac{\partial Q}{\partial x} = \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y}. \quad (9)$$

Аралас тууынды дифференциаллау тәртібинен ғәрезли емес. Сонлықтан

$$\frac{\partial^2 F}{\partial y \partial x} = \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y}$$

хәм (9) даналамыз:

$$\frac{\partial P}{\partial y} = \frac{\partial Q}{\partial x} \quad (10)$$

Демек (4) шексіз киші шамасын егер P хәм Q функциялары (10) шәртин қанаатландыратуғын болса басқа бир $F(x, y)$ функциясының (5) ямаса (7) түріндеги өсими түрінде қарай аламыз. Бул шексіз киші шаманы еки функцияның өсими деп қараудың зәрүрли хәм жеткиликли шәрти болып табылады. Көрилип атырған жағдайда (4) шексіз киші шамасы **толық дифференциал** деп аталады хәм (7) ниң жәрдемінде былай жазылады

$$\sigma = Pdx + Qdy = \frac{\partial F}{\partial x}dx + \frac{\partial F}{\partial y}dy = dF \quad (11)$$

Булжерде F функциясының шексіз киші өсими үшін dF белгілеуі қолланылған.

Толық дифференциал болып табылуышы шексіз киші шаманың тийкарғы кәсийети (x_1, y_1) хәм (x_2, y_2) нокатлары арасында алынған

$$\int_{(x_1, y_1)}^{(x_2, y_2)} (Pdx + Qdy) \quad (12)$$

интегралының тек ғана басланғыш хәма қырғы нокатларға байланыссы, ал сол нокатлар арасындағы өткен жолға ғәрезсизилинде болады. (12) интегралы (11) шәрти орынланғанда былайынша есапланады:

$$\int_{(x_1, y_1)}^{(x_2, y_2)} (Pdx + Qdy) = \int_{(x_1, y_1)}^{(x_2, y_2)} dF = F(x_1, y_1) - F(x_2, y_2). \quad (13)$$

Егер өзгермели шама x базы бир системаның халын тәриплесе, (4) түріндеги шексиз киши шама F функциясының толық дифференциалы болса, онда

F функциясы хал функциясы болып табылады. Бул функция системаның берилген халы ушын анық мәниске ийе болады, функцияның бул мәниси системаның усы халға қандай жол ямаса усыл менен келгенлигине байланыссы емес.

Хал функциялары усы халдың әхмийетли тәриплемелери болып табылады.

Сораўлар: Ишки энергия сыяқлы жыллылық та молекулалар кәддиндеги энергиялық шәртлерге байланыссы. Олардың айырмасы нелерден ибарат?

Қандай шараятларда дифференциал формалар толық дифференциал болып табылады хәм хал функциясы дегенимиз не?

Хал функциясының қайсы қәсийетин ең әхмийетли қәсийети деп атаймыз?

8-санлы лекция. Қайтымлы хәм қайтымсыз процесслер. Жыллылық сыйымлығы

Процесслер. Тең салмақлы емес хәм тең салмақлы процесслер.

Қайтымлы хәм қайтымсыз процесслер.

Жыллылық сыйымлығы. Ишки энергия хал функциясы сыпатында.

Көлем турақлы болғандағы жыллылық сыйымлығы. Басым турақлы болғандағы жыллылық сыйымлығы. Жыллылық сыйымлықлары арасындағы байланыс. Идеал газ жыллылық сыйымлығы теориясының экспериментке сәйкес келмеуи.

Процесслер. Системаның тең салмақлық халы макроскопиялық параметрлер болған p , V хәм T лардың мәнислери менен тәриппленеди. Бирақ термодинамикалық қараў рамкасында идеал газдың не екенлиги еле анықланған жоқ.

Идеал газ Бойл-Мариотт нызамына бағыныўға бағдарланған талап тийкарында анықланады. Атап айтқанда белгили бир массадағы идеал газдың басымы менен көлеминиң көбеймеси тек температураға байланыссы болады.

Процесс деп системаның бир тең салмақлық халдан екенишисине өтиўине, яғный p_1 , V_1 хәм T_1 параметрлеринен p_2 , V_2 хәм T_2 параметрлерине өтиўге айтамыз. Бул жерде еки халдың да тең салмақлы хал болыў талабы тийкаргы орында турады.

p_1 , V_1 , T_1 халын A халы, ал p_2 , V_2 хәм T_2 параметрлери менен белгиленген халды B хәрипи менен белгилейик. Бундай жағдайда A халынан B халына өтиў процессин ($A \rightarrow B$ процессин) әдетте туўры, ал $B \rightarrow A$ процессин **кери процесс** деп атаймыз.

Тең салмақлық емес процесслер. Мәйли басқа көлемге ийе халға өтиў керек болсын. Егер усы өтиў әсте ақырынлық пенен жүргизилмесе көлем бойынша басымның турақлылығы, соның менен бирге температураның турақлылығы бузылады. Хәр бир нокатта хәр қандай мәниске ийе болғанлықтан анық басым хәм температура хәкқында да

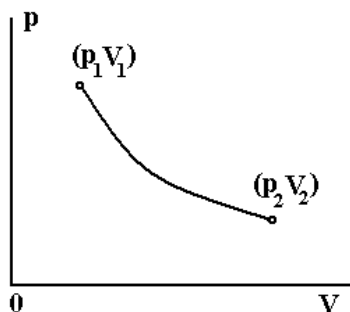
айтыу мүмкіншилиги болмайды. Оннан қала берсе көлем бойынша басым менен тесператураның бөлистирилиуі дәслепки хәм ақырғы көлемлерге ғәрезли болып қалмай, өтиўдиң қандай усыл менен әмелге асырылғанлығына да байланысly. Солай етип усындай процестеги аралықтағы халлардың барлығы да тең салмақлы емес халлар болып табылады. *Усындай процесс тең салмақлы емес процесс деп аталады.*

Тең салмақлы процесслер. Өтиўди басқа усыл менен - жүдә ақырынлық пенен әмелге асырыу мүмкин. Хәр бир шексиз киши өзгерисинен кейин барлық макроскопиялық параметрлер өзлериниң турақлы мәнислерине келмегенше өзгерис болмайтуғын жағдайды әмелге асырамыз. Солай етип процесстиң барлығы да тең салмақлық халлардың избе-излигинен турады. *Бундай процесс тең салмақлық процесс деп аталады.* Диаграммада бундай процессти үзликсиз иймеклик жәрдемінде көрсетиўге болады. Идеал газлердиң хал теңлемеси болған $pV_m = RT$ теңлемесинде қәлеген еки параметр процессти тәриплейтуғын ғәрезсиз параметр болып есапланады. Мысал ретинде сүүретте p_1, V_1 халынан p_2, V_2 халына өтиў процесси көрсетилген. Хәр бир ноқаттағы температура хал теңлемесинен бир мәнисли анықланады.

Термодинамиканың теориялық усылларында **квазистатикалық** ямаса **квазиТең салмақлық** процесслер деп аталатуғын процесслер кеңнен қолланылады. Бундай процесслер бириниң изинен бири үзликсиз түрде пайда болатуғын идеалластырылыған тең салмақлық халлардан туратығын процесслер киреди.

Қайтымлы хәм қайтымсыз процесслер. Қайтымлы процесс деп ақырғы халдан дәслепки халға туўры процессте өткен халлар арқалы кери өтиў мүмкин болған процесске айтамыз.

Қайтымсыз процесс деп ақырғы халдан дәслепки халға сол аралықлық халлар арқалы өтиў мүмкин болмаған процесске айтамыз.



Тең салмақлық процесстиң сүүретлениуі.

Қайтымсыз процеске мысал ретинде бир бирине тийдирилип қойылған төмен қыздырылған денеден жоқарырақ қыздырылған денеге жыллылықтың өтиўин келтириўге болады. Бундай процесстиң қайтымсыз екенлиги лекцияларда кейинирек гәп етилетуғын Клаузиус постулатынан келип шығады (Клаузиус 1850-жылы «Жыллылық төмен қыздырылған денеден жоқары қыздырылған денеге өзинен өзи өте алмайды» деп айтылатуғын постулатты усынды, бул жерде жыллылық деп денениң ишки энергиясын түсинемиз).

Жоқарыда келтирилген мысал менен бир қатарда қайтымсыз процеске сүйкелистиң салдарынан жыллылықтың алыныуын да көрсетиў мүмкин. Бундай процесстиң қайтымсызлығы болса Томсон-Планк постулатынан келип шығады (Томсон-Планк постулаты бойынша бирден бир нәтийжеси жыллылық резервуарының салқынлауының есабынан жұмыс ислейтуғын айланбалы процесстиң болыуы мүмкин емес).

Тең салмақлық емес процесстиң қайтымсыз процесс екенлиги анық. Соның менен бирге тең салмақлық процесс барлық ўақытта да қайтымлы. Бирақ қайтымлы процесс шексиз әсте ақырынлық пенен жүретуғын процесс деп ойламау керек. Шексиз әстелик пенен жүретуғын тең салмақлы емес қайтымсыз процесстиң болыуы мүмкин (мысалы қатты денелердеги пластик деформация).

Демек тең салмақтық процессте барлық аралықтық халлар тең салмақтық халлар болып табылады, ал тең салмақтық емес процессте аралықтық халлар ишінде тең салмақтық емес халлар болады. Тең салмақтық процесстер қайтымлы, тең салмақтық емес процесстер қайтымсыз. Шексіз киши тезликлерде жүретуғын процесстер барлық уақытта қайтымлы хәм тең салмақты болмайды.

Енди системаны өзиниң дәслепки А халынан қандай да бир жоллар менен В халына өткерейик. Бундай процессти туўры процесс деп атайық. Егер бул системаны В халынан А халына туўры процессте өткен жолдан өзгеше жол менен апара алсақ әмелге асырылған процессти **кең мәнистеги қайтымлы процесс** деп атаў қабыл етилген. Егер система В халынан А халына тек ғана $A \rightarrow B$ өтиўиндеги жүрген жол менен қайтатуғын болса $A \rightarrow B$ процесси **тар мәнистеги қайтымлы процесс** деп аталады.

Барлық квазистатикалық процесстер қайтымлы, соның менен қатар тар мәнистеги қайтымлы процесстер болып табылады. Хақыйқатында квазистатикалық процесс тең салмақтық халлар (дурысырағы тең салмақтық халдан шексіз аз парқланатуғын халлар) избе-излигинен турып, шексіз әстелик пенен жүреді. Сол шексіз көп тең салмақтық халлардың биреўин алып қарасақ, системаға сырттан тәсир болмаған жағдайда система бул халда шексіз узақ уақыт турады. Процесстин басланыўы ушын системаны сырттан болатуғын тәсирдің себебинен тең салмақтық халдан шығарыў керек, яғный сыртқы параметрлер менен қоршап турған орталықтың температурасын өзгертиў керек. Квазистатикалық процесстин жүриўи ушын бундай өзгерислер жүдә әсте-ақырынлық пенен жүриўи керек. Себеби система барлық уақытта тең салмақтық халда ямаса сол тең салмақтық халдан шексіз киши парқланатуғын халда турыўы керек. Нәтийжеде шексіз киши тезлик пенен жүретуғын илеалластырылған процесс алынады. Усындай процесстин жәрдемінде дәслепки А халынан пүткиллей алыс болған В халына системаны өткерийге, соның менен бирге системаны В халынан А халына қайтадан өткерий мүмкин. Усындай жоллар менен айланбалы процесс аламыз. Ал **қәлеген квазистатикалық айланбалы процесс туўры бағытта да, кери бағытта да жүриўи мүмкин.**

Тең салмақтық процессте барлық аралықтық халлар Тең салмақтық халлар, ал тең салмақтық емес процесстерде аралықтық халлар арасында тең салмақтық емес халлар болады.

Тең салмақтық процесстер қайтымлы, ал тең салмақтық емес процесстер қайтымсыз болып табылады.

Шексіз әстелик пенен жүретуғын процесстин тең салмақтық хәм қайтымлы болыўы шәрт емес.

Тең салмақтық хал флуктуациялар нәтийжесінде теңсалмақты емес халлар арқалы өтиў менен жүзеге келеди.

Жыллылық сыйымлығы. Анықлама. Денеге δQ жыллылығы берилсе оның температурасы dT шамасына өзгереді.

$$C = \frac{\delta Q}{dT} \quad (1)$$

шамасы **жыллылық сыйымлығы** деп аталады. Жыллылық сыйымлығы денениң температурасын 1 К ге көтериў ушын керек болатуғын жыллылық муғдары менен өлшенеди. Жыллылық сыйымлығы денениң массасына байланысly. Денениң масса бирлигине сәйкес келетуғын жыллылық сыйымлығы **салыстырмалы жыллылық сыйымлығы** деп аталады. Заттың молекулаларының 1 молин алған әдеўир қолайлы болады. Бундай жыллылық сыйымлығы моллик жыллылық сыйымлығы деп аталады.

Жыллылық сыйымлығы денеге жылылық бериў хәм оның температурасының өзгериў жағдайларының өзгешелигине ғәрезли.

Мысалы, егер газге δQ жыллылығы берілген жағдайда газ кеңейіп жұмыс ислесе, оның температурасы газ кеңеймеген жағдайдағыға салыстырғанда киши шамаға көтеріледі. Сонлықтан бул жағдайда (1) формуласы бойынша газдің жыллылық сыйымлығы үлкен болады. Демек жыллылық сыйымлығы анық мәниске ийе болмай, қәлеген мәнисти қабыл етиўи мүмкин. Сонлықтан (1) бойынша есапланған жыллылық сыйымлығына, усы жыллылық сыйымлығы қандай жағдайларда алынғанлығын қоса айтыў керек.

Ишки энергия хал функциясы сыпатында. Ишки энергияның анықламасынан оның системаның қәлеген халында белгили бир мәниске ийе болатуғынлығы көринеди. Бул

ишки энергия U дың хал функциясы, ал dU дың толық дифференциал екенлигин

көрсетеди. Усыған байланыссы биз буннан былай

егер шексиз киши шама толық дифференциал болса, онда сәйкес функция хал функциясы болып табылады

деген анықламаны басшылыққа аламыз. V , p хәм T шамалары системаның қәлеген халларында анық мәнислерге ийе болады хәм бул халды тәриплейди. Сонлықтан dV , dp хәм dT лар толық дифференциаллар болып табылады.

Турақлы көлемдеги жыллылық сыйымлығы. Бул жыллылық сыйымлығы

$$C = \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_V \quad (2)$$

сыпатында анықланады. Термодинамикада скобкаға алынып жазылған жағдайдағы қойылған индекс сол физикалық шаманың турақлы болып қалатуғынлығынын билдиреди.

Көлем турақлы болғанда термодинамиканың биринши басламасы $\delta Q = dU + p dV$ былай жазылады:

$$(\delta Q)_V = dU \quad (3)$$

Бул аңлатпа $V = \text{const}$ болғанда δQ дың толық дифференциал болатуғынлығынан дерек береді, ал

$$C_V = \left(\frac{dU}{dT} \right)_V. \quad (4)$$

Буннан C_V ның хал функциясы екенлиги келип шығады. Бул жағдай жыллылық сыйымлығының әхмийетин сәўлелендиреди.

Турақлы басымдағы жыллылық сыйымлығы. $p = \text{const}$ болғанда термодинамиканың биринши басламасы былай жазылады:

$$(\delta Q)_p = dU + (p dV)_p = d(U + p dV). \quad (5)$$

Бул $(\delta Q)_p$ ның толық дифференциал екенлигин билдиреди, ал

$$C_p = \left(\frac{dQ}{dT} \right)_p \quad (6)$$

хал функциясы болып табылады. (5) ке кириўши

$$H = U + pV \quad (7)$$

функциясы **энтальпия** деп аталады. Энтальпия да хал функциясы болып табылады. Сонлықтан (6) дағы C_p ушын аңлатпаны былай өзгерте аламыз:

$$C_p = \left(\frac{dH}{dT} \right)_p. \quad (8)$$

Жыллылық сыйымлықтары арасындағы байланыс. Биз қарап атырған термодинамикалық системалар үш макроскопиялық параметрлер p , V хәм T менен тәрипленеди. Олар бир биринен ғәрезсиз хәм хал **теңдемелери жәрдемінде** байланысқан. Идеал газ ушын хал теңлемеси $pV_m = RT$ теңлиги менен бериледи.

Ықтыярлы газ үшін бұл шамалар арасындағы байланыс түрі белгили емес. Сонлықтан да усы үш шамалар бир бири менен функционналлық байланыста болады деп жаза аламыз:

$$p = p(T, V). \quad (9)$$

Соның менен бирге қайсы өзгермели ғәрезсиз сыпатында қаралыўына байланысly $T = T(p, V)$, $V = V(p, T)$ деп жаза аламыз. Егер ғәрезсиз шамалар ретинде V менен T сайлап алынған болса ишки энергия да сол шамалардан ғәрезли болады, яғный $U = U(T, V)$. Толық дифференциал ушын

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV \quad (10)$$

аңлатпасын $\delta Q = dU + p dV$ формуласына қойып

$$\delta Q = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left[p + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T \right] dV \quad (11)$$

Ондай жағдайда (1) формуласы былай жазылады:

$$C = \frac{\delta Q}{dT} = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V + \left[p + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T \right] \frac{dV}{dT}. \quad (12)$$

Бул теңликтің оң тәрәпиндеги dV/dT шамасы процесстің характерине байланысly. $V = \text{const}$ болғанда бул шама нолге тең хәм (12) C_V ушын (4) ке айланады. $p = \text{const}$ жағдайында турақлы басымдағы жыллылық сыйымлығы аңлатпасын аламыз:

$$C_p = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V + \left[p + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T \right] \left(\frac{dV}{dT} \right)_p = C_V + \left[p + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T \right] \left(\frac{dV}{dT} \right)_p. \quad (13)$$

Демек δQ ушын жазылған (11) былай жазылыўы мүмкин:

$$\delta Q = C_V dT + \left[p + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T \right] dV. \quad (14)$$

Идеал газдың жыллылық сыйымлықтары арасындағы қатнас. Анықламасы бойынша идеал газдың ишки энергиясы температурадан ғәрезли болады, ал газдың көлемине байланысly емес. Сонлықтан $U = U(T)$, ал хал теңлемеси былай жазылады:

$$V = \frac{RT}{p}. \quad (15)$$

Сонлықтан

$$\left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_T = 0; \left(\frac{dV}{dT} \right)_p = \frac{R}{p}. \quad (16)$$

(16) ны (13) ке қойып

$$C_p = C_V + R. \quad (17a)$$

(17a) **Майер теңлемеси** деп аталады. Бул теңлемениң еки тәрәпин де газдың моллик массасы M ге бөлсек

$$c_p = c_V + R_0. \quad (17b)$$

аңлатпасын аламыз. Бул жерде $c_p = C_p/M$, $c_V = C_V/M$, $R_0 = R/M$ = салыстырмалы газ турақлысы.

Идеал газдың жыллылық сыйымлығы. Мейли идеал газдың хәр бир бөлекшеси i еркинлик дәрежесине ийе болсын. Онда бир бөлекшениң орташа энергиясы $\frac{i}{2} kT$ ға тең болады. 1 молде N_A бөлекше бар. Демек идеал газдың бир молиниң ишки энергиясы

$$U = \frac{i}{2} N_A kT = \frac{i}{2} RT. \quad (18)$$

Усыған байланысly (4) хәм (17a) формулаларынан

$$C_V = \frac{i}{2} R, C_p = \frac{i+2}{2} R. \quad (19)$$

**Тийкарғы
жуўмақлар:**

Жыллылық сыйымлығы улыўма жағдайларда денениң қасиетин тәриплемейди. Ол дене менен усы денениң температурасының өзгеретуғын шараятларының тәриплемеси болып табылады. Сонлықтан жыллылық сыйымлығы анық мәниске ийе болмайды. Егер денениң температурасының өзгериў шараятлары анықланып алынса жыллылық сыйымлығы денениң қасиетиниң тәриплемесине айланады хәм анық санлық мәниске ийе болады. Усындай жыллылық сыйымлықтарының мәнислери кестелерде келтириледі. Усы жыллылық сыйымлықтарының ең әҳмийетлилери турақлы басым менен турақлы көлемде алынған жыллылық сыйымлықтары болып табылады. Жыллылық сыйымлығы процесстин характерине байланыслы хәм шамасы шексиз үлкен терис мәнистен шексиз үлкен оң мәниске шекем өзгериўи мүмкин.

Турақлы басымдағы хәм турақлы көлемдеги жыллылық сыйымлығы хал функциясы болып табылады.

Газдиң жыллылық сыйымлығының температурадан ғәрезсизлиги тәжирийбеде тастыйықланбайды. Буған молекулалық водород пенен өткерилген тәжирийбелер дәлил бола алады.

Идеал газ жыллылық сыйымлығы теориясының эксперимент нәтийжелери менен сәйкес келмеўи. Әпиўайы $C_v = \frac{i}{2}R$ хәм $C_p = \frac{i+2}{2}R$ формулалары эксперимент пенен бир атомлы хәм көп атымлы бирқанша газлер ушын (водород, азот, кислород хәм басқалар) өжире температураларында жақсы сәйкес келеди. Олар ушын жыллылық сыйымлығы $C_v = \frac{3}{2}R$ шамасына жүдә жақын.

Бирақ еки атомлы Cl_2 ушын жыллылық сыйымлығы $\frac{6}{2}R$ ге тең болып, оның мәнисин жоқарыда келтирилген көз-қараслардай көз-қарас пенен түсиндириў мүмкин емес (принципинде еки атомлы молекулада C_v я $\frac{5}{2}R$ ге яки $\frac{7}{2}R$ ге тең болыўы керек).

Үш атомлы молекулаларда болса теорияға сәйкес келмеўшилик системалы түрде бақланады.

Мысал ретинде молекулалық водородты қараймыз. Водород молекуласы еки атомнан турады. Жеткиликли дәрежеде сйреклетилген водород газы қасиети бойынша идеал газдиң қасиетине жүдә жақын. Еки атомлы газ ушын жоқарыда айтылғандай C_v ның шамасы $\frac{5}{2}R$ ге яки $\frac{7}{2}R$ ге тең хәм температурадан ғәрезсиз болыўы керек. Ал

Хақыйқатында тәжирийбе молекулалық водородтың жыллылық сыйымлығының температураға байланыслы екенлигин көрсетеди: төменги температураларда (50 К шамасында) оның жыллылық сыйымлығы $\frac{3}{2}R$ ге, өжире температураларында $\frac{5}{2}R$ ге, ал жоқары температураларда $\frac{7}{2}R$ ге тең болады.

Демек төменги температураларда водород молекулалары ишки қурылысқа ийе емес ноқатлық бөлекшениң, өжире температураларында қатты гантелдиң қасиетиндей қасиетке ийе. Бундай гантель илгерилемели қозғалыс пенен қатар айланбалы қозғалысқа да ийе болады. Ал жоқары температураларда болса бундай қозғалысларға тербелмели қозғалыс та қосылады (гантель созылып қысылады). Жуўмақлап айтқанда

температураның жоқарылауы менен хәр қыйлы еркинлик дәрежелери иске қосылады екен: төменги температураларда тек илгерилемели еркинлик дәрежелери иске қосылған, температураның жоқарылауы менен айланбалы еркинлик дәрежелери, ал кейин тербелмели еркинлик дәрежелери қозады («иске қосылады» хәм «қозады» сөзлери бир мәнисте қолланылған, сондай-ақ шын мәнісінде еркинлик дәрежеси емес, ал сол еркинлик дәрежесине сәйкес келиўши қозғалыс қозады).

Бирақ бир режимнен екінши режимге өтиў (демек жаңа еркинлик дәрежелериниң иске түсиўи нәзерде тутылмақта) белгили бир температураларда бирден кескин түрде әмелге аспайды. Бундай өтиў температураның базы бир интервалларында жүзеге келеди. Белгили бир температураларда тек ғана молекулалардың бир режимнен екінши режимге өтиў мүмкиншилиги пайда болады. Бирақ бул режимге барлық молекулалар бирден өтпейди. Температураның жоқарылауы менен жаңа режимге өткен молекулалардың саны артады. Сонлықтан жыллылық сыйымлығы ийемклиги үзликсиз түрде өзгереді (сүўретте көрсетилген).

Молекулалық водородтың жыллылық сыйымлығының температураға ғәрезлилигин сапалық жақтан түсиндириў. Ийе болатуғын энергияларының дискретлиги микробөлекшелердиң қозғалысының тийкарғы өзгешелиги болып табылады. Бөлекше қозғалатуғын аймақ шекли болатуғын болса оның энергиясы тек дискрет мәнислерди қабыл етеди. Бул аймақ үлкейген сайын энергия қәдилери арасындағы қашықлық киширейеди. Жеткиликли дәрежедеги үлкен көлемлерде қозғалыўшы бөлекшелердиң энергия спектрин үзликсиз деп есаплаў мүмкин (бирақ бундай жағдайларда да дискретлилик сақланады). Спектр әмелий жақтан дерлик үзликсиз болған басқа жағдай - энергияның мәниси үлкен болғанда орын алады. Бундай жағдайда энергия қәдилери арасындағы қашықлық энергияның өзиниң мәнисине қарағанда есапқа алмастай киши болады. Бөлекшениң энергиясының дискрет спектри квант механикасының қозғалыс теңлемелерин шешиў арқалы алынады.

Биз хәзир водородтың еки атомлы молекуласы ушын шешимниң нәтийжесин қараймыз.

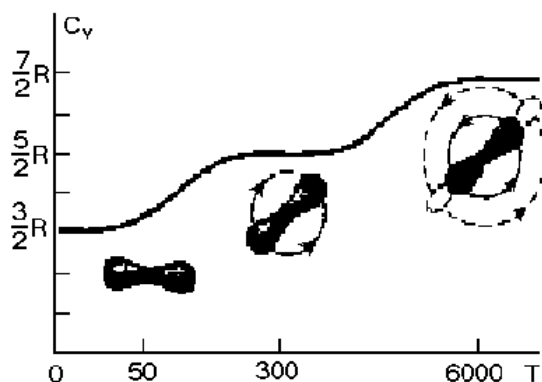
Молекуланың илгерилемели қозғалысына сәйкес келиўши энергия үзликсиз өзгереді деп есаплаймыз. Себеби сийреклетилген газдиң моли ушын қозғалыс аймағы жеткиликли дәрежеде үлкен. Айланбалы хәм тербелмели қозғалыс энергиялары квантланған, яғный бундай қозғалыслар энергиялары қәлеген мәниске ийе болмай, тек энергияның мәнислериниң дискрет қатарына ийе. Әсиресе тербелислердиң энергиялық спектри әпиўайы түрге ийе

$$E_n = \hbar\omega(n + \frac{1}{2}).$$

Бул жерде $\hbar\omega$ атомлардың массасы хәм серпимлилик коэффициентини жәржемінде анықланады. $E_0 = \frac{1}{2}\hbar\omega$ энергиясы энергияның ең киши мәнисине тең, яғный бөлекше тынышлықта тура алмайтуғындай қозғалыс нызамы орын алады. Нолинши қәдиниң үстинде бир биринен $\delta\omega$ қашықлықта турған молекуланың энергия қәдилери жайласады.

Молекуланың айланыўына сәйкес келиўши энергияның шамасы тербелиске сәйкес келиўши энергияның шамасынан шама менен 100 еседей киши. Басқа сөз бенен айтқанда айланыў қозғалысы тербелиске салыстырғанда әдеўир әстелик пенен жүреді. Водород молекуласының айланбалы қозғалысына сәйкес келиўши энергия спектри төмендегидей түрге ийе болады:

$$E_n = q_1 n(n+1).$$



Молекулалық водород үшін C_v ның T ға ғәрезилігі
(эксперименттің нәтижесі)

Бұл жерде $q_1 = \hbar^2 / (2J_0)$; J_0 айланыу көшеріне салыстырғандағы молекуланың инерция моменті (еки атомлы молекула үшін көшерлерге салыстырғандағы моментлер бірдей шамаға тең болады).

Қурамындағы ядролардың (водород атомының ядросының бир протоннан туратуғынлығын еске түсіреміз) меншикли моментлеринің (спининің) өз-ара бағыты бойынша водород молекуласы еки сортқа бөлінеді. Молекуланы құраушы еки ядроның меншикли моментлери қарама-қарсы болса, пайда болған водород параводород деп аталады хәм бул жағдайда $n = 0, 2, 4, \dots$, ал ортоводород үшін (ядролардың меншикли моментлери өз-ара параллел) $n = 2, 3, 5, \dots$. Водород газіндеги параводород молекулаларының саны улыўма молекулалар санының $1/4$ ин, ал ортоводородтың молекулаларының саны $3/4$ ин қурайды.

Энергияның айланыу қәддилери арасындағы қашықлық тербеліс қәддилери арасындағы қашықлықтан әдеуір киши болады. Усы қәддилердің арасындағы ең төменги қәдди менен биринши қозған қәдди арасындағы қашықлық әхмийетли орынды ийелейди. Параводород молекулалары үшін $E_0 = 0$ хәм E_2 қәддилери арасындағы қашықлық $(\Delta E)_0 = 5q_1$, ал ортоводород үшін бундай айырма E_1 хәм E_3 қәддилер арасындағы айырма болып $(\Delta E)_1 = 10q_1$ ге тең.

Молекулалар бир бири менен соқлығысқанда илгерилемели, айланыу хәм тербеліу еркинлик дәрежелери энергиялары арасында энергия алмасыўы орын алады. Төмен температураларда (яғный $kT \ll 5q_1$) айланыу хәм тербеліу еркинлик дәрежелери қоза алмайды. Бундай жағдайларда молекула ең минималлық тербеліс энергиясы (тербелістің ноллик энергиясы) хәм ең киши айланыс энергиясы менен қозғалады (параводород үшін айланыу минималлық айланыу энергиясы $E_0=0$, ал ортоводород үшін $E_1=2q_1$). Молекулалар ишки қурылысқа ийе емес бөлекшедей болып қозғалады, яғный үш еркинлик дәрежесине ийе болады. Бундай газдің жыллылық сыйымлығы $(3/2)kT$ ге тең. Температура көтерілгенде илгерилемели қозғалыс энергиясы айланыу қәддилерин қоздырыўға жеткиликли мәниске жетеди хәм молекула еркинлик дәрежеси 5 ке тең болған қурамалы бөлекше қәсиетине ийе болады. Айланыу еркинлик дәрежелери иске түсетуғын температура

$$T_{\text{айл}} = q_1/k = \hbar^2/(2J_0k).$$

$T_{\text{айл}} < T < T_{\text{терб}}$ (тербеліс еркинлик дәрежесинске түсетуғын температураның мәніси)

температураларында еки атомлы газдің жыллылық сыйымлығы $\frac{5}{2}R$ ге, ал $T_{\text{терб}}$ тен жоқары температураларда $\frac{7}{2}R$ ге тең.

Төменде айырым еки атомлы газлер үшін $T_{\text{айл}}$ хәм $T_{\text{терб}}$ температураларының мәніслери келтирилген:

температура	водород	Азот	кислород
$T_{\text{айл}}, \text{K}$	85.5	2.86	2.09

$T_{\text{тер}}, \text{ K}$	6410	3340	2260
-----------------------------	------	------	------

Алынған аңлатпаларды айқын мысал үшін қолланамыз. Турақлы басымдағы кислородтың жыллылық сыйымлығын табамыз.

O_2 молекуласында еркінлік дәрежесі 5 кетеді (демек үш илгерилемели хәм екиайланбалы еркінлік дәрежелери есапқа алынған). Моллик жыллылық сыйымлығы $c_p = \frac{i+2}{2} R$. Кислородтың моллик массасы $M = 0.032 \text{ кг/моль}$. Онда

салыстырмалы жыллылық сыйымлығы

$$c_p = \frac{(i+2)R}{2M} = 798.31/(290.032) \text{ Дж/(кг·K)} = 0.909 \text{ кДж/(кг·K)}.$$

Сораўлар:

Қандай физикалық талқылаўдан идеал газдың турақлы басымдағы жыллылық сыйымлығының турақлы көлемдегі жыллылық сыйымлығынан артық екенлиги келип шығады?

Улыўма жағдайларда жыллылық сыйымлығы молекулалардың өз-ара тәсир етисиўине байланысly болған потенциал энергияға ғәрезли деп айта аламыз ба?

Газдың жыллылық сыйымлығы усы газ турған салмақ майданына ғәрезли ме?

9-санлы лекция. Идеал газлердеги процесслер

Идеал газлердеги процесслер. Изобаралық, изохоралық хәм изотермалық процесслер. Адиабаталық процесс. Адиабаталық процестеги жумыс. Политроплық процесс. Политропа теңлемеси.

Изобаралық процесс. Турақлы басымда жүретуғын процесс изобаралық процесс деп аталады. (p_1, V_1) хәм (p_2, V_2) ноқатларындағы температуралар хал теңлемеси жәрдемінде есапланады хәм сәйкес $T_1 = p_1 V_1/R$, $T_2 = p_2 V_2/R$. Бундай жағдайда көлемнің үлкейиўи менен басымның турақлы болып қалыўы ушын системаға жыллылық берип турыў зәрүр. Жумыс

$$A = \int_{(1)}^{(2)} p_1 dV = p_1 (V_2 - V_1). \quad (1)$$

Жумыстың бул мәниси а) сүүретте көрсетилген. p , T координаталарында да бул процесс туўры сызықлар менен көрсетиледи. Бул өзгериўшилерде жумыстың аңлатпасы төмендегидей болып жазылады:

$$A = \int_{(1)}^{(2)} p_1 dV = \int_{(1)}^{(2)} p_1 \frac{R}{p_1} dT = R(T_2 - T_1). \quad (2)$$

Бул еки түрли етип көрсетиў де бир бири менен теңдей. Бир бирине өтиў хал теңлемелери жәрдемінде әмелге асырылады.

Изобарлық процесте газдың берилген массасының көлеми температураның өзгерисине байланысly сызықлы түрде өзгереді, яғный

$$V_t = V_0(1 + \alpha_v t).$$

Бул формулада V_t газдың t температурадағы көлеми, V_0 газдың температура 0°C болғандағы көлемнің мәниси, α_v пропорционаллық коэффициент. Экспериментлер егер суўдың ериў температурасын 0° , ал қайнаў температурасын 100° деп алсақ $\alpha_v = 1/273.13^\circ = 0.0036613 \text{ град}^{-1}$ ге тең болатуғынлығын көрсетеди.

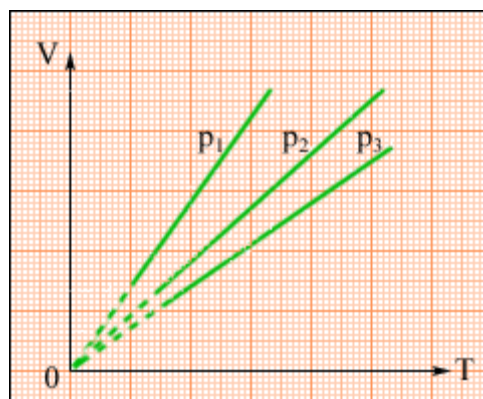
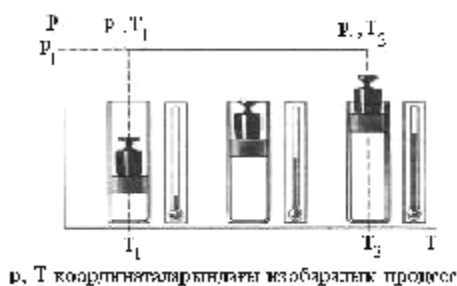
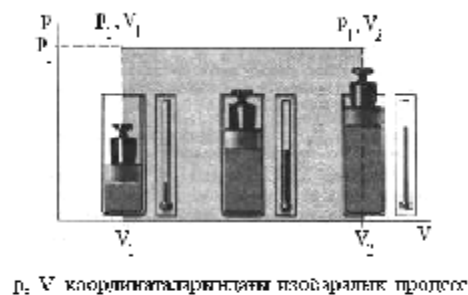
Гей-Люссак нызамы бойынша $t = -273.13^\circ\text{C}$ температурада газдың көлеми толық жоғалыўы керек. Бул газдың өзиниң жоғалыўына сәйкес келеди. Бул жағдайдың өзи де

Гей-Люссак нызамының барлық температуралар да орын алмайтуғынлығынан дерек береді. Ғақыйқатында да $t = -273.13^{\circ}\text{C}$ температураға шекем салқынлатылғанда барлық газлер дәслең суйықлыққа, ал кейин қатты денеге айланып кетеди хәм бундай халдағы затлар ушын Гей-Люссак нызамы орынланбайды.

Изохоралы процесс. Бул турақлы көлемде жүретуғын процесс болып табылады. $V = \text{const}$. Изохоралы процесте исленген жұмыс нолге тең, яғный

$$A = \int_{(1)}^{(2)} p dV = 0. \quad (3)$$

Идеал газлерде көлем турақлы болғанда басым температураға туўры пропорционал (Шарль нызамы). Идеал емес газлер ушын Шарль нызамы дәл орынланбайды. Себеби бул жағдайда газге барилген энергияның бир бөлеги молекулалар арасындағы тәсирлесіу энергиясын өзгертіу ушын жұмсалады.

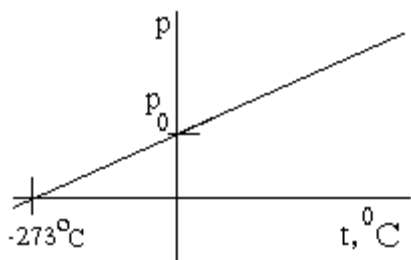


Изобаралардың (V, T) тегислигиндегі қәсіетлери ($p_3 > p_2 > p_1$).

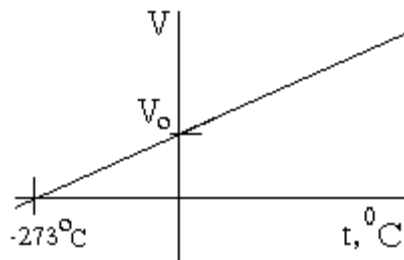
Цельсия шкаласындағы температуралар ушын Шарль нызамы былай жазылады:

$$p_t = p_0 (1 + \alpha_p t).$$

Бул формуладағы p_t газдің t температурадағы басымы, p_0 температура нолге тең болғандағы басымы, α_p турақлы коэффициент. Егер суўдың ериу температурасын 0° , ал қайнау температурасын 100° деп алсақ $\alpha_p = 1/273.13^{\circ} = 0.0036613 \text{ град}^{-1}$ ге тең болады.



Шарль нызамы графиги

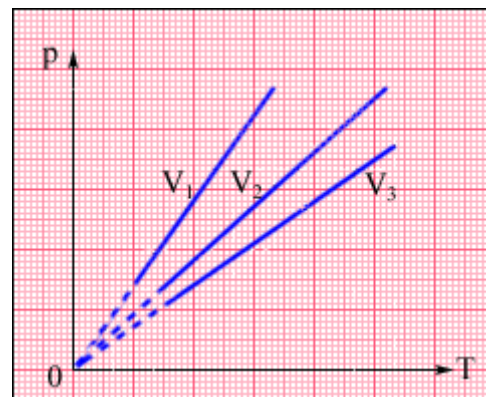


Гей-Люссак нызамы графиги

Шарль нызамы бойынша $t = -273.13^{\circ}\text{C}$ температурада газдің басымының толық жоғалыуы керек. Бул газдің өзинің жоғалыуына сәйкес келеди. Бул жағдайдың өзи де Шарль нызамының барлық температуралар да орын алмайтуғынлығынан дерек береді. Ғақыйқатында да $t = -273.13^{\circ}\text{C}$ температураға шекем салқынлатылғанда барлық газлер

дәслеп сұйықтыққа, ал кейін қатты денеге айланып кетеді хәм бундай халдағы затлар ушын Шарль нызамы орынланбайды.

Жоқарыда келтирилген еки нызамда да егер суўдың ериў температурасын 0^0 , ал қайнаў температурасын 100^0 деп алынған температуралар шкаласында $\alpha_V = \alpha_p = 1/273.13^0 = 0.0036613 \text{ grad}^{-1}$ екенлиги көринип тур. Ал төменде Цельсия шкаласы менен температуралардық абсолют термодинамикалық шкаласы арасында $0 \text{ K} = 273.13^0 \text{ C}$ байланысының бар екенлиги дәлилленеди.



(p, T) тегислигиндеги изохоралардың қасиетлери ($V_3 > V_2 > V_1$).

p, V координаталарындағы изохоралық процесс.

Изотермалық процесс. Бул процесс тураклы температурада жүреди. $T = \text{const}$. Жумыс:

$$A = \int_{(1)}^{(2)} p dV = RT \int_{(1)}^{(2)} \frac{dV}{V} = RT \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right). \quad (4)$$

Температура өзгермегенликтен бул процесте идеал газдың ишки энергиясы өзгермейди. Снолықтан изотермалық процесте системаға берилген жыллылық толығы менен жумыс ислеўге жумсалады.

Температура тураклы болғанда газдың берилген массасының басымы оның көлемине кери пропорционал. Бул Бойль-Мариотт нызамы деп аталады. Яғный

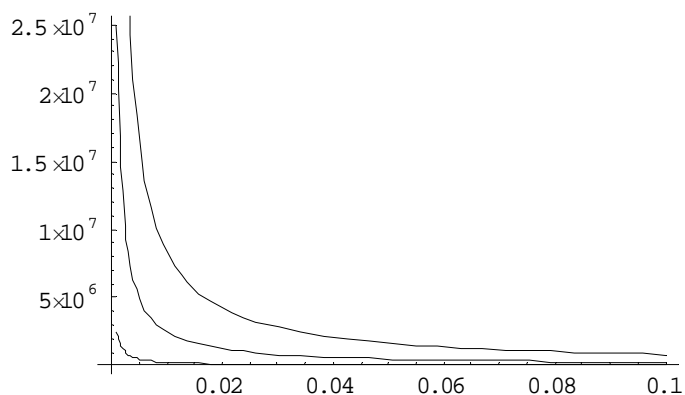
$$pV = \text{const}.$$

Температура тураклы болғанда газдың берилген m массасы менен p басымы менен V көлеми арасындағы ғәрезлилик график түринде тең қапталлы гипербола менен сүўретленеди (сүўретте көрсетилген). Бул сызықты **изотерма** деп атайды. Бойль-Мариотт нызамы жуўық түрдеги нызам болып табылады. Реал газлердің барлығы да үлкен басымларды бул нызамдағыға қарағанда аз қысылады. Әдетте өжире температураларында хәм шамасы атмосфера басымына жақын басымларда газлердің көпшилиги Бойль-Мариотт нызамына жеткиликли түрде бағынады. Ал басым 1000 ат болғанда, мысалы, азот ушын бул нызамнан аўытқыў 2 есеге барабар болады.

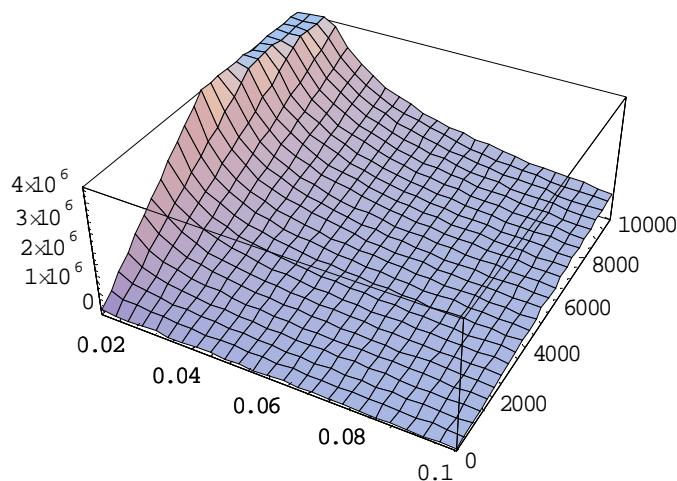
Биз айқын мысалды көрейик. Мейли $T_1 = 300 \text{ K}$, $T_2 = 3000 \text{ K}$, $T_3 = 10000 \text{ K}$ температураларын алайық. Көлем V ушын 0.001 m^3 тен 0.1 m^3 ге шекемги мәнислерди беремиз. Бундай жағдайда Mathematica 5 программалаў тили ушын

$$\text{Plot}\{R*T_1/V, R*T_2/V, R*T_3/V\}, \{V, 0.001, 0.1\}$$

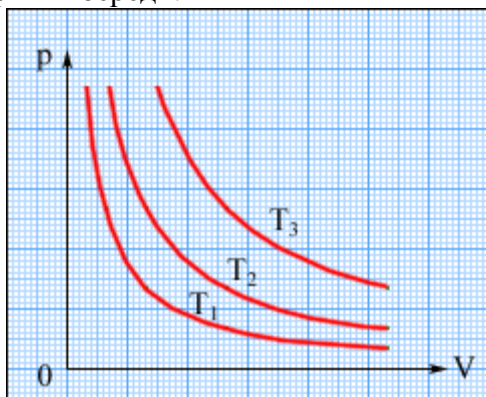
түриндеги программаны жазамыз. Компьютер мына графикти береди:



Енди p , V хәм T шамаларының үшеуі де өзгермели болсын хәм олардың екеуі мына шеклерде өзгерсин: V көлемі 0.01 m^3 тен 0.1 m^3 ке шекем хәм T температурасы 0 ден 10000 градусқа шекем. Бундай жағдайда басым p қалған еки параметр V хәм T лардың функциясы сыпатында табылады. Сәйкес программа $\text{Plot3D}[R*T/V, \{V, 0.01, 0.1\}, \{T, 0, 10000\}]$ түрине ийе болып, компьютердегі есаплаулар



графигин береді.



(p, V) тегислигиндегі изотремалардың семействосы ($T_3 > T_2 > T_1$)

Адиабаталы процесс. Бул процесте сыртқы орталық пенен **жыллылық алмасыу** болмайды. Сонлықтан бул процесс ушын темодинамиканың биринши басламасы былай жазылады:

$$C_v dT + p dV = 0. \quad (5)$$

$dV > 0$ де $dT < 0$ екенлиги көринип тур. Демек кеңейіуде жұмыс газдің ишки энергиясы есабынан исленеди, газ қысылғанда газ үстинен исленген жұмыс газдің ишки энергиясын арттырыу ушын жұмсалады.

Адиабата теңлемеси деп адиабаталық процестегі параметрлерди байланыстыратуғын теңлеме болып табылады. Усы теңлемени келтирип шығарамыз.

Идеал газ үшін теңлемеден T үшін төмендегідей аңлатпа шығарылады:

$$T = \frac{pV}{C_p - C_v}. \quad (6)$$

Бұл жерде Мейер теңлемесі $R = C_p - C_v$ пайдаланылған.

(5) ти $C_v T$ ға бөліп хәм $\gamma = C_p / C_v$ деп белгилеп (γ - адиабата көрсеткіші деп аталады) табамыз:

$$dT/T + (\gamma - 1) * dV/V. \quad (7)$$

Бұл теңлемени интеграллап хәм потенциаллап табамыз:

$$TV^{\gamma-1} = \text{const}. \quad (8)$$

хәм V өзгеріушілдеріне өтіу үшін (8) ден хал теңлемесінен $T = pV/R$ ди қоямыз хәм төмендегі теңлемени аламыз:

$$pV^\gamma = \text{const}. \quad (9a)$$

Сол сыяқлы

$$T^\gamma p^{\gamma-1} = \text{const}. \quad (9b)$$

Адиабаталық процесте ісленген жұмыс былай есапланады:

$$A = \int_{(1)}^{(2)} p dV = p_1 V_1^\gamma \int_{(V_1)}^{(V_2)} \frac{dV}{V^\gamma} = \frac{p_1 V_1^\gamma}{1-\gamma} (V_2^{-\gamma+1} - V_1^{-\gamma+1}) = \frac{RT_1}{\gamma-1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right]. \quad (10)$$

Бұл аңлатпада $p_1 V_1 = RT_1$ екенлігі есапқа алынған.

Соның менен бирге $\left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} = \frac{T_2}{T_1}$ екенлігінен (10) ды былай түрлендіреміз:

$$A = \frac{R(T_1 - T_2)}{\gamma - 1}. \quad (11)$$

Политроплық процесс. Жоқарыда келтірілген барлық процесслер улыұмалық айырмашылыққа ийе - олардың барлығында да жыллылық сыйымлығы турақлы болып қалады. Изохоралық хәм изобаралық процеслер жыллылық сыйымлықтары сәйкес C_v хәм C_p ға тең. Изотермалық процесте ($dT = 0$) жылылық сыйымлығы $\pm\infty$ ге тең. Ал адиабаталық процесте жыллылық сыйымлығы нолге тең.

Жыллылық сыйымлығы турақлы болып қалатуғын процесс **политроп процесс** деп аталады. Изобаралық, изохоралық, изотермалық хәм адиабаталық процесслер политропалық процесстің дара көриніслері болып табылады. Политроп процесстің графикалық сүұреті болған иймеклік **политропа** деп аталады.

Жыллылық сыйымлығы C ның турақлы болып қалыуы үшін термодинамиканың биринші басламасы төмендегідей түрге ийе болыуы керек:

$$CdT = C_v dT + p dV. \quad (12)$$

(7) ни алыу үшін (5) ти не қалған болсақ, (12) ни де сондай өзгеріслерге ушыратамыз:

$$\frac{dT}{T} + \frac{C_p - C_v}{C_v - C} \frac{dV}{V} = 0. \quad (13)$$

(13) ти интеграллап

$$TV^{n-1} = \text{const}. \quad (14)$$

Бұл жерде

$$\frac{C_p - C_v}{C_v - C} = n - 1.$$

Бұл T , V өзгермелілеріндегі **политропа теңлемесі** деп аталады. Бұл теңлемеден $T = pV/R$ формуласынан T ны жоғалтып

$$pV^n = \text{const} \quad (15)$$

теңлемесін аламыз. Бул жерде $n = \frac{C - C_p}{C - C_v}$ *политропа көрсеткіші* деп аталады.

$C = 0$ хәм $\gamma = n$ де (15) тен адиабаталық, $C = \infty$, $n = 1$ де изотермалық, $C = C_p$, $n = 0$ де изобаралық, $C = C_v$, $n = \pm\infty$ де изохоралық процесслер теңдемелері алынады.

$n > 1$ болған жағдайларда қысылғанда идеал газ қызады, ал $n < 1$ де қысылу процессінде идеал газ салқынлайды. Хәқыйқатында да (14) ден $n > 1$ де көлем киширейгенде T ның артатуғынлығы, ал $n < 1$ де (дәреже көрсеткіші терис мәниске ийе хәм сонлықтан оң дәрежеге ийе V бөлшектің бөлиминіе түседі) V ның кемейіуі менен T ның да кемейетуғынлығы көринип тур.

Енди мысаллар келтиремиз.

1. Дәслепки температурасы $T_0 = 400$ К, көлеми $V_0 = 10$ л болған гелий адиабаталық режимде кенейтиледі. Нәтийжеде оның басымы $p_0 = 5 \cdot 10^6$ Па дан $p = 2 \cdot 10^5$ Па ға шекем киширейеди. Гелийдің ақырғы көлеми менен температурасын анықлаңыз.

Адиабаталық кеңейіу үшін мынаған ийеміз:

$$pV^\gamma = p_0 V_0^\gamma.$$

Бул жерде гелий үшін $\gamma = \frac{C_p}{C_v} = 5/3 = 1,66$. Буннан ақырғы көлем былайынша анықланады:

$$V = \frac{p_0}{p} V_0^\gamma = (25)^{0,6} \cdot 10 \text{ л} = 69 \text{ л}.$$

Басланғыш хәм ақырғы халлар үшін идеал газдің теңлемесін жазып

$$p_0 V_0 = \nu RT, \quad p V = \nu RT$$

екенлигине ийе боламыз. Бул теңдемелердің шеп хәм оң тәреплерін ағзама-ағза бөліп

$$T = \frac{pV}{p_0 V_0} T_0 = \frac{2 \cdot 69}{50 \cdot 10} 400 \text{ К} = 110,4 \text{ К}$$

екенлигін аламыз.

2. Еки атомлы идеал газдегі кеңейіу көрсеткіші $n = 1.32$ болған политропа бойынша әмелге асады. Бундай жағдайдағы газ тәрепинен исленген жұмыстың жутылған жыллылықтың муғдарына қатнасын табамыз.

C ны c_v арқалы аңлатыу арқалы $c_p/c_v = \gamma$, $n = (c - c_p)/(c - c_v)$, сонлықтан $\gamma = 1.4$ екенлигін есапқа алып

$$c(n)/c_v = (n - \gamma)/(n - 1)$$

катнасын аңсат алыуға болады. $\gamma = 1.4$ болғанлықтан

$$c/c_v = -1/R.$$

$TV^{0.32} = \text{const}$ теңлемесінен $\Delta T < 0$ екенлигине ийе боламыз. Сонлықтан бул жағдайда ишки энергия киширейеди хәм

$$|\Delta U|/4 = R, \quad A = Q - \Delta U = 5Q, \text{ яғный } A/Q = 5$$

екенлигине ийе боламыз.

Демек бул жағдайда газ жутылған жыллылыққа қарағанда бес есе артық жұмыс ислейди. Жұмыстың баслы бөлеги газдің ишки энергиясының кемейіуінің есабынан исленеди.

2. Енди газлердегі сестің тезлигін анықлайық.

Механикада газлердегі сес толқынларының тарқалыу тезлиги үшін төмендегідей формула алынады:

$$c = \sqrt{\frac{dP}{dp}}.$$

Бул жерде p аркалы газдың тығызлығы белгиленген. Басым P болса тығызлық ρ пенен температура T ға да байланыссы болғанлықтан $\frac{dP}{d\rho}$ туұындысын қандай мәністе түсиниұимиз керек деген сораұ келип шығады. Ньютон басым тығызлық пенен Бойль-Мариот нызамы бойынша $P/\rho = \text{const}$ түрінде байланысқан деп есаплады. Демек сес толқынындағы қысылған хәм кеңейген орынларда газдың температурасы дәрхәл теңлеседи, сестің тарқалыұы изотремалық процесс деп есаплаұымыз керек. Бундай болжаұ дурыс болатуғын болса $\frac{dP}{d\rho}$ ның орнына дара туұынды $\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_T$ ны алыұымыз керек.

Сонлықтан $c = \sqrt{\frac{dP}{d\rho}}$ формуласы Ньютон формуласына өтеди:

$$c_N = \sqrt{\frac{P}{\rho}} = \sqrt{\frac{RT}{\mu}}.$$

Бул формулада μ аркалы газдың молекулалық салмағы белгиленген. c_N деги N индекси сестің тезлигиниң Ньютон формуласы менен анықланғанлығын билдиреди. Хаұа ушын $\mu = 28.8$, $T = 273$ К болғанда $c_N = 280$ м/с, ал тәжирийбе болса $c = 330$ м/с екенлигин береди.

Бундай айырманың орын алыұы Лаплас (1749-1827) тәрeпинен сапластырылды. Ол газде сес толқыны тарқалғанда жыллылық өткизгишликтің тәсириниң болмайтуғынлығын, сонлықтан жыллылық алмасыұының орын алмайтуғынлығын көрсетти. Сонлықтан газлердеги сес толқынларының таралыұы адиабаталық процесс болып есапланады (Ньютон бойынша изотремалық процесс екенлигин еслетип өтемиз). Бундай жағдайларда $\gamma PdV + VdP = 0$ адиабата теңлемесинен пайдаланамыз. Бул теңлемеге көлем V ның орнына тығызлық $\rho \sim 1/V$ ны пайдалансақ

$$\gamma PdP - \rho dP = 0.$$

Буннан адаиабаталық процесс ушын

$$\frac{dP}{d\rho} = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_{\text{ад}} = \frac{\gamma P}{\rho} = \gamma \left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_T.$$

Сонлықтан Ньютон формуласы орнына Лаплас формуласы алынады:

$$c_1 = \sqrt{\gamma \frac{P}{\rho}} = c_N \sqrt{\gamma}.$$

Хаұа ушын $\gamma = 1.4$ екенлигин билемиз. Сонлықтан $T = 273$ К температурада

$$c_1 = 280 \sqrt{1.4} \text{ м/с} = 330 \text{ м/с}$$

хәм бул шама тәжирийбеде алынған шамаға сәйкес келеди.

c_1 диң c_N ге қатнасының $\sqrt{\gamma}$ ға тең екенлиги жоқарыда көринип тур. Сонлықтан

$$\gamma = (c/c_N)^2 = (c_1/c_N)^2.$$

Бул формула γ ны экспериментте аныклаұ ушын тийкар бола алады.

Газдеги процесслердің жүриұи сәйкес сыртқы шараятлардың жаратылыұы менен тәмийинленеди. Бундай жағдайда газди Тең салмақлық халлар аркалы избе-из өтиұге мәжбүрлеймиз деп айта аламыз. Өз-өзине қойылған идеал газ тек ғана шексиз үлкен кеңисликте тарқап кетиұден басқа қәбилетликке ийе емес. Ал реал газде жағдай басқаша болады. Бундай газ көп нәрсеge қәбилетли. Мысалы раұажланыұының белгили этапында Әлем толығы менен газ тәризли зат пенен толған болса керек.

10-санлы лекция. Идеал газ энтропиясы

Идеал газ энтропиясы. Энтропияның физикалық мәнісі. Идеал газлер процеслеріндегі энтропияның өзгерісін есептеу.

Термодинамиканың бірінші басламасы аңдатпасының екі тәрепін де T ға бөліп аламыз:

$$\frac{\delta Q}{T} = C_v \frac{dT}{T} + \frac{p}{T} dV. \quad (1)$$

$dT/T = d \ln T$, $dV/V = d \ln V$ екенлігі есепке алып хәм жоқарыдағы теңлемеге $p/T = R/V$ теңлігін қойып аламыз:

$$\frac{\delta Q}{T} = d(C_v \ln T + R \ln V). \quad (2)$$

Бұл теңліктің оң тәрепін торлық дифференциал. Демек шеп тәрепін $\frac{\delta Q}{T}$ де толық дифференциал болып табылады. Дифференциалы $\frac{\delta Q}{T}$ болып табылатуғын хал функциясы энтропия деп аталады хәм S белгісі менен белгіленеді. Солай етип

$$dS = \frac{\delta Q}{T}. \quad (3)$$

Тең салмақты емес, қайтымсыз процесслер үшін dS ти dQ хәм T арқалы аңлатыу дурыс болмайды.

(3) энтропияның абсолют мәнісін емес, ал оның өзгерісін береді. Бұл формуланың жәрдеминде система бір халдан екінші халға өткенде энтропияның қаншаға өзгеретуғынлығы есептеуға болады. Сонлықтан да энтропияны ықтыярлы аддитив турақты дәллікке шекем анықланған деп есептейміз. Усыған байланысты энтропияны анықтаудағы жағдай энергияны анықтаудағы жағдайға сәйкес келеді. Физикалық мәніске энтропияның өзі емес, ал **энтропиялардың айырмасы** ийе болады. Айырым халлардағы энтропияның мәнісін шәртілі түрде нолге тең деп алыу қабыл етілген. Бундай жағдайда энтропия аңдатпасын интеграллаудан келіп шығатуғын ықтыярлы турақтының мәнісін анықтап алыу мүмкін.

Абсолют температура T ға бөлінген система тәрепін алынған жыллылық муғдарын әдетте **келтирилген жыллылық муғдары** деп атайды. $\delta Q/T$ шексіз киші процессте алынған элементар келтирилген жыллылық муғдары, ал $\int \frac{\delta Q}{T}$ интегралы болса шеклі процессте алынған **келтирилген жыллылық муғдары** деп аталады.

Қәлеген квазистатикалық айланбалы процессте система тәрепін алынатуғын **келтирилген жыллылық муғдары** нолге тең. Усындай анықламаға эквивалент болған анықлама былайынша айтылады:

Система тәрепін квазистатикалық жол менен алынған **келтирилген жыллылық муғдары** өтіу системаның бір халдан екінші халға өтіу жолынан фәрезсіз болып, тек ғана системаның дәслепкі хәм кейінгі халлары бойынша анықланады.

Демек системаның энтропиясы ықтыярлы турақты дәллігінде анықланған хал функциясы болып табылады. Анықлама бойынша тең салмақты болған екі 1 хәм 2 халларындағы энтропиялардың айырмасы системаны 1-халдан 2-халға өткеріу үшін кереклі болған келтирилген жыллылық муғдарына тең. Солай етип 1- хәм 2-халларда энтропиялар S_1 хәм S_2 арқалы белгіленіп анықлама бойынша

$$S_1 - S_2 = \int_{1 \rightarrow 2} \frac{\delta Q}{T}.$$

Солай етип анықлама бойынша

$$S = \int_{\text{квст}} \frac{\delta Q}{T}.$$

Бул жерде интеграл системаны шәртлі түрде дәслепки хал деп аталатуғын халдан биз қарап атырған халға өткеретуғын ықтыярлы квазистатикалық процесс ушын алынады. S тиң дифференциалы ушын

$$dS = \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{квст}}$$

аңлатпасына ийе боламыз. δQ дың қандай да бир функцияның дифференциалы емес екенлигин атап өтилген еди. Бирақ $dS = \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{квст}}$ формуласы система тәрәпинен квазистатикалық жол менен алынған δQ жыллылығы T ға бөлінгеннен кейин хал функциясы - энтропияның толық дифференциалына айланады.

Мысал ретінде идеал газ молекулаларының бир молинің энтропиясын есаплаймыз.

Идеал газ қатнаасатуғын шексіз киши квазистатикалық процесс ушын

$$\delta Q = C_v dT + PdV = C_v(T)dT + RT \frac{dV}{V}$$

аңлатпасын жазамыз.

Буннан

$$dS = \frac{\delta Q}{T} = C_v(T) \frac{dT}{T} + R \frac{dV}{V},$$

$$S = \int C_v(T) \frac{dT}{T} + R \ln V.$$

Егер жыллылық сыйымлығы C_v температурадан ғәрезсіз болса аңлатпа жеңіл интегралланады:

$$S = C_v \ln T + R \ln V + \text{const.}$$

Егер газдың ν моли болса

$$S = \nu C_v \ln T + \nu R \ln V + \text{const.}$$

Бул аңлатпа алынғанда газдеги молекулалар саны өзгермейди деп есапланғанлығын умытпауымыз керек. Сонлықтан энтропия ушын жазылған аңлатпадағы **аддитив турақты газдеги бөлекшелер санына ғәрезлі болыуы мүмкін**. Бул турақтыны анықлағанда энтропия S ти бөлекшелер санына (ямаса моллер саны ν ге) пропорционал етип алыу керек. Бул шәртке төмендегидей аңлатпа сәйкес келеди:

$$S = \nu [C_v \ln T + R \ln (V/\nu) + \text{const}]$$

ямаса

$$S = \frac{N}{N_{\text{Ав}}} [C_v \ln T + R \ln (V/N) + \text{const}].$$

Еки аңлатпада да қаўсырма ишиндеги аддитив шамалар газдеги бөлекшелер санына байланыссы емес. Соның менен бул аңлатпалар бөлекшелер саны турақты емес, ал өзгермели болған газлер ушын да дурыс нәтийже береді.

Егер квазистатикалық процесс адиабаталық процесс болып табылатуғын болса $\delta Q = 0$, соғансәйкес $dS = 0$, $S = \text{const}$. Демек квазистатикалық адиабаталық процесс турақты энтропияда жүретуғын процесс болып табылады. Солықтан бундай процессти **изоэнтропиялық** процесс деп те атайды.

Энтропияның физикалық мәніси. (2) формуласын изотермалық процесстеги энтропияның өзгерисин есаплау ушын қолланамыз. Бул жағдайда газдың энергиялық халы өзгерисіз қалады, ал характеристикалырдың мүмкін болған өзгерислери көлемнің өзгерисине байланыссы. Бул жағдай ушын

$$dS = R d \ln V \quad (4)$$

хәм, сәйкес

$$\int_{(1)}^{(2)} dS = R \int_{(1)}^{(2)} d \ln V. \quad (5)$$

Интеграллаудан кейін

$$S_2 - S_1 = R(\ln V_2 - \ln V_1) = R \ln(V_2/V_1). \quad (6)$$

Бул формуланы буннан былай түрлендириу үшін тең салмақтық халдағы газ ийелеп турған көлем менен кеңістіктегі микрохаллар саны арасындағы байланысты пайдаланыу керек. Бул байланыс (6) формуласы $[\Gamma_0 = N!/(N-n)!]$ менен бериледи. 1 молдегі бөлекшелер саны Авагадро саны N_A ға тең. Сонлықтан (6) аңлатпасына кириуші V_1 хәм V_2 көлемлери үшін (6) формула төмендегі түрге ийе болады:

$$\Gamma_{01} = N_1!/(N_1 - N_A)!, \quad \Gamma_{02} = N_2!/(N_2 - N_A)!. \quad (7)$$

Бул жерде $N_1 = V_1/1^3$, $N_2 = V_2/1^3$, $1 = 10^{-10}$ м. Сонлықтан (11) Стирлинг формуласын пайдаланып ийе боламыз:

$$\Gamma_{02}/\Gamma_{01} = \frac{N_2!(N_1 - N_A)!}{N_1!(N_2 - N_A)!} * \frac{(N_2/e)^{N_2} [(N_1 - N_A)/e]^{N_1 - N_A}}{(N_1/e)^{N_1} [(N_2 - N_A)/e]^{N_2 - N_A}}. \quad (8)$$

Күшли қысылмаған газ изертленеди. Онда $N_1 \gg N_A$, $N_2 \gg N_A$. Сонлықтан дәрежедегі N_1 менен N_2 ге салыстырғанда N_A ны есепке алмауға болады. (8) диң орнына аламыз:

$$\Gamma_{02}/\Gamma_{01} * \left(\frac{N_2}{N_1} \right)^{N_A} = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{N_A}. \quad (9)$$

(9) ды логарифмлесек

$$\ln(V_2/V_1) = (R/N_A) \ln(\Gamma_{02}/\Gamma_{01}). \quad (10)$$

Бул аңлатпаны (6) ға қойсақ

$$S_2 - S_1 = (R/N_A) \ln(\Gamma_{02}/\Gamma_{01}) = k \ln \Gamma_{02} - k \ln \Gamma_{01}, \quad (11)$$

булжерде $R/N_A = k$ - Больцман турақтысы.

(11) формуласының түри мынадай пикирдің тууылыуына алып келеди:

Энтропия қарап атырған мактрохалды пайда ететугын микрохаллар санының логарифми менен анықланады:

$$S = k \ln \Gamma. \quad (2)$$

Бул теңлік Больцман формуласы деп аталады.

Жоқарыда келтирилген талқылаулар Больцман формуласының дәлили болып табылмайды. Бул формула: 1) идеал газ хәм кеңістіктегі микрохаллар; 2) қайтымлы процесслер үшін дурыс. (12) ге ықтыярлы турақты санды қосып қойыу мүмкин. Бирақ бул турақты санның мәнісин биз нолге тең деп есапладық.

(12)-формула энтропияға көргизбелі түр береді:

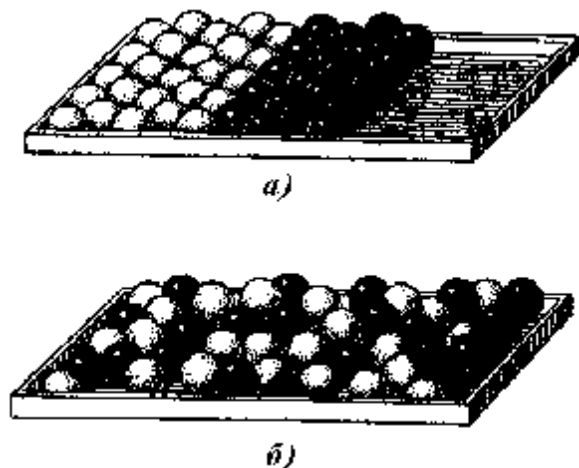
Система қанша дәрежеде тәртіпке салынған болса, мактрохалды пайда ететугын микрохаллар саны соншама дәрежеде аз болады. Демек энтропия системаның тәртіпке салыныуының өлшеми болып табылады. Система тең салмақтық халға келгенде энтропия өзінің максимум мәнісине жетеді.

Демек өз-өзіне қойылған система тең салмақтық халына қарай қозғалады, яғный өз-өзіне қойылған системада энтропияның мәніси кемеймейді. Бул термодинамиканың екінші басламасының анықламаларының бири болып табылады.

Энтропия менен системадағы тәртіпсізліктің байланысы хаққында бирқанша мысаллар келтиреміз.

Механикалық энергияны жыллылық энергиясына айландыруу тәртіпті қозғалыс энергиясын тәртіпсіз қозғалыс энергиясына айландыруу болып табылады. Бир бирине қарама-қарсы болған бул еки процесстің теңдей хуқыққа ийе емес екенлигин аңсат түсиниуге болады. Тәртіпті қозғалыс энергиясын тәртіпсіз қозғалыс энергиясына

айландырыу тәртіпсіз қозғалыс энергиясын тәртіпті озғалыс энергиясына айландырыудан салыстырмас дәрежеде жеңіл.



Тәртіп пенен тәртіпсізлік арасындағы қайтымсызлықты сәулелендіретуғын сұйрет.

Келеси мысал бул жағдайды аңсат түсіндіреді. Қара хәм ақ шариклер салынған қутыны көз алдымызға келтиремиз (сұйретте көрсетілген). Дәслеп қара шариклер қутының бир тәрәпинде, ал ақ шариклер қутының екинши ярымында жайласқан болсын. Қутыны силксек шариклер араласып кетеді. Қутыны әйуайы сикиу шариклерди толық тәртіпсізлікке алып келди. Бирақ усындай силкиу менен шариклердиң жайғасыуларындағы тәртіпти қайта тиклей алмаймыз.

Бундай өзине тән қайтымсызлық қалеген молекулалық системада анық көринеди.

Усы қубылыс пенен жыллылық процесслердиң қайтымсызлығы байланысly: бундай процесслер тәртіпсізліклердиң артыуы бағытында жүреді. Демек жыллылық процесслериниң қайтымсызлығы тәртіп пенен тәртіпсізліктің қайтымсызлығы менен тиккелей байланысly екен деп жуумақ шығарамыз.

Идеал газ процеслериндеги энтропияның өзгеріуін есаплау. Есаплау (3) ти есапқа алыу менен (2) тийкарында жүргизиледи:

$$dS = d(C_v \ln T + R \ln V). \quad (13)$$

Изотермалық процестеги энтропияның өзгеріси (6) формуласы жәрдемінде әмелге асырылады. Көлем үлкейгенде энтропия өседі, киширейгенде - кемейеді. Бул нәтийжени аңсат түсиниуге болады: көлем үлкейгенде бөлекшелер ушын орынлар, демек микрохаллар саны көбейеді.

Изохоралы процесте ($dV=0$)

$$S_2 - S_1 = C_v \ln(T_2/T_1) \quad (14)$$

температураның өсиуі менен энтропия үлкейеді. Бул нәтийже былайынша түсіндириледі: температура көтерилгенде бөлекшелердиң орташа энергиясы өседі, сонлықтан мүмкин болған энергиялық халлар саны артады.

Адиабаталық процесте (13) тен аламыз

$$S_2 - S_1 = C_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1}. \quad (15)$$

Соның менен бирге

$$T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1}, \quad \gamma = \frac{C_p}{C_v}.$$

Сонлықтан $\ln \frac{T_2}{T_1} = (\gamma-1) \ln \frac{V_1}{V_2} = -(\gamma-1) \ln \frac{V_2}{V_1}$. Онда (15) мына түрге келеді

($-C_p + C_v + R = 0$ екенлиги есапқа алынады):

$$S_2 - S_1 = \left[-C_v \left(\frac{C_p}{C_v} - 1 \right) + R \right] \ln \frac{V_2}{V_1} = 0. \quad (6)$$

Демек адиабаталық қайтымлы процесте энтропия өзгермейді.

Газдің адиабаталық кеңейіуінде көлемнің үлкейіуіне байланысты энтропия өседі, бірақ ұсының менен қатар бақланатуғын температураны төменлеуі салдарынан энтропия кемейеді және ұсы екі тенденция бір-бірін толығы менен теңдестіреді.

Егер система энтропиялары S_1 және S_2 болған екі системадан тұратуғын болса онда бундай системаның энтропиясы

$$S = S_1 + S_2.$$

Демек энтропия аддитив хал функциясы болып табылады. Системаның энтропиясы ұсы системаны құраушы системалардың энтропияларының қосындысына тең.

Системаның энтропиясы қандай да бір қайтымлы процессте системаға тәсір етіуіші сыртқы шараятлардың тәсірінде өзгереді. Сыртқы шараятлардың энтропияға тәсір етіу механизми төмендегилерден ибарат: сыртқы шараятлар системаның жетісіуі ұшін мүмкін болған микрохалларды және олардың санын анықлайды. Сол микрохаллар шеклерінде система Тең салмақтық халына жетеді, ал энтропиясы сәйкес мәніске иіе болады. Сонлықтан энтропияның мәнісі сыртқы шараятлардың өзгеріуі менен өзгеріске ұшырайды және сыртқы шараятларға сәйкес келіуіші максималлық мәнісіне жетеді.

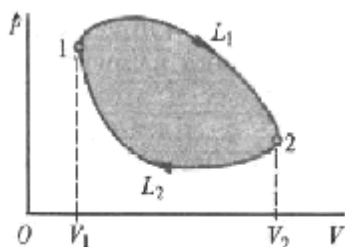
Энтропия берілген макрохалға сәйкес келіуіші микрохаллар санының логарифми менен анықланады.

Тең салмақтық халда энтропия максимал мәнісіне жетеді. Себеби Тең салмақтық халда термодинамикалық итималлық максимал мәніске иіе. Буннан өз-өзіне қойылға изоляцияланған системаның энтропиясы сыртқы шараятларға сәйкес келіуіші максимум мәнісіне жеткенше өседі.

11-санлы лекция. Цикллық процесслер

Цикл жұмысы. Пайдалы тәсір коэффициенті. Карно циклі. Карно циклінің пайдалы тәсір коэффициенті. Энтропия жәрдеминде пайдалы тәсір коэффициентін есаплау. Кельвин тәрөпинен термодинамиканың екінші басламасының ұсынылыуы. Клаузиус тәрөпинен термодинамиканың екінші басламасының ұсынылыуы. Салқынлатыу машинасы және қыздырғыш. Бірдей жылылық бергіш және жыллылық қабыл етіушілерге иіе Карно циклі бойынша іслеуші машиналардың пайдалы тәсір коэффициенті. Температуралардық абсолют термодинамикалық шкаласы.

Анықламасы: Система өзінің дәслепкі халына қайтып келетуғын процесс цикллық процесс деп аталады. Цикл процесслер диаграммасында туйық иймеклік түрінде сүүретленеді (Сүүретте көрсетілген). Циклды саат стрелкасының жүріу бағытында да, оған қарама-қарсы бағытта да өтіу мүмкін. Сонлықтан зәрүр жағдайларда бағытты стрелка менен белгілеу керек. Мысалы 1_1 менен 1_2 сызықтары 1- және 2-халларды тутастырыушы сызықтар болып табылады.



Цикл

Цикл жұмысы. 1-халдан бастап саат стрелкасы бағытында жүріп циклды әмелге асырамыз. Усында исленген жұмыс:

$$A = \int_{L_1}^{(2)} p dV + \int_{L_2}^{(1)} p dV. \quad (1)$$

Биринши интеграл $V_1, V_2, 2, L_1$ сызығы 1 нокаты хәм V_1 менен қоршалған майданға тең. Ал екинши интеграл болса $V_1, V_2, 2, L_2$ сызығы 1 нокаты, V_1 менен қоршалған майданға тең хәм белгиси терис. Сонлықтан A жұмысының мәниси L_1 хәм L_2 сызықтары менен шегараланған майданға тең.

Бул лекциядағы циклға берилген анықлама, жұмыстың шамасы тек ғана идеал газге тийисли болып қалмай, барлық жағдайларды да өз ишине қамтыйды. Егер термодинамиканың биринши басламасының аңлатпасының еки тәрәпин де қарап атырған цикл бойынша интегралласақ

$$\oint \delta Q = \oint dU + \oint p dV. \quad (2)$$

Интеграл туйық контур бойынша алынады. Толық дифференциалдан туйық контур бойынша алынған интеграл

$$\oint dU = U_1 - U_1 = 0. \quad (3)$$

(3) ти есапқа алып (2) ни былай жазамыз

$$\oint \delta Q = \oint p dV = A. \quad (4)$$

Бул аңлатпаның мәниси:

Циклдағы исленген барлық жұмыс системаға берилген жыллылық есабынан орынланады. Циклдың бир бөлиминде жыллылық системаға бериледи, екинши бөлиминде системадан алынады. Циклды саат тилинің қозғалысы бағытында шөлкемлестирсе, системаға берилген жыллылық муғдары системадан алынған жыллылық муғдарынан артық болады. Бул жағдайда система оң жұмыс ислейди.

Ал циклди саат тили қозғалысы бағытына қарама-қарсы бағытта 1-ноқаттан 2-ноқатқа қарай дәслеп L_2 сызығы менен жүріп, L_1 сызығы менен қайтып келиў менен шөлкемлестирсе исленген жұмыс абсолют мәниси бойынша дәслепки жағдайдағыдай, ал белгиси терис белгиге ийе болады.

Бундай жағдайда системаның өзи жұмыс ислемайди, ал система үстинен жұмыс исленеди. Система жұмысты жыллылыққа айландырады: циклдин бир бөлиминде системаға жыллылық келип түседи, ал екинши бөлиминде системадан кирген жыллылыққа қарағанда көбирек жыллылық шығады. Системаның өзи циклдан кейин өзиниң дәслепки қалына қайтып келеди.

Циклдың хәр бир нокатында системаның температурасы хал теңлемеси тийкарында анықланады. Улыўма жағдайда температура нокаттан нокатқа өткенде өзгереди, хәр бир нокатта температура сәйкес термостат тәрәпинен тәмийинленеди. Сонлықтан система тәрәпинен циклдың пайда етилиўи ушын системаны өзгермели температураға ийе термостатқа қойыў ямаса бир термостаттан басқа температуралы термостатқа өтиўди көз алдымызға келтириўимиз керек. Екинши көз-қарас көргизбелірек. Себеби бул жағдайда

турақлы түрде пайдаланылатуғын жыллылық бериўши хәм жыллылық қабыл етиўши дүзиліслер ҳаққында айтыўға мүмкиншилик болады.

Циклдың қайсы нокатында система жыллылық алатуғынлығы, қайсысында жыллылық беретугынлығын айтыў қыйын. Принципінде эпиўайы жуўап бериўге болады: система термостатқа $\delta Q < 0$ болған нокатларда жыллылық қабыллағышқа жыллылық береді, ал $\delta Q > 0$ нокатларда жыллылық бериўши дүзилистен жылылық алады. Яғный $dU + p dV < 0$ болған жағдайда система жыллылық береді, $dU + p dV > 0$ болғанда жыллылық алады.

Циклдағы системаның жыллылық беретугын нокатлары менен жыллылық алатуғын нокатларын айырып туратуғын нокат $dU + p dV = 0$ теңлемесин шешиў арқалы анықланады. Бул шешим циклдің түрине, хал теңлемесине ғәрезли болып аңсатлық пенен алынбайды. Төменде бул нокатларды графикалық жол менен алыўға тырысамыз.

Пайдалы тәсир коэффициенті. Цикллық процести орынлаўшы система өзиниң әҳмийети бойынша термостаттан алатуғын жылылықты жұмысқа айландырыўшы машина болып табылады. Термостаттан алынған жыллылықтың жұмысқа айланған бөлими қаншама көп болса машина соншама *эффективли* болады. Машинаның эффективлиги бир циклда исленген жұмыс A ның термостаттан алынған жыллылық муғдары $Q^{(+)}$ қатнасы болған пайдалы тәсир коэффициенті η менен тәрипленеди:

$$\eta = \frac{A}{Q^{(+)}}. \quad (5)$$

$Q^{(+)}$ термостатлардан системаға берілген жыллылық. Бул шаманың белгиси оң. (4) формуласын былай көширип жазамыз:

$$\oint \delta Q = \int_{(+)} \delta Q + \int_{(-)} \delta Q = Q^{(+)} + Q^{(-)}. \quad (6)$$

Бул жерде $\int_{(+)}$ хәм $\int_{(-)}$ интеграллары циклдың системаға сәйкес жыллылық келип

түсетуғын хәм жыллылық алып кетилетуғын участкалар бойынша алынған. $Q^{(-)}$ - машинадан шығыўшы жыллылық муғдары (белгиси терис). (6) есапқа алынған жағдайда пайдалы тәсир коэффициенті былай жазылады:

$$\eta = \frac{Q^{(+)} + Q^{(-)}}{Q^{(+)}} = 1 + \frac{Q^{(-)}}{Q^{(+)}}. \quad (7)$$

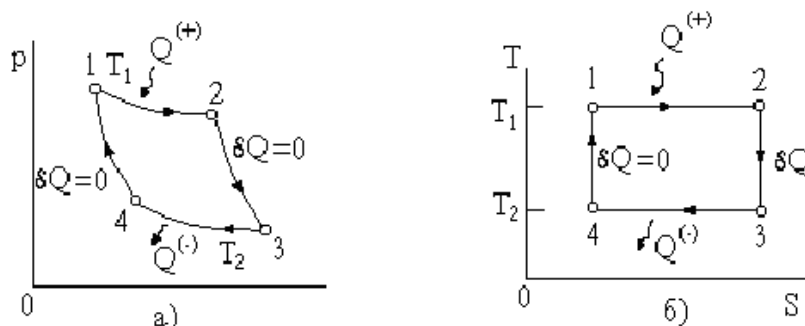
Бул шама барлық ўақытта да 1 ден киши, себеби $Q^{(-)}$ терис белгиге ийе.

Карно цикли. Карно цикли T_1 хәм T_2 температураларындағы еки изотермадан хәм еки адиабатадан турады. Циклдің бағыты стрелкалар менен көрсетілген. Карно циклын орынлаў ушын еки термостат керек. Жоқары температуралы T_1 термостаты *жыллылық бериўши*, ал T_2 салыстырмалы төмен температураға ийе термостат *жыллылық қабыллаўшы* деп аталады. Адиабаталық участкалар арқалы өткенде система сырттан изоляцияланған болыўы шәрт.

Идеал газ жағдайында $Q^{(+)}$ хәм $Q^{(-)}$ лерди аңсат есаплаўға болады. 1-2 участкасындағы жыллылық бериўши дүзилистен алынған жыллылық

$$Q^{(+)} = \int_{(1)}^{(2)} \delta Q = \int_{(1)}^{(2)} dU + \int_{(1)}^{(2)} p dV = R T_1 \ln(V_1/V_2). \quad (8)$$

Изотермалық процестеги ишки энергияның өзгерисиниң нолге тең екенлиги есапқа алынған. 3-4 участкада система жыллықты жыллылық қабыллағыш дүзилиске береді.



а) Карно цикли. б) Т хэм S өзгөрмелеріндегі Карно цикли схемасы.

$$Q^{(-)} = \int_{(3)}^{(4)} \delta Q = RT_2 \ln(V_4/V_3). \quad (9)$$

$TV^{\gamma-1} = \text{const}$ теңлемесінен

$$T_1 V_2^{\gamma-1} = T_2 V_3^{\gamma-1}, T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_4^{\gamma-1}. \quad (10)$$

Бұл екі аңлатпаның шеп тәрептерін шеп тәрептеріне, оң тәрептерін оң тәрептеріне ағзама-ағза бөліп, ийе боламыз:

$$V_2/V_1 = V_3/V_4. \quad (11)$$

Демек

$$\ln(V_2/V_1) = -\ln(V_4/V_3). \quad (12)$$

(7) формуласы (8), (9) хэм (12) лерді есапқа алғанда былай жазылады:

$$\eta = 1 + \frac{T_2}{T_1}. \quad (13)$$

Бұл формула қайтымлы Карно цикли үшін дұрыс.

Пайдалы тәсір коэффициентін энтропия жәрдеминде есаплай. Энтропияның анықтамасы бойынша

$$\delta Q = T dS. \quad (14)$$

Сонлықтан

$$Q^{(+)} = \int_{(1)}^{(2)} \delta Q = T_1 \int_{(1)}^{(2)} dS = T_1(S_2 - S_1), Q^{(-)} = \int_{(3)}^{(4)} \delta Q = T_2 \int_{(3)}^{(4)} dS = T_2(S_4 - S_3). \quad (15)$$

Адиабаталық қайтымлы процесте энтропияның өзгермейтуғынлығын есапқа алып $S_2 = S_3$, $S_1 = S_4$ екенлігіне ийе боламыз хэм сонлықтан:

$$\eta = 1 + [T_2(S_4 - S_3)]/[T_1(S_2 - S_1)] = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (16)$$

Бұл формула (13) пенен сәйкес келеді.

Системаға берілген жыллылық толығы менен исленген жұмыс үшін жумсалатуғын көп санлы процесслер бар. Бірақ бундай процесслер циклдық емес хэм сонлықтан олар хаққында гәп етилген жоқ.

Циклдағы энтропияның толық өзгерісі нолге тең болғанлықтан системаға келип түсіуші энтропия системадан шығып кеткен энтропияға тең болуы керек. Бұл системаға тек жыллылық келип түсетуғын, ал жыллылық шығып кетпейтуғын циклдың болмайтуғынлығын билдиреди. Сонлықтан машинаның пайдалы тәсір коэффициенті барлық ұақытта бірден киши.

Циклда орынланған барлық жұмыс системаға берілген жыллылықтың есабынан орынланады.

Тек ғана бір жыллылық резервуары менен жыллылық алмасуыдың нәтижесінде бірден бір нәтижесі жұмыс ислеу

болған цикллық процесстің жүзеге келіуі мүмкін емес (термодинамиканың екінші басламасының Кельвин тәрәпинен айтылуы).

Бирден бір нәтижесі төмен қыздырылған денеден жоқары қыздырылған денеге жыллылықтың өтуі болып табылатуғын цикллық процесстің жүзеге келіуі мүмкін емес (термодинамиканың екінші басламасының Клаузиус тәрәпинен айтылуы).

12-санлы лекция. Температуралардың абсолют термодинамикалық шкаласы. Термодинамиканың екінші басламасы

Бірдай жыллылық беріуші хәм жыллылық қабыллаушыларға ийе Карно циклы менен ислеітуғын қайтымлы машиналардың пайдалы тәсір коэффициенті. Терис температуралар.

Карноның екінші теоремасы. Клаузиус теңсізлігі. Энтропия. Термодинамиканың екінші басламасы. Термодинамиканың екінші басламасының статистикалық екенлігі. Қайтымсыз процеслердегі энтропияның өзгеріуі. Жұмыс ислеудегі энтропияның тұтқан орны. Термодинамиканың екінші басламасы.

Бірдай жыллылық беріуші хәм жыллылық қабыллаушыларға ийе Карно циклы менен ислеітуғын қайтымлы машиналардың пайдалы тәсір коэффициенті. Карноның бирінші теоремасының мазмұны төмендегіден ибарат:

Карно циклында ислеуші барлық машиналар бірдей пайдалы тәсір коэффициентіне ийе болады.

Бұл жерде қәтеліклерге жол қоймаслық үшін биз мына жағдайды атап өтеміз: Барлық қайтымлы машиналар бірдей пайдалы тәсір коэффициентіне ийе деген гәп айтылып атырған жоқ, ал Карно циклы менен ислеітуғын берілген жыллылық беріуші хәм берілген жыллылық алыушыларға ийе барлық қайтымлы машиналардың пайдалы тәсір коэффициенттері бірдей деп тастыйықланып атыр. Ықыярлы қайтымлы циклда екі температураға ийе термостат пенен шекленіуге болады хәм жоқарыда келтирилген тастыйықлау бундай циклдерге тийісін болмайды.

Басқа сөз бенен айтқанда Карноның бирінші теоремасы былайынша да айтылады:

Карно циклінің пайдалы тәсір коэффициенті циклі жүзеге келтіріуші дүзіліске хәм пайдаланылатуғын заттың тәбиятына байланыссы емес.

Солай етип енді $\oint \delta Q = \oint p dV = A$ формуласының жәрдемінде мынаны тастыйыңдаймыз: Карно циклінің пайдалы тәсір коэффициенті циклі жүзеге келтіріуші дүзіліске хәм пайдаланылатуғын заттың тәбиятына байланыссы емес, ал жыллылық беріуші менен жыллылық қабыл етіуші дүзілісдердің температураларының қатнасына ғәрезлі. Пайдалы тәсір коэффициенті барлық уақытта да бирден киші шама хәм бирге жыллылық қабыллауші дүзілістің температурасы нолге умтылғанда жақынласады.

Пайдалы тәсір коэффициентінің

$$\eta = \frac{Q^{(+)} + Q^{(-)}}{Q^{(+)}} = 1 + \frac{Q^{(-)}}{Q^{(+)}} \quad (1)$$

екенлігі хәм оның температурасы T_1 болған жылылық беріуші хәм температурасы T_2 болған жылылық қабыл етіуші дүзіліслеріне ийе болған барлық қайтымлы машиналар

ушын бирдей болатуғынлығы дәлилленген еди. Сонлықтан $\frac{Q^{(-)}}{Q^{(+)}}$ қатнасы тек ғана T_1 хәм T_2 температураларының функциясы болады. Демек

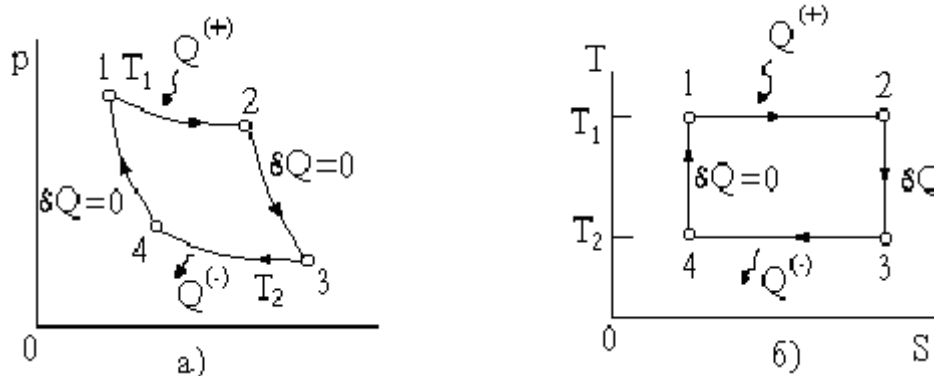
$$\frac{Q^{(-)}}{Q^{(+)}} = f(T_2, T_1). \quad (2)$$

Бул жерде T эмперикалық шкаладағы температура.

T_1 менен T_2 температуралары арасындағы интервалдағы T_3 температуралы bazı бир дене болсын. Бул дене T_2 температурасына салыстырғанда жыллылық бериўши, ал T_1 температурасына салыстырғанда жыллылық қабыллағыш болып хызмет етиўи мүмкин. Бул денени сўўретте көрсетилгендей етип қолланамыз. а хәм б машиналары қайтымлы машиналар болып табылады.

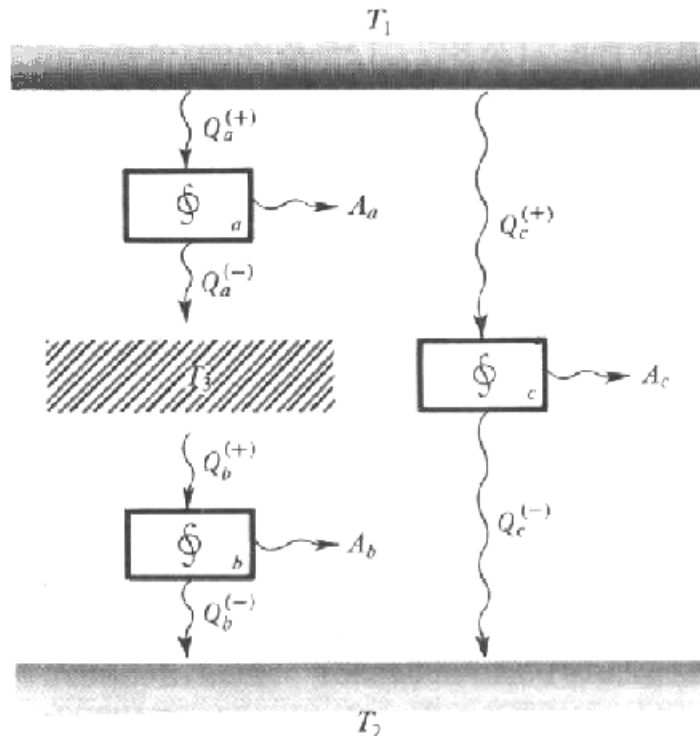
а хәм б қайтымлы машиналар пайдалы тәсир коэффициенти машинаның пайдалы тәсир коэффициентине тең бир қайтымлы машинаны пайда етеди. Бул

$$Q_a^{(+)} = Q_c^{(+)}, Q_b^{(-)} = Q_c^{(-)}, Q_a^{(-)} = -Q_b^{(+)}, A_a + A_b = A_c. \quad (3)$$



(2)-аңлатпа бул машиналар ушын мынадай түрге ийе болады:

$$Q_c^{(-)}/Q_c^{(+)} = f(T_2, T_1), Q_a^{(-)}/Q_a^{(+)} = f(T_3, T_1), Q_b^{(-)}/Q_b^{(+)} = f(T_2, T_3). \quad (4)$$



Температуралардың термодинамикалық шкаласын анықлаў ушын арналған сызылма.

Буннан (3) ти есапка алып

$$f(T_2, T_1) = Q_c^{(-)}/Q_c^{(+)} = Q_b^{(-)}/Q_b^{(+)} = -(Q_b^{(-)}/Q_b^{(+)})/Q_a^{(-)}/Q_a^{(+)} = f(T_2, T_3) f(T_3, T_1). \quad (5)$$

Бул теңликтің оң тәрепін T_3 ке байланыстыз. Сонлықтан (5) теги T_3 қысқартуындай функция болыуы керек. Бул

$$f(T_2, T_1) = - \varphi(T_2)/\varphi(T_1) \quad (6)$$

теңлигінің орынланыуының керек екенлігін көрсетеді. φ - жаңа функция. Солай етип Карно циклындағы жыллылық мұғдарларының қатнасы

$$\frac{Q^{(-)}}{Q^{(+)}} = - \varphi(T_2)/\varphi(T_1) \quad (7)$$

түрінде болатуғынлығын көрдик.

$\frac{Q^{(-)}}{Q^{(+)}} = - \varphi(T_2)/\varphi(T_1)$ қатнасы температуралардың эмпирикалық шкаласынан ғәрезсіз анық мәніске ийе болады. Сонлықтан Кельвин бул қатнасты сәйкес абсолют термодинамикалық температуралардың қатнасындай етип алыуды ұсынды, яғный

$$\varphi(T_2)/\varphi(T_1) = \frac{T_2}{T_1}. \quad (8)$$

(8) бойынша алынған температуралар шкаласы **абсолют термодинамикалық шкала**, ал T **абсолют термодинамикалық температура** деп аталады. Айқын эмпирикалық шкаладан ғәрезли емес болғанлықтан бул шкала абсолют шкала болып табылады. Бул шкаланы келтиріп шығарғанда улыұмалық термодинамикалық қатнастар пайдаланылғанлықтан термодинамикалық шкала деп аталады. Абсолют термодинамикалық температура жәрдеминде Карно цикли менен ислейтуғын машинаның пайдалы тәсир коэффициенті (1) былай жазылады

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (9)$$

(13) теги T температурасы идеал газ термометри бойынша анықланған еді. Сонлықтан (13) хәм (9) лердің бирдей екенлігі бул формулалардағы температуралардың бирдей екенлігін дәллілейді. Демек усы ўақытқа шекемгі баянлаўда T хәрипи менен белгиленген температуралардың барлығы да термодинамикалық температура болып табылады.

Терис температуралар. Анықлама бойынша температура бөлекшениң орташа кинетикалық энергиясына пропорционал болыуы керек. Өз гезегинде терис мәнісли кинетикалық энергияның болмайтуғынлығына байланыслы терис мәнісли температураның да болыуы мүмкин емес. Бөлекшелеринің қозғалысының тек кинетикалық энергиясын өз ишине алатуғын атомлық системаларда да терис мәнісли теператураның болыуы физикалық мәніске ийе болмайды.

Екинши тәрептен температураның бөлекшелердің энергиялар бойынша бөлистирилиўин тәриплейтуғын шама екенлігін де көрдик. Мысалы Больцман бөлистирилиўи формуласын былайынша жаза аламыз

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{U}{kT}\right)$$

Бул формула жыллылық теңсалмақлығы жағдайында энергиясы U болған бөлекшелердің салыстырмалы санын (n/n_0) береді. Бул сан тек ғана температураға байланыслы болып тур.

Больцман формуласы $n = n_0 \exp\left(-\frac{U}{kT}\right)$ температураға терис мәніске ийе болыуға Ғмүмкиншилик береді. Егер $U = kT$ болса nn_0 ден е мәрте киши болады ($n = n_0 e^{-1}$ хәм $n_0 = en$).

Жоқарыдағы формуланы логарифмлеп $\ln \frac{n}{n_0} = -\frac{U}{kT}$ аңлатпасы аламыз. Сонлықтан

$$T = -\frac{U}{k \cdot \ln(n/n_0)}.$$

Бул аңлатпадан $n < n_0$ болғанда $T > 0$ екенлигі көриніп тұр.

Егер де $n > n_0$ теңсізлігі орын алатуғын система пайда ете алсақ, бұндай системадағы температураның мәнісі теріс болған болар еді.

Классикалық нызамларға бағынатуғын системаларда теріс мәніске ийе температурларды пайда етіу мүмкін емес. Теріс мәніске ийе температуралар квант системаларында алыныуы мүмкін.

Теріс мәнісли абсолют термодинамикалық температураның болыуы мүмкін емес. Бірақта теріс мәнісли абсолют термодинамикалық температура базы бір физикалық ситуацияларды талқылау үшін пайдалы болған түсиник болып табылады.

Пайдаланып атырған ис денесинен (пайдаланып атырған заттың тәбиятынан) ғәрезсіз Карно цикли бойынша ислейтуғын барлық қайтымлы машиналар бірдей пайдалы тәсир коэффициентине ийе болады.

Карноның екінші теоремасы. Карно цикли менен ислейуши қайтымсыз машинаның пайдалы тәсир коэффициенті тап сондай жыллылық бериуши хәм жыллылық қабыл етиуши дүзиліслери бар қайтымлы машинаның пайдалы тәсир коэффициентинен барлық ўақытта кем болатуғынлығын аңсат дәлиллейге болады. Бул жағдайда бірдей Карно цикли бойынша ислейтуғын қайтымлы хәм қайтымсыз машиналардың пайдалы тәсир коэффициентлерін салыстыруы ҳаққында гәптиң кетип атырғанлығын еслетип өтеміз. Соның менен бирге пайдалы тәсир коэффициенті қайтымлы болған жағдайда қайтымсыз болған жағдайдағыдан кем болған басқа циклде ислейуши көп сандағы машиналардың бар екенлигине дыққат аўдарамыз.

Енди

Карноның қайтымлы циклиннің пайдалы тәсир коэффициентинің температуралары Карно циклиндағы қыздырғыш хәм салқынлатқышлардың температуралары менен бірдей болған қыздырғыш хәм салқынлатқышлары бар басқа қәлеген қайтымлы циклиннің пайдалы тәсир коэффициентинен үлкен болатуғынлығын

дәлиллейміз. Бул үшін T хәм S өзгеріушилериндегі цикллардың сүүретинен пайдаланамыз. Карно циклинен басқа цикл иймеклигі $A_1A_2A_3A_4$ туўры мүйешлигі ишине сызылған. $\delta Q = TdS = dU + dA$ формуласынан цикл бойынша интеграллаудан кейін $\oint dU = 0$ екенлигін есапқа алып:

$$\oint \delta Q = \oint TdS = \oint dU + \oint dA = A.$$

Бул жағдайда Карно цикли үшін ийе боламыз:

$$A_K = \oint TdS = T_1 \int_{A_1}^{A_2} dS + T_2 \int_{A_3}^{A_4} dS = T_1(S_2 - S_1) + T_2(S_1 - S_2) = (T_1 - T_2)(S_2 - S_1).$$

Жумсалған жыллылық муғдары

$$Q^{(+)} = \int_{A_1}^{A_2} dS = T_1 \int_{A_1}^{A_2} dS = T_1 (S_2 - S_1).$$

Сонлықтан Карно циклиннің пайдалытәсиркоэффициенти

$$\eta_K = A_K / Q_K^{(+)} = (T_1 - T_2) / T_1 = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Бул формуланы бұрын да алған едік.

Карно циклин сұйретпейтуғын туұры мүйешликтің ишіндегі басқа машинаның цикли үшін аламыз:

$$A = \oint TdS = \sigma = (T_1 - T_2)(S_1 - S_2) - \sigma_1 - \sigma_2 - \sigma_3 - \sigma_4 = A_K - \Delta_{1234},$$

$$\Delta_{1234} = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 + \sigma_4.$$

Усы машина тәрәпинен алынған жыллылық

$$Q^{(+)} = \int TdS = T_1(S_2 - S_2) - \sigma_1 - \sigma_4 = Q_K^{(+)} - \Delta_{14}. \quad \Delta_{14} = \sigma_1 + \sigma_4.$$

Сонлықтан

$$\eta = A / Q^{(+)} = \{A_K - \Delta_{1234}\} / \{Q_K^{(+)} - \Delta_{14}\}$$

$A_K = \eta_K Q_K^{(+)}$ екенлигі есапқа алып бул теңлікті түрлендіреміз:

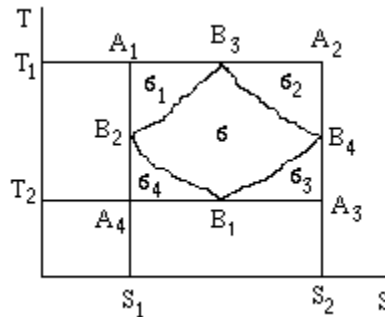
$$\begin{aligned} \eta &= \{\eta_K Q_K^{(+)} - \Delta_{14} - \Delta_{23}\} / \{Q_K^{(+)} - \Delta_{14}\} = \\ &= \{\eta_K (Q_K^{(+)} - \Delta_{14}) + \eta_K \Delta_{14} - \Delta_{14} - \Delta_{23}\} / \{Q_K^{(+)} - \Delta_{14}\} = \\ &= \eta_K - \Delta_{14}(1 - \eta_K) / \{Q_K^{(+)} - \Delta_{14}\} - \Delta_{23} / \{Q_K^{(+)} - \Delta_{14}\}. \end{aligned}$$

$\Delta_{23} = \sigma_2 - \sigma_3$. Демек $\eta \leq \eta_K$.

$\eta = \eta_K$ теңлігі $\Delta_4 = 0$ хәм $\Delta_{23} = 0$ болғанда орынланады. Бул жағдайда цикл Карно цикли болып табылады. Теорема дәлліленді.

Карноның екінші теоремасының мазмұнын математикалық түрде жазамыз.

Барлық жағдайда да пайдалы тәсір коэффициенті



Қайтымлы Карно цикли бойынша іслеуші машинаны пайдалы тәсір коэффициентінің максималлығын түсіндіріу үшін арналған сұйрет.

$$\eta = [Q^{(+)} + Q^{(-)}] / Q^{(+)} = 1 + \frac{Q^{(-)}}{Q^{(+)}}$$

түрінде жазылады. Ал сондай жыллылық бериуші хәм жыллылық қабыл етиуші дүзиліслери бар қайтымлы машина үшін

$$\eta = 1 - T_2 / T_1$$

түрінде жазылатуғын еді. Жоқарыда дәлліленген теорема математикалық түрде былайынша жазылады:

$$1 + \frac{Q^{(-)}}{Q^{(+)}} \leq 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (1)$$

Қайтадан өзгертіңкіреп жазсақ

$$\frac{Q^{(-)}}{Q^{(+)}} \leq - \frac{T_2}{T_1}. \quad (2)$$

«-» белгиси $Q^{(-)}$ менен $Q^{(+)}$ нің белгилерінің хәр қыйлылығына байланыссы.

$$Q^{(+)} / T_1 + Q^{(-)} / T_2 \leq 0 \quad (3)$$

түрінде көшіріп жазылған (2) Карно цикли үшін *Клаузиус теңсізлігі* деп аталады. *Теңлік белгиси қайтымлы процеске қойылады.* Бул теңсізлікті ықтыярлы цикл үшін улыұмаластырыуға хәм теңлік белгисиниң тек ғана қайтымлы процесслер үшін қойыуға болатуғынлығын дәллилеу мүмкин.

Базы бир жыллылық қабыл еткиш хәм жыллылық бергишке ийе Карно цикли бойынша ислеуши қайтымсыз машинаның пайдалы тәсир коэффиценти сондай жыллылық қабыл еткиш хәм жыллылық бергишке ийе Карно цикли бойынша ислеуши қайтымлы машинаның пайдалы тәсир коэффицентиенен барлық ўақытта да киши болады.

Изоляцияланған системалардағы процесслерде энтропия киширеймейди. Изоляция етилмеген системаларда процесслердиң характерине байланыслы энтропияның үлкейиуи да, киширейиуи де, өзгермей қалыуы да мүмкин.

Карно цикли бойынша ислеуши қайтымлы машинаның пайдалы тәсир коэффицентиенің максимал екенлиги тек ғана машинаның қайтымлы екенлигине байланыслы емес, ал системаға жыллылық тек бир максималлық температурада берилип, тек бир минималлық температурада системадан алынатугынлығына да байланыслы.

Изоляцияланған системадағы энтропияның кемеймеуи ақырғы есапта системаны ең итимал халға алып келетуғын оның микрохалларының теңдей итималлыққа ийе екенлигинде.

Жоқарыда келтирилип шығарылған теңсізлікті ықтыярлы циклге улыұмаластырамыз хәм теңлік белгисиниң тек қайтымлы цикл үшін қойылатуғынлығын дәлиллеймиз.

Клаузиус теңсізлігі. Схемасы сүўретте көрсетилгендей жұмыс ислейтуғын қурылысты қараймыз. T_1 резервуары тұрақлы температураға ийе болады. Бул резервуардан алынатугын $\delta Q^{(+)}$ жыллылығы 1 арқалы белгиленген қайтымлы машинасына дәўирли түрде бериледи. Өз циклында бул машина δA_1 жұмысын ислейди хәм T температурада δQ жыллылығын 2 арқалы белгиленген цикллық машинасына берсин. Бул қайтымлы ямаса қайтымсыз қалеген цикллық машина болсын хәм бир цикл ислесин. Улыұма түрде айтқанда температура T тұрақлы болып қалмайды хәм 2 саны менен белгиленген машина менен қоршаған орталықтағы болатуғын процесслерге байланыслы. 2 арқалы белгиленген машина өз цикли даўамында A_2 жұмысын ислесин. 1 арқалы белгиленген машинаның цикли орынланатуғынн ўақыт 2 арқалы белгиленген машинаның цикли орынланатуғынн ўақыттан салыстырмас есе киши (буннан былай қысқалық үшін 1 машина хәм 2 машина деп белгилеймиз). Сонлықтан 1 машинаның бир цикли даўамында T температурасын тұрақлы деп есаплау мүмкин.

1 машина өзиниң параметрлери бойынша 2 машинаның жұмыс ислеуин тәмийинлей алатуғын болыуы шәрт.

1 машинаның бир цикл барысында ислеген жұмысы

$$\delta A_1 = \delta Q^{(+)} \left(1 + \frac{T}{T_1}\right) = \delta Q^{(+)} \frac{T}{T_1} \left(\frac{T_1}{T} - 1\right) = \delta Q^{(+)} \left(\frac{T_1}{T} - 1\right) = \delta Q \left(\frac{T_1}{T} - 1\right). \quad (4)$$

Бул жерде (2) формуласы есапка алынған. Бул формулада 1 қайтымлы машина үшін теңлік белгиси алынған. Егер 2 машинаға келип түсетугын болса δQ жыллылығының белгиси оң мәниске ийе болады.

2 машинаның бир циклде ислеген жұмысы A_2 улыұмалық болған (3) формула тийкарында былайынша бериледи:

$$A_2 = \oint \delta Q. \quad (5)$$

2 машинаның толық бір циклинде іскенген жұмыс

$$A = \oint \delta Q_1 + A_2 = \oint (\delta A_1 + \delta Q) = T_1 \oint \frac{\delta Q}{T}. \quad (6)$$

Бұл теңлікті толығырақ түсіндіріу керек. $\oint \delta Q_1$ интегралында 2 машинаның 1 циклі дауамында әмелге асатуғын 1 машинаның көп циклі бойынша интеграллау нәзерде тұтылған. Ал $\oint (\delta A_1 + \delta Q)$ интегралында 2 машинаның бір циклі бойынша интеграллау нәзерде тұтылған.

Кельвин принципі бойынша екі машинадан тұратуғын система циклінің бірден бір нәтижесі болған жұмыс іслей алмайды. Бұл циклда системадан жыллылықтың шығыуы жоқ (штрихланған сызық пенен ұсы екі машина да, ұсы екі машинаның жұмыс ісleуі менен байланысly болған барлық дүзилістер қоршалған, демек аңқлама бойынша штрихланған сызықтан жыллылықтың шығыуы орын алмайды). Демек

бұндай системаның жұмыс ісleуінің бірден бір мүмкіншілігі системаға жыллылықтың келіп түсіуі болып табылады ямаса ең ақырғы есепта система тәрепінен іскенген жұмыстың нолге тең болуы орын алады: $A \leq 0$.

(6) тийкарында хәм $T_1 = \text{const} > 0$ болғанлықтан бұл теңсізлік

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0 \quad (7)$$

түрине ийе болады. Бұл 2 машина тәрепінен орынланған ықтыярлы циклге тийісly болып **Клаузиус теңсізлігі** деп аталады хәм қәлеген цикл ұшын орынланады.

Қайтымлы машиналар ұшын (7) де теңлік белгісін алыу кереклігін, ал қайтымсыз машиналар ұшын екі белгінің де орын алатуғынлығын дәліллеуіге болады. Солай етип

Қайтымлы процесслер ұшын (7) Клаузиус теңсізлігіндегі теңлік белгісі, ал қайтымсыз процесслер ұшын екі белгі де орын алады.

(7) аңлатпасы қайтымлы процесслер ұшын 1854-жылы Р.Ю.Клаузиус хәм В.Томсон тәрепінен алынды. Ал қайтымсыз процесслер ұшын бұл аңлатпаны 1862-1865 жыллары Клаузиус тийкарлады. Олар тәрепінен

илимге жыллылықтың энергияның басқа формаларына өтіу қәбилетлілігі сыпатында «энтропия» термині ендірілді.

Қайтымлы процесслер ұшын (7) мынадай түрге ийе:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0. \quad (8)$$

Демек бұл жерде интеграл астында $\oint \frac{\delta Q}{T}$ толық дифференциалы тұр:

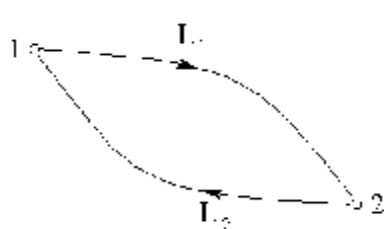
$$\frac{\delta Q}{T} = dS. \quad (9)$$

Бұл жерде S арқалы энтропия белгіленген.

Демек жоқарыда келтіріліп шығарылған идеал газ ұшын энтропия түсінігі ықтыярлы жағдайлар ұшын да дұрыс болады екен. Энтропия ұшын 2-19 лекцияда да идеал газ ұшын айтылғанлардың барлығы да дұрыс болады.

Термодинамиканың екінші басламасы. Мейлі тұйық система (бсқа системалардан изоляцияланған система) базы бір процессте сүүретте көрсетілген 1 халынан 2 халына өтетуғын болсын. Қайтымлы процесс жәрдемінде системаны 2 халынан 1 халына қайтарамыз. Бұл ұшын системаның изоляцияланғанлығын жоқ қылуымыз керек. 1 халына қайтып келіу нәтижесінде Клаузиус теңсізлігін қолланыу мүмкін болған цикл пайда болды:

1 ден 2 ге өтiуде 1_1 жолында система изоляцияланған еди. Сонлықтан бул жол жүрилгенде алынған жыллылық $\delta 1$ нолге тең хәм сәйкес интеграл да нолге тең. Екинши тәрeптен 2 ден 1 ге қайтыұда (9) ға сәйкес интеграл астында турған аңлатпадағы $\delta Q/T = dS$ деп есаплаұ мүмкин. Онда (10) нан аламыз:

$$\int_{L_2}^{(1)} \frac{\delta Q}{T} = \int_{L_2}^{(1)} dS = S_1 - S_2 \leq 0$$


Туйық системалардағы энтропияның кемейейтуғынлығын дәлиллеұ ушын арналған сұұрет

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \int_{L_1}^{(2)} \frac{\delta Q}{T} + \int_{L_2}^{(1)} \frac{\delta Q}{T} \leq 0. \quad (10)$$

ямаса

$$S_2 \leq S_1.$$

Демек

Туйықланған система энтропиясы S_1 ге тең болған 1 халынан энтропиясы S_2 болған 2 халына өткенде энтропия өседи ямаса өзгермей қалады. Бул жағдай $\frac{\delta Q}{T} = dS$ формуласы менен аңлатылатуғын энтропияны бар болады деп тастыйықлаұ менен бирдей болған термодинамиканың екнши басламасының мазмунын курайды.

Қыскарақ түрде термодинамиканың екнши басламасы былайынша айтылады:

Туйықланған системалардағы процесслерде энтропия кемеймейди. Бул тастыйықлаұ тек ғана изоляцияланған системалар ушын дурыс. Процесстиң характерине байланысly изоляцияланбаған системаларда энтропияның өсиұи де, өзгермей қалыұы да, кемейиұи де мүмкин.

Изоляцияланған системаларда энтропия тек қайтымлы процесслерде өзгермей қалады. Қайтымсыз процесслерде энтропия кемеймейди. Өз өзине қойылған изоляцияланған системаларда процесслер қайтымсыз жүретуғынлығы

изоляцияланған система энтропиясының барлық ұақытта өсетуғынлығын, ал энтропияның өсиұи системаның термодинамикалық тең салмақлыққа жақынлағанлығын билдиреди. Системаның Тең салмақлық халға жақынлаұының ең итимал халға жақынлаұ екенлигин еске түсиремиз.

13-санлы лекция. Термодинамиканың екінші басламасына берілген анықтамалар. Термодинамикалық потенциаллар хәм термодинамикалық орнықтылық шәрти

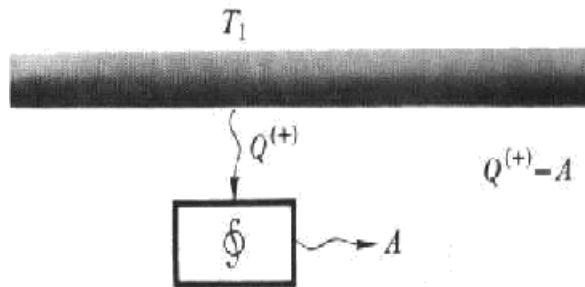
Биз дәслеп термодинамиканың биринши хәм екінши басламалары хаққында улыўма түрде талқылаў беремиз.

Термодинамиканың биринши басламасы табиятта процесслердин бағыты хаққында хешқандай мағлыўмат бермейди. Изоляцияланған система ушын биринши баслама барлық процесслерде усы системаның энергиясының турақлы болып қалыўын талап етеди. Егер системаның еки ҳалын 1- хәм 2-халлар деп белгилесек биринши баслама системаның 1-халдан 2-ге ямаса 2-халдың 1-халға өтиўи хаққында айта алмайды. Улыўма алғанда биринши басламаның жәрдемінде изоляцияланған системада қандай да бир процесстин болатуғынлығы ямаса болмайтуғынлығы хаққында хеш нәрсе айтыў мүмкин емес.

Мейли адиабаталық изоляцияланған система бир бири менен тәсирлесетуғын, бирақ басқа денелер менен тәсир етисе алмайтуғын еки денеден туратуғын болсын. Бундай жағдайда усы еки дене арасындағы жыллылық алмасыўы $Q_1 = -Q_2$ шәртине бағынады. Бир дене тәрәпинен алынған Q_1 жыллылығы екінши дене тәрәпинен берилген $-Q_2$ жыллылығына тең. Жыллылықтың қай бағытта өлетуғынлығын термодинамиканың биринши басламасы айта алмайды. Жыллылықтың төмен қыздырылған денеден жоқары қыздырылған денеге өтиўи биринши басламаға қайшы келмес еди. Температураның санлық тәрәпи термодинамиканың биринши басламасы ушын жат мәселе болып табылады. Сонлықтан биринши баслама температураның рационал болған шкалаларының биреўине де алып келмеди.

Термодинамиканың биринши басламасы болса процесслердин бағыты туўралы айтыўға мүмкиншилик береди. Бирақ екінши басламаның әхмийети тек усының менен жуўмақланбайды. Екінши баслама температураның санлық өлшеми хаққындағы мәселениң шешилиўине хәм термометрлик дене менен термометрдин қурылысынан ғәрезсиз болған рационал температуралық шкаланы пайда етиўге алып келеди. Екінши баслама биринши баслама менен биргеликте денелердин көплеген макроскопиялық параметрлерлери арасындағы дәл санлық қатнастарды орнатады. Усындай дәл қатнастардың барлығы **термодинамикалық қатнастар** деп аталады.

Термодинамиканың екінши басламасының тийкарын салыўшы француз инженери менен физиги Соди Карно болып табылады. Ол жыллылықтың жумысқа айланыў шәртлерин изертледи. Бирақ ол теплород көз-қарасында турғанлықтан термодинамиканың екінши басламасына дәл анықлама бере алған жоқ. Анықлама бериў XIX әсирдин орталарында немис физиги Рудольф Клаузиус хәм шотландия физиги Вильям Томсон (лорд Кельвин) тәрәпинен бир биринен ғәрезсиз түрде берилди. Олар термодинамиканың екінши басламасын анықлайтуғын тийкарғы постулатты қәлиплестирди хәм бул постулаттан баслы нәтийжелерди шығарды.



Кельвин формулировкасындағы термодинамиканың екінши басламасының схема түріндеги сәўлелениўи.

Бул сүүретте көрсетилген процесстин әмелге асыўы мүмкин емес.

Термодинамиканың екінші басламасына В.Томсон (лорд Кельвин) 1851-жылы анықлама түрінде берді. (7) формуласы пайдалы тәсір коэффициентінің 1 ден артық болмайтуғынлығын көрсетеді. Бірақ бұл формула пайдалы тәсір коэффициентінің 1 тең болыуының мүмкіндігін байқарламайды. Егер $\delta Q^{(-)} = 0$ болса п.т.к. 1 ге тең болыуы керек. Бұл жағдайда машинаға келип түскен жыллылық толығы менен жұмысқа айланыуы шарт. **Кельвин принципі** деп келесі тастыйықлауға айтамыз:

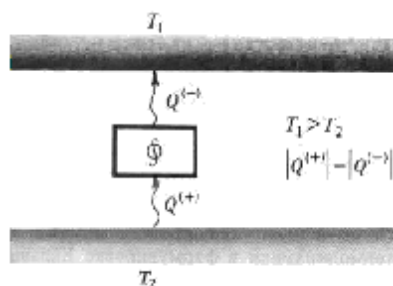
Бір жыллылық резервуары менен жыллылық алмасыу арқалы жұмыс атқаратуғын цикллық процесс мүмкін емес. Базы бір муғдардағы жыллылықтың жұмысқа айланыуы белгилі бір муғдардағы жыллылықтың қыздырғыштан салқынлатқышқа берілуі менен әмелге асады.

Және бір анықлама Клаузиус тәрепінен 1850-жылы беріліп, төмендегіден тұрады:

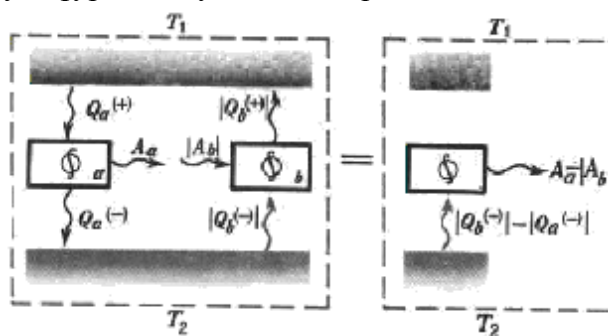
Бірден бір нәтижесі төмен қыздырылған денеден жоқары қыздырылған денеге жыллылық беріу болып табылатуғын цикллық процесстің жүзеге келіуі мүмкін емес.

Бұл анықламада термодинамиканың екінші басламасының дұрыслығы анық көрінеді. Салқын денеден өзіннен өзі жыллылық бөлініп шығып ұсы жыллылықтың температурасы жоқары болған денеге берілуі мүмкін емес.

Екі анықлама да эквивалент болып табылады. Хәтте Кельвиннің өз формулировкасын Клаузиус формулировкасынан тек формасы жағынан парқланатығынын атап өтті.



Термодинамиканың екінші басламасының Клаузиус бойынша сәулеленіуі. Бұл сұретте сәулеленген процесстің әмелге асыуы мүмкін емес.



Термодинамиканың бірінші басламасына Кельвин хәм Клаузиус тәрепінен берілген анықламалардың эквиваленттілігін дәлліллеуіге қолланылатуғын сұрет.

Математиканың базы бір формалары. Мейли

$$z = z(x, y)$$

формуласы менен байланысқан x , y , z өзгеріушілері бар болсын.

Келтірілген формула үш өзгеріушінің екеуінің бір бірінен ғәрезсіз екенлігін, ал үшінші өзгеріушінің екеуінің функциясы екенлігін билдиреді. $z = z(x, y)$ түріндегі жазыу ғәрезсіз өзгеріушілердің x хәм y екенлігін, ал ғәрезлі өзгеріуші

шаманың - функцияның z екенлігін аңғартады. Бірақ сол теңдемені x қа, y ке хәм z ке қарата да шашиў мүмкін. Бундай жағдайды төмендегидей жазыўларға ийе боламыз

$$x = x(y, z),$$

$$y = y(z, x).$$

Бул жағдайда ғәрезсиз өзгериўшилер сыпатында сәйкес y , z ямаса z , x алынады. Солай етип ғәрезсиз шамаларды сайлап алыў бизиң қәлеўимизге байланысly болады.

z , x хәм y лердиң толық дифференциаллары төмендегидей түрге ийе:

$$\begin{aligned} dz &= \frac{\partial z}{\partial x} dx + \frac{\partial z}{\partial y} dy, \\ dy &= \frac{\partial y}{\partial x} dx + \frac{\partial y}{\partial z} dz, \\ dx &= \frac{\partial x}{\partial y} dy + \frac{\partial x}{\partial z} dz. \end{aligned} \quad (A-1)$$

Термодинамикада болса ҳәр қыйлы ҳал функцияларының толық дифференциаллары менен ис алып барылады. Соның менен бирге ғәрезсиз өзгериўшилер сыпатында өзгериўшилердиң ҳәр қыйлы жуплары алыныўы мүмкін. Мейли x , y ямаса x, z шамаларына ғәрезли болған базы бир F функциясына ийе болайық. Бундай жағдайларда бул функциялардың толық дифференциаллары төмендегидей түрлерге ийе болады:

$$dF = \frac{\partial F}{\partial x} dx + \frac{\partial F}{\partial y} dy,$$

$$dF = \frac{\partial F}{\partial x} dx + \frac{\partial F}{\partial z} dz.$$

Усы еки аңлатпада да бирдей болған $\frac{\partial F}{\partial x}$ шамасы қатнасады. Бірақ еки аңлатпадағы

бул туўындының мәниси пүткиллей ҳәр қыйлы. Биринши аңлатпада $\frac{\partial F}{\partial x}$ туўындысы y трақлы болғанда, ал екинши аңлатпада z турақлы болғанда алынған. Термодинамикада қәтелиқ жиберийди болдыраў ушын туўынды қаўсырмаға алып, турақлы шаманы төмендеги индекс түринде жазады. Мысалы жоқарыда келтирилген аңлатпалар термодинамикада былай жазылады:

$$dF = \left(\frac{\partial F}{\partial x} \right)_y dx + \left(\frac{\partial F}{\partial y} \right)_x dy,$$

$$dF = \left(\frac{\partial F}{\partial x} \right)_z dx + \left(\frac{\partial F}{\partial z} \right)_x dz.$$

Енди қәтеликтің жиберилиўи мүмкін емес хәм

$$\left(\frac{\partial F}{\partial x} \right)_y \neq \left(\frac{\partial F}{\partial x} \right)_z$$

екенлиги көринип тур.

Егер усы шәртти пайдаланатуғын болсақ (A1) аңлатпаларынан дара туўындылар арасындағы төмендегидей қатнастарды алыў мүмкін:

$$\left(\frac{\partial x}{\partial y} \right)_z * \left(\frac{\partial y}{\partial z} \right)_x * \left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)_y = -1.$$

Егер $d\Phi$ тиң толық дифференциал екенлиги хәм

$$d\Phi = Pdx + Qdy$$

түринде жазылатуғынлығы, сондай-ақ P менен Q лардың x пенен y тиң белгили функциялары болса анықлама бойынша хәм толық дифференциаллардың қәсийетлеринен

$$P = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_y, \quad Q = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)_x, \quad = .$$

Термодинамикалық функцияның анықтамасы. Хал функциялары **термодинамикалық функциялар** деп аталады. Термодинамикалық функциялардың саны оғада көп. Егерде термодинамикалық функциялардың біреуі белгилі болса, онда усы функцияның қандай да бір функциясы да термодинамикалық хал функциясы болып табылады. Халды тәріптейтуғын p , V , T дан басқа ишки энергия U , энтальпия H хәм энтропия S деп аталыушы хал функциялары белгилі.

Термодинамикалық бірдейлік. Термодинамиканың биринши басламасы $\delta Q = TdS$ екенлигин есапқа алғанда былай жазылады

$$TdS = dU + pdV. \quad (1)$$

Барлық қайтымлы процеслерде орынланатуғын болғанлықтан бул теңлік термодинамикалық бірдейлік (теңлік, барабарлық, тождество) болып табылады. Термодинамикалық потенциалларды тийкарынан усы теңлік тийкарында аламыз.

Еркін энергия ямаса Гельмгольц функциясы. Хал функцияларының саны оғада көп болса да, жоқарыда айтылып өтилген функциялардан басқа хал функцияларының біразы мәселелер шешкенде әхмийетке ийе емес болып шығады. Бирақ термодинамикалық хал функциялары арасында айрықша әхмийетке 1882-жылы Гельмгольц тәрепинен келтирилип шығарылған еркін энергия « ийе болады. (1) ди былай көширип жазамыз

$$\delta A = pdV = -dU + TdS.$$

Изотермалық процессте ($T = \text{const}$) система тәрепинен исленген жұмыс былайынша жазылыуы мүмкин:

$$\delta A = -d(U - TS) = -dF. \quad (2)$$

Демек изотермалық процесстеги исленген шексиз киши жұмыс толық дифференциал, ал шамасы кери белги менен алынған еркін энергияның өзгерисине тең екен:

$$F = U - TS. \quad (3)$$

(3) ке сәйкес еркін энергия хал функцияларының функциясы болғанлықтан бул еркін энергияның өзи де хал функциясы болып табылады.

Изотермалық процессте еркін энергия потенциал энергияның орнын ийелейди. Терис белги менен алынған оның өзгериси исленген жұмысқа тең. Бул тек изотермалық процессте орын алады. Ықтыярлы процессте жұмыс еркін энергияның өзгерисине тең емес.

Гиббстин термодинамикалық функциясы. Бул функция

$$G = F + pV = H - TS \quad (4)$$

теңлиги түрінде анықланады. Бул жерде

$$H = U + pV$$

U , H , F , G термодинамикалық функцияларының барлығын да p , V , T , S өзгериушилериниң екеуиниң функциясы сыпатында көрсетиу мүмкин. Басқа сөз бенен айтқанда p , V , T , S өзгериушилері еки қатнас - хал теңлемеси хәм термодинамикалық теңлік пенен байланысқан. Сонлықтан олардың екеуі ғана ғәрезсиз болыуы мүмкин.

Термодинамикалық функциялардың толық дифференциалларын есаплаймыз. dU толық дифференциалы

$$dU = TdS - pdV. \quad (5)$$

Қалғанлары аңсат есапланады:

$$dH = dU + pdV + Vdp = TdS + Vdp. \quad (6)$$

$$dF = -SdT - pdV. \quad (7)$$

$$dG = -SdT + Vdp. \quad (8)$$

Кейинги төрт теңдиктен

$$\begin{aligned} T &= \left(\frac{\partial U}{\partial S} \right)_V, \quad -p = \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_S, \quad \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_S = - \left(\frac{\partial p}{\partial S} \right)_V, \\ T &= \left(\frac{\partial H}{\partial S} \right)_p, \quad V = \left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)_S, \quad \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_S = - \left(\frac{\partial V}{\partial S} \right)_p, \\ -S &= \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_V, \quad -p = \left(\frac{\partial F}{\partial V} \right)_T, \quad \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_T = - \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V, \\ -S &= \left(\frac{\partial G}{\partial T} \right)_p, \quad V = \left(\frac{\partial G}{\partial p} \right)_T, \quad \left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_T = - \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p. \end{aligned} \quad (9)$$

Бул теңдиклер **Максвелл қатнастары** деп аталады.

Термодинамикалық потенциаллар. (5) формуладан егер U ишки энергия S хәм V улыўмаласқан координаталар [яғный $U = U(S, V)$ түрінде] арқалы аңлатылған потенциал энергия сыпатында қаралатуғын болса T менен p ның улыўмаластырылған күшлердің орнын ийелейтуғынлығы көринип тур. Бул $U(S, V)$ ны **термодинамикалық потенциал** деп қараўға мүмкиншилик береді. Бирақ бул жағдайдың (ишки энергия U ушын) тек ғана ғәрезсиз өзгеріўшилер сыпатында энтропия S пенен көлем V алынғанда дурыс болатуғынлығын еслетип өтеміз. Ғәрезсиз өзгеріўшилер басқаша сайлап алынғанда басқа функциялар термодинамикалық функцияларға айналады. Жоқарыда келтирилген формуларда (S, p) өзгеріўшилеріне қарата энтальпия H , (T, V) өзгеріўшилеріне қарата еркин энергия F , ал (T, p) өзгеріўшилеріне қарата Гиббстың термодинамикалық потенциалы G термодинамикалық потенциал болып табылады.

Ишки энергияның, энтальпияның хәм энтропияның дифференциалларының басқа түрі. Хәр қыйлы өзгеріўшилерде dU , dH хәм dS дифференциалларын жоқарыда келтирилген түрлерден басқа түрлерде көретіўге мүмкиншилик туўады. Мысалы заттың ишки энергиясы тек температура хәм көлемнің функциясы, яғный $U = U(T, V)$ деп қабыл етиледі. Сонлықтан

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV = C_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV.$$

Булжердеанықламабойынша $C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V$.

Усыалынғанаңлатпахәм $TdS = dU + pdV$ формуласынан

$$dS = \frac{dU}{T} + \frac{p}{T} dV = C_V \frac{dT}{T} + \left[\frac{1}{T} \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + \frac{p}{T} \right] dV.$$

Екинши тәрептен энтропияны (T, V) ның функциясы деп қарап, яғный $S = S(T, V)$ деп есаппап, аламыз:

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_T dV.$$

Кейинги еки аңлатпадан

$$\frac{C_V}{T} = \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_V, \quad \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_T = \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + p \right].$$

Кейинги теңдик Максвелл қатнастарынан $\left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_T = \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V$ қатнасын пайдалансақ төмендегі формулаға алып келеді:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V - p.$$

Бұл аңлатпа жоқарыдағы dU үшін жазылған аңлатпаны былайынша көрсетіуге мүмкіншілік береді:

$$dU = C_V dT + [T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V - p]dV.$$

Тап ұсындай есаплаулар энтропия менен энтальпияның дифференциаллары үшін төмендегідей формулалардың орын алатуғынлығын көрсетеді:

$$dS = C_V \frac{dT}{T} + \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V dV,$$

$$dH = C_p dT + [V - T\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p] dp.$$

Кейингі теңлікте анықлама бойынша $C_p = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_p$.

Егер ғарезсиз өзгериушілер сыпатында T менен p алынса энтропия дифференциалы мынаған тең:

$$dS = C_p \frac{dT}{T} - \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p dp.$$

Жыллылық сыйымлықтары үшін формулалар.

$$dS = C_V \frac{dT}{T} + \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V dV,$$

хәм

$$dS = C_p \frac{dT}{T} - \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p dp.$$

Аңлатпаларын бир бири менен салыстырыу арқалы аламыз:

$$C_V \frac{dT}{T} + \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V dV = C_p \frac{dT}{T} - \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p dp,$$

буннан

$$C_p - C_V = T\left[\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V + \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p \frac{\partial p}{\partial T}\right].$$

Бул жерде $C_p - C_V$ айырмасы $p = \text{const}$ болғанда көлем өзгергенде де, $V = \text{const}$ болғанда басым өзгергенде де бирдей болып өзгереді. Бул жағдай ең кейінгі аңлатпадан

$$(C_p - C_V)_V = T \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V,$$

$$(C_p - C_V)_p = T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$$

екенлигинен көринип тур. $C_V dT + p dV = 0$ теңлемесинен

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V = - \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T.$$

Сонлықтан $C_p - C_V$ үшін жазылған ең кейінгі аңлатпа кейінгі еки аңлатпа тийкарында былай жазылады:

$$C_p - C_v = -T \frac{\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p^2}{\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T}. \quad (j.c)$$

Заттарды толық термодинамикалық тәріптеу үшін зәрүрлі болған эксперименталлық мағлыұматтар. Кейинги формула бурынырақ dU , dH хәм dS ушын алынған аңлатпалар менен биргеликте егер p , U , T лардың хәммеси хәм C_v менен C_p лардың биреуи белгили болса U , H , S лерди принципінде анықлауға мүмкиншилик береді. Екинши тәрәптен U , H , S лер арқалы аңлатылатуғын болғанлықтан еркин энергия F хәм Гиббс функциясы G (екеуи де) анықланыуы мүмкин. Солай етип затты термодинамикалық жақтан толық тәріптеу мүмкиншилиги тууылады. Хәзир гәтпін тек таза затлар хәққында айтылып атығанлығын айтып өтемиз.

Егер айқын фазадағы таза затты алып қарасақ (мысалы пуу ямаса суйықлық түрінде)

бундай зат ушын экспериментте көп санлы өлшеулер ямаса жууық түрде теориялық есаплаулар жәрдемінде $p = p(T, V)$ хал теңлемеси дүзиледи. Буннан кейин экспериментте жыллылық сыйымлықтары ушын мағлыұматтар алыу керек. Бул мағлыұматтар (j.c) формуласы менен бирликте заттың барлық термодинамикалық қасиетлерин толық тәріптеу мүмкиншилигин береді.

Тап усындай жоллар менен реал затлардың термодинамикалық кестелерин алады.

Термодинамикалық орнықтылықтың тийкарғы критерийи. Адиабаталық жақтан изоляцияланған системаның тең салмақтық халы энтропияның максимум мәнисінде жүзеге келеді. Бул ойымызда жыллылық берилмей ямаса алынбай әмелге асатуғын өтиудің әмелге асыуы мүмкин бир бирине шексиз жақын жайласқан халлар киши энтропияға ийе болатуғынлығын билдиреди. Термодинамиканың екінши басламасы бундай халларға өтиуге тыйым салады. Бул өз гезегінде **адиабаталық жақтан изоляцияланған системаның халы энтропияның максимум болғанлында орнықты болатуғынлығын билдиреди.**

Термодинамикалық орнықтылықтың улыұмалық теориясы 1875-1878 жыллары америка физиги Д.Гиббс тәрәпинен исленип шағылды. Ол изоляцияланған системаның төмендегидей зәрүр хәм жеткиликли шәртлерин тапты:

- 1) энергиясына тәсир жасамайтуғын системаның барлық өзгерислерінде энтропияның вариациялары болмайды ямаса терис мәниске ийе болады;
- 2) энтропиясына тәсир жасамайтуғын системаның барлық өзгерислерінде энергияның вариациялары болмайды ямаса терис мәниске ийе болады

Вариация деп математикада ғәрезсиз өзгеріуішиниң киши аұысыуына айтады.

Турақты көлем хәм энтропияға ийе система ушын орнықтылық критерийи. (7)

Клаузиус теңсизлиги $\oint \frac{\delta Q}{T}$ (10) ды есапқа алғанда системадағы шексиз киши қайтымсыз процесс ушын былайынша жазылады:

$$\delta Q < T dS$$

Бул шәртти термодинамиканың биринши басламасын нәзерде тутып былайынша жазамыз:

$$dU + p dV - T dS < 0$$

Энтропия менен көлем турақты болғанда ($dV = 0$, $dS = 0$)

$$dU < 0$$

ға ийе боламыз. Демек бул системада ишки энергияның кемейіуи менен болатуғын процесслер жүреді екен. Солай етип **ишки энергия минимумға тең болғандағы хал ең орнықты болады.**

Турақлы басым менен турақлы энтропиядағы орнықтылық критерийи. Бул жағдайда $dU + pdV - TdS < 0$ теңсізлігі орнына $d(U + pV) < 0$ теңсізлігіне ийе боламыз. Демек системада тек энтальпияның кемейуі менен жүретуғын процесслер орын алады. Демек энтальпия минимум болатуғын хал орнықты болады.

Турақлы көлем менен турақлы температурадағы орнықтылық критерийи. $dV = 0$, $T = 0$ болғанда $dU + pdV - TdS < 0$ теңсізлігі $d(U - TS) < 0$ түрине ийе болады. Демек системада тек еркін энергия $F = U - TS$ кемейетуғын процесслер жүреді. Солай етип хал еркін энергияның минимумында ортықты болады.

Турақлы температура менен турақлы басымға ийе системаның орнықтылық критерийи. Термодинамикалық потенциал үшін жазылған (2) аңлатпасы жәрдемінде $dU + pdV - TdS < 0$ теңсізлігі төмендегідей түрге ендіріледі:

$$dG - SdT + Vdp < 0.$$

Турақлы температура менен басымда

$$dG < 0.$$

Демек системада термодинамикалық потенциалдың кемейуі менен жүретуғын процесслер жүреді хәм термодинамикалық потенциалдың минимумында хал орнықты болады.

Ле Шаталье-Браун принципі. Бул параграфтың ақырында француз илимпазы Ле-Шаталье (1850-1936) тәрәпинен 1884-жылы келтирилип шығарылған, кейинирек 1887-жылы немис физиги Браун (1850-1918) тәрәпинен кеңейтилген принцип пенен танысамыз. Бул принцип турақлы түрдегі орнықтылық пайда етилген системаны сыртқы тәсірлердің себебинен сол орнықтылық халдан шығарғанда жүзеге келетуғын процесслердің бағытын анықлауға мүмкіншилик береді. Ле-Шаталье-Браун принципі термодинамиканың екінші басламасы сыяқты әхмийеті кең емес. Мысалы бул принцип жүзеге келетуғын процесслердің санлық тәрәпі хақында хеш нәрсе айта алмайды. Бул принциптің пайдаланыу үшін сыртқы түсірілетуғын тәсірлердің салдарынан шығарылатуғын **орнықты Тең салмақтық халдың болыуы** шәрт. Оны системаларды орнықтырақ халларға өткеретуғын процесслер үшін қолланыуға болмайды (мысалы партланыу үшін).

Ле-Шаталье-Браун принципі электродинамикадағы кеңнен белгили индукциялық токтың бағытын анықлайтуғын Ленц қәдесін улыұмаластырыудың нәтийжесінде келтирилип шығарылған.

Системаны тең салмақтық халдан шығарсақ бул системада системаны тең салмақтық халға қайтарыуға тырысатуғын факторлар пайда болады. Халдың орнықтылығы усы факторлардың пайда болыуына байланысly. Бул факторлардың пайда болыуының өзі орнықты халлардың бар болыуынан келип шығады. Ле-Шаталье-Браун принципінң мазмұны төмендегіден ибарат:

Егер орнықты термодинамикалық тең салмақтықта турған системаға усы халдан шығарыуға бағытланған сыртқы факторлар тәсір етсе, системада сыртқы тәсірдің себебинен пайда болған өзгерістерді жоқ қылыуға бағдарланған процесслер пайда болады (жүзеге келеді).

Адиабаталық изоляцияланған системаның халы энтропияның мәнісі максимал болғанда орнықты.

Көлеми хәм энтропиясы турақты болған системаның халы ишкі энергияның мәнісі минимум болғанда орнықты.

Турақты басымға хәм энтропияға ийе системаның халы энтальпияның минимумында орнықты.

Турақты көлемге хәм температураға ийе системаның халы еркін энергияның мәнісі минимум болғанда орнықты.

Турақлы температура хәм басымға ийе системаның ҳалы Гиббстин термодинамикалық потенциалы минимум болғанда орнықты.

14-санлы лекция. Молекулалардағы байланыс күшлери

Молекулалардағы байланыс күшлери. Ионлық байланыс. Ковалентлик байланыс. Қатты денелердеги молекулалар арасындағы күшлер. Сұйықтықлардың қурылысы. Ван-дер-Ваальс күшлери. Молекулалар арасындағы өз-ара тәсірлесіу потенциалы. Молекулалар системасы. Сұйық хәм газ тәрізлі халлар.

Молекулалар арасындағы өз-ара тәсірлесіу күшлери тартысыу күшлери, бирақ киши аралықларда ийтерисіу күшлери болып табылады. Өз-ара тәсір етисіу нәтийжеси молекулалардың орташа кинетикалық энергиясы менен молекулалар арасындағы тәсір етисіуге сәйкес келетуғын орташа потенциал энергия арасындағы қатнаса байланыссы. Сұйық хал молекулалардың орташа толық энергиясының терис мәниске шекем кемейгенде жүзеге келеди.

Атомдағы электронлар ядролар этирапында кулон күшлери тәсіринде услап турылады. Толығы менен алғанда атом электрлик жақтан нейтрал. Молекулалар атомлардан турады. Молекулалардағы атомларды услап туратуғын күшлер де тәбияты бойынша электрлик күшлер болып табылады. Бул күшлердің пайда болыуы қурамалырақ. Молекулалардағы атомлар арасындағы байланыстың тийкарынан еки түри бар.

Ионлық байланыс. Гейпара жағдайларда электрлик жақтан нейтрал болған атом басқа сорттағы атомның электронларын өзине тартып алып терис зарядқа ийе ионға айланады. Бир электронды тартып алған атом бир валентли ионға, еки электронлы тартып алған атом еки валентли ионға айланады. Ал электронын жоғалтқан атом да өз гезегинде оң зарядлы ионға айланады.

Заряды хәр қыйлы белгиге ийе ионлар арасындағы өз-ара тартысыу күши (Кулон күши) электрлик жақтан нейтрал молекулалардың пайда болыуын тәмийинлейди.

Усындай молекулалар сыпатында NaCl молекуласын көрсетиу мүмкин. Бул молекуланы ионлар түринде былай жазыу мүмкин Na^+Cl^- . Na^+ менен Cl^- ионлары арасындағы тартысыу потенциал энергиясы (Cl системасында)

$$E_p(r) = - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_0} \quad (1)$$

r_0 ионлар арасындағы тең салмақтық аралық. СГС системасында бул формула әпиұайы түрге ийе болады:

$$E_p(r) = - \frac{e^2}{r_0} \quad (1')$$

Бул энергия менен бир қатарда оң мәниске ийе ионлар арасындағы өз-ара ийтерисіу энергиясы да бар (ийтерисіу хәр бир ионның белгили бир көлемди ийелеуине байланыссы, ион менен ийеленген көлемге басқа ионлар кире алмайды). Усы ийтерисіу нәтийжесинде ионлар бир бирине киши аралықларға жақынласа алмайды. Ийтерисіу күшлери киши қашықтықларда үлкен мәниске ийе болып, қашықтық үлкейгенде тез киширейеди. NaCl молекуласының диссоциациясы ушын (1) формуласынан мынадай аңлатпа аламыз:

$$\Delta E = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0}. \quad (2)$$



r_0 диң газ тәризли халдағы өзгериси ушын $r_0 = 2.5 \cdot 10^{-10}$ м. Демек $\Delta E \approx 9 \cdot 10^{-19}$ Дж. Бул шама экспериментке 5 процентлик дәлликте сәйкес келеди. Усындай усыл менен басқа молекулалар ушында қанаатландырыллықтай нәтижелер алынады.

Физикалық көз-қарас бойынша ионлық байланыс электронның зарядына еселік зарядлар алмасыу арқалы әмелге асады. Егер электронның зарядына пүтин сан еселенбеген заряд алмасыу болған жағдайларда ковалентлик байланыс дүзиледи.

Ковалентлик байланыс. Ионлық байланыс көп сандағы молекулалардың қалай пайда болатуғынлығы түсіндире алмайды. Ондай молекулалар сыпатында, мысалы, O_2 , H_2 , N_2 молекулаларын көрсетіуіге болады. Бул молекулалардың қурамындағы атомлардың екеуі де тең хуқықлы. Сонлықтан олардың биреуі оң, екіншиси терис зарядланады деп айта алмаймыз. Усындай молекулалардағы атомлар арасындағы байланыс **ковалент байланыс** деп аталады.

Ковалент байланысты түсиниу тек квант механикасы жәрдемінде әмелге асырылады. Бирақ бул байланыстың физикалық мәніси классикалық физика тийкарында да берилиуі мүмкин.

Еки оң заряд бир биринен ийтериледи. Усы еки бирдей болған зарядтың ортасына абсолют мәніси бойынша еки оң зардтың қосындысына тең терис зарядланған бөлекшени жайластырайық. Бундай жағдайда терис заряд тәрөпинен оң зарядланған бөлекшелерге оң зарядланған бөлекшелердің ийтерисиу күшинен 4 есе үлкен болған тартысыу күши тәсир етеди. Нәтийжеде оң зарядланған бөлекшаларге оларды жақынластыратуғын күш тәсир етеди. Терис зарядқа оң зарядлар тәрөпинен тәсир етеуғын күшлер өз-ара теңлеседи. Ковалентлик байланыс тап усындай жоллар менен әмелге асады. Бундай байланыс пенен еки кислород атомынан молекуланың пайда болыуы ушын байланыс дүзиуі еки атом сыртқы электрон қабығында жайласқан электронлардан орталыққа электронларын шығарады.

Бирдей белгиге ийе зарядқа ийе бөлекшелер бир бири менен ийтериседи.	
Егер оң зарядлы бөлекшелер ортасына абсолют шамасы оң зарядтай болған терис зарядлы бөлекше орналастырылса оң зарядланған бөлекшелерге ийтерилисиу күшинен 4 есе артық болған тартысыу күши тәсир етеди.	
Нәтийжеде оң зарядланған бөлекшелерди бир бирине жақынлатыуға умтылдыратуғын (тартылыс) күши пайда болады.	

Қатты денелердеги молекулалар аралық күшлер. Қатты халдағы молекулалар арасындағы байланыс энергиясы олардың жыллылық қозғалысының кинетикалық энергиясынан артық болған жағдайда қәлиплеседи. Нәтийжеде еркин энергияның минимумына сәйкес келиуі кристаллық қурылыс пайда болады.

Ионлық хәм ковалентлик байланыслар атомларды тек молекулаларда услап туруйда ғана емес, ал молекулалар менен атомларды қатты денелерде услап туруйда әхмийетке ийе болады.

Егер кристаллық қурылыс ковалент байланыс есабынан пайда болса, бундай кристаллар ковалент кристаллар деп аталады (алмаз, германий хәм кремнийге усаған ярым өтгизгиш кристаллар). Байланыс ионлық байланыс тийкарында пайда болған кристалларды ионлық кристаллар деп есаплаймыз. Ковалент байланыстың пайда болыу механизми атомлар тәрөпинен ортаға шығарылған электронлардың кристаллық

пәнжерени пайда етиўши айқын атом ямаса молекула менен тығыз байланыспағанлығын көрсетеди. Бул жағдайда байланысты пайда етиўши электронлар ионлар арасында тарқалады. Әдетте бул электронлар ионлар аралықтарында байланыс бағытлары деп аталатуғын бағытларда концентрацияланған болады. Ионлық кристалларда электронлық булт ионлардың этирапында жыйланған, ал ионлар арасында бундай ионлар дерлик болмайды.

Суйықлықлар қурылысы. Газлер менен суйықлықларда молекулалар бир бири менен стационар, орнықты байланыс пенен байланыспаған. Молекулалар өзлериниң салыстырмалы орынларын өзгерте алады. Газлердеги молекулалар арасындағы қашықлықлардың орташа мәниси үлкен хәм бир бирине салыстырғанда олар өзлериниң орынларын тез өзгерте алады.

Суйықлықларда молекулалар арасындағы қашықлық аз, молекулалар суйықлық ийелеген көлемди тығыз етип толтырып турады хәм бир бирине салыстырғандағы орынларын әсте-ақырынлық пенен өзгертеди. Салыстырмалы узақ ўақытлар ишинде молекулалар биригип молекулалар ассоциацияларын пайда ете алады. Бул молекулалар өзиниң қәсийетлери бойынша қатты денелерди еске салады.

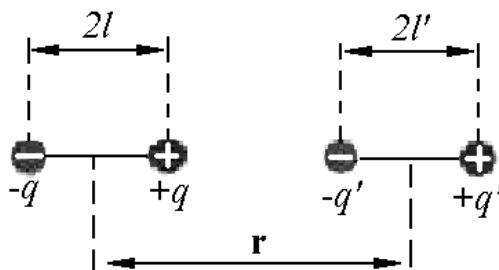
Солай етип суйықлықлар өзиниң қурылысы хәм молекулалары арасындағы байланыслары бойынша газлердиң қәсийетлерине де, қатты денелердиң қәсийетлерине де ийе болады. Сонлықтан суйықлықлар теориясы салыстырма түрде қурамалы хәм төмен изертленген.

Ван-дер-Ваальс күшлери. Салыстырмалы үлкен қашықлықларда молекулалар арасында Ван-дер-Ваальс күшлери деп аталатуғын тартылыс күшлери тәсир етеди.

Қурамындағы терис хәм оң зарядлары бир бирине салыстырғанда аўысқанда нейтрал молекула электрлик жақтан диполге айланады.

Дипол электр моменти менен тәриппленеди. Дипол моменти заряд муғдары менен усы зарядлар арасындағы қашықлықтың көбеймесине тең ($\mathbf{p} = e \cdot \mathbf{d}$). Дипол өзиниң этирапында электр майданын пайда етеди хәм сол майдан арқалы басқа диполлар менен тәсир етиседи.

Турақлы дипол моментине ийе молекулалар болады. Бундай молекулаларды поляр молекулалар деп атаймыз. Олар жақынласқанда хәр қыйлы зарядлары менен қарап туратуғындай болып бир бирине салыстырғанда бурылады. Әдетте поляр молекулалар өз-ара тартысады. Бундай күшлерди **диполлық-ориентациялық** деп атаймыз.

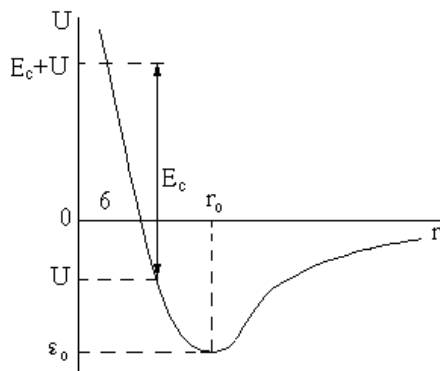


Ван-дер-Ваальс күшлериниң пайда болыўын түсиндиретуғын сүүрет

Молекулалар арасындағы тәсир етисиўдиң потенциалы. Киши қашықлықларда молекулалар арасында ийтерисиў күшлери орын алады. Ийтерисиў молекулалардың белгили бир көлем ийелейтуғынлығының, бул көлемге басқа молекулалардың кириўине жол қойылмайтуғынлығының нәтийжеси болып табылады. Бул ийтерисиў күшлери молекулалардың өлшемлериндей аралықларда орын алады.

Потенциал энергияның r қашықлыққа байланыслы өзгериси сүүретте көрсетилген. $r > r_0$ қашықлықларында молекулалар арасында тартысыў күшлери тәсир етеди, ал $r < r_0$

қашықтықтарда ийтерисіу күші орын алады. $E_n(r)$ ушын дәл тәріптеме тек ғана айқын молекула ушын берилиуі мүмкін. Барлық молекулалар ушын $E_n(r)$ ге универсал формула жоқ. Әдетте $E_n(r)$ функциясы төмендегі формула жәрдеминде аппрокцияланады:



Молекулалық өз-ара тәсірлесіу потенциалы.

$$E_p = \frac{a_1}{r^n} - \frac{a_2}{r^m} \quad (3)$$

Бул формуладағы a_1 , a_2 , n хәм m реал потенциал ушын сайлап алынады. Изертлеулер көпшилик жағдайларда $n = 12$, $m = 6$, айқын атомлар ушын алынған a_1 менен a_2 лерде қанаатландырарлық нәтийже алынатуғынлығын көрсетеди, яғный

$$E_p(r) = 4\epsilon_0 \left[\left(\frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r^6} \right) \right]. \quad (5)$$

Суйықтықлар хәм газлер теориясында кеңнен қолланылатуғын бул потенциал **Леннард-Джонс потенциалы** деп аталады.

Ван-дер-Ваальс күші төмендегі формула менен бериледи:

$$F(r) \sim \frac{1}{r^7}, \quad (6)$$

яғный бул күш қашықтыққа байланысly жүдә тез кемейеди. Сәйкес потенциал

$$E_p(r) \sim \frac{1}{r^6}.$$

Демек

Ван-дер-Ваальс күшлери заряд алмасыу пүткиллей болмайтугын жағдайларда пайда болады.

Молекулалар системалары. Суйық хәм газ тәрізli халлар. Молекулалар арасындағы өз-ара тартысыу потенциал энергиясы терис мәниске ийе.

Егер система молекулаларының кинетикалық хәм потенциал энергияларының қосындысы оң шама болған жағдайда өз еркине қойылған молекулалар бир биринен шексиз үлкен аралықларға қашықласыуға умтылады. Бул газдиң кеңейиуге умтылыуына сәйкес келеди.

Газ қысылғанда тығызлығы артады хәм молекулалар арасындағы орташа қашықтық киширейеди. Усының менен бирге (5) ке сәйкес потенциал энергия да кемейеди.

Егер орташа кинетикалық энергия жүдә үлкен болмаған жағдайда системадағы молекулалардың кинетикалық энергия менен потенциал энергиялардың қосындысы терис болатугын жағдай пайда болады. Молекулалардың бундай системасы өзинше үлкен көлемде тарқала алмайды.

Бул жағдайда байланысқан хал жүзеге келеди. Молекулалар үлкен аралықларға кете алмайды, ал керисинше шекли көлемде бир бириниң этирапында топланады. Молекулалар системасының бундай халы суйық ямаса қатты хал болыуы мүмкін. Көбинесе (баркулла

емес, ал критикалық температуралардан төмен температураларда) газ қысылғанда сұйық хал пайда болады.

Қысқан жағдайда газ халынан сұйық халдың пайда болуы молекулалардың кинетикалық энергиясы жүде үлкен болмаған жағдайда әмелге асады. Белгиси терис болған молекулалар арасындағы тәсирлесіу энергиясы шекли мәниске ийе болады. Сонлықтан жеткилики дәрежедеги жоқары температураларда кинетикалық энергия менен потенциал энергиялардың қосындысы хеш уақытта да терис мәниске ийе болмайды. Сонлықтан белгили бир температурадан жоқары температураларда тек қысу жолы менен газди сұйықлыққа айландыруу мүмкин емес. Температураның усы белгили мәнисин **критикалық температура** деп атаймыз.

Басым азайғанда процесс кері бағытта рауажланады - молекулалар системасы сұйық халдан газ тәрізлі халға өтеди.

	<p>Молекулалар арасындағы тәсир етисіуді тәриплейтуғын универсал нызам жоқ. Бундай тәсирлесіу молекулалардың қәсийетине, тәсир етисіу шараятларына хәм басқа да айқын факторларға байланысly. Сонлықтан молекулалар арасындағы тәсирлесіу жууық формулалар жәрдемінде тәрипленеди. Бул формулалар қолланыу шеклерине ийе болады.</p> <p>Ионлық байланыс зарядлар менен толық алмасыу болғанда, ал ковалентлик байланыс зарядлар менен толық емес алмасыу болған жағдайларда жүзеге келеди. Ван-дер-Ваальс байланысы заряд алмасыусыз пайда болады. Металлық байланыс өзиниң физикалық тәбияты бойынша ковалентлик болып табылады, бирақ көп электронлардың улыұмалық электронларға айланыуы менен әмелге асады.</p> <p>Егер молекуланың орташа кинетикалық энергиясы орташа потенциал энергиясының модулинен киши болса (яғный молекуланың толық энергиясы терис шама болғанда, толық энергия = потенциал энергия + кинетикалық энергия) молекулалардың байланысқан халы пайда болады. Нәтийжеде сұйықлық ямаса қатты дене қәлиплеседи.</p>
Сораулар:	<p>Қандай физикалық факторлардың есабынан Ван-дер-Ваальс күшиниң шамасы аралықтың жетинши дәрежесине керип пропорционал болып кемейеди? Хәрқыйлы факторлар арасындағы усы кері жеті дәрежени бөлистириң. Көпбөлекшелік күшлер дегенимиз не хәм бундай күшлердиң тутқан орны қандай жағдайларда үлкен әхмийетке ийе болады хәм қандай жағдайларда әхмийетке ийе болмайды?</p> <p>Қандай себеплерге байланысly молекулалық кристаллар арасында байланыс энергиясы жүде киши болған кристаллар бар?</p>

15-санлы лекция. Фазалар хәм фазалық өтиулер. Газ халынан сұйық халға өтиу. Клапейрон-Клаузиус теңлемеси

Фазалар хәм фазалық өтиулер. Фазалық тең салмақлық. Полиморфизм. Биринши хәм екінши әулад фазалық өтиулер.

Газ халынан сұйық халға өтиу. Эксперименталлық изотермалар. Критикалық хал. Еки фазалы хал областы. Тойынған пуу. Тойынған пуудың тығызлығы. Критикалық халлардағы затлардың қәсийетлери. Турақлы көлемде температура өзгергенде еки фазалы системаның қәсийети.

Фаза деп заттың басқа бөлімлерінен анық шегара менен бөлінген макроскопиялық жақтан бір теклі бөліміне айтамыз. Сонлықтан фаза системадан механикалық жоллар менен бөліп алыныуы мүмкін.

Мысал ретінде жабық ыдыстағы суу менен оның үстіндегі қауа менен суу пууларының араласпасын көрсетіу мүмкін. Бул система **еки фазалы система** деп аталады. Бул зат еки фазадан турады: **суйық** (суу) хәм **газ тәризли** (қауа менен суу пууларының араласпасы). Егер қауа болмағанда да системада еки фаза болған болар еди: суйық (суу) хәм газ тәризли (суу пуулары). Сууға бир кесек муз таслаймыз. Бундай жағдайда система үш фазалы системаға айланады хәм қатты (муз), суйық (суу) хәм газ тәризли (суу пуулары) фазалардан турады. Сууға белгили бир муғдардағы спирт қосамыз. Фазалар айырмасы өзгермейди. Себеби суу спирт пенен қосылып физикалық жақтан бир теклі суйықлық алынады. Ал сууға сынап қосылсы сынап суу менен араласпайды. Бундай жағдайда **еки суйық фазадан** туратуғын система алынады. Газ тәризли фаза бурынғысынша қауа, суу пуулары хәм сынап пууларының араласпасынан туратуғын бир фазадан турады. *Солай етип системада бир уақытта бир неше қатты хәм суйық фазалардың болыуы мүмкін. Газлер бир бири менен араласып кететугын болғанлықтан система тек бир ғана газ тәризли фазадан тура алады.*

Фазалар хаққындағы тәлиमतтағы ең әхмийетли мәселениң бири болған фазалар арасындағы тең салмақлық мәселесин қарайық. Бул жерде механикалық хәм жыллылық тең салмақлығын нәзерде тутамыз. Жыллылық тең салмақлығының орнауы ушын системаның барлық фазалары бирдей температураға ийе болыуы керек. Ал фазалар арасындағы шегараның хәр тәрәпине түскен басымлардың өз ара теңлиги механикалық тең салмақлықтың зәрүрли шәрти болып табылады. Бул шәрт шегара тек тегис болған жағдайда толық орынланады. Иймек шегаралар жағдайында бет керимин есапқа алыуға туура келеди. Мысалы суйықлық пенен оның пууы арасындағы айырып туратуғын иймек бетте $P_2 - P_1 = \sigma K$ ($K = 1/R_1 + 1/R_2$) басымлар айырмасы орын алады.

Басымлар менен температуралардың теңлиги системаның тең салмақлықта турғанлығын билдирмейди. Себеби өз ара тийисип турған фазалар арасында бир бирине өтиулердің болыуы мүмкін. Бундай өтиулерди **фазалық өтиулер (фазалық айланыслар)** деп атаймыз. Фазалық өтиулердің нәтижесинде бир фаза үлкейеди, екіншиси киширейеди, хәтте айырым фазалардың толық жоғалып кетиуі мүмкін. Тең салмақлық хал барлық фазалардың массаларының өзгериссиз қалыуы менен тәриппленеди. Демек фазалар арасындағы тең салмақлықтың және бир зәрүрли шәртинің орынланыуы керек: **фазалар арасындағы өтиуге қарата тең салмақлық**. Бул шәрт фазалық өтиулер менен фазалар арасындағы тең салмақлық хаққындағы тәлиматтың тийкарын курайды.

1- хәм 2-фазалардан туратуғын химиялық бир теклі заттан туратуғын системаны қараймыз. m_1 биринши, ал m_2 екінши фазалар массалары болсын. ϕ_1 хәм ϕ_2 арқалы усы фазалардың салыстырмалы термодинамикалық потенциалларын белгилейик. Барлық системаның термодинамикалық потенциалы $\Phi = m_1\phi_1 + m_2\phi_2$ ге тең болады. Системаның температурасы менен басымы өзгериссиз қалсын. Тек ғана басым менен температураға ғәрезли болғанлықтан ϕ_1 менен ϕ_2 лер да өзгериссиз қалады. Ал система массасы $m = m_1 + m_2$ қосындысы да өзгериссиз қалады. Ал m_1 менен m_2 лер фазалық өтиуде өзгериске ушырайды. Бул өзгерислер барысында термодинамикалық потенциал Φ мүмкін болған киши мәниске ийе болыуа қарата умтылады. Егер $\phi_1 > \phi_2$ болса 1-фазаның 2-фазаға айланысы Φ тиң киширейиуі менен жүреді. Бул айланыс 1-фаза орнықты болған 2-фазаға толық өткенше жүреді. Бундай жағдайда ең ақырында система бир фазалы системаға айланады, ал оның термодинамикалық потенциалы ең киши болған $m\phi_2$ шамасына жетеди. Керисинше, егер $\phi_1 < \phi_2$ болған жағдайда 2-фаза ақыр-аяғында 1-фазаға өтеди. Тек ғана

$$\phi_1(P, T) = \phi_2(P, T) \quad (1)$$

болған жағдайда ғана фазалар бір бири менен тең салмақтық халда тура алады. Сондықтан фазалар арасындағы тең салмақтық шәрті олардың салыстырмалы термодинамикалық потенциалларының теңдигінен ибарат болады.

Фазалық өтіулерге заттардың агрегат халының өзгеріуі мысал бола алады. Агрегат хал деп заттардың газ тәрізлі, сұйық хәм қатты халларын түсінеміз. Қатты хәм сұйық халлар **конденсацияланған халлар** болып табылады. Пуўланың менен пуўдың пайда болыуын заттардың конденсацияланған халдан газ тәрізлі халына өтіуі деп атаймыз. Кери өтіуді конденсация деп атаймыз. Заттың қатты халдан бірден газ тәрізлі халына өтіуін **сублимация** ямаса **возгонка** деп атайды. Қатты халдан сұйық халға өтіуді **еріу**, ал кери өтіуді **қатыу** деп атаймыз.

Заттардың қатты халы хәр қыйлы **кристаллық модификацияларда** қәлиплесіуі мүмкін. Бул кубылысты **полиморфизм** деп атаймыз. Мысалы қатты углерод тийкарынан алмаз хәм графит түрінде бақланады. Алмаз хәм графит кристаллық қурылысы (хәм усыған байланыслы физикалық хәм химиялық қәсіетлери) бойынша парқланады. Қәдимги муздың да хәр қыйлы түрлери бар. Қатты халдағы темир төрт түрлі модификацияға ийе (α -, δ -, γ - хәм δ -темир).

Хәр бир фазалық өтіу заттың қәсіетин тәріплейтуғын қандай да бир физикалық шаманың секиріу менен өзгеріуі арқалы әмелге асады. Қәлеген фазалық өтіуде салыстырмалы термодинамикалық потенциал $\phi(T, P)$ дың үзликсиз болып өзгеретуғынлығы жоқарыда көрсетілген еди. Бирақ оның туўындылары үзіліске ушырауы мүмкін.

Термодинамикалық потенциал $\phi(T, P)$ ның биринши тәртіпли туўындылары секиріу менен өзгеретуғын фазалық өтіулер биринши әўлад фазалық өтіулер деп аталады. Усы функцияның биринши тәртіпли туўындылары үзликсиз, ал екінши тәртіпли туўындылары секиріп өзгеретуғын фазалық өтіулер екінши әўлад фазалық өтіулер деп аталады.

Дәслеп биринши әўлад фазалық өтіулерди қараймыз.

$$s = -\left(\frac{\partial \phi}{\partial T}\right)_P, \quad v = \left(\frac{\partial \phi}{\partial P}\right)_T \quad (2)$$

болғанлықтан биринши әўлад фазалық өтіулерінде салыстырмалы энтропияның ямаса салыстырмалы көлемнің ямаса усы еки шаманың да бир ўақытта секирмели өзгеріуі бақланады. Салыстырмалы энтропияның секирмели өзгеріуі фазалық өтіудің жыллылық энергиясын жутыуы ямаса шығарыуы менен әмелге асатуғынлығын билдиреди (мысалы еріу жыллылығы). Массасы бир бирикке тең заттың 1-фазасын 2-фазаға квазистатикалық жол менен өткеріу ушын керек болатуғын жыллылық муғдары q былай есапланады:

$$q = T(s_2 - s_1). \quad (3)$$

Усы ўақытқа шекем қарап өтилген фазалық өтіулер (еріу, пуўланыу, қайнау, возгонка, кристалланыу) жыллылықтың жутылыуы ямаса шығарылыуы менен әмелге асады. Сондықтан олар биринши әўлад фазалық өтіулері болып табылады.

Енди екінши әўлад фазалық өтіулерін қараймыз. (2)- аңлатпалардан бундай өтіулерде s пенен v шамаларының үзликсиз болып қалатуғынлығын көреміз.

Демек екінши әўлад фазалық өтіулері жыллылықты жутыу ямаса шығарыу, сондай-ақ салыстырмалы көлемнің өзгеріуі менен әмелге аспайды. Екінши әўлад фазалық өтіулерінде салыстырмалы термодинамикалық потенциалдың барлық ямаса базы бир екінши тәртіпли туўындылары үзіліске ушырайды.

Хәр бир фаза ушын бул туўындылар үзликсиз өзгеретуғын мәніслерге ийе хәм төмендегидей түрлерде беріліуі мүмкін:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial T^2} = - \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_P = -c_p T,$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial T \partial P} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial P \partial T} = \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P,$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial P^2} = \left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_T.$$

Бул шамалар тек фазалық өтиулерде үзіліске ұшырайды. Бул формулалардан екінші әулад фазалық өтиулері төмендегідей шамалардың біреуінің ямаса екеуінің секирмелі өзгерісі менен жүреді:

- 1) салыстырмалы жыллылық сыйымлығы c_p ;
- 2) жыллылыққа кеңейіу коэффициенті $\alpha = \frac{1}{v_0}$;
- 3) затты изотермалық қысыу коэффициенті $\gamma = - \frac{1}{v}$.

Екінші әулад фазалық айланыстарына (өтиулеріне) мысал ретінде темірдің, никельдің, кобальттың ямаса магниттік қуймалардың бірінің **ферромагнит** халдан **парамагнит** халға өтиуін көрсетіуге болады. Бундай өтиу материалды қыздырғанда белгилі бір температурада жүзеге келеді. Температураның бул мәнісін **Кюри нокаты** деп атаймыз. Сыртта магнит майданы болмаған жағдайда затлардың төменгі температураларда (абсолют нолге жақын температураларда) аса өткізгіштік халға өтиуі де екінші әулад фазалық өтиулеріне мысал бола алады.

Енді фазалық өтиулерді тәріптейтуғын бір қанша мәселелер келтіреміз.

1-мәселе. Температурасы 0°C болған жабық ыдыста бір моль суу бар (18 г). Усы системаның температурасын 100°C ға шекем жоқарылатыу хәм соның менен бірге суудың барлығы тойынған пууға айланыуы ушын қаншама жыллылық муғдарын жумсау керек? Турақлы басымда 100°C температурада суудың қайнау жылыуы 539 кал/г . 0°C да хәм ыдыс дийуалының жыллылық сыйымлығын есапқа алмаймыз. Соның менен бірге тойынған пуудың көлеміне салыстырғандағы суудың көлемін есапқа алмаймыз.

Шешими: Қыздырғанда системаның көлемінің өзгермейтуғынлығына байланысly жұмыс исленбейди. Сонлықтан берилетуғын жыллылық толығы менен системаның ишки энергиясын арттыруға жумсалады хәм системаны дәслепки халдан кейінги халға өткеріу усылына ғәрезли емес. Бул өтиуді еки этапта әмелге асырамыз

1. Сууды 0°C дан 100°C ға шекем пуұланыу болмайтуғындай етип қыздырамыз. Бул ушын $q_1 = 18 \cdot 100 = 1800 \text{ кал/моль}$ жыллылығын беріуіміз керек.

2. $t = 100^\circ\text{C}$ турақлы температурасында сууды пуұландырамыз. Бул ушын $q_2 = u_p - u_j$ жыллылық муғдарын беріуіміз керек (u_p менен u_j болса 100°C да хәм атмосфералық басымдығы бір моль пуу менен суудың ишки энергиялары). $u_p - u_j$ айырмасын анықлау ушын термодинамиканың бирінши басламысының $q = u_p - u_j + A$ формуласын қолланамыз. Бул жерде q бір моль ушын пуұланыу жылыуы, $q = 539 \cdot 18 = 9710 \text{ кал/моль}$, ал A болса турақлы сыртқы басымды жеңіу ушын исленген жұмыс ($A = P V_p = RT = 1.98 \cdot 373 = 739 \text{ кал/моль}$). Солай етип

$$q_2 = u_p - u_j = q - A = 8970 \text{ кал/моль}.$$

$$1 = 1_1 + 1_2 = 1800 + 8970 = 10\,770 \text{ кал/моль}.$$

Енді фазалық өтиулердің ең әпиуайыларының бири пуұлынау менен конденсацияны қараймыз.

Экспериментте анықланған изотермалар. Қысыу процессінде экспериментте анықланған реал газдың изотермалары төмендегі сұйретте келтірілген. Усы диаграмма бойынша T температурасындағы газды қысыу процесін қараймыз. Газды V_1 көлеміне шеккем қысқанда оның басымырға шеккем артады. Көлемнің буннан былай кемейіуінде газдың бір бөлімі сұйықлыққа айланады, ал басым p тұрақлы болып қалады. Демек диаграммадағы B дан C ға шеккемгі аралықта ыдыста бір уақытта газ де, сұйықлық та болады. Газ бенен сұйықлықты айырып тұратуғын бет сұйықлық беті болып табылады. Физикалық жақтан система бөлінген бір теклі бөлімлер фазалар деп аталады. Демек CB участкасында система сұйық хәм газ фазалардан тұрады. B нокатында барлық көлем газ фаза менен толтырылған. B дан C ға жүргенде көлемнің газ фаза менен толған бөлегі кемейеди, ал сұйық фаза менен толған бөлімі үлкейеди. C нокатында барлық көлем V_2 сұйықлық пенен толады. Газдың сұйықлыққа айланыуы толығы менен питеди. Көлемнің буннан былай киширейіуі сұйықлықты қысыу менен әмелге асады. Өз гезегінде сұйықлық қысыуға үлкен тосқынлық жасайды. Нәтийжеде басым тез үлкейеди.

Критикалық хал. Температура жоқары болғанда изотерманың сұйық хәм газ фазаларға сәйкес келіуіші участкасы киширейеди. $T_{кр}$ температурада усы участка нокатқа айланады.

Усы нокатта газ бенен сұйықлық арасындағы айырма жоғалады. Басқа сөз бенен айтқында критикалық нокатта газ бенен сұйықлық бірдей физикалық қасиетке ийе болады.

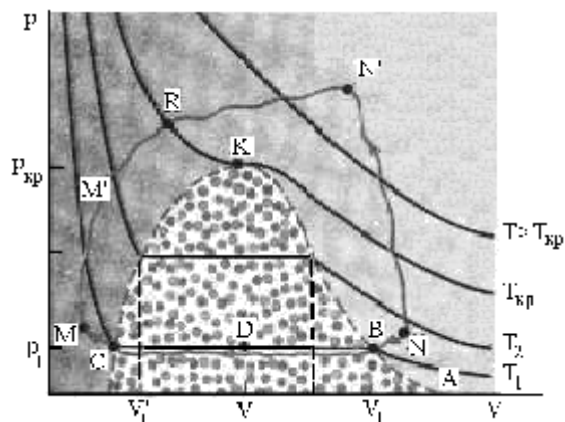
Бундай халды **критикалық хал** деп атаймыз. $T_{кр}$, $V_{кр}$ хәм $p_{кр}$ шамаларын сәйкес критикалық температура, көлем, басым деп атаймыз. Критикалық температурадан жоқары температураларда газ басымды үлкейтиудің салдарынан сұйықлыққа айланбайды.

Екі фазалы хал областы. Сұйретте екі фазалы область C , K , B , A нокатлары арқалы өтіуіші штрихланған сызық пенен айырып көрсетілген. Газ тәрізлі халдан сұйық халға өтіуі екі жол менен асырылады: $NBCM$ бойынша екі фазалы область ямаса $NN'RM'M$ арқалы. Екінші жағдайда 4 нокатында екі фазалы областсыз сұйық халға өтіуі әмелге асады. Бул нокатта сұйық хәм газ тәрізлі халлар арасындағы айырма жоғалады. Бирақ усы нокатқа қонысы болған нокатларда сұйықлық пенен газдың қасиеттері хәр қыйлы болады.

Тойынған пуу. Екі фазалы системада сұйықлық пенен пуу динамикалық тең салмақлықта тұрады хәм бул халға анық басым менен тығызлық сәйкес келеди. p басымы T температурадағы тойынған пардың басымы деп аталады. Сұйретте температураның өсіуі менен тойынған пуу басымының да көтерілетуғынлығы көринип тұр. Берілген температурада «тығызлау» мүмкін болмағанлықтан пуу тойынған пуу деп аталады.

Критикалық нокатта сұйық фазаның тығызлығы газ фазаның тығызлығына тең болады. Яғный

$$\rho_{кр} = M/V_{кр}.$$



Реал газ бенен сұйықлықтың изотермалары

Заттардың критикалық халдағы қасиеттері. Критикалық нүктеде изотерма горизонт бойынша бағытланған. Сондықтан $(\partial p / \partial T)_T = 0$, яғни басым (соның менен бірге тығызлық) көлемнен тәуелсіз. Демек көлемнің бар бөлімінде бөлікшелер тығызлығы артса, бұл тығызлықты кемейтуге бағытталған басым пайда болады. Сондықтан критикалық халда тығызлық флуктуациялары өседі. Бұл критикалық опалесценция құбылысының пайда болуына алып келеді (тығызлық флуктуациясының өсіуінің нәтижесінде критикалық халда тұрған заттың жақтылық нурларын күшті шашыратуы).

Сұйықтың халынан газ халына өткенде тұрақты температурада системаға белгілі бір мұқарда жылылық берілуі керек. Бұл жылылық заттың фазалық халын өзгертуі үшін жұмсалады хәм **фазалық айналыс жылылығы** ямаса **өтиудің жасырын жылылығы** деп аталады.

Жасырын жылылығы бөлікшелер арасындағы тартысу күштерін жеңу үшін жұмсалады. Температура жоқарылаған сайын жасырын жылылығының мәнісі кемейеді. Критикалық температурада жасырын жылылық нөлге тең.

Клапейрон-Клаузиус теңлемесін келтіріп шығару. Температураның өсіуі менен тойынған пудың басымы да өседі. Усы екі шама арасындағы байланыс Клапейрон-Клаузиус теңлемесінде берілген.

Шексіз киші Карно циклин қараймыз. Бұл циклдің изотремалары T хәм dT температураларындағы екі фазалы область болсын. Бұл циклдегі жұмыс

$$A = (V_1 - V_2) dp. \quad (1)$$

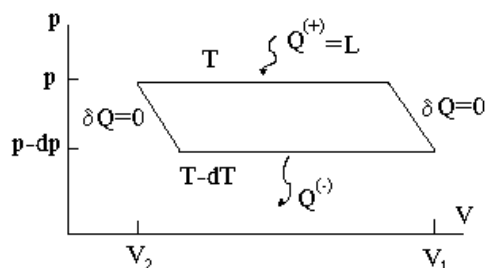
Сәйкес пайдалы тәсір коэффициенті

$$\eta = A/Q^{(+)} = (V_1 - V_2) dp / Q. \quad (2)$$

Q

берілген массадағы заттың өтиуіндегі жасырын жылылығы.

Басқа тәрептен Карно цикли үшін пайдалы тәсір коэффициенті



Клапейрон-Клаузиус теңлемесін келтіріп шығаруға арналған сурет

$$\eta = 1 - T_2/T_1 = 1 - (T - dT)/T = dT/T. \quad (3)$$

(2) менен (3) ти теңлестіріу арқалы

$$dp / dT = Q/[T(V_1 - V_2)]. \quad (4)$$

Бұл теңдеме **Клапейрон-Клаузиус теңлемесі** деп аталады. Бұл теңдеме екі фазалы система тең салмақтық халда тұрған жағдайдағы басым менен температура арасындағы байланысты береді. Егер жасырын жылылығы l , V_2 хәм V_1 көлемлері белгілі болса (4) теңлемесі басымды температураның функциясы сипатында табуға болады.

Молекулалық көз-қарастан сұйықтың пудыңы ушін жылылықтың не себептен керек екенлігін аңсат түсінуге болады. Сұйықтың молекулаларының тезліктері Максвелл нызамы бойынша тарқалған. Сұйықтан қоршаған орталыққа тек ғана айырым тез қозғалатуын молекулалар ушып шығуы мүмкін. Тек солар ғана сұйықтың беті қатламындағы тартылыс күштерін жеңе алады. Беттік қатлам арқалы өткенде молекулалардың тезлігі кемейеді хәм соның салдарынан пудың температурасы сұйықтың температурасына тең болады. Тез қозғалатуын молекулалар кетіп қалғанлықтан сұйықтың салқынлайды. Сондықтан сұйықтың температурасын тұрақты етіп ұстап тұру үшін сырттан жылылық беру керек.

Басқа да фазалық өтиўлерде де сырттан қосымша жыллылықтың берилиўиниң керек екенлиги тәбийий нәрсе. Бирақ хәр айқын қандай жағдайларда кубылыстың механизмериниң хәр қыйлы болыўы мүмкин.

Клапейрон-Клаузиус теңлемеси тек пуўланыў ушын емес, ал жыллылықтың жутылыўы ямаса шығарылыўы менен жүретуғын басқа да фазалық өтиўлер ушын дурыс болады. Мысалы ериў ушын былай жаза аламыз:

$$dp/dT = Q_{23}/[T(v_2 - v_3)].$$

Бул аңлатпадағы Q_{23} ериўдиң салыстырмалы жыллылығы, v_2 хәм v_3 лер суйық хәм қатты фазалардың салыстырмалы көлемлери, P басымындағы ериў температурасы T арқалы белгиленген. Q_{23} шамасы оң мәниске ийе. Сонлықтан, егер $v_2 > v_3$ болған жағдайда $dp/dT > 0$. Бул басымның өсиўи менен ериў ноқатының жоқарылайтуғынлығын билдиреди. Егер $v_2 < v_3$ болса $dp/dT < 0$, яғный басым көтерілгенде ериў температурасы төменлейди. Усы аўхал суў ушын орынлы болады. 0°C да муз бенен суўдың салыстырмалы көлемлери арасындағы айырма шама менен

$$v_3 - v_2 = 9.19 \cdot 10^{-2} \text{ см}^3 \cdot \text{г}^{-1}.$$

Ериў жыллылығы

$$l = 80 \text{ кал} \cdot \text{г}^{-1} = 3.35 \cdot 10^9 \text{ эрг} \cdot \text{г}^{-1}.$$

Бул шамаларды пайдаланып төмендегини аламыз:

$$dp/dT = - 3.35 \cdot 10^9 / (27399.1 \cdot 10^{-2}) = - 1.35 \cdot 10^8 \text{ дин} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{град}^{-1} = 134 \text{ атм} \cdot \text{град}^{-1}.$$

Бул жерде басым бар атмосфераға үлкейгенде муздың ериў температурасының шама менен 0.0075 градусқа төменлейтуғынлығы көринип тур. Ал Дьюар болса тәжирийбеде $0.0072 \text{ град} \cdot \text{атм}^{-1}$ шамасын алды. Бул шама есапланған шамаға толық сәйкес келеди.

Клапейрон-Клаузиус теңлемеси екінши әўлад фазалық өтиўлери ушын мәниске ийе болмай қалады. Бундай жағдайда (5) аңлатпасының оң тәрәпиндеги бөлшектің алымы да, бөлими де нолге тең. Сонлықтан екінши әўлад фазалық өтиўин жағдайында Клапейрон-Клаузиус теңлемесин *Эренфест* (1880-1933) қатнастары менен алмастырыўымыз керек.

Эренфест қатнастары салыстырмалы энтропия s тиң, салыстырмалы көлем v ның екінши әўлад фазалық өтиўлериндеги үзликсизлигиниң салдары болып табылады. Қандай да бир фазаның салыстырмалы энтропиясын температура менен басымның функциясы деп карасақ, оның дифференциалы ушын төмендегини жазамыз:

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_P dT + \left(\frac{\partial s}{\partial P} \right)_T dP,$$

ямаса

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_P = \frac{c_p}{T}, \left(\frac{\partial s}{\partial P} \right)_T = - \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P,$$

$$ds = \frac{c_p}{T} dT - \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P dP.$$

Бул қатнасты еки фазаның хәр бири ушын жазамыз:

$$ds_1 = \frac{c_{1p}}{T} dT - \left(\frac{\partial v_1}{\partial T} \right)_P dP,$$

$$ds_2 = \frac{c_{2p}}{T} dT - \left(\frac{\partial v_2}{\partial T} \right)_P dP.$$

Тең салмақлық иймеклигинде (T, P) хәм $(T + dT, P + dP)$ ноқатларын алайық. Бундай жағдайда dP/dT усы иймектиктің қыялығын анықлйды. Соның менен бирге фазалық өтиўде $ds_1 = ds_2$ екенлигин есапқа алсақ төмендегиге ийе боламыз:

$$(c_{2p} - c_{1p}) (dT/T) = \left[- \left(\frac{\partial v_1}{\partial T} \right)_P \right] dP,$$

ямаса қысқаша түрде

$$\Delta c_p = T \Delta \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \frac{dP}{dT}. \quad (6)$$

Бул аңлатпалардағы Δc_p менен $\Delta \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p$ лар фазалық өтiулердегi c_p шамасы менен $\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p$ шамаларының секириуiне тең. (6) аңлатпасы *Эренфесттiң бириншi қатнасы* болып табылады.

Тап усындай жоллар менен Эренфесттiң екiншi қатнасы алынады. Бул жерде салыстырмалы энтропия s ти температура менен салыстырмалы көлемнiң функциясы деп қарау керек. Бул қатнас төмендегидей түрге ийе болады:

$$\Delta c_v = T \Delta \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v \frac{dv}{dT}. \quad (7)$$

Үшiншi қатнасты алыуда салыстырмалы энтропия s ти v хәм P шамаларының функциясы деп қарау керек. Сонда:

$$\Delta \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = \Delta \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v \frac{dv}{dP}. \quad (8)$$

Эренфесттiң кейiнгi төртiншi қатнасы салыстырмалы көлем v ның узликсизлигинен хәм оны P менен T ның функциясы деп қараудың нәтижесинде алынады:

$$\Delta \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = - \Delta \left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_T \frac{dP}{dT}. \quad (9)$$

(7), (8) хәм (9) қатнастарында $\frac{dv}{dT}$, $\frac{dv}{dP}$ хәм $\frac{dP}{dT}$ тууындылары теңсалмақтықтың сәйкес иймекликлери бойынша алынады.

16-санлы лекция. Ван-дер-Ваальс теңлемесi. Джоул-Томсон эффекти

Газлердiң қасиетлеринiң идеаллықтан өзгешелигi. Қысылушылық. Вириал хал теңлемесi. Ван-дер-Ваальс теңлемесi. Ван-дер-Ваальс теңлемесинiң вириаллық формасы. Ван-дер-Ваальс теңлемесi изотремасы. Метастабиллик хал. Критикалық параметрлер.

Дифференциал Джоул-Томсон эффектiн есаплау. Интеграллық эффект. Ван-дер-Ваальс газиндегi Джоул-Томсон эффектi. Газлерди суйылтуу.

Газлердiң қасиетлеринiң идеаллықтан өзгешелигi. Газлерди экспериментте изертлеулер pV көбеймесинiң $T = \text{const}$ шәрти орынланғанда басымның үлкен диапозонында турақлы қалмайтуғынлығын көрсетедi. pV көбеймеси басымға байланысly киши басымларда қысылғышлық, ал үлкен басымларда басымға үлкен қарсылық көрсететуғын қасийетке ийе болатуғынлығын көрсетип өзгередi. Басқа сөз бенен айтқанда *газдиң киши тығызлықларында тартылыс күшлери, ал үлкен тығызлықларда ийтерисиу күшлери тәсир етеди.*

Қысылғышлық. Турақлы температурадағы көлемнiң салыстырмалы өзгерiуi $\Delta V/V$ менен басымның өзгериси Δp арасындағы χ коэффициенти *изотермалық қысылушылық коэффициенти* деп аталады.

$$\Delta V/V = -\chi \Delta p. \quad (1)$$

Буннан

$$\chi = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T. \quad (2)$$

Идеал газ үшін $\left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T = -V/p$ хәм $\chi = 1/p$. Экспериментлер киши басымларда реал

газлердің қысылыушылығының идеал газдің қысылыушылығынан кем екенлигин, ал үлкен басымларда реал газлердің қысылыушылығының идеал газлердің қысылыушылығынан артық екенлигин көрсетеді.

Сұйықлықларда қысылыушылық аз. Себеби бул жағдайда молекулалар бир бирине туғыз етип жайласады. Соның ушын сұйықтың көлемин өзгертиу ушын үлкен күш талап етиледі. Мысалы:

Сұйықлық	Қысылыушылық, 10^{-9} Па^{-1}
Суу	0.47
Бензин	0.82
Глицерин	0.22
Ацетон	1.27

Бул кесте сұйықлықлардың қысылғышлығы газлердің қысылғышлығынан мыңлаған есе киши екенлигин көрсетеді.

Вириал хал теңлемеси. Хал теңлемеси молекулалар арасындағы өз-ара тәсирлесіу нызамына ғәрезли. Сонлықтан

Хәр бир сорттағы молекула өзине тән хал теңлемесине ийе болады. Сұйықлықлар хәм реал газлер ушын универсал хал теңлемеси жоқ.

Принципинде дәл хал теңлемеси вириал хал теңлемеси түрінде көрсетилиуі мүмкин:

$$p V_m = RT + A_1(T)/V_m + A_2(T)/V_m^2 + \dots \quad (3)$$

$A_i(T)$ вириал коэффициентлер деп аталады. Бул теңлеме шексиз көп ағзадан туратуғын теңлеме болып табылады. Бул теңлемени шешиу ушын шексиз көп сандағы $A_i(T)$ вириал коэффициентлерин билиуди талап етеді. Бундай көз-қарас пенен қарағанда (3) тек теориялық әхмийетке ийе болып, әмелий есаплауларда үлкен қыйыншылықлар пайда етеді.

Жууық хал теңлемелери арасында Ван-дер-Ваальс теңлемеси кең түрде белгили.

Ван-дер-Ваальс теңлемеси. Идеал газ теңлемеси болған $pV = \frac{m}{M} RT$ теңлемесинде

молекулалар арасындағы тартысыу хәм ийтерисиу күшлери есапқа алынбаған. Тартысыу күшлери молекулалар бир биринен узақласқанда тәсир етеді. Ал ийтерисиу күшлери бир молекула ийелеген көлемге екинши молекуланың кириуине қарсылық жасайды. Сонлықтан **молекулалар арасындағы ийтерисиу күшлери молекуланың эффектив көлеми менен тәриплениди.** Газдің массасына туура пропорционал болған молекулалардың эффектив көлемин mb' арқалы белгилеймиз. Бул көлем есапқа алынғанда хал теңлемесиндеги өзгериске ушырайтуғын көлем V емес, ал оның бөлими $V - mb'$ болады.

Тартысыу күшиниң орын алыуы газге түсетуғын қосымша ишки басымның пайда болыуына алып келеді. Бул қосымша басымның шамасы бөлекшелер санына (концентрациясына) пропорционал болыуы керек. Өз гезегинде бул шама m/V^2 салыстырмалы көлемге кери пропорционал. Қосымша басым сыртқы басымның киширейиуин әмелге асырады.

Усы жағдайларды есапқа алып **Ван-дер-Ваальс теңлемесин** жазамыз:

$$(p + \frac{m^2 a'}{V^2})(V - mb') = \frac{m}{M} RT. \quad (4a)$$

a' хәм b' хәр қыйлы газлер ушын хәр қандай мәниске ийе болатуғын турақлылар. Бул шамалар **Ван-дер-Ваальс турақлылары** деп аталады.

Теңлемениң еки тәрәпин де m ге бөлсек

$$(p + \frac{a'}{v^2})(v - b') = R_0 T \quad (4б)$$

теңлемесин аламыз. Бул жерде $v = V/m$ - салыстырмалы көлем, $R_0 = R/M$ - салыстырмалы газ турақлысы.

Көпшилик жағдайларда $a = a'M^2$ хәм $b = b'M$ шамаларын қолланады. Бундай жағдайда $v = m/M$ екенлигин есапқа алып:

$$(p + \frac{a}{V_m^2})(V - vb) = vRT \quad (4в)$$

теңлемесин аламыз. a хәм b турақлылары да Ван-дер-Ваальс турақлылары деп аталады. Оларды a' хәм b' турақлылары менен аржастырмай керек. $V_m = V/v$ екенлиги есапқа алып Ван-дер-Ваальс теңлемесиниң ең көп ушырасатуғын түрин аламыз:

$$(p + \frac{a}{V_m^2})(V_m - b) = RT. \quad (4г)$$

Вириал түрде Ван-дер-Ваальс теңлемесин былай жазамыз:

$$pV_m = RT + \frac{RTb - a}{V_m} + RT \sum_{n=2}^{\infty} \frac{b^n}{V_m^n}. \quad (5)$$

Изотермаларды таллау ушын (4г) теңлемесин басқаша қолайлы етип жазамыз. Теңлемениң оң хәм шеп тәрәплерин V_m^2 қа көбейтип, қаўсырмаларды ашып ийе боламыз:

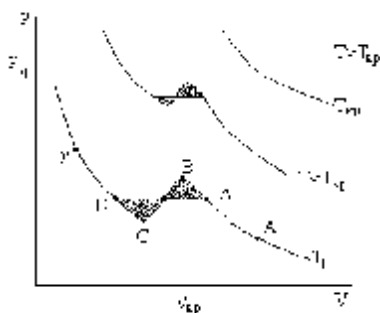
$$V_m^3 - (b - \frac{RT}{p})V_m^2 + \frac{aV_m}{p} - \frac{ab}{p} = 0. \quad (6)$$

Ван-дер-Ваальс теңлемесиниң изотермалары. Егер (6) ны $T = \text{const}$ шәрти орынланғанда шешетуғын болсақ, онда p ның хәр қыйлы мәнислеринде V үш ямаса бир мәниске ийе болатуғынлығын көремиз.

Бул теңлемени шешкенде алынатуғын p, V тегислигиндеги изотерманың $p = \text{const}$ туўрысын бир ямаса үш ноқатта кесип өтетуғынлығын билдиреди.

Сонлықтан Ван-дер-Ваальс теңлемеси изотермалары сүүретте көрсетилгендей түрге ийе болады. T_{kr} шамасы $p = \text{const}$ туўрысын үш ноқатты кесийүши монотонлы емес изотерманы бир ноқатта кесетуғын монотонлы изотермалардан айырып турады. T_{kr} изотермасы экспериментте алынған критикалық температурадағы изотермаға сәйкес келеди. $T < T_{kr}$ температуралардағы изотермалар экспериментте алынған изотермалардан басқаша түрге ийе. Изотермадағы $A'A$ хәм DD' бөлимлер газ тәризли хәм суйық халларға сәйкес келеди. AB хәм CD изотермаларының қандай халға сәйкес келетуғынлығын анықлау керек болады. Себеби усы еки участкада да $\partial p / \partial V < 0$ хәм усы бөлімлердің пайда болыуы қадаған етилмейди. Экспериментте болса изотерма еки фазалы область болған $T_1 A' A F D D'$ сызықлары бойынша жүреді (31 сүүрет).

AB хәм CD участкалары аса салқынлатылған пуў хәм аса қыздырылған суйықлық областына сәйкес келеди. Аса салқынлатылған пуў халы - бул сондай хал, бул халда өзиниң параметрлери бойынша система суйық халда болыуы керек, бирақ қасийетлери бойынша система газ халында қалады. Ал аса қыздырылған суйықлық - зат бул халда параметрлери бойынша газ халына өтиуі керек, бирақ қасийетлери бойынша суйықлық болып қалыуын даўам етеди.



Ван-дер-Ваальс изотермалары

Аса салқынлатылған пуў хәм аса қыздырылған сұйықлық халлары абсолют орнықты халлар болып табылмайды. Хәлсиз сыртқы тәсирдің нәтижесінде система жақын тұрған тұрақты халға өтеди. Бундай хал метастабил хал деп аталады.

Критикалық параметрлер. $T > T_{кр}$ температураларында (6) тек бір ҳақыйқый түбирге, ал $T < T_{кр}$ болғанда p ны базы бир мәнислеринде үш ҳақыйқый түбирге ийе болады. Температураның жоқарылауы менен усы үш түбирдің мәнислери бир бирине жақынлайды хәм критикалық температурада бир мәниске теңлеседи. Демек критикалық халда (6) төмендегидей түрге ийе болады:

$$(V - V_{кр})^3 = V^3 - 3V_{кр}V^2 + 3V_{кр}^2V - V_{кр}^3 = 0. \quad (7)$$

(6) хәм (7) теңлемелерин салыстырыў арқалы ийе боламыз:

$$V_{кр} = b + RT_{кр}/p_{кр}, \quad 3V_{кр}^2 = a/p_{кр}, \quad 3V_{кр}^3 = ab/p_{кр}. \quad (8)$$

(8) үш белгисизли $(V_{кр}, p_{кр}, T_{кр})$ үш теңлемелер системасы болып табылады. Системаның шешими:

$$V_{кр} = 3b; \quad p_{кр} = \frac{a}{27b^2}; \quad T_{кр} = \frac{8a}{27rb}. \quad (9a)$$

$RT_{кр}/(p_{кр} V_{кр}) = 8/3$ шамасы критикалық коэффициент деп аталады. Ҳақыйқатында хәр қыйлы газлер ушын кристикалық коэффициентлер $8/3$ тен өзгеше мәниске ийе болады хәм олардың барлығы да $8/3$ тен үлкен мәниске ийе болады.

Усылай етип критикалық хал параметрлери Ван-дер-Ваальс теңлемесиндеги a хәм b тұрақлылары менен анықланады екен.

Солай етип Ван-дер-Ваальстиң еки тұрақлысы ушын үш теңleme орын алады екен. Бул теңлемелер егер r (9a) жәрдемінде анықланатуғын болса қанаатландырылады.

Бул теңлемелерди a , b хәм r ге қарата шешсек:

$$a = 3p_{кр} V_{кр}^2, \quad b = V_{кр}/3, \quad R = 8p_{кр} V_{кр}/(3T_{кр}). \quad (9b)$$

Бул теңлемелер хәр бир индивидуал газ ушын өзиниң газ тұрақлысын есаплаў керек екенлигин көрсетеди. Эксперимент бундай газ тұрақлысының моллик газ тұрақлысынан киши екенлигин көрсетеди.

Ван-дер-Ваальс теңлемесине кириўши газ тұрақлысы критикалық халға жақынлағанда хәр бир зат ушын өзине тән мәниске ийе болады. Бул мәнис моллик газ тұрақлысынан өзгеше. Индивидуаллық газ тұрақлысының мәниси моллик газ тұрақлысының мәнисинен киши. Бул критикалық хал этирапында молекулалардың комплекслерге биригиўине сәйкес келеди. Критикалық халдан алыста Ван-дер-Ваальс теңлемесинде газ тұрақлысы сыпатында моллик газ тұрақлысын алыў мүмкин.

Молекулалары өз-ара тәсирлесий орын алатуғын хәр бир газ ушын өзине тән хал теңлемеси бар болады. Реал газлер ушын

универсал хал теңлемеси болмайды.

Сәйкес халлар нызамы: егер заттың еки келтирилген параметрлери бирдей болса үшінши параметри де бирдей болады.

Ван-дер-Ваальс теңлемесіндегі басымға дүзетіу енгізіу молекулалар арасындағы өз-ара тәсірлесіу сол молекулалардың өлшемлеринен әдеуір үлкен болған аралықларға тарқалатуғынлығына сәйкес келеді. Бірақ экспериментлер молекуланың диаметринен бес есе көп қашықтықтарда тартылыс күшлеринің дерлік сезілмейтуғынлығын көрсетеді. Сонлықтан Ван-дер-Ваальс теңлемеси реал газдың қасиетлерин тек сапалық жақтан тәріптей алады.

Джоул-Томсон эффектинің физикалық мәнісі. Кеңейгенде газ жұмыс истейді. Газ изоляцияланған жағдайда газдің ишки энергиясы жұмыстың дерегі болып табылады. Егер ишки энергия бөлекшелердің кинетикалық энергиясынан туратуғын болса газдың температурасы төменлейі керек. Егер газдың кеңейіуінде жұмыс иленбесе температура өзгермеген болар еді.

Реал газде ишки энергия өзіне потенциал энергияны да алатуғын болғанлықтан жағдай басқаша болады. Молекулалар барлық ұақытта да қозғалыста болғанлықтан бөлекшелер арасындағы орташа қашықтық хәм орташа потенциал энергия хәкқында айтыуға болады. Орташа қашықтық тығызлыққа байланысly. Тығызлық қаншама көп болса орташа қашықтық соншама аз болады. Орташа қашықтық температураға да байланысly: температура қаншама жоқары болса орташа қашықтық соншама кемейеді. Температура жоқарылағанда молекулалардың кинетикалық энергиясы өседі. Сонлықтан соқлығысыу процессінде олар бир бирине жақынырақ келеді хәм бираз ұақытта бир бирине жақын аралықтарда жайласады. Усындай жағдайлар орын алғанда

жыллылық алмасыусыз реал газ кеңейгенде оның температурасының өзгеретуғынлығы түсиникли болады.

Егер газдың тығызлығы хәм температурасы жеткилики дәрежеде үлкен болса молекулалар арасындағы орташа аралық r_0 24-лекцияда келтирилген сүүреттегі r_0 ден киши болады.

Бул жағдайда көлем киши шамаға үлкейгенде, ал басым киши шамаға киширейгенде газдың температурасы өсіуі керек. Егер берілген басым менен температурада орташа қашықтық r_0 ден үлкен болса көлемнің азмаз үлкейіуінде хәм соған сәйкес басым киши шамаға киширейгенде газдың температурасы төменлейді.

Реал газдың көлемі менен басымының усиндай адиабаталық өзгеріуіндегі температураның өзгеріуі **Джоул-Томсонның дифференциал эффекти** деп аталады. Басымның үлкен мәніслерге өзгергенінде температураның киши өзгеріслерин қосып шығыу керек. Бул қосынды эффект **Джоул-Томсонның интеграллық эффекти** деп аталады.

Джоул-Томсонның дифференциал эффектін есаплай. V_1 хәм V_2 көлемлеріндегі газлерде усы көлемлерди айырып туратуғын дийуал арқалы тууырдан-тууы жыллылық алмасыу болмасын. Барлық система жыллылық өткермейтуғындай етип изоляция етилген болсын. Сонлықтан энергияның сақланыу нызамы тийкарында аламыз:

$$\Delta U_1 + p_1 \Delta V_1 = \Delta U_2 + p_2 \Delta V_2. \quad (1)$$

(1) дің еки тәрeпінде турған ағза да қарап атырған муғдардағы газдың энтальпиясы болып табылады. Сонлықтан (1) теңлиги Джоул-Томсон эффектінің турақлы энтальпияда жүретуғынлығын билдиреди. Бул теңлеме газдың базы бир массасы ушын төмендегідей түрге ийе:

$$H = U + pV = \text{const}. \quad (2)$$

Ғәрезсиз өзгеріушилер сыпатында T менен p ны қабыл етип (2) ден аламыз:

$$dH = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)_T dp = 0. \quad (3)$$

Энтальпияның дифференциалы төмендегі түрге ийе болады:

$$dH = C_p dT + \left[V + T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \right] dp. \quad (4)$$

Бұл аңлатпаны есепке алсақ

$$\left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p = C_p, \quad \left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)_T = V - T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \quad (5)$$

екенлігі аламыз хәм соған сәйкес (3) тен аламыз

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_H = \frac{1}{C_p} \left[T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p - V \right]. \quad (6)$$

Бұл формула Джоул-Томсонның дифференциал эффектин тәріптейді.

Идеал газ үшін $\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p = \frac{R}{p} = \frac{V}{T}$ хәм, соған сәйкес, $\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_H = 0$, яғный Джоул-Томсон эффекти болмайды.

Интеграллық эффект. Джоул-Томсон процесси квазистатикалық Джоул-Томсон эффектлери избе-излігі түрінде беріліуі мүмкін. Хәр бир квазистатикалық эффектте басым dp шамасына өзгереді. Усындай процесслер избе-излігі үшін

$$T_2 - T_1 = \int_{p_1}^{p_2} \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_H dp = \int_{p_1}^{p_2} \left[T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p - V \right] dp. \quad (7)$$

(7) интеграл Джоул-Томсон эффектинің формуласы болып табылады.

Ван-дер-Ваальс газіндегі Джоул-Томсон эффекти. Ван-дер-Ваальс теңлемесі үшінші дәрежелі теңleme болғанлықтан улыўма жағдайда $\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$ туўындысын есеплаў курамалы математикалық процедура болып табылады. Сонлықтан (6) дағы а хәм b ларға қарата сызықлы болған ағзаларды есепке алатуғын жеткиликли дәрежеде сийректелген газди қараў менен шекленеміз.

Ван-дер-Ваальс теңлемесинің вириаллық түрін жазамыз:

$$V = \frac{RT}{p} + \frac{1}{pV} (RTb - a) = \frac{RT}{p} + \frac{1}{RT} (RTb - a) = \frac{RT}{p} + b - \frac{a}{RT}. \quad (8)$$

Бұл теңлемеден

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p = \frac{R}{p} + \frac{a}{RT^2} \quad (9)$$

екенлігі келип шығады. Демек дифференциал эффект үшін теңleme төмендегідей түрге ийе болады:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_H = \frac{1}{C_p} \left[\frac{TR}{p} + \frac{Ta}{RT^2} - \frac{RT}{p} - b + \frac{a}{RT} \right] = \frac{1}{C_p} \left[\frac{2a}{RT} - b \right]. \quad (10)$$

Бұл формуладан жеткиликли төмен температурада $\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_H > 0$, яғный газ кеңейгенде салқынлайды. Ал жеткиликли жоқары температурада $\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_H < 0$, яғный газ кеңейгенде қызады. Газдің усындай қасиеті Джоул-Томсон эффектинің физикалық мәнісіне толық

сәйкес келеді. $\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_H = 0$ ге сәйкес келіуіші температура (усы температурада Джоул-Томсон эффектинің белгиси өзгереді) **инверсия температурасы** деп аталады:

$$T_{inv} = 2a/(Rb). \quad (11)$$

Джоул-Томсонның интеграл эффектин есаплау үшін энтальпияның тұрақтылық шәрті болған $H = U + pV = \text{const}$ аңлатпасынан пайдаланамыз. Мейли ыдыстың өткелінен өтпестен бұрын газ V көлеміне, ал өткеннен кейін V' көлеміне ийе болған болсын. Газдің дәлелігі тығызлығына шек қоймаймыз, ал кейінгі халда жеткілікті дәрежеде сийреклетілген деп есептейміз. Бұндай жағдайда энтальпияның тұрақтылық шәртінен

$$C_V T - a/T + pV = C_V T' + p'V' = C_V T' + RT'. \quad (12)$$

Штрихы бар шамалар кейінгі халға, ал штрихы жоқтары дәлелігі халға тийіс. Ван-дер-Ваальс теңлемесінен

$$pV = RTV/(V-b) - a/V = RT + bRT/(V-b) - a/b \quad (13)$$

екенлігі келіп шығады. Сонлықтан (12) ден аламыз:

$$T' - T = \Delta T = \frac{1}{C_p} [(RTb/(V-b) - 2a/V)]. \quad (14)$$

$C_p = C_V + R$ екенлігі белгілі. Бұл формула Джоул-Томсонның интеграллық эффектинің формуласы болып табылады. Эффекттің белгиси $\Delta T = 0$ нокатында өзгереді, яғни

$$\begin{aligned} (RTb/(V-b) - 2a/V) &= 0, \\ T &= \frac{2a}{Rb} (1 - b/V). \end{aligned} \quad (15)$$

Газлерді сұйылтыу. Егер газ критикалық температурадан төмен температураларда тұрса оны қысыу арқалы сұйық халға өткеріу мүмкін. Бірақ көпшілік газлер үшін критикалық температура жүде төмен. Мысаллар келтіреміз:

гелий 5.3 К;
водород 33 К;
азот 126.1 К
кислород 154.4 К.

Газлерді нормал атмосфералық басымдарда алыу хәм сақлау техникалық жақтан аңсатқа түседі. Бұндай жағдайларда атмосфералық басымдағы сұйық халға өтіу температуралары:

гелий 4.4 К;
водород 20.5 К;
азот 77.4 К
кислород 90 К.

Газді сұйылтыу үшін көпшілік жағдайдарда төмендегі ұсылды қолланады:

Комната температурасында газ изотермалық жағдайда бір неше жүзлеген атмосфера басымға шекем қысылады (ағып тұрған сууды қолланыу жолы менен қысылып атырған газдің температурасы тұрақты етип ұслап тұрылады). Бұннан кейін адиабаталық жол менен ямаса Джоул-Томсон процессінде газ кеңейтіледі. Екі жағдайда да газ салқынлайды. Бұннан кейін бұл салқынлатылған газ жоқары басымға шекем қысылған газдің екінші порциясын салқынлатыу үшін қолланылады. Солай етип газдің екінші порциясы кеңейгенде бірінші порциясына салыстырғанда әдеуір төмен температураға ийе болады. Усындай жоллар менен газдің үшінші, төртінші хәм басқа да порциялары зәрүрлі температураға жеткенше салқынлатылады.

Хақыйқый хәрекет етіуші машиналарда салқынлатылған газдің порциясының бір бөлімі қысылу стадиясына қайтарылады. Бұннан кейін Джоул-Томсон процессінде ямаса адиабаталық кеңейу жолы менен салқынлатылады. Усы процесслер жүретуғын

дүзилис **жыллылық алмастырыушы** деп аталады. Адиабаталық кеңейіу салдарынан газ салқынлайтуғын дүзилиси **детандер** деп атайды.

Затлардың 0 К қасындағы қасийетлери. Жыллылық сыйымлығы C_V оң мәниске ийе функция болғанлықтан ишки энергия U температураның монотонлы функциясы болып табылады. Температураның төменлеуі менен ишки энергия кемейеди хәм 0 К де өзиниң ең минималлық мәнисине жетеди. Сонлықтан **0 К де системаның барлық бөлимлериниң ишки энергиясы өзиниң минимум мәнисине жетеди, яғный системаның қәлеген бөлими минимал энергияға ийе тийкарғы халында турады.**

$\delta Q = TdS$ аңлатпасынан температура төменлегенде энтропияның кемейетуғынлығы келип шығады. Өзиниң кемейіу барысында энтропия белгили бир мәниске умтылама деген сорау тууылады. Бул сорауға **Нернс принципи** жууап береді. Бул принцип термодинамиканың биринши хәм екинши басламаларынан келтирилип шығарылуы мүмкин болмағанлықтан **термодинамиканың үшінши басламасы** деп те аталады. Энтропия 0 К температураға жакынласқанда энтропия анық бир шекке умтылатуғын болғанлықтан бул принцип 0 К де системаның бир тең салмақлық халдан екинши өтиуі энтропияның өзгерисисиз әмелге асады деп тастыйықлайды. Бул тастыйықлаудан

Энтропия 0 К температурада системаны тәриплейтуғын параметрлердиң мәнислерине гәрезли емес.

деп жууақ шығарамыз.

Энтропияның 0 К температурадағы мәниси анықланбаған. Сонлықтан бул мәниси 0 ге тең деп қабыл етиу қолайлы болады.

Усындай етип анықланған энтропия **абсолют энтропия** деп аталады. Оның системаның қәлеген халындағы мәниси

$$S = \int_{T=0}^T \frac{\delta Q}{T}$$

интегралын есаплау арқалы анықланады.

Нернст принципинен бир қатар әхмийетли жууақлар шығарылуы мүмкин. Ең дәслеп бул принциптен

0 К температураға шекли сандағы операциялар жәрдемінде жетиу мүмкин емес

екенлиги келип шығады.

Реал (хақыйқый) газде тартылыс күшлери менен ийтерилис күшлери арасында турақлы қарсы турыу орын алады. Егер басым базы бир шамаға өзгергенде молекулалар арасындағы өз-ара тәсирлесиу энергиясы кемейетуғын болса газ қызады, ал сол энергия үлкейген жағдайда газ салқынлайды. Бул Джоул-Томсон эффектиниң белгисин анықлайды. Эффект басымның хәр қыйлы мәнислеринде хәр қыйлы белгилерге ийе болыуы мүмкин.

0 К ге жакынлағанда системаның барлық бөлимлериниң ишки энергиясы өзиниң ең киши мәнисине, энтропия - анық мәниске ийе болған шекке умтылады. Системаны бир Тең салмақлық халдан екинши Тең салмақлық халға өткизетуғын процесслер 0 К де энтропияның өзгериуисиз әмелге асады.

0 К температураға шекли санлағы операциялар жәрдемінде жетиу мүмкин емес (термодинамиканың үшінши басламасы).

Джоул-Томсонның дифференциал эффектиниң белгиси хәр қыйлы басымларда хәм температураларда хәр қыйлы болады. Джоул-Томсонның интеграллық эффектиниң белгиси де араметрлердиң өзгериу аймағында хәр қыйлы болыуы мүмкин.

17-санлы лекция. Бет керими. Сұйықтықтардың қуылануы хәм қайнауы. Осмослық басым

Еркин бетлік энергия. Бет керими. Бет кериминің пайда болуы механизмдери. Бет кериминің әпиуайы көринислери. Еки сұйықтық арасындағы айырылып туруы шегарасындағы тең салмақтық шәрти. Сұйықтық-қатты дене шегарасындағы тең салмақтық шәрти. Иймейген бет астындағы басым. Капилляр қуылыслар.

Динамикалық тең салмақтық. Пуу-сұйықтық системасы. Сұйықтықтың иймейген бети қасындағы тойынған пуу басымы. Қайнау. Аса қыздырылған сұйықтық. Көбик камералар. Аса сууытылған пуу. Вильсон камерасы.

Осмослық басымның (диффузиялық басымның) пайда болуы. Осмослық басым нызамлары.

Еркин бетлік энергия. Сұйық хал молекулалар арасындағы өз-ара тартысуыға сәйкес келиуіш потенциал энергияның абсолют мәниси кинетикалық энергиядан көп болған жағдайда пайда болады. Сұйықтықтағы молекулалар арасындағы тартылыс күшлери молекуланы сұйықтық ийелеп турған көлемде ушлап туруыды тәмийинлейди. Солай етип сұйықтықта оның көлемин шеклеп туратуғын бет пайда болады. Берилген көлемди шеклеп туратуғын бет формаға байланыслы болады. Геометриядан берилген көлемди шеклеп туратуғын ең минимал бетке шар ийе екенлиги мәлим.

Егер беттиң пайда болуы изотермалық жол менен әмелге асырылса, терис белгиси менен алынған потенциал бетлік энергия усы бетти пайда етиу ушын жумсалған энергияға тең болады.

Екинши тәрәптен изотермалық процесләрде потенциал энергияның тутқан орнын еркин энергия F ийелейди. Демек

$$dF = -dA. \quad (1)$$

Бул теңдиктеги dA арқалы dF энергиясының пайда болуына байланыслы болған жумыстың мәниси белгиленген.

Беттиң бир теклигинен еркин бетлік энергияның беттиң майданына пропорционал екенлиги келип шығады:

$$F = \sigma S. \quad (2)$$

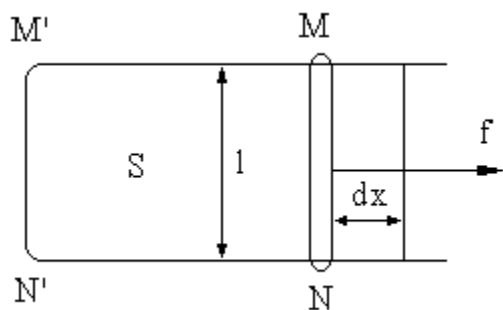
Бул формуладағы σ бетлік еркин энергияның салыстырмалы тығызлығы.

Бет керими. Механикадағы жағдайдағыдай система ең кем потенциал энергияға жетиуге умтылады. Усындай хал ең орнықты хал болып табылады. Термодинамикада система изотермалық шараятларда ең аз еркин энергиясы бар халға жетиуге умтылады. Сонлықтан

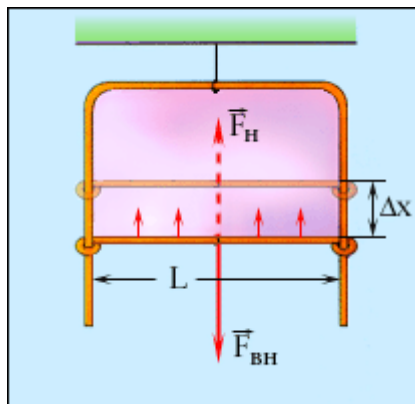
сұйықтықтың бети қысқаруыға умтылады. Усыған байланыслы сұйықтықтың бети бойынша бет керими деп аталатуғын күшлер тәсир етеди.

Бул жерде сұйықтық бет тегислигинде барлық бағытлар бойынша изотроплы керилген жуқа резина пленка сыпатында қабыл етиледи.

Бет кериминің бар екенлиги сабын көбиклери жәрдемінде анық көринеди. Егер сүүреттеги MN жиңишке сымы сүйкелисиз қозғалатуғын болса, онда бет керим күшлери бул сымды MM' хәм NN' бағытында тартады хәм пленка майданы кемейеди. Пленканың майданын үлкейтиу ушын сымға f күшин түсириу керек. Сым оң тәрәпке қарай dx аралығына қозғалғанда $dA = f dx$ жумысы исленеди. Ал сабын пленкасының майданы $dS = Q dx$ шамасына үлкейеди. Сонлықтан



Бет керимин есаплау үшін сабын пленкасын пайдаланыу.



Сымнан соғылған рамканың қозғалыушы бөлімінің сыртқы $F_{\text{н}}$ хәм бет керими күшлери $F_{\text{н}}$ теңлескен моментіндегі аұхалы.

$$dF = 2\sigma dS = -fdx = fdS/l. \quad (3)$$

Бул формуладағы 2 пленканың еки бетинің бар болғанлығынан келип шыққан; $f/(2l) - MN$ узынлығының бир бирлигине еки бет тәрәпинен тәсир ететуғын күш. Сан шамасы бойынша бул күш бетлик еркин энергияның тығызлығына тең. Өлшем бирлиги $1 \text{ Дж/м}^2 = 1 \text{ Н/м}$. Сонлықтан **бетлик керим** деп аталады. Хәр қандай суйықлықлар ушын 10^{-2} ден 10^{-1} Н/м ге шекемги хәр қандай мәнислерге ийе болады. Мысалы

эфирде $1.71 \cdot 10^{-2}$;
ацетонда $2.33 \cdot 10^{-2}$;
бензолда $2.89 \cdot 10^{-2}$;
глицеринде $6.57 \cdot 10^{-2}$;
сууда $7.27 \cdot 10^{-2}$;
сынапта 0.465.

Бул жерде өлшем бирлик Н/м лерде берилген.

Бет кериминің пайда болыу механизмлери. σ менен тәриппленетуғын еркин энергияның салыстырмалы тығызлығы суйықтың үлкен емес бетлик қатламында локалласқан хәм, сонлықтан, жуқа бетлик қатламда тәсир етеди. Сонлықтан да жуқа бетлик қатлам суйықты қоршап туратуғын резина пленкадай болып хызмет етеди. Резина қабықтан паркы, суйықлық беттің формасының өзгериуіне ғәрезсиз барлық уақытта да бирдей бет керимине ийе.

Бет керими суйықтың бети тийип турған заттың қәсийетлерине байланыслы. Бул әсиресе σ ны еркин энергия тығызлығы деп интерпретациялауда анық көринеди. Себеби суйықлық тийип турған заттың молекулалары да усы суйықтың бетлик қатламындағы молекулалары менен тәсир етиседи хәм молекулаларды суйықтың ишине тартыушы күшлерди өзгертеди. Бул бет керими σ ның өзгеретуғынлығын аңлатады. Сонлықтан бет керими хақында гәп етилгенде тек суйықтың өзи емес, ал усы суйықлық тийисип турған зат та есапқа алыныуы керек. Яғный σ бир бирине тийисип турған еки орталыққа тийисли еки индекс пенен тәмийинленген болыуы керек, мысалы σ_{12} , σ_{23} х.т.б. Еки суйықты бөлип турған беттеги бет керими еркин бет керимине салыстырғанда кем болыуы кереклиги түсиникли. Мысалы суу менен эфирди бөлип турған беттің керими 0.0122 Н/м, ал суу-бензол жағдайында 0.0336 Н/м.

Қатты дене менен суйықты айырып туратуғын бетте де бет керими кемейеди. Мысалы өжире температураларында сынаптың еркин бетіндегі $\sigma = 0.465 \text{ Н/м}$, ал суу менен тийисиу бетінде 0.427 Н/м, спирт пенен 0.399 Н/м.

Суйықлық-қатты дене шегарасындағы тең салмақлық шәрти. Егер суйықлық ыдысқа қуйылған болса, онда суйықтың ыдыстың вертикал дийуалы менен тийисиуі

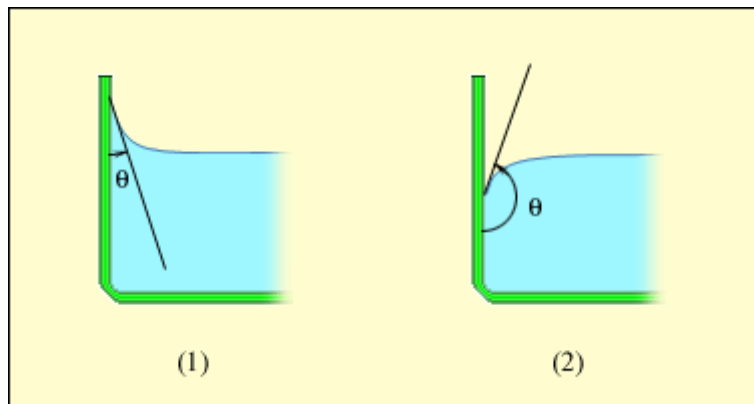
еки түрлі болады. Егер сұйықтық дийұалға жуғатуғын болса а) сұұреттеги аұхал жүзеге келеди. Жуқпайтуғын жағдайда б) аұхал орын алады. Тап сол сыяқлы сұйықтықта жүзетуғын денелер жағдайында да еки аұхал бақланады. Егер сұйықтық денеге жуғатуғын болса в) сұұретте көрсетилген аұхал бақланып сұйықтықтың көтеріу күши кемейеди. Ал жуқпайтуғын сұйықтық жағдайында (г-сұұрет) көтеріу күши артады. Усындай қубылыстың салдарынан, мысалы, гейпара насекомалар суұдың бет кериминен суұ бетинде жуұырып жүре алады.

Майысқан бет астындағы басым. Бундай басымды есаплау үшін сабын көбигин қараймыз. Атмосфералық басымды көбик ишиндеги p' басымы хәм сұйықтықтың бет керими теңестиріп турады. Көбиктің ишиндеги басым көбейгенде, оның радиусы dr шамасына артады хәм $4\pi r^2 p' dr$ жумысы исленеди. Бул жумыс көбик бетинің σdS еркин энергиясына айланады, dS сабын көбигинің ишки хәм сыртқы бетлеринің өсимлеринің қосындысы. Яғный $dS = 2d(4\pi r^2) = 298\pi r dr$. Энергияның сақланыу нызамы бойынша

$$4\pi r^2 p' dr = 298\pi r dr. \quad (4)$$

Буннан

$$p' = 292\sigma/r. \quad (5)$$



Жуғатуғын (1) хәм жуқпайтуғын (2) сұйықтықлар жағдайындағы сұйықтық пенен ыдыс дийұалы арасындағы көринислер.

Бул басым сабын көбигинің иймейген еки бети тәрәпинен пайда етиледі. Бир бет еки есе кем басым пайда етеди:

$$p = p'/2 = 2\sigma/r. \quad (5a)$$

Улыұма жағдайда иймеклик еки иймеклик радиусы жәрдемінде анықланады. Сонлықтан

$$p = \sigma \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (6)$$

Бул формула **Лаплас формуласы** деп аталады. $r_1 = r_2$ болғанда бул формула (5) ке өтеди.

Капилляр қубылыстар. Ыдыстың дийұалы менен тәсир етискенде бет керими сұйықтықтың қаддин көтеріуіге (а сұұрет) ямаса төменлеетіуіге умтылады (б сұұрет).

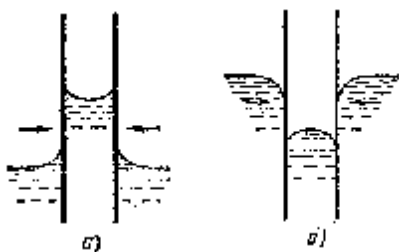
Егер ыдыстың дийұалына сұйықтық жуғатуғын болса сұйықтық көтеріледі. Жуқпайтуғын жағдайда сұйықтықтың қадди төмен түседі. (5) формулаға сәйкес

$$\rho gh = 2\sigma/R = 2\sigma \cos\theta/r. \quad (7)$$

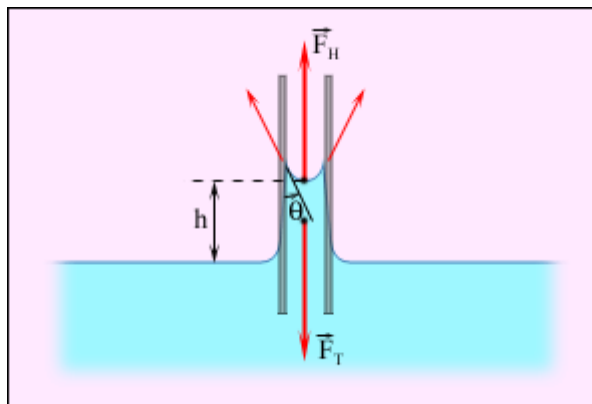
Бул формулада ρ - сұйықтықтың тығызлығы, R - сұйықтық бетинің иймеклик радиусы, r - трубканың радиусы ($r = R \cos\theta$). Демек

$$h = 2\sigma \cos\theta/(\rho g r). \quad (8)$$

Усындай жоллар менен сұйықтықтың қадди төтменлеген жағдайдағы тереңлик те есапланады. (8)-формуладан бийикликтің найдың радиусына кери пропорционал екенлиги көринип тур. Капилляр най деп аталатуғын жиңишке найларда жуғатуғын жағдайда сұйықтық үлкен бийикликлерге көтеріледі. Сонлықтан да қарап атырған жағдайдағы бет керими капилляр бет керими деп аталады.



Капиллярлық кубылыстар.



Жұғатуғын сұйықтың капилляр түтікшеде көтеріліуін есаплау үшін арналған сұурет.

Пуўланыў. Жоқарыда айтылғанындай молекулалардың бир бири менен тәсирлесиўиниң себебинен сұйықтың бетинде беттиң пайда болатуғынлығы талқыланды. Бул бет молекулалардың сұйықты таслап кетиўине жол қоймайды. Бирақ жыллылық қозғалысларының салдарынан молекулалардың айырым бөлеги сұйықты таслап кеткендей жеткиликли тезликке ийе болады. Бул кубылыс **пуўланыў** деп аталады. Пуўланыў қәлеген температурада бақланады, бирақ оның интенсивлиги температураның көтери́лиўи менен жоқарылайды.

Динамикалық тең салмақлық. Пуў-сұйықлық системасы. Егер сұйықты таслап кеткен молекулалар сұйықтан үлкен аралықларға қашықласса, акыр-аяғында барлық сұйықлық пуўланып кетеди. Егер сол молекулалар үлкен қашықлықларға кетпесе. Ал бир ыдыстың ишинде сақланатуғын болса, процесс басқаша раўажланады. Сұйықты таслап кеткен молекулалар пуўды пайда етеди. Пуў молекулалары сұйыққа жақынлағанда тартысу күшлери тәсиринде сұйыққа қосылып пуўланыў кемейеди.

Пуўдың тығызлығы артқанда белгили бир ўақыт ишинде сұйықты таслап кеткен молекулалар саны сондай ўақыт ишинде сұйыққа қайтып келген молекулалар санына тең болады. Бундай ҳалды динамикалық тең салмақлық ҳал деп аталады. Динамикалық тең салмақлық ҳалдағы пуўды тойынған пуў деп атаймыз.

Пуў газ емес. Газ бул берилген температура менен басымдығы заттың агрегат ҳалы. Пуў заттың агрегат ҳалы болып табыламайды. Себеби берилген температура менен басымды агрегат ҳал сұйық болып табылады. Усыған байланысly пуўдың қәсийетлери газдың қәсийетлеринен айырылады. Мысалы идеал газлерде басым көлемге дәл кери пропорционал. Усындай ғәрезлилик реал газлерде де жеткиликли дәлликте орынланады. Тойыныўға жақынласқан пуўда болса (әсиресе тойынған пуўда) басым көлемге сезилерликтей байланысly емес, ал тойынған пуўда болса басым көлемге байланысly емес. Турпайы жуўықлаўда газ ызамларын тойынбаған пуўға қолланыўға болады.

Қайнаў. Сұйықты қыздырғанда тойынған пуўдың басымы сыртқы басымға тең болғанда сұйық пенен тойынған пуў арасында тең салмақлық орнайды. Сұйыққа қосымша жыллылық берилсе сәйкес массаға ийе болған сұйықтың пуўға айланыўы орын алады. Усындай жағдайда сұйықтың интенсивли түрде пуўға айланыўы сұйықтың барлық көлеми бойынша әмелге асады. Бул процесс қайнаў деп аталады.

Тойынған пуўдың басымы сыртқы басымға тең болған температура қайнаў температурасы деп аталады. Басым үлкейсе қайнаў температурасы көтериледи, басым кемейсе қайнаў температурасы төменлейди.

Аса қыздырылған сұйықтық. Енди аса қыздырылған сұйықтықтың пайда болуын түсіндіріуге болады. Егер сұйықтықтың құрамында басқа қосымталар хәм көбікшелер болмаса, қайнау температурасына жеткенде сұйықтықта көбікшелер пайда болуға умтылуы орын алады.

Усындай көбікше сұйықтықтың ишинде пайда болғанлықтан хәм көбікше ишиндеги пуу сұйықтықтың тегис бетине салыстырғанда (тегис бети ушын) тойынған болса да сұйықтықтың иймейген бетине салыстырғанда тойынған болмай қалады. Сонлықтан көбікше тез арада сұйықтыққа конденсацияланады хәм көбікше жоғалады.

Көбікшелі камералар. Егер аса қыздырылған сұйықтық аркалы зарядланған бөлекше ушып өтетуғын болса, бул бөлекше өз жолында сұйықтық молекулаларын ямаса атомларын ионластырады. Нәтийжеде ушыушы бөлекше молекула ямаса атомға өз энергиясының бир бөлегин береді хәм ақыбетінде сұйықтықтың қайнауын, яғный көбікшелердің пайда болуын болдырады. Басқа сөз бенен айтқанда аса қыздырылған сұйықтық зарядлы бөлекшенің траекториясы бойынша қайнайды хәм көбікшелерден туратуғын из пайда болады. Сонлықтан биз сол траекторияны анық көриуимиз хәм сүүретке алыуымыз мүмкин.

Бул фото сүүретлер зарядланған бөлекшелердің қозғалысын, басқа да бөлекшелер менен тәсир етисуын үйрениу ушын үлкен әхмийетке ийе. Эксперименталлық изертлеулерде сұйықтық ретінде әдетте сұйық водород қолланылады. Бундай усыл элементар бөлекшелерди изертлегенде кеңнен қолланылады.

Аса сууытылған пуу. Базы бир температурада тойынған пуу төменирек температурада аса тойынған пуу болып табылады. Сонлықтан температура төменлегенде тойынған пуудың бир бөлеги сұйықтыққа айналады. Бул қубылыс **конденсация** деп аталады. Әдеттегидей жағдайларда суу пуулары пуудың барлық көлеми бойынша майда тамшылар - думан түрінде конденсация басланады. Бирақ усы пуу жайласқан хауа хәр қандай қосымталардан жеткиликлі дәрежеде тазаланған болса пуу сұйықтыққа айланбайды. Усының менен бирге аса сууытылған пуу деп аталушы метастабил хал жүзеге келеді.

Тойынған пуу салқынлатылғанда сұйықтықтың майда тамшылары пайда болады. Бирақ бул тамшылар көп уақыт жасай алмайды. Себеби сол тамшылар пайда болған тойынған пуу өз гезегінде тамшының иймейген бети ушын тойынбаған пуу болып табылады. Сонлықтан тамшылар сұйықтықтары тез арада пууланады хәм тамшылар жоғалады.

Вильсон камерасы. Аса салқынлатылған пууда ушып баратырған зарядланған бөлекше өзінің жолында пуу молекулаларын ионластырады. Өз гезегінде ионлар конденсация орайлары болып табылады хәм нәтийжеде сұйықтық тамшылары пайда болады. Усының нәтийжесінде траектория бойлап думан пайда болады хәм траектория көринетуғын болады. Бул зарядланған бөлекшелерди, усы бөлекшелердің басқа бөлекшелер менен тәсирлесуін изертлеуге мүмкиншилик береді. Усындай принципте ислетуғын әсбап **Вильсон камерасы** деп аталады. Вильсон камерасы элементар бөлекшелерди изертлеуде үлкен орын ийеледі.

Неликтен ионлар конденсация зародышлары болып табылады? Бул конденсация энергиясы, бет энергиясы хәм кулон энергиясы балансының салдары болып табылады.

Осмолық басым. Осмолық басым еритпелерде орын алады. Сонтықтан бул лекцияда гәп етилетуғын мәселелер еритпелер физикасына тийисли мәселелер болып табылады.

Еритпе деп еки ямаса бирнеше затлардың физикалық жақтан бир текли (яғный гомоген) араласпасына айтады.

Физикалық бир теклилик (гомогенлик) молекулалардың теңдей араласуы менен әмелге асырылады. Усындай қәсиетлери бойынша еритпелер механикалық араласпалардан айрылады. Механикалық араласпада заттың макроскопиялық

бөлекшелери (молекулалары емес) араласқан. Егер еритпеді бір заттың мұғдары екінші заттың мұғдарынан көп болса, көп болған зат **еритілуші (ериткіш)**, ал басқасы **еріген зат** деп аталады.

Ериілуін заттың ериткіште ериілу процессі әдетте **жыллылықтың бөлініп шығарылуы** ямаса **жыллылықтың жутылуы** менен әмелге асады. Егер ериілу процессінде жыллылық бөлініп шықса жыллылық эффекті оң мәніске ийе, ал жыллылық жутылса жыллылық эффекті теріс деп есепланады.

Ериілу жыллылығы деп ериткіште ериілуші заттың 1 моли ерігенде бөлініп шығаруын жыллылыққа айтамыз.

Төменде базы бір затлар үшін ериілу жыллылығының мәніслері келтірілген:

нашатыр (NH_4Cl , қаттысы)	- 16.5 кДж/моль;
калий гидроксиді (KOH , қаттысы)	+ 54.2 кДж/моль;
күкірт кислотасы (H_2SO_4 , сұйық)	+ 74.5 кДж/моль.

Ұлыма жағдайда қатты затлар сұйықтықтарда еріп бір теклі орталық пайда ететуғынлығы мәлім. Бірақ еритпе бір бири менен реакцияға кириспейтуғын газлердің әпиуайы араласпасы емес. 1865-1887 жыллары жүргизілген тәжірийбелерінде Д.И.Менделеев еритпенің көлемінің ериткіш пененеріген заттың көлеміне тең болмайтуғынлығын бақлады. Ериілу процессі жыллылықтың жутылуы ямаса температураның жоқарылауы менен әмелге асады. Менделеев ериткіш пенен еріген заттың белгилі бір салмақ қатнастарына сәйкес келетуғын айрықша нокатлардың бар болатуғынлығын анықлады. Усылардың барлығы да ериткіш пенен еріген зат молекулаларының арасында өз-ара тәсірлесіудің бар екенлігін, бұл тәсірлесіуге белгилі бір энергияның сәйкес келетуғынлығын және еритпенің химиялық қоспаларға жақын екенлігін көрсетеді. Бундай эффектлердің хәлсіз еритпелерде (еріген затлардың концентрациясы аз болған жағдай) тұтқан орнының нәзерге алмас дәрежеде екенлігі тәбійий нәрсе. Буннан былай биз еріген заттың бір молекуласының ериткіштің көп санлы молекулаларына сәйкес келетуғын аса хәлсіз еритпелерді қарастырамыз. Бундай жағдайда еріген зат молекулалары арасындағы тәсірлесіу хәлсіз болады хәм бундай көз-қараста газ молекулаларына усайды. Бірақ усының менен бирге еріген зат молекулалары менен ериткіш молекулалары арасында үзліксіз соқлығысу орын алатуғын болғанлықтан еріген зат молекулалары қыйыншылық пенен қозғалады хәм усы арқалы газ молекулаларынан парқланады.

Осмослық басымның пайда болуы механизмі. Мейлі базы бір заттың еритпесі хәм таза ериткіш ярым өткізіуші дийуал менен ажыратылған болсын. Дийуал еріген заттың молекулаларын өткермейтуғын, тек ғана ериткіштің өзін қана өткеретуғын болсын. Бундай өткел көбинесе өсимликлерден ямаса хайуанлардан алынады. Физикалық тәжірийбелер үшін жасалма түрде алынған ярым өткізгіш дийуал қолланған қолайлы. Бундай пленкалар қатарына $[\text{Cu}_2\text{Fe}(\text{CN})_6]$ бирикпесі киреди хәм олар суу молекулаларын өткереди, ал көплеген еритілген затларды (мысалы қантты) өткермейді.

Еритпе таза ериткіштен жоқарыда айтылғандай ярымөткізгіш дийуал арқалы ажыратылған болса, бұл дийуал арқалы ериткіш молекулалары еритпе тұрған тәрепке өте баслайды. **Бұл қубылысты осмос деп атаймыз.** Жеткиликлі уақыт өткеннен кейін тең салмақтық хал орнайды хәм ериткіш молекулалары өз-ара өткел арақалы еркін тәсір етиседі. Тең салмақтық халда өткелге екі тәрептен ериткіш тәрепинен түсірілетуғын басым бірдей болуы керек. түсіриледі. Демек өткелдің бір тәрепинен түсетуғын басым екінші тәрептен түсетуғын басымға тең болмай шығады. Нәтижеде таза ериткіштің қәдді еритпенің қәддінен төмен болады. Егер дәслеп екі тәрептегі сұйықтықтың қәдді теңдей болған болса, ериткіштің еритпе тәрепине өтиуінің салдарынан еритпенің қәдді көтеріледі. Ярым өткізгіш өткел арқалы ериткіштің өтиуі осмос деп аталады.

Таза ярым өткізгіш дийуал менен айрылып қойылған ериткіш хәм еритпе арасындағы пайда болған басымлар айырмасы осмослық басым

деп аталады.

Осмолық басым нызамлары. Сұйық еритпелердегі еріген заттың молекулаларын сийректелген газ молекулалары сыпатында қарайға болады. Олардың кинетикалық энергиясы тек температураға ғарезли болады. Осмолық басым p сийректелген газдың басымына тең хәм идеал газлер үшін төмендегидей формула жәрдемінде есапланады:

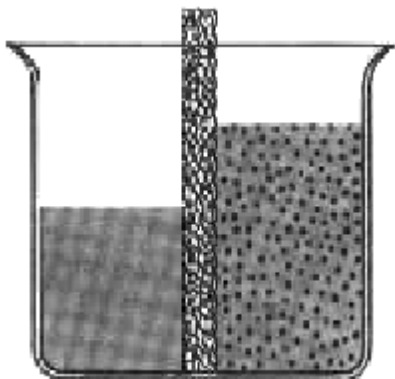
$$p = \frac{nkT}{V} = \frac{\nu RT}{V}. \quad (33-1)$$

V көлеміндегі еріген зат молекулаларының саны n арқалы белгиленген. ν - молекулалардың моллер саны. (33-1) Вант-Гофф нызамын аңғартады.

Хәлсиз еритпенің осмолық басымы ериткиш пенен еріген заттың тәбиятына ғарезли емес, ал тек ғана еріген заттың моллик концентрациясына байланысly.

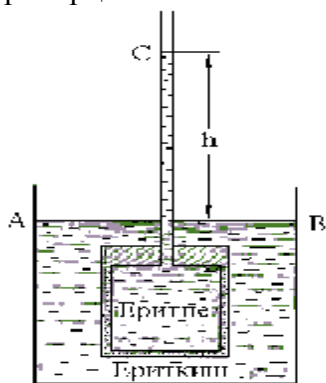
Вант-Гофф формуласынан төмендегидей жуўмақлар келип шығады:

1. Турақлы температурада еріген хәр бир заттың осмолық басымы p сол заттың концентрациясы C ға туўры пропорционал;



2. Концентрация турақлы болғанда еріген хәр бир заттың осмолық басымы p еритпенің абсолют температурасы T ға туўры пропорционал;

3. Бирдей концентрацияларда хәм бирдей температураларда еріген хәр түрли затлардың осмолық басымлары p олардың молекулалық самақларына кери пропорционал.



Осмолық басымды өлшейтуғын осмометр деп аталатуғын әсбаптың сүүрети. АВ хәм Ссызығы арасындағы сұйықлық бағанасының салмағы осмолық басымның өлшеми сыпатында хызмет етеди: $P_{osm} = \rho gh$.

Бул жерде ρ - еритпенің тығызлығы, h еритпе бағанасының бийиклиги.

Ван-Гофф нызамы теңлемесинің идеал газ халы теңлемесине уқсаслығы еритилген заттың молекулаларының сол молекулалардың концентрациясы жоқары болмағанда идеал газ молекулаларындай қасийетке ийе болатуғынлығын көрсетеди. Сонлықтан Ван-Гофф нызамын былайынша айтамыз:

Еритпелердегі еритилген зат усы зат газ тәризли халда еритпелер ийелеген көлемде хәм температурада жайласқан жағдайда пайда этиўи керек басымға тең басым пайда етеди.

Хәлсиз еритпелердің көпшилигинде (33-1)-формула дәл нәтийжелер береді. Бирақ бир қатар еритпелерде (мысалы органикалық емес дузлардың еритпелерінде) басым (33-1)

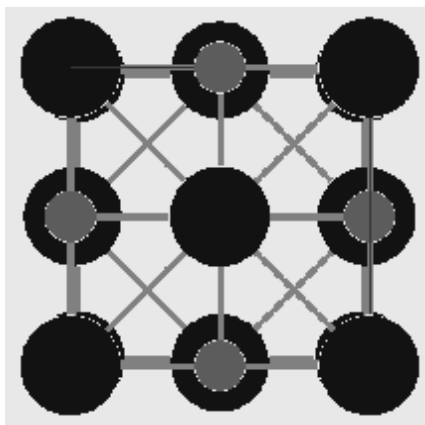
дегиден әдеуір артық болып шығады. Себеби бундай дузлар еригенде молекулалары бир неше бөлекшелерге (ионларға) ыдырайды. Бундай кубылыс диссоциациялану деп аталады. Нәтижеде еритпенің көлем бирлигиндеги молекулалардың концентрациясы n артады хәм соған сәйкес осмослық басым артады.

(33-1)-формулаға бағынатуғын еритпелер электр тоғын өткізбейди, ал осмослық басымы бул формуладағыға карағанда үлкен болатуғын еритпелер электр тоғын жақсы өткізеди. Бундай еритпелер әдетте электролитлер деп аталады.

18-санлы лекция. Қатты денелер симметриясы

Симметрияның анықламасы. Симметрия көшерлері. Симметрия тегисликтері. Симметрия орайы. Симметрияның нокатлық топарлары. Трансляциялық симметрия. Ашық хәм жабық симметрия элементтері. Эпиұайы пәнжере. Пәнжере симметриясы элементтері. Кеңістіктегі симметрия топарлары. Кристаллық класслар менен кристаллографиялық координаталар системасы.

Бул лекцияда биз тийкарынан кристаллық қатты денелерди қараймыз. Кристалларда атомлар ямаса молекулалар бир бирине салыстырғанда белгили бир тәртіпте жайласады. Мысал ретінде NaCl кристалындағы Na^+ ямаса Cl^- ионларының жайласулары сұўретте көрсетилген (сұўреттің эпиұайылығы ушын бир сорттағы ионлардың сұўреттері салынған). Атомлар ямаса молекулалар кристалда тығыз болып жайласуға умтылады. Егер кристалдағы бирдей аұхалларда турған атомларды (биз қарап атырған жағдайдарда ионларды) ямаса молекулаларды бир бири менен тутастырып шықсақ кристаллық пәнжере сұўретін аламыз. Бундай жағдайда атом ямаса молекула пәнжерінің түйіні менен алмастырылады. Сонлықтан да кристаллық пәнжере деп кристалл ушын кейинирек гәп етилетуғын белгили қағыйдалар тийкарында дүзилген математикалық образды айтамыз.



NaCl типіндегі кристаллардағы ионлардың жайласуы

Жоқарыдағы сұўретте тек бир сорттағы ионлар ушын дүзилген қурылыс сәулелендірилген. Бул қурылыс тийкарында төбелерінде хәм қаптал беттері орталарында ионлар жайласқан куб турады. Әдетте бул кубты кристаллық пәнжерінің элементар қутышасы, ал қарап атырған жағдайдағы қурылысты қапталдан орайласқан каублық қурылыс деп атайды. Мәселен NaCl кристалы ушын куб қабырғасының ұзынлығы $5.64 \text{ \AA} = 5.64 \cdot 10^{-8} \text{ см}$. Бул ұзынлық кристаллық пәнжере турақлысы деп аталады.

Көпшилик металлар (алтын, гүмис, мыс хәм басқалар) қапталдан орайласқан кублық қурылысқа ийе. Бундай қурылыста атомлар менен молекулалар тығыз жайласады хәм сонлықтан тығыз етип жайластырылған қурылыс деп те аталады.

Кублық құрылыс бір дана a тұрақтысы менен тәріпленеді. Ал ұлыма жағдайдарда кристаллық құрылыс өлшемдерін анықтау үшін b тұрақты шама қолданылады (кубтың орнына келетұғын параллелопипедтің a , b хәм c қабырғалары хәм олар арасындағы α , β хәм γ мүйешлері). Бул жағдай төмендегі сұйретте сәулеленген. a , b хәм c векторлары кристаллық пәнжеренің трансляция векторлары деп аталады.

Кристаллық дененің симметриясы дегенімізде усы денені қозғалтқанда ямаса басқа да операциялардың нәтижесінде өз-өзіне үйлесіу қабілетілігін нәзерде тұтады. Усындай үйлесіулерді пайда етіуші ұсыллардың саны қаншама көп болса, дене симметриялырақ болады. Мысалы тууры дөңгелек цилиндр көшери дөгерегінде қанша мүйешке бурылса да өзінің дәслепкі халындай халға өтеді. Бундай цилиндр көшерге перпендикуляр болған қалеген көшердің дөгерегінде 180° қа бурылғанда да өзінің дәслепкі халындай хал менен үйлеседі. Шар тәрізлі дене алынған жағдайда ол орайы арқалы өтіуші қалеген көшер дөгерегінде бурылғанда өзінің дәслепкідей аұхалы менен үйлеседі. Сонлықтан да шарды цилиндрге қарағанда симметриялық фигура деп есаплаймыз.

Бирақ бір қатар денелер өзінің дәслепкі халындай халға тек ғана кеңісліктегі көшіріулер ямаса бурыулар жәрдемінде өтпейді. Мысалы адам денесінің шеп ярымы оң ярымы менен кеңісліктегі қозғалтыулар арқалы үйлеспейді. Басқа сөз бенен айтқанда шеп қолдың қолғабын оң қолға кийіуіге болмайды. Бул жағдайда айналық симметрия хакқында сөз етіледі. Адамның оң ярымы шеп ярымына адамның ортасы арқалы өтіуші тегіслікке қарата симметриялы. Бул тегіслік симметрия тегіслігі деп аталады.

Қатты денелерде төмендегідей симметрия элементлерінің болыуы мүмкін:

1). Симметрия орайы. Айырым денелер ноқатқа қарата симметриялы болыуы мүмкін. Бундай ноқатты симметрия орайы деп атаймыз хәм оны C хәріпі менен белгілейді.

2). Симметрия көшерлері. Жоқарыда шар менен цилиндрдегі бурыу көшерлері хакқында гәп етілген еді. Мәселен цилиндрдің көшеріне перпендикуляр болған көшердің дөгерегінде 180° қа бурғанда өзінің дәслепкі халындай халға келетұғынлығы айтылды. Бул жағдайда $360/180 = n = 2$ – тәртіпті симметрия көшеріне иіе боламыз. Кристаллық денелердегі атомлар менен молекулалардың жайласыуында 1-, 2-, 3-, 4- хәм 6-тәртіпті симметрия көшерлері болады. Мысалы 6-тәртіпті симметрия көшерінің дөгерегінде фигураны 360° қа бурғанда 6 рет өзінің бірдей халлары арқалы өтеді.

Кристаллық денелерде 5-, 7- хәм жоқары тәртіпті симметрия көшерлері болмайды. Бирақ соңғы ұақытлары углеродтың құрамалы болған модификацияларында (мысалы C_{60} модификациясы) 5-тәртіпті симметрия көшерінің орын алатұғынлығы дәлліленді).

Симметрия көшерлерін 1, 2, 3, 4 хәм 6 деп белгілеу қабыл етілген. Бундай жағдайда бул санлар атлық болып табылады. Ал симметрия көшерлерінің тәртібі хакқында айтылғанда санның кейніне - (інші) белгісі қойылады. Демек 1 фигураны өз дөгерегінде 360° қа бурыушы көшер болып табылады.

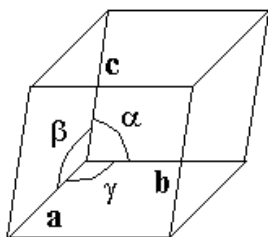
3). Симметрия тегісліктері. Егер дене өз-өзі менен айналық шағылыстырыудың жәрдемінде үйлестірілетұғын болса, онда бул айналық бетті симметрия тегіслігі деп атайды. Мысалы адам фигурасының шеп тәрәпі менен оң тәрәпі адамның ортасы арқалы өтетұғын тегіслікте қарата симметриялы. Квадрат болса тәрәпілеріне параллел, квадраттың орайы арақалы өтіуші екі тегіслікке хәм квадраттың диагоналары арқалы өтетұғын екі тегіслікке қарата симметриялы. Демек квадрат 4 дана симметрия тегіслігіне иіе болады. Кристаллографияда симметрия тегіслігін m арқалы белгілейді.

Жоқарыда келтірілген симметрия элементтері жабық симметрия элементтері деп аталады. Себебі бул элементтердің жәрдемінде ісленген симметриялық операциялар (шағылыстырыулар хәм бурыулар) нәтижесінде фигураның ең кемінде бір ноқаты өз орнында қозғалмай қалады.

Ашық симметрия элементтері фигураға тәсір еткенде (басқа сөз бенен айтқанда ашық симметрия элементтері жәрдемінде ісленген симметриялық операциялар әмелге

асырылғанда) фигура өз орнында қалмайды. Бундай симметрия элементи қатарына биринши гезекте кристаллардағы жоқарыда айтылған трансляциялар киреди.

Егер кристалды кураушы атомлар ямаса молекулалардың бир туұры бойынша дизбегин алып қарасақ, онда 1 см узынлықта шама менен 10^8 атомның жайласатуғынлығын көремиз. Бундай жағдайда усы туұры бойынша кристалды a , b ямаса c аралығына жылыстырып қойғанымыз бенен биз курылыста базы бир өзгеристин болғанлығын сезбеймиз. Усындай көз-қарастан трансляцияларды симметрия элементлери деп атаймыз.



Элементар кутыша. a , b , c , α , β хәм γ лар
элементар
кутышаның (кристалдың) турақлылары
болып табылады.

Симметрия көшерине усы көшер бағытындығы трансляцияны қосып винтлик симметрия көшерлерин аламыз. Ал симметрия тегислигине усы бетке параллел бағыттағы трансляцияны қосыу арқалы жылжып шашыратыушы симметрия тегисликлерине ийе боламыз. Винтлик симметрия көшерлери хәм жылжып шашыратыушы симметрия тегисликлери ашық симметрия элементлери болып табылады.

Симметрия элементлери жәрдеминде симметриялық операциялар (бурыулар, шағылыстыруулар) әмелге асырылады.

Симметрия элементлерин бир бирине қосыу арқалы баска симметрия элементлери алынады. Мысалы 2 ге бойында симметрия орайы қосылса усы көшерге перпендикуляр бағытланған хәм C арқалы өтиуши симметрия тегислиги m алынады. Бундай мысалларды көппеп келтириуге болады.

Айқын бир кристалдағы мүмкин болған симметриялық операциялар жыйнағы математикалық топарды пайда етеди. Бундай топарды симметрия топары деп атаймыз.

Жабық симметриялық операциялардан курылған топарлар симметрияның ноқатлық топарлары деп аталады. Бундай топарлардың саны 32. Симметриясы берилген топарға кириуши кристаллар кристаллографиялық класларды пайда етеди. Сонлықтан да тәбиятта бар барлық кристаллық денелер симметриясы бойынша 32 кристаллографиялық классқа бөлинеди.

Ал мүмкин болған барлық симметриялық операциялардан курылған топарлар симметрияның кеңисликтеги топарлары деп аталады. Бундай топарлардың саны 230. 1890-жылы биринши рет бул топарларды келтирип шығарған рус кристаллографы Е.С.Федоровтың хұрметине бул топарларды Федоров топарлары деп те атайды.

Математикалық топар, соның ишинде симметриялық операциялардан туратуғын топарлар төмендеги аксиомаларды қанаатландырады:

1. Топардың еки элементиниң көбеймеси ямаса қәлеген элементиниң квадраты усы топарға тийисли элемент болып табылады.

2. Топардың қәлеген үш элементи ушын ассоциативлик нызам орынланады, яғный $a(bc) = (ab)c$.

3. Топарда бирлик (нейтрал) элемент (e ямаса 1) болып, ол $ae = ea = a$ шәртин қанаатландырады.

4. Топарда қәлеген a элементке кері болған a^{-1} элементи болып $aa^{-1} = a^{-1}a = e$ шәрти орынланады.

Кристаллографиялық координаталар системасы. Кристаллардың курылысын изертлегенде кристаллографиялық координаталар системасын қолланыу қабыл етилген. Бул жағдайда әдетте X көшери a , Y көшери b , Z көшери c трансляциясының бағытында

алынады. Координата басы ретінде кристаллық пәнжерениң қалеген түйини алыныуы мүмкин. Хәр бир көшер бойынша узынлық бирлиги ретінде Бравэ параллелопипединиң сәйкес қабырғасының узынлығы алынады. Сонлықтан атомлардың (түйинлердің) координаталары пүтин сан менен бериледи. Усындай координаталар системасы кристаллографиялық координаталар системасы деп аталады.

Координаталар көшерин сайлап алыу усы лекциядағы биринши кестеде келтирилген.

Кублық, тетрагонал хәм ромбалық системаларда координаталар системасы туұры мүйешли, ал қалғанларында туұры мүйешли емес.

Әпиұайы пәнжере. Биз жоқарыда кристаллық пәнжерениң айқын кристаллар ушын дүзилген математикалық образ екенлигин айтқан едик. Пәнжерередеги түйинлер кристалды кураушы атомлардың, ионлардың ямаса молекулалардың тең салмақлық халдағы орынлары болып табылады. Жоқарыда келтирилген сүүреттеги элементар қутышаны кеңисликте **a, b** ямаса **c** бағытларында сәйкес **a, b** хәм **c** шамаларына шексиз көп көширип шықсақ әпиұайы кристаллық пәнжерени аламыз. Сонлықтан кристаллық пәнжере кеңислик бойынша шекленбеген образ болып табылады.

Координата басын базы бир ықтыярлы түйинде орналастырып қалеген түйинниң радиус-векторын былай есаплауға болады:

$$\mathbf{r} = n_1 \mathbf{a} + n_2 \mathbf{b} + n_3 \mathbf{c}. \quad (34-1)$$

Бул жерде n_1, n_2, n_3 пүтин санлар (нол болыуы да мүмкин), **a, b, c** векторлары базислик векторлар, ал усы үш вектордың жыйнағы пәнжере базиси деп аталады. Демек **a, b, c** векторларынан туратуғын параллелопипед кристаллық пәнжерениң элементар қутышасы деп аталады. Егер n_1, n_2, n_3 пүтин санлары $-\infty$ ден $+\infty$ ге шекемги мәнислердің барлығын қабыл ететуғын болса (34-1) менен анықланған радиус-вектордың ушы барлық түйинлерде болып шығады.

О.Бравэ 1848-жылы кристаллық курылыстың барлық көплигин кристаллық пәнжерениң 14 типі жәрдемінде тәриплеудің мүмкинлигин көрсетти. Бул пәнжерелер Бравэ пәнжерелери деп аталып, олар бир биринен элементар қутышаларының формалары хәм орайласыуы бойынша айырылады. Пәнжере түйини элементар қутышалардың төбелери менен қатар қаптал бетлерінде, орайында да болыуы мүмкин. Усыған байланысly қутышалардың (пәнжерениң) орайласыуына қарай пәнжерелер былайынша төртке бөлинеди:

a. Түйин тек ғана элементар бөлекшениң төбелерінде жайласады. Бундай жағдайда пәнжерени әпиұйы пәнжере деп атаймыз хәм P хәрипи менен белгилеймиз.

b. Түйин элементар қутышаның төбелерінде хәм X, Y ямаса Z көшерлерине перпендикуляр болған қапталлары орайларында да жайласады. Бундай жағдайда базада орайласқан пәнжереге ийе боламыз. Мысалы X көшерине перпендикуляр қаптал орайласқан болса A пәнжере, Y көшерине перпендикуляр бет орайласса B пәнжере хәм Z көшерине перпендикуляр бет орайласқан жағдайда C пәнжереге ийе боламыз.

c. Түйин элементар қутышаның төбелерінде хәм орайында жайласады. Бундай пәнжере көлемде орайласқан пәнжере деп аталады хәм I хәрипи менен белгиленеди.

d. Түйинлер элементар қутышалардың төделерінде хәм қаптал бетлери орайларында жайласады. Бундай жағдайда F хәрипи менен белгиленетуғын қапталдан орайласқан пәнжереге ийе боламыз.

Бравэ қутышасын сайлап алыу ушын төмендегидей үш шәрт қойылады:

1) элементар қутышаның симметриясы кристалдың симметриясына сәйкес келиуі, ал элементар қутышаның қабырғалары пәнжерениң трансляциялары болыуы керек;

2) элементар қутыша максимал мүмкин болған туұры мүйешлерге, бир бирине тең болған мүйешлерге хәм қабырғаларға ийе болыуы керек;

3) элементар қутыша минималлық көлемге ийе болыуы керек.

Усындай шәртлер тийкарында 7 түрли сингонияға (сингония сөзи уқсас мүйешлер деген мәнини аңартады) ийе элементар қутышалар хәм 14 типтеги Бравэ пәнжерелери курылады.

Дәслеп 8 түрлі сингониядағы элементар қутышалардың параметрлері менен танысамыз:

Сингония	Трансляциялар	Мүйешлер	Пәнжере типі
Кублық	$a = b = c$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	P, I, F
Тетрагонал	$a = b \neq c$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	P, I
Гексагонал	$a = b \neq c$	$\alpha = \beta = 90^\circ, \gamma = 120^\circ$	P
Тригонал (ромбоэдрлік)	$a = b = c$	$\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$	P
Ромбалық	$a \neq b \neq c, a \neq c$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	P, C, I, F
Моноклинлік	$a \neq b \neq c, a \neq c$	$\alpha \neq \gamma \neq 90^\circ, \beta = 90^\circ$ $\alpha \neq 90^\circ$	P, B
Тригоналлық	$a \neq b \neq c, a \neq c$	$\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^\circ$ $\alpha \neq 90^\circ, \beta \neq 90^\circ$	P

Атомлық тегисликлерді белгілеу. Кристалда хәр қайсысының бетінде шексіз көп атомлар жайласқан шексіз көп тегисликлерді жүргізіу мүмкін. Өз ара параллель болған тегисликлерді тәріплеу үшін олардың біреуін сайлап алыу жеткілікті.

Тууры сызықты (тууры мүйешлі болуы шәрт емес) координаталардағы қалеген тегисликтің теңлемесі

$$x/|OA| + y/|OB| + z/|OC| = 1$$

түріне ийе болады (сызылмада келтирилген). Жоқарыдағы формуладағы $|OA|$, $|OB|$, $|OC|$ шамалары пүтин санлар етип алыныуы керек. Сонлықтан

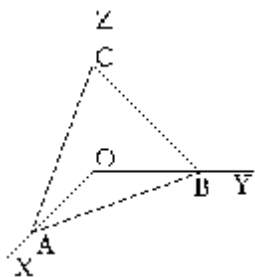
$$x/|OA| + y/|OB| + z/|OC| = 1$$

теңлемесінің орнына

$$hx + ky + lz = D$$

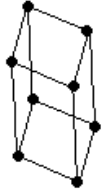
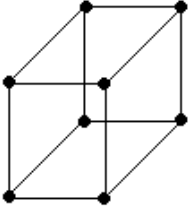
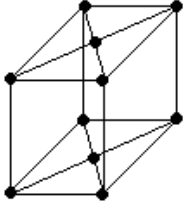
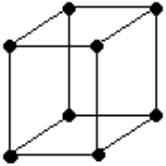
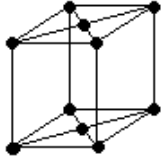
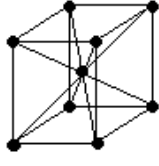
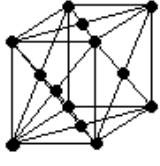
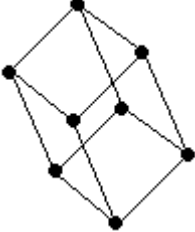
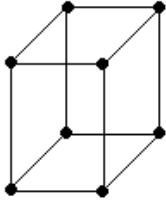
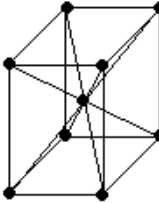
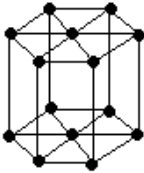
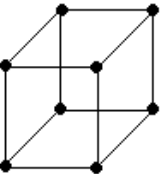
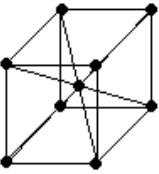
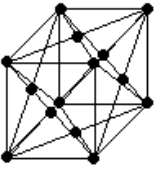
теңлемесін алыу мүмкін. Бул теңлемедегі h, k, l шамалары пүтин мәніске ийе болады хәм **Миллер индекслери** деп аталады хәм $(hk1)$ түрінде жазылады.

Бағытларды белгілеу. $(hk1)$ кристаллографиялық тегисликлеріне перпендикуляр болған кристаллографиялық бағыт сол хәриплер менен белгиленеди хәм квадрат қаусырмаға алынады: $[hk1]$.



Тегисликлердің Миллер индекслерін табыуға мүмкіншилик беретугын сүүрет.

14 типтегі Бравэ пәнжерелери хақында мағлыұмат

Сингония	Пәнжере типии			
	Әпиұайы	Базада орайласқан	Көлемде орайласқан	Қапталда орайласқан
Триклинлик				
Моноклинлик				
Ромбалық				
Тригоналлық (ромбоэдрлик)				
Тетрагоналлық				
Гексагоналлық				
Кублық				

19-санлы лекция. Қатты денелердің жыллылық сыйымлығы. Қатты денелердің жыллылық кеңейіуі

Класлық деп аталыушы дәслепки теориялар хәм олардың нәтийжелери. Дюлонг-Пти нызамы. Эйнштейн модели. Эйнштейн температурасы. Эйнштейн теориясының кемшилиги. Элементар қозыулар. Нормал модалар. Фононлар. Дебай модели. Дисперсиялық қатнас. Модалар санын анықлау. Дебай температурасы.

Класлық деп аталыушы дәслепки теориялар хәм олардың нәтийжелери. Атомлары өзлеринің тең салмақлық аұхаллары этирапында бир биринен ғәрезсиз өз-ара перпендикуляр үш тегисликте тербелетуғын қатты дене модель сыпатында қабыл етиледі. Тербелиуши атомлар ямаса молекулалар усы өз-ара перпендикуляр бығытларға қарата сызықлы осциллятор болып табылады. Энергияның еркинлик дәрежелери бойынша теңдей бөлистирилиу нызамы бойынша хәр бир осциллятор kT энергиясына ийе болады. Бул энергия $(1/2)kT$ кинетикалық хәм $(1/2)kT$ потенциал энергиядан турады.

Демек n атомнан туратуғын дене жыллылық қозғалыслары нәтийжесінде

$$U = 3n k T \quad (1)$$

энергиясына ийе болады. Бул дененің жыллылық сыйымлығы

$$C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = 3nk. \quad (2)$$

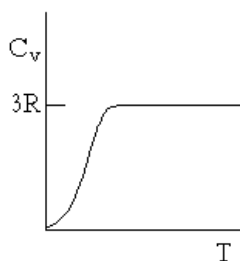
Демек қатты дененің жыллылық сыйымлығы турақлы шама болады. Егер заттың молекулаларының моли алынатугын болса, онда $n = N_A$, $nk = R$ - моллик газ турақлысы. Ондай болса (2) ден моллик жыллылық сыйымлығының $3R$ ге тең екенлиги хәм температурадан ғәрезсизлиги келип шығады. Бул **Дюлонг-Пти нызамы** болып табылады.

Экспериментлер	төменги	температураларда	қатты	дененің
жыллылық	сыйымлығының	$C_V \sim T^3$	нызамы	бойынша
умтылатуғынлығын көрсетеди.				

Қатты денелердің экспериментлерде алынған жыллылық сыйымлығы сүүретте көрсетилген. Жыллылық сыйымлығының усындай ғәрезлиги тек метал емес қатты денелерде орын алады. Бундай денелердеги бирден бир энергия атом ямаса молекулалардың тең салмақлық халы дөгерегіндеги тербелислери болып табылады. Металларда болса еркин электронлар болып, олар да жыллылық сыйымлығына өзлеринің үлесін қосады. Бирақ бул үлес онша үлкен емес. Себеби жыллылық қозғалысларына энергиясы Ферми бети энергиясы жақын болған электронлар ғана қатнасады. Тек тийкарғы жыллылық сыйымлығы күшли кемейетуғын төменги температураларда электронлық жыллылық сыйымлығы ең баслы жыллылық сыйымлығына айланады.

Эйнштейн модели. Жыллылық сыйымлығының температураға ғәрезлигін түсиндириу мақсетінде А.Эйнштейн 1907-жылы қатты денелерди пайда ететуғын осциллятордың энергияларының дискретлигін есапқа алыуды усынды. 1900-жылы М.Планк абсолют қатты дененің нурланыуын түсиндириу ушын усындай усыныс жасаған еді. О.Д.Хвольсон бул хаққында былай жазады:

“Электродинамика көз-қарасы бойынша Planck гипотезалары материаллық денелер тәрепинен нур энергиясы менен алмасыу, яғный нур энергиясын шығарыу менен жутыу секириу менен әмелге асатуғынлығы тастыйықлауға алып келеді. Қала берсе Planck тиң биринши теориясы бойынша (1901-жыл) дене энергияны пүтин сан еселенген $\varepsilon = h\nu$ шамасына тең муғдарда жута алады ямаса шығара алады. Хвольсон бойынша n тербелислер саны, h базы бир универсал шама. Ал Planck тың екнши теориясы бойынша (1909-жыл) тек ғана энергияның шығарылыуы бул нызамға бағынады, ал жутыу болса үзликсиз әмелге асады... Planck тың биринши теориясы бойынша абсолют нол температурадағы энергия нолге, ал екнши теорияда шекли шамаға тең”.



Метал емес қатты дененің жыллылық сыйымлығының температураға ғәрезлилиги.

Хвольсон бойынша “1907-жылы Einstein ниң усы мәселеге қатнасы бар биринши жумысы жарық көрди. Оның тийкарғы пикири төмендегидей: денелердің молекулалары вибраторлар менен жыллылық тең салмақлығында турады, еки еркинлик дәрежесине ийе вибраторлардың хәр бир еркинлик дәрежесине канша жыллылық энергиясы сәйкес келсе, молекулалардың да хәр бир еркинлик дәрежесине орташа соншама энергия сәйкес келеди. Бундай пикирди Einstein алты еркинлик дәрежесине ийе болатуғын бир атомлы қатты денелерге қолланды. T температурасындағы атомның орташа энергиясы $3i$ ге тең, ал грамм-молекуланың орташа энергиясы $J = 3Ni$ ге тең болуы керек. Яғный

$$J = 3R.$$

Бул аңлатпадан T бойынша туғынды алсақ

$$C_v = 3R \left(\frac{\beta v}{T} \right)^2 e^{\frac{\beta v}{T}} \frac{1}{(e^{\beta v/T} - 1)^2} = 3R F(\beta v) = \Phi(T/\beta v)$$

ямаса

$$C_v = 3R = 3R F(\theta) = 3R \Phi\left(\frac{1}{x}\right)$$

формулаларын аламыз.

Бул формулалар илимде дәслеп жыллылық сыйымлығы хакқындағы, ал кейин жыллылық қубылыстары хакқындағы жаңа дәуирди (эраны) ашты. Жыллылық сыйымлығы C_v температура T ның анық түрдеги функциясы болып шықты”.

Мейли сызықлы осциллятор ийе бола алатуғын энергияның элементар порциясы E ге тең болсын. Усы энергия фотонның энергиясы жийилик пенен қандай болып байланысқан болса, тап сондай болып жийилик пенен байланыссы деп есаплаймыз. Ондай болса

$$E = \hbar\omega. \quad (3)$$

Осциллятордың ең киши энергиясының нолге тең екенлиги хеш қайдан келип шықпайды. Сонлықтан усы ең киши энергияны турақлы шама деп қабыл етемиз хәм E_0 арқалы белгилеймиз. Жыллылық сыйымлығын дәл есаплауда E_0 диң мәниси әхмийетке ийе емес. Сонлықтан осциллятор ийе бола алатуғын энергияның мүмкин болған мәнислери мына түрде жазылады:

$$E_n = E_0 + nE \quad (n = 0, 1, 2, \dots). \quad (4)$$

Осциллятор халының итималлығы Больцман формуласы менен бериледи деп болжағанымыз дурыс болады. Сонлықтан

$$P_n = A \exp[-E_n/(kT)] = A \exp[-(E_0 + nE)/(kT)] \quad (5)$$

екенлигин аламыз. A нормировкаланған турақлы шама. Бул шаманы нормировка шәрти тийкарынан аламыз:

$$P_n = \exp[-E_0/(kT)] \exp[-nE/(kT)] A \sum_{n=0}^{\infty} \exp[-nE/(kT)] = 1. \quad (6)$$

Енди осциллятордың орташа энергиясын есаплау мүмкин:

$$\langle E \rangle = \langle E \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} E_n P_n = E_0 + \left\{ E \sum_{n=0}^{\infty} n \exp[-nE/(kT)] \right\} / \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \exp[-nE/(kT)] \right\}. \quad (7)$$

Геометриялық прогрессия ушын формуладан:

$$\sum_{n=0}^{\infty} \exp[-nE/(kT)] = \{1 - \exp[-E/(kT)]\}^{-1}. \quad (8)$$

Бұл теңліктің екі тәрепін де E бойынша дифференциаллап ийе боламыз:

$$\sum_{n=0}^{\infty} n \exp[-nE/(kT)] = \exp[-E/(kT)] \{1 - \exp[-E/(kT)]\}^{-2}. \quad (9)$$

Енді (7) төмендегідей түрге ийе болады:

$$\langle E \rangle = E_0 + \frac{E}{\exp[E/(kT)] - 1}. \quad (10)$$

Буннан осцилляторлардың бір молинің энергиясы үшін аламыз:

$$U = 3N_A \langle E \rangle = 3N_A E_0 + \frac{3N_A E}{\exp[E/(kT)] - 1}. \quad (11)$$

Бундай жағдайда тұрақты көлемдегі жыллылық сыйымлығы:

$$C_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_v = 3N_A k \left(\frac{E}{kT} \right)^2 * \exp\left(\frac{E}{kT} \right) / \{ \exp\left(\frac{E}{kT} \right) - 1 \}^2. \quad (12a)$$

Бұл **жыллылық сыйымлығы үшін Эйнштейн формуласы** болып табылады. Бұл формуладан жеткілікті дәрежеде жоқары температураларда (яғни $T \rightarrow \infty$ болғанда) C_v

$$\rightarrow 3R, \text{ ал } T \rightarrow 0 \text{ де } C_v \rightarrow 3R \left(\frac{E}{kT} \right)^2 * \exp\left(-\frac{E}{kT} \right) \rightarrow 0.$$

Эйнштейн формуласы. E «энергияның элементар порциясы» қатты дененің қасиетіне байланыссыз болады. Дененің «қаттылығы» артқан сайын бұл энергияның мәнісі артады, себебі тербеліс жиілігі ω ның артыуы керек. Бұл энергияны **Эйнштейн температурасы** жәрдеминде былайынша тиккелей тәріпплеу қабыл етілген:

$$k\theta_E = E. \quad (12b)$$

Енді формула (12a) былай жазылады:

$$C_v = \{ 3R(\theta_E/T)^2 \exp(\theta_E/T) / [\exp(\theta_E/T) - 1]^2 \}. \quad (12b)$$

Эйнштейн теориясының кемшіліктері. Санлық жақтан (12a) эксперимент пенен сәйкес келмейді. Бұл формула бойынша температура нөлге жақынлағанда жыллылық сыйымлығы $C_v \sim \exp[-E/(kT)]$ - экспонента бойынша кемейіуі керек, ал эксперимент болса $C_v \sim T^3$ екенлігін көрсетеді. Солай етип

Эйнштейн формуласы жыллылық сыйымлығын есаплау үшін жараммайды. Сондықтан бұл формула басқа формула менен алмастырылуы керек.

Эйнштейн бойынша қатты дене хәр биринің энергиясы $E = \hbar\omega$ болған бір биринен ғәрезсіз сызықты осцилляторлардың жыйнағы болып табылады. Демек газдегі молекулалардың қозғалысындай қатты денелердегі атомлар ямаса молекулалардың қозғалыстары Эйнштейн бойынша бір биринен ғәрезсіз. Бундай моделдің қабыл етилиуінің өзі қәтелік.

Қатты денелердің атомларының қозғалысын бір биринен ғәрезсіз деп қарау надурис болып табылады. Олардың коллективтік өз-ара тәсірлесиуін дыққатқа алыу керек. Усындай тәсірлесиуді есапқа алыу эксперимент пенен толық сәйкес келетуғын жыллылық сыйымлығы теориясының пайда болыуын тәмийінлейді.

Элементар қозыулар. Қатты денені құрайтығын атомлар системасы 0 K де ең киши энергия менен өзінің тийқарғы халында турады. 0 K қасындағы жыллылық сыйымлығын талқылау үшін сол температурада атомлар системасы ийелей алатуғын энергиялардың мәніслері табыу керек. Энергия беріудің нәтижесінде базы бір атом өзінің тең салмақтық халынан белгили бір бағытта шығады деп есаплаймыз. Усы атомды өзінің тең салмақтық халына ийтериуші күш қонысылас атомлар тәрепинен тәсір ететуғын

ийтерий күши болып табылады. Солай етип өзинің тең салмақтық халынан шыққан атом белгили бир күш пенен қоңысы атомларға тәсир етеди. Нәтийжеде сол атомлар да өзлеринің тең салмақтық халларынан шығады хәм бир атомның қозғалысы қатты денеде толқын түрінде тарқалады. Сонлықтан қозғалыс коллективлик түрге ийе болады.

Атомлардың усындай коллективлик қозғалысы қатты денедеги сес толқыны болып табылады. Солай етип сес тербелислери элементар қозыўлар болып табылады.

Нормал модалар. Жоқарыдағыдай болып тәсирлесетуғын атомлар системасы байланысқан осцилляторлар жыйнағы түрінде қаралады. Бундай жағдайда атомлар системасының қәлеген қозғалысы нормал тербелислер ямаса системаның нормал модалары суперпозициясы сыпатында көрсетиледи. Нормал модалардың хәр қайсысы өзинің жийилигине ийе болады, яғный ω_i жийилиги модасы

$$E_i = \hbar \omega_i. \quad (13)$$

энергиясына ийе болады (E_0 қалдырылған). Қатты денеде усы моданың бир-еки (бир-екиден артық болыўы да мүмкин) тербелиси қозады. Егер усы моданың n тербелиси қозған болса

$$E_{in} = n \hbar \omega_i. \quad (14)$$

Берилген мода менен E_{in} энергиясының байланыслы болыўы Больцман бөлистирилиўине бағынады деп есаплаймыз хәм сонлықтан

$$P_{in} = A \exp[-E_{in}/(kT)] = A \exp[-n \hbar \omega_i / (kT)] \quad (15)$$

Берилген мода тербелислеринің орташа саны

$$\langle n_i \rangle = \langle E_{in} \rangle / (\hbar \omega_i) = 1/(\hbar \omega_i) \sum n \hbar \omega_i P_{in} = \frac{1}{\exp(\hbar \omega_i / kT) - 1}. \quad (16)$$

Ендитолық энергияны есаплаў нормал модалар жийиликлерімен енолардың санын есаплаўға алып келинди.

Фононлар.

Жийилиги ω болған тербелис модасыменен байланыслы энергия ушын жазылған (13)

формуласы усындай моданы квазибөлекше сыпатында қараў хакқында пикирди пайда етеди.

Сес тербелислери модалары менен байланысқан усындай квазибөлекше **фонон** деп аталады. Фонон түсинигин пайдаланыў талқылаўларды аңсатластырады және математикалық есаплаўларда да бирқанша жеңиллик пайда етеди. Фотонлар ушын қолланылған бирқанша математикалық операциялар фононлар ушын да жемисли түрде қолланылады. Себеби еки жағдайда да бирдей болған толқынлық процеске ийе боламыз. Бірақ бул процесслердің физикалық мәніси пүткіллей хәр қыйлы. Сонлықтан:

Фотонларды айқын энергияға ийе хәм өзінше тәбиятқа ийе, жеке түрде жасай алатуғын бөлекшелер сыпатында деп қараў мүмкиншилигин фононлар ушын қоллана алмаймыз. Себеби фононлар сондай қәсийетлерге ийе бөлекшелер болып табылмайды. Сонлықтан да фононлар квазибөлекшелер деп аталады. Физикада фононлардан басқа магнонлар, поляритонлар, экситонлар х.т.б. деп аталатуғын квазибөлекшелер белгили.

Дебай модели. Қатты денелерде хәр қандай тезликлерге ийе бойлық хәм көлденең толқынлардың таралыўы мүмкин. Көлденең толқынлар өз-ара перпендикуляр болған еки түрлі бағытқа ийе поляризацияға ийе болыўы мүмкин. Сонлықтан үш поляризацияға ийе узын толқынлы сес толқынларының модалары хакқында айтыўға болады.

Эпиўайылық ушын изотроп қатты дене жағдайына итибар беремиз. Хәр бир поляризация ушын модалар санын есаплаў бирдей. Дебайдың жыллылық сыйымлығы теориясы қатты дененің сес толқынлары модаларын есаплаўға тийкарланған.

Жийиликти $\omega = 2\pi/T$ хәм толқынлық санды $k = 2\pi/\lambda$ деп белгилеймиз. λ - толқын узынлығы, T - тербелис дәуири. Бундай жағдайда жийилик пенен толқын саны арасындағы қатнасты тәриплейтуғын

$$\omega = \pm vk \quad (7)$$

формуласы **дисперсиялық қатнас** деп аталады. Бул формуладағы $v^2 = \partial p / \partial \rho$ - басымнан тығызлық бойынша алынған дара туыңды, v - толқынның тарқалыу тездиги. (17) де көлденең хәм бойлық толқынлар бирдей v тездиги менен тарқалады деп есапланған. Сонлықтан изотроп қатты денелер жағдайында дисперсиялық қатнас әпиуайы түрге ийе болады. Басқа жағдайларда қурамалы формулалардаң алыныуы мүмкин. Бул қатнас толқынлық санлар белгили болғанда модалар жийиликлерин хәм сол жийиликлерге сәйкес хәр бир моданың энергияларының мәнислерин анықлауға мүмкиншилик береді.

Модалар санын анықлау. Шекли өлшемлерге ийе болған денелерде турғын толқынлар пайда болады. Денениң шегарасы еркин тербеледі хәм бул жерде хеш қандай кернеулер пайда болмайды. Көлеми 1^3 қа тең болған куб тәризли дене алайық. Координата басын кубтың төбелериниң бирине жайластырамыз. X көшери бағытындағы тегис турғын толқынларды қараймыз. ξ арқалы тербеліуши ноқаттың тең салмақтық халдан ауысыуын белгилеймиз.

X көшери бағытында v тездиги менен тарқалыушы толқынды тәриплейтуғын дифференциал теңлеме төмендегидей түрге ийе болады:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0. \quad (18)$$

Физикада бул теңлеме толқын теңлемеси деп аталады. Кубтың бетлери еркин болғанлықтан (яғный кубтың бетинде тербеліслер нәтижесинде кернеулер пайда болмайды) бул теңлеме ушын шегаралық шәрт былай жазылады:

$$\left. \frac{\partial \xi}{\partial x} \right|_{x=0 \text{ hәм } x=L} = 0. \quad (19)$$

(34-19) ға сәйкес келиуши (34-18) диң шешими былай жазылады:

$$\xi = \exp(i\omega t) (A \sin kx + B \cos kx). \quad (20)$$

Бул формуладағы ω хәм k дисперсиялық қатнас (17) арқалы байланысқан. (19) дың қанаатландырылыуы ушын (20) да $A = 0$ деп есаплау керек хәм k ға $kL = n\pi$ шәрти қойылады. Бул жерде $n = 1, 2, \dots$. Алынған қатнастар турғын толқынлардың пайда болыуына сәйкес келетуғын толқынлық санлардың дискрет жыйнағын анықлайды. Усы формулаларға сәйкес келиуши формулалар басқа координаталар көшерлери ушын да алынады. Сонлықтан тербеліслер модаларын пайда етиуши турғын толқынлардың төмендегидей толқынлық санларын аламыз:

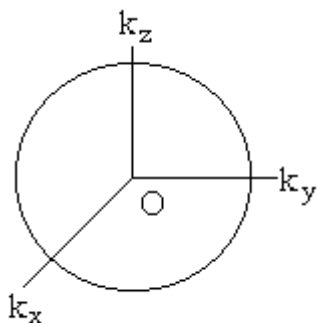
$$\begin{aligned} k_x &= \pi n_x / L & (n_x &= 1, 2, \dots), \\ k_y &= \pi n_y / L & (n_y &= 1, 2, \dots), \\ k_z &= \pi n_z / L & (n_z &= 1, 2, \dots). \end{aligned} \quad (21)$$

n_x, n_y, n_z санлары бир биринен ғәрезсиз мүмкин болған барлық мәнислерине ийе болыуы мүмкин. Енди модалар санын анықлау (n_x, n_y, n_z) санларының хәр қандай жыйнақларының санын анықлауға алып келинди. Басқа сөз бенен айтқанда Декарт координатала рсистемасындағы (n_x, n_y, n_z) ноқатларының санын есаплаймыз.

Тәреплериниң узынлығы $\Delta n_x, \Delta n_y, \Delta n_z$ болған көлемдеги ноқатлар саны $\Delta n_x \Delta n_y \Delta n_z$ көбеймесине қатең. Бул санларға сәйкескелиуши модалар саны

$$dN = \Delta n_x \Delta n_y \Delta n_z = (1/\pi^3) dk_x dk_y dk_z. \quad (22)$$

Бул жерде $\Delta n_x = (1/\pi) dk_x$ қатнасы (21) ден тиккелей алынады. (22) ниң оң тәрепинде dk_x, dk_y, dk_z дифференциаллары жазылған. Себеби L толқын узынлығынан әдеуір үлкен.



Модалар санын анықлау үшін арналған сұрөт.

dN ниң мәнислерин есаплау үшін k_x , k_y хәм k_z лер тек оң мәнислерди қабыл ететуғын болғанлықтан сфералық координаталарға өткен қолайлы болады. (22) де $dk_x dk_y dk_z = (4\pi/8)k^2 dk$ деп болжау керек. Нәтийжеде k дан $k+dk$ интервалындағы модалар саны үшін (22) ден аламыз

$$dN = \frac{4\pi L^3}{(2\pi)^3} k^2 dk. \quad (23)$$

Бул формулада 4π сфералық координаталарда есаплаулардың жүргизилип атырғанлығын аңлатыу үшін бөлиминдеги 2π менен арнаулы түрде қысқартылмаған. Енди (19) дисперсиялық қатнасынан пайдаланамыз. Бул қатнастан

$$k^2 dk = (1/v^3) \omega^2 d\omega. \quad (24)$$

Демек ω менен $\omega + d\omega$ аралығындағы жийиликлерге ие модалар саны

$$dN = \frac{4\pi L^3}{(2\pi)^3 v^3} \omega^2 d\omega. \quad (25)$$

Модалар концентрациясы. Жийиликлер интервалына сәйкес келиуши модалар саны модалар концентрациясы деп аталады:

$$\rho(\omega) = dN/d\omega. \quad (26)$$

Сонлықтан (25) тен

$$\rho(\omega) = \frac{4\pi L^3}{(2\pi)^3 v^3} \omega^2. \quad (27)$$

Усындай есаплауларды көлденең толқынлардың хәр бири үшін ислеу мүмкин. Бойлық хәм көлденең толқынлардың тезликлерин сәйкес v_b хәм v_k деп белгилейик. Барлық модалардың концентрациясы айырым модалар концентрациясының қосындысынан турады деп есаплап

$$\rho(\omega) = \frac{4\pi L^3}{(2\pi)^3} (1/v_b^3 + 2/v_k^3) \omega^2 \quad (28)$$

екенлигине ие боламыз.

Қатты денелердің атомлық-кристаллық қурылысын есапқа алмағанлықтан (28) жүдә қысқа толқынлар үшін дурыс нәтийже бермейди. Жоқарыдағы есаплауларда денелердің қурылысы көлеми бойынша бир текли үзликсиз деп есапланды. Узынлығы атомлар арасындағы орташа қашықлықлардан әдеуир үлкен болған, ал атомлардың тең салмақтық халдан ауысуы үлкен болмаған толқынлар үшін (34-28) дурыс нәтийже береді. Усы жағдай қатты денелердің төменги температуралардағы жыллылық сыйымлығын есаплау үшін керек.

Температура хәм kT жүдә төмен болғанда (28) $\hbar\omega \gg kT$ болған жийиликлерге шекемги жийиликлер үшін дурыс нәтийже береді. Бул областта (16)-формуладағы бөлшектің бөлиминдеги $\exp \frac{\hbar\omega}{kT}$ үлкен мәниске ие хәм жоқары жийиликли модалардың орташа саны экспоненциал аз. Сонлықтан бул модалардың улыуа энергияға қосқан үлеси

де аз. Сонлықтан (28)-формуланы жоқары жийиликли модалар ушын пайдаланыўға болады.

Төменги температуралардағы жыллылық сыйымлығы. Жыллылық энергиясы менен байланысқан тербеліслердің барлық модаларының толық энергиясы

$$U = \int_0^{\infty} \langle n(\omega) \rangle \rho(\omega) d\omega d\omega = \frac{4\pi L^3 \hbar}{(2\pi)^3} \left(\frac{1}{v_b^3} + \frac{2}{v_k^3} \right) * \int_0^{\infty} \frac{\omega^3 d\omega}{\exp[\hbar\omega/(kT)] - 1} =$$

$$= \frac{4\pi L^3}{(2\pi \hbar)^3} \left(\frac{1}{v_b^3} + \frac{2}{v_k^3} \right) (kT)^4 \int_0^{\infty} \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1}.$$

$\int_0^{\infty} \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1}$ интегралы комплекс өзгериўши функциялары усыллары менен есапланыўы

мүмкин хэм ол $\pi^4/15$ ке тең.

(34-29) жыллылық сыйымлығын есаплаўға мүмкиншилик береді:

$$C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V \sim T^3. \quad (30)$$

Жыллылық сыйымлығының температурадан усындай ғәрезилиги 0 К ге жақын температуралардағы экспериментлер нәтижелерине сәйкес келеді.

Дебай температурасы. Жоқарыда келтирилген барлық есаплаўлар жеткиликли дәрежеде узын болған толқынлар ушын дурыс. Сонлықтан (28) де жүдә жоқары емес жийиликлер ушын дурыс. Бирақ жоқары жийиликтеги толқынлардың жыллылық сыйымлығына қосатуғын үлесі хакқындағы ескертиўлерди есапқа алып бул формуланы жоқары жийиликли толқынларға қолланғанда да үлкен қәтелик жиберилмейтуғынлығын аңғарыўға болады. Сонлықтан бул формуланы ең үлкен болған ω_{\max} жийиликлерине шекемги толқынлар ушын қолланамыз. Бундай жағдайда модалардың толық саны $3N_A$ ға тең болыўы керек. Демек

$$3N_A = \int_0^{\omega_{\max}} \rho(\omega) d\omega. \quad (31)$$

Жийилик ω_{\max} ның мәніси материалдың серпимли қәсийетлерине байланысly. Соның менен бирге ω_{\max} шамасы поляризацияның хәр қандай бағытлары ушын да хәр қандай мәніске ийе болыўы керек. Бирақ (31) формуласын әпиўайыластырыў ушын базы бир орташаланған максимал жийилик алынған. (28) ди (31) ге қойып

$$\omega_{\max} = 2\pi \langle v \rangle \left(\frac{3N_A}{-4\pi L^3} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (32)$$

екенлигине ийе боламыз. Бул жерде $\langle v \rangle$ шамасы $\left(\frac{1}{v_b^3} + \frac{2}{v_k^3} \right) = 3/(\langle v \rangle)^3$ формуласы жәрдемінде алынған сестің орташа тезлиги. (31) жәрдемінде алынған максималлық жийиликти Дебай температурасы θ_D арқалы аңлатады:

$$k\theta_D = \hbar\omega_{\max}. \quad (33)$$

Әдетте Дебай температурасы 100 ден 1000 К ге шекемги интервалда жатады. Мысалы мыс (Cu) ушын $\theta_D = 340$ К, ал алмаз ушын $\theta_D \approx 2000$ К.

Қәлеген температурадағы жыллылық сыйымлығы. (29) дағы U есапланғанда ω_{\max} есапқа алынбады. Есапқа алған жағдайда

$$U = \frac{12\pi L^3}{(2\pi \hbar)^3 (\langle v \rangle)^3} \int_0^{\omega_{\max}} \frac{\omega^3 d\omega}{\exp[\hbar\omega/(kT)] - 1} \quad (34)$$

формуласын аламыз. Бул жерде $\langle v \rangle$ ның шамасы $\frac{1}{v_b^3} + \frac{2}{v_k^3} = \frac{3}{(\langle v \rangle)^3}$ формуласы жәрдемінде есапланады.

$$\xi = \frac{h\omega}{kT}$$

өлшем бірлігі жоқ өзгеріушіге өтеміз. Бундай жағдайда (33) ти есапқа алып

$$U = 9N_A kT \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 \int_0^{\theta_D/T} \frac{\xi^3 d\xi}{\exp \xi - 1} \quad (35)$$

аңлатпасына ийе боламыз. Жыллылық сыйымлығын (35) ти интеграллау жәрдеминде табылады. $T \ll \theta_D$ болғанда интегралдың жоқарғы шегі ∞ ке шекке тарқалады хәм $C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V \sim T^3$ аңлатпасын аламыз.

$T \gg \theta_D$ жағдайында интегралдың жоқарыдағы шегі нолге тең. Бундай жағдайда $\exp \xi \approx 1 + \xi$ хәм

$$U = 9N_A kT \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 \int_0^{\theta_D/T} \frac{\xi^3 d\xi}{\xi} = N_A kT = 3RT. \quad (36)$$

Демек жоқары температуралардағы жыллылық сыйымлығы ушын Дюлонг-Пти нызамы $C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = 3R$ ди аламыз.

Қатты денелердің жыллылық кеңейіуі. Температура жоқарылағанда көпшилик қатты денелердің көлеминің үлкейетуғынлығы белгили кубылыс. Бул кубылысты **жыллылық кеңейіуі** деп атаймыз. Қыздырғанда қатты денелердің көлеминің үлкейіуі себеплерин қараймыз.

Кристалдың көлеминің үлкейіуі атомлар арасындағы орташа қашықтықтың өсіуіне байланыслы екенлиги хәммеге түсиникли. демек температураның өсіуі атомлар арасындағы қашықтықларыдың өсіуіне алып келеди деп жуумақ шығарамыз. Ал қыздырғанда атомлар арасындағы қашықтықтық үлкейіуі қандай себеплерге байланыслы деген сорау қойылады.

Кристалдың температурасының артыуы менен атомлардың жыллылық тербеліслеринің энергиясы да артады. Нәтийжеде бул тербеліслердің амплитудалары үлкейеди.

Егер атомлардың тербеліси гармоникалық болғанда, онда қоңысылас атомлар арасындағы орташа қашықтық өзгермеген хәм жыллылық кеңейіуі бақланбаған болар еди. Ал хақыйқатында кристалды кураушы атомлар гармоникалық тербеліс жасамайды. Бул жағдай сүүретте көрсетилген.

Сүүретте R_0 аралығы атомлар арасындағы ең төмен температуралардағы орташа қашықтыққа сәйкес келеди. Бул жағдайда тербеліс қатаң гармоникалық болды. Температураның өсіуі менен атомның да энергиясы өседі. Сонлықтан дәслеп $k1m$ сызығы бойынша тербеліс жасайтуғын атом $k'1'm'$ сызығы бойынша тербеліс жасай баслайды. Бул сызықлардың ортасы (қара ноқатлар менен көрсетилген) R_0 шамасынан үлкен болады.

Сүүретте температура қаншама жоқары болса энергия U дың мәнисинің жоқарылайтуғынлығы хәм соған сәйкес атомлар арасындағы орташа қашықтықтың үлкейетуғынлығы көринип тур. Басқа сөз бенен айтқанда температура көтерілген сайын атомлар арасындағы тартысу күшине салыстырғанда ийтерисиу күши үлкейеди.

Демек **атомлардың тербеліуіндеги ангаромнизмнің** салдарынан жыллылық кеңейіуі жүзеге келеди екен. Кристаллық денелерди курайтуғын атом ямаса молекулалар гармоникалық тербеліс жасайтуғын болғанда жыллылық кеңейіуі болмаған болар еди.

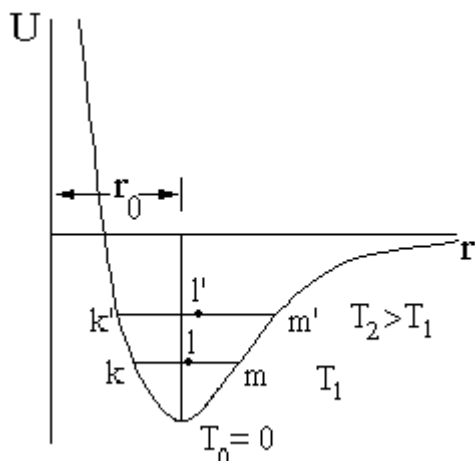
Жыллылық кеңейіуі санлық жақтан сызықты хәм көлемлик кеңейіуі коэффициентлери менен тәриплениди. Мейли 1 узынлығындағы дене температура ΔT

шамасына көтерілгенде өз ұзындығын ΔQ шамасына өзгертетуге болсын. Сызықты кеңейіу коэффициенті былай анықланады:

$$\alpha = \frac{1}{l} \frac{\Delta l}{\Delta T}.$$

Демек сызықты кеңейіу коэффициенті температура бір градусқа өзгергендегі дене ұзындығының салыстырмалы өзгерісіне тең екен. Тап сол сыяқты көлемлік кеңейіу коэффициенті β былайынша анықланады:

$$\beta = \frac{1}{V} \frac{\Delta V}{\Delta T}.$$



Кристалдағы тербеліуші атомлардың ангармоникалық тербеліс жасайтуғынлығын көрсететуге сүүрет.

Бұл формулалардан дененің T температурасындағы ұзындығы менен көлемі былай анықланатуғынлығы келип шығады:

$$l_T = l_0(1 + \alpha \Delta T), \quad V_T = V_0(1 + \beta \Delta T).$$

Бұл аңлатпаларда l_0 хәм V_0 арқалы дененің дәслепкі ұзындығы менен көлемі белгіленген.

Кристаллардың анизотропиясының салдарынан хәр қыйлы кристаллографиялық бағытларда сызықты кеңейіу коэффициенттері хәр қыйлы мәніске ийе болады. Демек, егер биз кристалдан шар соғып алсақ, температура үлкейгенде ол өзінің сфералық формасын өзгертеді. Улыұма жағдайда шар көшерлері кристаллографиялық бағытлар менен байланысқан **үш көшерлі эллипсоидқа** айланады.

Бұл эллипсоидтың үш көшері бойынша жыллылық кеңейіу коэффициенттері кристалдың **кеңейіуінің бас коэффициенттері** деп аталады. Оларды α_1 , α_2 хәм α_3 арқалы белгілесек, онда кристалдың көлемлік кеңейіу коэффициенті

$$\beta = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3.$$

Кублық симметрияға ийе кристаллар ямаса изотроп денелер үшін

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha \text{ хәм } \beta = 3\alpha.$$

Усындай кристалдан соғалған шар қыздырылғаннан кейін де шар болып қалады (әлбетте диаметрі үлкенірек болған шарға айланады).

Гейпара кристаллар үшін (тетрагональ хәм гексагональ кристалларда)

$$\alpha_1 = \alpha_2 \neq \alpha_3 \text{ хәм } \beta = 2\alpha_1 + \alpha_3.$$

Кристаллардың сызықты хәм көлемлік кеңейіу коэффициенттері температура киши интервалларда өзгергенде, температураның мәнісінің өзі де жоқары болғанда басым көпшілік жағдайларда тұрақлы болып қалады. Ал улыұма жағдайда жыллылық кеңейіу коэффициенті температураға байланыссы өзгереді хәм температура түменлегенде α менен β коэффициенттері температураның кубына пропорциональ киширейеді хәм температура нолге умтылғанда кристаллардың жыллылық сыйымлығы сыяқты олар да нолге умтылады. Бұл жағдай сүүретте көрсетілген $T = 0$ нокатына сәйкес келеді.

Температура абсолют нолге умтылғанда жыллылық кеңейіуінің де, жыллылық сыйымлығының да нолге умтылуы таң қаларлық нәрсе емес. Себеби бұл физикалық

кәсіптерлердің екеуі де атомлардың тербелісі менен байланысly. Сонлықтан жыллылық кеңейіуі менен жыллылық сыйымлығы арасында белгили бир байланыстың болыуы керек. Бул байланысты биринши болып Грюнайзен ашты хам оның аты менен **Грюнайзен нызамы** деп аталады:

Берилген қатты зат ушын жыллылық кеңейіуі коэффициентиниң атомлық жыллылық сыйымлығына қатнасы температурадан ғәрезисиз турақлы шама болып табылады.

Қатты денелердің жыллылық кеңейіу коэффициентлери

Зат	α	Зат	α
Алюминий	$26 \cdot 10^{-6}$	Қалайы	$19 \cdot 10^{-6}$
Гүмис	$19 \cdot 10^{-6}$	Дюралюминий	$22.6 \cdot 10^{-6}$
Кремний	$7 \cdot 10^{-6}$	Молибден	$5 \cdot 10^{-6}$
Темир	$12 \cdot 10^{-6}$	Фосфор	$124 \cdot 10^{-6}$
Вольфрам	$4 \cdot 10^{-6}$	Мыс	$17 \cdot 10^{-6}$
Натрий	$80 \cdot 10^{-6}$	Цинк	$28 \cdot 10^{-6}$

20-санлы лекция. Көшіу процеслери

Релаксация ўақыты. Жыллылық өткізгішлік. Диффузия. Жабысқақлық. Көшіудің улыўмалық теңлемеси. Жыллылық өткізгішлік. Өзинше диффузия. Көшіу процесин тәриплеуши коэффициентлер арасындағы байланыс. Ыақытқа байланысly болған диффузия теңлемеси. Релаксация ўақыты. Концентрация ушын релаксация ўақыты.

Өзи өзине қойылған система жоқары итималлыққа ийе Тең салмақлық халға өтиўге умтылады. Усының салдарынан системаны тәриплеуши параметрлер Тең салмақлық мәнислерине жетеди (Тең салмақлық халдағы мәнислерине жетеди). Бул процесс сәйкес молекулалық белгилердің көшіуи сыпатында тәриплениди.

Өз-өзине қойылған система тең салмақлық халына өтиўге умтылады. Усының нәтижесинде система параметрлери тең салмақлық халға сәйкес келиуши мәнислерине жеткенше өзгереди. Бул процесс сәйкес молекулалық белгилердің көшіуи сыпатында тәриплениди. Системаның тең салмақлық халға жетиуи ушын зәрүр болған ўақыт **релаксация ўақыты** деп аталады.

Системаның Максвелдің тең салмақлық бөлистирилиуинен аўытқыуы ҳәр қандай параметрлер бойынша жүреди. Бул параметрлер ушын ҳәр қыйлы релаксация ўақыты орын алады. Мысалы газдың қурамындағы ҳәр қандай сорттағы молекулалар концентрацияларының, тығызлықлардың ҳәм басқа да параметрлердің тең салмақлық халға өтиуи ҳәр қыйлы ўақыт аралықларында болатугынлығы тәбийий нәрсе.

Система ушын бөлистириудің Максвелл бөлистирилиуине айланыуы ушын кететуғын ўақытты Максвелл **белистирилиуине релаксация ўақыты** ямаса **термализация ўақыты** деп аталады.

Жыллылық өткізгішлік. Тең салмақлық халда системаның (ендигиден былай фазаның деп та атаймыз) барлық ноқатларында температура бирдей мәниске ийе болады. Температураның тең салмақлық халдан аўытқыуының ақыбетинде температураның мәнисин барлық ноқатларда бирдей болып қалатуғындай бағдарларда системаның бир бөлиминен екинши бөлиmine жыллылықтың қозғалыуы жүзеге келеди. Усындай қозғалыстар менен байланысly болған жыллылықтың көширилиуи **жыллылық өткізгішлік** деп аталады.

Газлердің жыллылық өткізгішлігі. Егер газ бір текли қыздырылған болмаса (яғный газдың бір бөлімінде температура жоқары, ал екінші бір бөлімінде температура төмен) температураның теңлесиуі бакланады: газдың көбірек қыздырылған бөліми салқынлайды, ал салқын бөліминің температурасы жоқарылайды. Бул кубылыс газдың көбірек қыздырылған бөліминен кемирек қыздырылған бөлімине жыллылықтың ағысы менен байланысқан. Усындай болып газдеги (басқа да денелердеги) жыллылық ағысының пайда болыуына **жыллылық өткізгішлік** деп атаймыз. Әлбетте, жыллылық ағысы газ молекулаларының илгерилемели қозғалыстарындағы соқлығысулары нәтижесінде әмелге асады. Суйықлықларда болса жыллылық ағысы тербелиуші молекулалардың соқлығысуы нәтижесінде жүзеге келеди. Жоқары энергияға ийе молекулалар үлкен амплитудаға ийе тербелислерге қатнасады. Олар амплитудалары киши молекулалар менен соқлығысқанда оларды күшлірек тербелтеди хәм өз энергиясының бір бөлімин береди.

Жыллылық ағысы бағыты температураның төменлеу бағытына сәйкес келеди. Тәжірийбе жыллылық ағысы Q дың температура градиентине пропорционал екенлигин көрсетеди, яғный

$$Q = - \chi (dT/dx).$$

Бул аңлатпадағы χ жыллылық өткізгішлік коэффициенті деп аталады. Жыллылық ағысы деп майданның бір бирлиги арқалы уақыт бирлигинде ағып өтетуғын жыллылық мұғдарын түсінемиз.

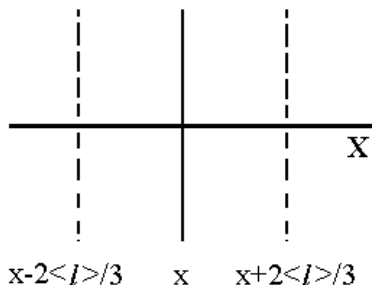
СИ бирліклер системасында жыллылық өткізгішлік коэффициенті Дж/м·с·К ямаса Вт/м·К бирлигине, ал СГС системасында эрг/см·с·К бирлигине ийе. Техникада болса χ ушын кДж/м·саат·К өлшем бирлиги көбірек қолланылады.

Диффузия. Тең салмақлық халда фазаны қураушы хәр бир компонентинің тығызлықтары хәр бир нокатта бирдей мәніске ийе болады. Тығызлықтың тең салмақлық халдан ауытқыуы нәтижесінде заттың компонентлеринің қозғалысы басланады хәм бул қозғалыс тең салмақлық халға өткенше дауам етеди. Усы қозғалысқа байланыслы болған заттың система бойынша көшіуі **диффузия** деп аталады.

Жабысқақлық. Тең салмақлық халда фазаның хәр қандай бөлімлері бир бирине салыстырғанда тынышлықта турады. Олардың бири басқа бөлімлерге салыстырғанда қозғалысқа келтирилген жағдайда усы қозғалыушы бөлімнің тезлигин кемеитиуге бағдарланған күшлеп пайда болады. Яғный **тормозланыу** ямаса **жабысқақлық** пайда болады деп айтамыз. Газлердеги жабысқақлық (тормозланыу) қозғалыушы хәм қозғалмайтуғын қатламлар (бөлімлер) арасындағы импульслер алмасыуға (яғный тәртіплескен қозғалыс импульсинің көшіуіне) алып келинеди.

Сонлықтан газлер менен суйықлықлардағы сүйкеліс күшлеринің пайда болыуы көшіу процеслерине, атап айтқанда молекулалардың тәртіплескен қозғалысы импульсының көшіуіне байланыслы болады.

Газлердеги көшіудің улыуа теңлемеси. Мейли G бир молекулаға сәйкес келиуші базы бир молекулалық қәсийетті тәріплесин. Бул қәсийет энергия, импульс, концентрация, электр заряды хәм басқалар болыуы мүмкин. Тең салмақлық халда G барлық көлем бойынша бирдей мәніске ийе болатуғын жағдайда G ның градиенті орын алғанда усы шаманың кемеитиу бағытындағы қозғалысы басланады.



2-43 сүүрет. Көшіудің улыуа теңлемесін келтиріп шығаруу ушын арналған сүүрет.

Мейли X көшери G ның градиенті бағытында бағытланған болсын (сүүретте көрсетілген). Соңғы соқлығысудан кейін dS майданын кесип өтетуғын молекулалардың

жүрген жолының орташа мәнісі $\frac{2}{3} < 1 >$ шамасына тең. Көпшилик жағдайларда бұл шама жеткілікті дәрежеде аз хәм сонлықтан dS тен $\frac{2}{3} < 1 >$ қашықтығындағы G ның мәнісін былай жазамыз:

$$G\left(x \pm \frac{2}{3} < 1 >\right) = G(x) \pm \frac{2}{3} < 1 > \frac{\partial G(x)}{\partial x}. \quad (37-1)$$

Бұл жерде x нокатындағы Тейлор қатарына жайғандағы бирінші ағза менен шекленілген.

X көшери бағытындағы молекулалар санының ағысы $n_0 < v > / 4$ ке тең. Демек X көшеринің теріс тәрәпинде G ның dS майданы арқалы ағысы

$$I_G^{(-)} = -\frac{1}{4} n_0 < v > \left\{ G(x) + \frac{2}{3} < 1 > \frac{\partial G(x)}{\partial x} \right\}, \quad (37-2)$$

ал X көшеринің оң бағыты үшін бұл аңлатпа

$$I_G^{(+)} = -\frac{1}{4} n_0 < v > \left\{ G(x) - \frac{2}{3} < 1 > \frac{\partial G(x)}{\partial x} \right\} \quad (37-3)$$

түрине ийе болады.

Демек қосынды ағыс ушын төмендегідей теңдеме аламыз:

$$I_G = I_G^{(+)} + I_G^{(-)} = -\frac{1}{3} n_0 < v > < 1 > \frac{\partial G}{\partial x}. \quad (37-4)$$

Бұл теңдеме G муғдарының **көшіуінің тийкаргы теңдемеси** болып табылады.

Жыллылық өткізгішлік. Бұл жағдайда G бир молекулаға сәйкес келиуіш жыллылық қозғалысының орташа энергиясы. Егер бир нокаттан екінші нокатқа өткенде температура өзгеретуғын болса жыллылық өткізгішлік те өзгермели шама болып табылады. Бундай жағдайда жыллылық ағысы I_G шамасын I_g арқалы белгилеймиз. Еркинлік дәрежеси бойынша теңдей бөлистирилиу теоремасынан

$$G = \frac{i}{2} kT = \frac{i}{2} \frac{k N_A}{N_A} T = \frac{i}{2} \frac{R}{N_A} T = \frac{C_v}{N_A} T. \quad (37-5)$$

Бундай жағдайда көшіу теңдемеси (37-4) мынадай түрге ийе болады:

$$I_G = -\frac{1}{3} n_0 < v > < 1 > \frac{C_v}{N_A} \frac{\partial T}{\partial x} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (37-6)$$

$$\lambda = \frac{1}{3} n_0 < v > < 1 > \frac{C_v}{N_A} = \frac{1}{3} \rho < v > < 1 > c_v \quad (37-7)$$

жыллылық өткізгішлік деп аталады. $\rho = n_0 m$, $c_v = C_v / (N_A m)$ шамалары сәйкес газдің тығызлығы хәм турақлы көлемдегі газдің салыстырмалы жыллылық сыйымлығы. (37-6) **жыллылық өткізгішлік үшін Фурье теңдемеси** ямаса **Фурье нызамы** деп аталады.

Жыллылық өткізгішлік хақындағы тәлімат XVIII әсирдің екінші ярымында рауажлана баслады хәм Ж.Б.Ж.Фурьенің (1768-1830) 1822-жылы баспадан шыққан «Жыллылықтың аналитикалық теориясы» кітабында тамамланды.

Жыллылық өткізгішлік әдетте көплеген усыллар менен өлшенеди. Молекуланы қатты сфера тәрізлі дене деп $< 1 >$ ди молекула радиусы r_0 арқалы аңлатыуға болады. (37-7) деги басқа шамалар экспериментте өлшенеди, ал $< v >$ болса берілген температура үшін Максвелл бөлистирилиуінен анықланады. Бундай жағдайда $r_0 \approx 10^{-8}$ см орташа шамасы алынады. Мысалы водород молекуласының радиусы кислород молекуласының радиусынан шама менен 1.5 есе киши болып шығады. Соның үшін барлық молекулалар үшін радиуслар дерлік бирдей деп есаплай аламыз.

Хәр қандай газлер ушын жыллылық сыйымлығы C_V да бир биринен аз парқланады. Сонлықтан берилген концентрацияларда жыллылық өткізгішлік тийкарынан молекулалардың орташа тезлиги $\langle v \rangle$ дан ғәрезли болып шығады.

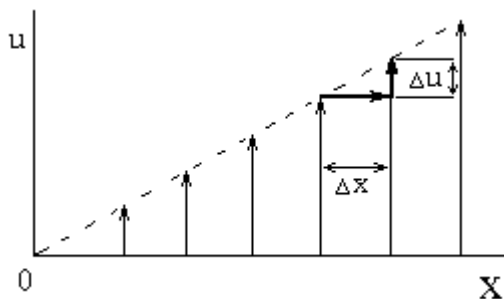
Нәтийжеде жеңил газлер айыр газлерге қарағанда әдеуір үлкен жыллылық өткізгішлікке ийе болады.

Мысалы әдеттеги жағдайларда кислородтың жыллылық өткізгішлиги $0.024 \text{ Вт(м}^*\text{К)}$, ал водородтики болса $0.176 \text{ Вт(м}^*\text{К)}$.

$n_0 \langle l \rangle = 1/\sigma$ басымға ғәрезли емес,, ал $\langle v \rangle \sim T^{1/2}$ шамасы да басымнан ғәрезсиз.

Демек жыллылық өткізгішлік басымға ғәрезли емес, ал темперарутаның квадрат коренине пропорционал өзгереді. Бул жағдайлар экспериментте тастыйықланады.

Жабысқақлық. Жоқарыда айтылғандай жабысқақлық ямаса газлердеги ишки сүйкеліс газ қатламларының қозғалысы бағытында молекулалар импульслерин көширіўге байланыслы пайда болады. Сүүретте X көшерине перпендикуляр болған u қатламларының тезликери векторлары көрсетилген. Ықтыярлы түрде сайлап алынған қатлам оң тәрәпинде турған қатламға салыстырғанда киширек тезлик пенен, ал шеп тәрәпинде турған қатламға салыстырғанда үлкенирек тезлик пенен қозғалады. Қатламларға бөліў шәртли түрде жүргизилгип, тезлиги Δu ге парқланатуғын қатламның қалыңлығы Δx деп белгиленген.



2-44 сүүрет. Жабысқақлықтың пайда болыу механизми.

Жыллылық қозғалыслары нәтийжесинде бир қатламнан екинши қатламға молекулалар ушып өтеди хәм өзи менен бирге бир қатламнан екинши қатламға тәртіпли түрдеги қозғалыстың mu импульсын алып өтеди. Усындай импульс алмасыўдың нәтийжесинде киши тезлик пенен қозғалыўшы қатламның тезлиги үлкейеди. Ал үлкен тезлик пенен қозғалыўшы қатламның тезлиги кемейеди. Нәтийжеде

Тез қозғалыўшы қатлам тормозланады, ал киши тезлик пенен қозғалыўшы қатлам тезленеди. Хәр қандай тезликлерде қозғалыўшы газ қатламлары арасындағы ишки сүйкелістің пайда болыўының мәніси усыннан ибарат.

Газдиң бир бири менен сүйкелісетуғын бетлериниң бир бирлигине сәйкес келиўши сүйкеліс күшин τ арқалы белгилеймиз. Өз гезегинде τ тезлик бағытына перпендикуляр бағыттағы тәртіплескен қозғалыс импульсының ағысына тең. Бул жағдайда

$$G = \tau u \quad (37-8)$$

хәм (37-4) мынадай түрге енеди:

$$I_G = -\frac{1}{3} n_0 \langle v \rangle \langle l \rangle m \frac{\partial u}{\partial x} = -\eta \frac{\partial u}{\partial x} = \tau. \quad (37-9)$$

Бул жерде

$$\eta = \frac{1}{3} n_0 \langle v \rangle \langle l \rangle m = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \langle l \rangle \quad (37-10)$$

динамикалық жабысқақлық деп аталады. $\rho = n_0 m$ - газдиң тығызлығы. τ дың белгиси үлкенирек тезлик пенен қозғалыўшы қатламларға тәсир етиўши сүйкеліс күшлери тезликке қарама-қарсы бағытланғанлығын есапқа алған.

Бул жағдайда да $n_0 \langle l \rangle = 1/\sigma$ басымға ғәрезли емес, ал $\langle v \rangle \sim T^{1/2}$ шамасы да басымнан ғәрезсиз. Сонлықтан динамикалық жабысқақтық басымға байланыссыз емес, ал температураның квадрат коренине байланыссыз өзгереді.

Динамикалық жабысқақтықтың, яғный сүйкеліс күшлеринің басымнан, соған сәйкес газдың тығызлығынан ғәрезсизлиги дәслеп түсиниксиз болып көринеді. Мәселе төмендегіше түсиндириледі:

Еркин қозғалыс жолы басымға кері пропорционал өзгереді, ал молекулалар концентрациясы басымға пропорционал. Молекула тәрәпинен алып жүрилген тәртіплескен қозғалыс импульсы еркин жүриіс жолына туура пропорционал (яғный басымға кері пропорционал). Импульс алып жүриіс молекулалардың концентрациясы басымға туура пропорционал болғанлықтан бирлиги бир уақыт ишинде хәм көлемдеги молекулалар тәрәпинен алып өтилген импульс басымға байланыссыз болып шығады. Бул жуумақ экспериментте жақсы тастыйықланады.

Динамикалық жабысқақтықтың бирлиги паскаль-секунд (Па·с) болып табылады.

$$1 \text{ Па} \cdot \text{с} = 1 \text{ Н} \cdot \text{с} / \text{м}^2 = 1 \text{ кг} / (\text{м} \cdot \text{с}).$$

Динамикалық жабысқақтық пенен бирге **кинематикалық жабысқақтық** та қолланылады:

$$\eta = \theta / \rho. \quad (37-11)$$

Кинематикалық жабысқақтықтың өлшеми $1 \text{ м}^2/\text{с}$ болып табылады.

Өзлик диффузия. Молекулалар механикалық хәм динамикалық қәсийетлери бойынша бирдей болған жағдайды қараймыз. Бундай жағдайда молекулаларды рені бойынша айыратуғын болайық хәм

$$G = n_1 / n_0.$$

Келтирилген формулада n_0 тең салмақтық концентрация, n_1 биринши сорт молекулалар концентрациясы. Бул жағдайда

$$I_{n_1} = -\frac{1}{3} n_0 \langle v \rangle \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{n_1}{n_0} \right) = -D \frac{\partial n_1}{\partial x}. \quad (37-12)$$

Бул жерде

$$D = \frac{1}{3} \langle v \rangle \langle l \rangle \quad (37-13)$$

диффузия коэффициенті деп аталады. (37-12) теңлемеси Фик теңлемеси деп аталады.

Температураның белгилі мәнісінде $\langle v \rangle$ шамасы турақты шама болып табылады., ал $l \sim 1/\rho$. Демек турақты температурада $D \sim 1/\rho$. Екинши тәрәптен турақты басымда $\langle l \rangle \sim T$, ал $\langle v \rangle \sim T^{1/2}$. Демек турақты басымда $D \sim T^{3/2}$. Бул жуумақлар экспериментте жеткілікті дәрежеде тексерілген. $D \sim 1/\rho$ қатнасын $D\rho = \text{const}$ деп жазған қолайлы. Бул экспериментте жүдә тығыз болмаған газлерде басымның кең интервалында дәл тастыйықланады (проценттің оннан бириндей дәллікте).

Нормал температураларда кислород пенен азоттың хауадағы диффузия коэффициенті шама менен $10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ қа тең.

Көшір процесслерін характерлеуші коэффициентлер арасындағы байланыстар. (37.7), (37.10) хәм (37.13)- аңлатпалардан

$$\lambda = \frac{\eta C_v}{m N_A} = \eta c_v, \quad (37-14)$$

$$D = \eta / \rho = \frac{\lambda}{c_v \rho} \quad (37-15)$$

екенлиги келип шығады. Бул аңлатпаларда c_v арқалы турақты көлемдегі жыллылық сыйымлығы, ал ρ арқалы заттың тығызлығы белгиленген.

Студентлердің өз бетінше үйреніуі үшін ұсынылатын материаллар

Идеал газдың хал теңлемесі

Термодинамикалық системаның хал теңлемесі системаның халының параметрлерін байланыстыратуғын аналитикалық формула болып табылады. Егер системаның халы үш параметр жәрдеминде толық анықланатуғын болса (басым P , көлем V хәм температура T) хал теңлемесі улыұма түрде былай жазылады:

$$F(P, V, T) = 0 \quad (1)$$

Бул формуланың айқын түрі қарап атырылған термодинамикалық системаның физикалық қасиетлеріне байланыссы.

Көп санлы эксперименталлық мағлыұматларды улыұмаластырыұ газлардың көпшилигиниң өжире температурасында хәм шама менен бир атмосфера басымында (әдеттеги шараятлар) *Клапейрон-Менделеев теңлемесі* деп аталатуғын теңлемениң жәрдеминде жеткиликли дәрежедеги жоқары дәлликте тәриппенетуғынлығын көрсетеди:

$$PV = \nu RT. \quad (2)$$

Бул аңлатпадағы P газдың басымы, V газ ийелеп турған көлем, ν газдың моллериниң саны, R универсал газ турақлысы, T абсолют температура. (2)-теңлеме француз физиги Бенуа Поль Эмил Клапейронның (1799 - 1864) хәм орыс химиги Дмитрий Иванович Менделеевтиң (1834 - 1907) хұрметі менен аталады.

Термодинамикалық жақтан P , V хәм T параметрлерін байланыстыратуғын теңлеме (2)-Клапейрон-Менделеев теңлемесі болатуғын болса, онда усындай шәртлерге бағынатуғын газди *идеал газ* деп атайды. Нормал жағдайларда водород хәм гелий өзлериниң қасиеттері бойынша идеал газлерге жүдә ұқсас газлер болып табылады.

(2)-теңлемени таллаұды *абсолют температура* деп аталатуғын T шамасын талқылаұдан баслаймыз. (2) ден көлем менен заттың муғдары турақлы болғанда температура T ның идеал газдың басымы P ға туұры пропорционал болатуғынлығы көринип тур. Ал бул жағдай егер температураны өлшеұ көлеми турақлы болған газ термометри менен өлшенсе хәм газ идеал газ болса, онда алынған термометр температура бойынша сызыклы шкалаға ийе болатуғынлығын аңлатады. Бирақ соны есапка алыұ керек, термометрлик дене ретинде газ пайдаланылатуғын газ термометриниң абсолют термператураны өлшеұ имканиятлары шекленген. Себеби термометрлик дене ретинде ҳақыйқый (реал) газ пайдаланылады, ал реал газ ушын (2)-теңлеме жуұық орынланады. Төменги температураларда идеал газ суйық халға өтеди. Сонлықтан ҳақыйқый газлерди термометрдің жұмысшы денеси ретинде пайдаланыұ мақсетке муұапық келмейди.

Идеал газ термометри менен өлшенген абсолют температура T Цельсия шкаласында анықланған температура менен былай байланысқан:

$$T = t + 273,15. \quad (3)$$

Бул аңлатпадағы t арқалы Цельсия шкаласындағы температураның мәнисі берилген. Температураның абсолют шкаласындағы температураны өлшеұ бирлиги кельвин (K) болып табылады хәм ол санлық жақтан Цельсия шкаласындағы температураны өлшеұ бирлиги Цельсия градусы ($^{\circ}C$) менен тең.

(2)-формулаға сәйкес абсолют температура нолге тең ($T=0$) болғанда PV көбеймеси нолге тең болады. Температураның бул мәнисі *температураның абсолют ноли* деп аталады. Басым менен көлемниң көбеймеси PV терис мәниске ийе бола алмаитуғыны сыяқлы абсолют температура да терис мәниске ийе бола алмайды. (3) тен температураның абсолют нолине Цельсия шкаласындағы $t = -273,15^{\circ}C$ температураның сәйкес келетуғынлығы көринип тур.

(2)-формуладағы заттың муғдарын (бул жағдайда идеал газдың) тәриппейтуғын ν параметрин таллаұға өтейик. Молекулалық-кинетикалық көз-қарастан бул шама системаға кириұши молекулалардың санына пропорционал. Системадағы молекулалар санынан

оның термодинамикалық қасиеттері ғарезли екенлігі анық. Сондықтан v да P , V хәм T сыяқлы системаның термодинамикалық параметрі болып табылады хәм (2) хал теңлемесі барлық төрт термодинамикалық параметрді байланыстырады.

Термодинамика затлардың молекулалық құрылысын изертлемейтуғын болғанлықтан оның рамкаларында затлар мұғдары эксперименталлық мағлыұматлар тийкарында тек термодинамикалық қатнастар тийкарында анықланыұы мүмкін.

Өткерілген тәжірибелер P , V хәм T параметрлері арасындағы қатнастың олардың массалары арасында белгили бир турақлы қатнас сақланғанда бирдей болып калатуғынлығын көрсетеди. Мысалы газдың басымы менен көлеминің көбеймеси PV хәм температура T арасындағы пропорционаллық коэффициент 2 грамм водород хәм 32 г кислород ушын бирдей болып калады. Буннан затлардың мұғдары v ди газдың массасы M ниң усы газ ушын турақлы болған μ шамасына катнасы сыпатында анықлаұдың керек екенлігі келип шығады:

$$v = \frac{M}{\mu}. \quad (4)$$

Бул аңлатпадағы v *моллик масса* ямаса *заттың бир молиниң массасы* деп аталады.

Тарийхый жақтан заттың мұғдары түсиниги дәслеп химиялық реакцияға кириұши хәм реакцияның нәтийжесинде алынатуғын химиялық затлардың массаларының қатнасынан киргизилген. Бул жағдай заттың мұғдарының өлшеұ бирлигиниң атына өз изин калдырды. Затлардың мұғдары моллерде өлшенеди. Бул өлшеұ бирлиги СИ системасының тийкарғы бирликлериниң дизимине киргизилген.

Қәлеген заттың бир молинде ^{12}C углерод изотопының 12 граммындағы молекулалар санындай мұғдарда молекула болады.

Қәлеген заттың бир молиндеги молекулалар саны бирдей болады хәм ол сан *Авагадро саны* деп аталады (Италиялы физик хәм химик Амедео Авагадроның (1776-1856) хұрметине). Бул турақлының мәнісі экспериментте анықланған хәм мынаған тең:

$$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}. \quad (5)$$

Авогадро турақлысы макро- хәм микродүньядағы массалардың масштабларының қатнасын береді хәм термодинамикалық системадағы бөлекшелердің санының өлшем бирлиги болып табылады. Бул шама системаларды тәриплегендеги термодинамиканы пайдаланыұдың қолланылыұының критерийин береді. Егер системадағы бөлекшелер саны Авагадро саны менен салыстыралықтай ямаса оннан көп болса, онда бул система ушын термодинамикалық тәриплеұ жүргизиұ мүмкін.

Авогадро турақлысы *массаның атомлық бирлиги (м.а.б)* шамасы менен байланысly. Бул шама ^{12}C изотопының массасының он екиден бирине тең:

$$M_{\text{м.а.б.}} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ г}. \quad (6)$$

Бир граммның ($^3\text{кг}$) массаның атомлық бирлигине қатнасы Авагадро санына тең.

Бир атомның массасы m_a массаның атомлық массасы $M_{\text{м.а.б.}}$ менен Менделеевтиң дәұирлик системасында көрсетилген элементтиң атомлық массасы A ға көбейткенге тең:

$$M_a = M_{\text{м.а.б.}} \cdot A \quad (7)$$

Бир молекуланың массасы m усы молекулаға кириұши атомлардың массаларының қосындысы түринде анықланады. Алынған аңлатпаны Авагадро турақлысына көбейтиұ *заттың молекулалық массасын* береді:

$$\mu = m N_A. \quad (8)$$

Молекулалық масса кг/моль де өлшенеди.

(2)-Клапейрон-Менделеев теңлемесинде PV хәм T шамалары арасындағы пропорционаллық коэффициенті сыпатында заттың мұғдары v диң R коэффициентине көбеймеси тур. R универсал газ турақлысы деп аталады. Оның шамасы барлық газлер ушын бирдей хәм мынаған тең:

$$R = 8,31 \frac{D_j}{\text{mol} \cdot \text{K}}. \quad (9)$$

Заттың мұғдары ушын жазылған (4) аңлатпаны (2) Клапейрон-Менделеев теңлемесине қойсақ, оны ақырғы түрге алып келеміз:

$$PV = \frac{M}{\mu} RT. \quad (10)$$

Клапейрон-Менделеев теңлемесі идеал газдың тең салмақтық халын, демек ондай газде жүре алатуғын қалеген қайтымлы процесслерди тәріплейди. Системаға қосымша шәртлер қойылғанда *термодинамикалық процесслердиң теңлемелерин* хәм сәйкес нызамларды алыў мүмкин. Бул нызамлар шекли түрдеги қолланыўларға ийе болып, (2) теңлеме тәрепинен руқсат етилетуғын термодинамикалық процесслердиң дара жағдайлары болып табылады.

Бойл-Мариот нызамына сәйкес турақлы температурадағы массасы өзгермей қалатуғын газдың басымы көлемге кері пропорционал өзгереді. Бул нызам менен тәріпленетуғын процесс изотермалық процесс ($T = \text{const}$) деп аталады, ал оның теңлемесі мына түрге ийе:

$$PV = \text{const}. \quad (11)$$

Газдың басымы менен көлемі арасындағы усындай байланыс XVII әсирдің екінші ярымында бир биринен ғәрезсиз англичан Роберт Бойл (1627 - 1691) хәм француз физиги Эдмон Мариот (1620 - 1684) тәрепинен ашылды. XVII әсирдің алпысыншы жыллары Бойл тәрепинен өзгермейтуғын белгили бир мұғдардағы хаўаның көлеминиң басымға ғәрезли өзгеріулері изертленди. Бул тәжірийбелер әмелий характерге ийе хәм хаўа насосларын соғыў хәм оларды жетилистириў менен байланыслы болды. Өзиниң тәжірийбелері ушын Бойл бир ушы кепсерленген шийше най соқты хәм оған найдың кепсерленген ушында хаўаның көбигин қалдырып сынап қуйды. Атмосфералық басымнан үлкен басымлар ушын V тәризли иймейтиллен най, ал атмосфера басымынан киши басымлар ушын туўры най қолланылды хәм найдың бир ушын ишинде сынап қуйылған ыдысқа отырғызылды. Көбиктиң көлемі хәм сынап бағанасының бийиклиги бойынша Бойл хаўаның басымы менен көлемі арасындағы қатнасты тапты. Алынған нәтижелер хаўаның басымы менен көлемі арасындағы кері ғәрезликтиң бар екенлигин тастыйықлады. 1676-жылы Бойл нызамы Мариот тәрепинен ашылды. Бул нызамды ол газлердің фундаменталлық қәсийетлериниң бири деп карады.

Температураны өлшеў усылларының раўажланыўы барысында газлердің көлеминиң температаға ғәрезлилиги бойынша санлық қатнастарды алыўдың мүмкиншилиги пайда болды. *Жозеф Луи Гей-Люссак* (1778 - 1850) хәр қыйлы газлер ушын тәжірийбелер сериясын өткерди хәм турақлы басымда хәм заттың бирдей мұғдары ушын температура бирдей шамаларға көтерилгенде газлердің кеңейиўи бирдей болатуғынлығын анықлады. Бун нызам *Гей-Люссак нызамы* деп аталады. Буннан бурынырақ XVIII әсирдің ақырында бул нызам *Жак Александр Цезар Шарл* (1746 - 1823) тәрепинен ашылған еди (бирақ ол өз мийнетин баспада шығарған жоқ).

Гей-Люссак нызамы изобаралық процессти ($P = \text{const}$) тәріплейди:

$$\frac{V}{T} = \text{const} \quad (12)$$

ямаса

$$V = V_0(1 + \alpha t). \quad (13)$$

Бул аңлатпадағы V_0 газдың Цельсия шкаласы бойынша нолге тең болғандағы көлемі, α газдың кеңейиўиниң температуралық коэффициенті (идеал газ ушын $1/273,15$

шамасына тең болуы керек). Нормал шараятлар ушын хақыйқый газлер ушын да α ның мәніси усы мәніске жақын.

Егер газдің көлемін өзгеріссіз қалдырсақ (бундай аўхал турақлы көлемлі газ термометрінде орын алады), онда бундай жағдайда өтетуғын процессти *изохоралық* процесс ($V = \text{const}$) деп атаймыз хәм бундай процесс мына теңдеме менен тәрипленеди:

$$\frac{P}{T} = \text{const.} \quad (14)$$

Бул нызам Шарл нызамы деп аталады.

Халдың параметрлериниң биреуі (температура, басым ямаса көлем) турақлы болып қалатуғын жағдайларда идеал газлерде өтетуғын процесслерди ((11), (12) хәм (14)) *изопроцесслер* деп атайды. Бул процесслердің жүріуі бир хал параметрин турақлы етип қалдыратуғын қосымша сыртқы тәсірлер менен шекленген. Сонлықтан бул процесслерди тек дара жағдайлар деп караў керек (идеал газлерде мүмкін болған процесслердің дизими тек усы үш процесстен турмайды, ал көп санлы процесслерди өз ишине камтыйды).

Термодинамиканың биринши хәм екінши басламалары хаққындағы улыўмалық ескертиўлер

Термодинамиканың биринши басламасы тәбияттағы процесслердің бағыты хаққында хеш қандай көрсетпелер бермейди. Мысалы, изоляцияланған система ушын термодинамиканың биринши басламасы барлық процесслерде системаның энергиясының турақлы болып қалыуын талап етеди. Егер системаның еки халы 1- хәм 2-халлар деп белгиленсе биринши баслама системаның 1-халдан 2-халға өтетуғынлығы ямаса 2-халдан 1-халға өтетуғынлығы хаққында хеш нәрсе де айтпайды. Улыўма айтқанда термодинамиканың биринши басламасы тийкарында изоляцияланған системада қандай да бир процесстиң жүретуғынлығы хаққында гәп етиў мүмкін емес.

Мейли адиабаталық изоляцияланған система бир бири менен тәсірлесетуғын, бирақ басқа денелер менен тәсірлеспейтуғын еки денеден туратуғын болсын. Бундай жағдайда сол еки дене арасындағы жыллылық алмасыў $Q_1 = - Q_2$ шәрतिне бағынады. Бир дене тәрәпинен алынған Q_1 жыллылығы екінши дене тәрәпинен берилген Q_2 жыллылығына тең. Жыллылықтың қайсы тәрәпке берилетуғынлығын термодинамиканың биринши басламасы айта алмайды. Сонлықтан жыллылық салқынырақ денеден қыздырылған денеге өз-өзинен өтетуғын болса биринши басламаға қайшы келмеген болар еди. Температураның санлық мәніси хаққындағы мәселе термодинамиканың биринши басламасы ушын жат мәселе болып табылады. Сонлықтан биринши баслама температураның хеш бир рационалық шкаласын дүзиўге алып келмейди.

Термодинамиканың екінши басламасы болса керисинше хақыйқатта жүретуғын процесслердің бағыты хаққында гәп қылыўға мүмкиншилик береді. Бирақ термодинамиканың екінши басламасының әхмийети усының менен тамам болмайды. Екінши баслама температураның санлық өлшеми хаққындағы мәселени шешиўге, термометрлік денени сайлап алыўдан хәм термометрдің қурылысынан ғәрезсиз болған рационал температураның шкаласын сайлап алыўға толық мүмкиншилик береді. Термодинамиканың биринши басламасы менен бирликте екінши баслама термодинамикалық тең салмақлық халында турған денелердің макроскопиялық параметрлери арасындағы дәл санлық қатнастарды анықлаўға мүмкиншилик береді. Усындай дәл қатнастардың барлығы *термодинамикалық қатнастар* деген ат алды.

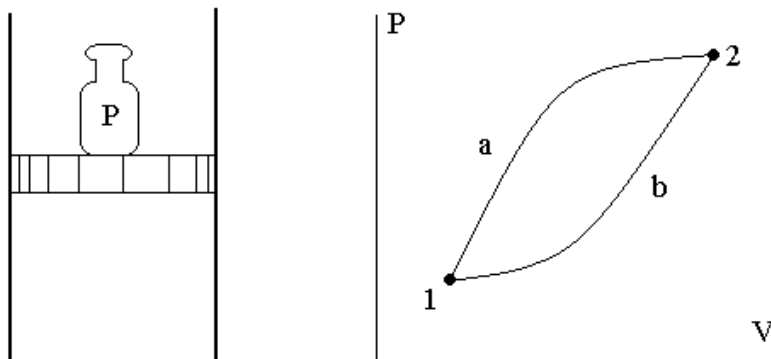
Термодинамиканың екінши басламасының тийкарын салған Француз инженері менен физиги Сади Карно болып табылады деп есапланады. 1824-жылы жарық көрген «Оттың қозғаўшы күши хәм усы күшти пайдаланыўшы машиналар хаққында» деген

китабында Сади Карно жыллылықтың жумыска айланыуының шәртлерин изертледі³. Бирақ сол уақытлары Карно теплород теориясы көз-қарасларында турды хәм сонлықтан ол термодинамиканың екінши басламасының анық формулировкасын бере алмады⁴. Анық формулировка 1850-1851 жыллары бир биринен ғәрезсиз немис физиги Рудольф Клаузиус хәм Шотландия физиги Вильям Томсон (лорд Кельвин) тәрәпинен берилди. Олар термодинамиканың екінши басламасын аңлататуғын тийкарғы постулатты келтирип шығарды хәм оннан баслы нәтижелерди алды.

Термодинамиканың екінши басламасын аңлататуғын тийкарғы постулаттың хәр қыйлы анықламалары

Изоляцияланған система денелериниң басланғыш халының қандай болыуына қарамастан бул системада ақыр-аяғында барлық макроскопиялық процесслер тоқтайтуғын термодинамикалық тең салмақлық орнайды. Бул аўхал термодинамикада әҳмийетли орынды ийелейди хәм *постулат түрінде қабыл* етиледі. Бул постулатты *термодинамиканың улыўмалық басламасы* деп те атайды.

Термодинамиканың екінши басламасының анықламасын беріу үшін идеялардың тарийхый раўажланыуына сәйкес жыллылық машинасының жумысын схема түрінде көремиз.



Машинаның цилиндринде (сүўретте келтирилген) жумысшы дене деп аталатуғын газ ямаса басқа зат бар болсын. Анықлық үшін жумысшы денени газ деп есаплаймыз. Мейли PV диаграммасында жумысшы денениң дәслепки халы 1 ноқаты менен белгиленсин. Цилиндрдиң түбин температурасы сол денениң (яғный цилиндрдеги газдиң) температурасынан жоқары болған *қыздырғыш* пенен жыллылық контактына алып келемиз. Газ кызады хәм кеңейеди – бул процесс 1a2 сызығы менен сүўретленген. Жумысшы дене қыздырғыштан Q_1 жыллылығын алады хәм A_1 ге тең оң мәнисли жумыс истейди. Биринши баслама бойынша

$$Q_1 = U_2 - U_1 + A_1.$$

Енди поршенди дәслепки халына алып келиу керек, яғный газды қысыуымыз керек. Буны қысылғанда исленген жумыс A_2 ниң шамасы A_1 диң шамасынан киши болатуғындай етип әмелге асыруымыз керек. Усындай мақсет пенен цилиндриң түбин температурасы цилиндридеги газдиң температурасынан төмен болған *салқынлатқыш* пенен жыллылық контактине келтиремиз хәм 2b1 жолы менен газды қысамыз. Нәтийжеде газ дәслепки 1-халға қайтып келеди хәм усы процесстиң барысында салқынлатқышқа Q_2 жылылығын береді. Биринши баслама бойынша

$$-Q_2 = U_1 - U_2 - A_2.$$

Буннан $Q_1 = U_2 - U_1 + A_1$ формуласы менен комбинацияны пайдалансақ

$$Q_1 - Q_2 = A_1 - A_2$$

³ Яғный Р.Майер, Джоуль хәм Гельмгольц тәрәпинен термодинамиканың биринши басламасы ашылмастан бурын.

⁴ Кейинирек ол теплород теориясы көз-қарасларынан бас тартты.

екенлиги келип шығады. Солай етип машина айланбалы процессти басынан кеширди. Усының нәтижесінде қыздырғыш Q_1 жыллылығын берди, салқынлатқыш Q_2 жыллылығын алды. $Q = Q_1 - Q_2$ жыллылығы $A_1 - A_2$ жумысын ислеўге жумсалды.

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$$

катнасы жыллылық машинасының *пайдалы тәсир коэффициенти* ямаса *экономикалық пайдалы тәсир коэффициенти* деп аталады.

Салқынлатқышсыз дәўирли рәўиште ислеїтуғын жыллылық машинасын соғыў мүмкин бе деген сораў туўылады. Бундай жағдайда $Q_2 = 0$ хәм соған сәйкес $\eta = 1$. Бундай машина қыздырғыштан алынған жыллылықты толығы менен жумысқа айландырған болар еди. Бундай машинаның мүмкин екенлиги энергияның сақланыў ызамаына қайшы келмейди хәм өзиниң әмелий әхмийети бойынша перпетуум мобиледен төмен болмас еди. Бундай жыллылық машинасы океанлар менен теңизлердиң суўларындағы, атмосферадағы, Жердиң ишки қабатларындағы дерлик теўсилмейтуғын ишки энергияны механикалық энергияға айландырған болар еди. Бундай машинаны Вильгельм Оствальд (1853-1932) *екинши әўлад перпетуум мобиле* деп атады. Ал *биринши әўлад перпетуум мобиле* болса хеш нәрсесиз жумыс ислеїи керек. Бул энергияның сақланыў ызамаы тәрәпинен толық бийкарланады.

Сади Карноның өзи бундай машинаның принципаллық жақтан мүмкин емес екенлигин түсинди. Жыллылық двигателлериниң жумысын ол суў двигателлериниң жумысы менен салыстырды. Бундай двигателлерде жумыс суўдың жоқарыдан төменге карай түсиўиниң есабынан исленеди. Усыған сәйкес Карно жыллылық машиналарында жумыстың ислениўи жыллылықтың жоқарырақ қыздырылған денелерден төменирек қыздырылған денелерге берилиўиниң салдарынан болады деп есаплады. Усы аналогия тийкарында С.Карно биз кейинирек танысатуғын бир катар дурыс жуўмақларға келди. Соның менен бирге Карно өзиниң заманласлары менен жыллылық дөретилмейди де, жоқ етилмейди де деп надурис түсинди (теплород теориясы).

Тәжирийбелер жуўмақлары екинши әўлад перпетуум мобилелерди дөретиўдиң мүмкин емес екенлигин көрсетеди. Соның ушын усындай перпетуум мобилени соғыўдың мүмкин емес екенлиги постулат рангасына көтерилди. Бул *термодинамиканың екинши ызамаының постулаты* болып табылады хәм тәжирийбеде алынған нәтижелерди улыўмаластырыў жолы менен келтирилип шығарылған. Бул постулаттың дәлили усы постулаттан келип шығатуғын барлық нәтижелердиң тәжирийбелер нәтижелери менен сәйкес келиўинде болып табылады. Сонлықтан термодинамиканың екинши басламасының постулаты исенимли эксперименталлық тийкар үстинде тур.

Термодинамиканың екинши басламасының постулатының үш дәл формулировкасын келтиремиз:

1. Вильям Томсон (илимде қосқан үлеслери ушын кейинирек лорд Кельвин деген атты алды) 1951-жылы термодинамиканың екинши басламасының төмендегидей анықламасын берди: *«Бирден бир нәтижеси жыллылық сақлағышты салқынлатыў арқалы жумыс ислеїтуғын айланбалы процесстиң жүриўи мүмкин емес»*.

Жыллылық сақлағышы деп ишки энергия запасына ийе денени ямаса ишки энергия запасына ийе өз-ара термодинамикалық тең салмақтықта турған денелер системасын түсинемиз. Бирақ жыллылық сақлағыштың өзи макроскопиялық жумыс ислеимейди, ал тек ғана өзиниң ишки энергиясын басқа денеге ямаса басқа денелер системасына береді. Егер система жыллылық сақлағыштың ишки энергиясы есабынан жумыс ислеїтуғын болса, онда ол термодинамикада *жумысшы дене (жумыс ислеїтуғын дене)* деп аталады. Солай етип Томсон бойынша: *«Бирден бир нәтижеси жыллылық сақлағыштың ишки энергиясының есабынан жумыс ислеїтуғын айланбалы процесстиң жүриўи мүмкин емес»*.

2. Сыртқы жумыс ислеї дегенимиз нени аңлататуғынлығын хәм тийкаргы постулаттың анықламаларын қандай жоллар менен алынғанлығын айқынластырыў

мүмкін. Сол анықтамалардың бири М.Планкке (1858-1947) тийисли. Оның мәніси томендегидей: «*Бирден бир нәтийжеси жыллылық сақлағышты салқынлатыу арқалы жүкти көтеріу болған дәуирли хәрекет ететугын машинаны соғыу мүмкин емес*».

Планк берген анықламадағы машинаның дәуирлилигин атап өтиу әхмийетли нәрсе. Тап сол сыяқлы Томсон анықламасында да процесстин айланбалы болыуы әхмийетке ийе. Хәқыйқатында да бирдин бир нәтийжеси жүкти көтеріу болған жыллылық сақлағыштын ишки энергиясы есабынан ислеитугын процесстин (айланбалы емес процесстин) жүриуи мүмкин. Планк мынадай мысал келтиреді: Мейли поршени бар цилиндрде идеал газ жайласқан болсын. Поршень үстинде салмағы P болған жүк турсын. Цилиндрдин ултанын жеткиликли дәрежеде үлкен, ал температурасы идеал газдаң температурасынан шексиз киши шамаға жоқары болған жыллылық сақлағыш пенен тутастырамыз. Кейин поршенди шексиз киши порциялар менен жүклей баслаймыз. Бундай жағдайда газ жүкти көтерип изотермалық рәуиште кеңейе баслайды хәм жүкти көтеріу бойынша A жумысын ислеиди. Биринши баслама бойынша

$$Q = U_2 - U_1 + A.$$

Идеал газдин ишки энергиясы тек U тек температурадан ғәрезли болғанлықтан (изотермалық процессте ишки энергия өзгермейди) $Q = A$ шәрти орынланады. Солай етип жыллылық сақлағыштан алынған Q жыллылығы толығы менен жүкти көтеріу ушын жумсалды. Бул термодинамиканың екінши басламасына қайшы келмейди, себеби бул процесс айланбалы процесс, ал машина да дәуирли хәрекет ететугын машина емес. Егер қандай да бир усыллар менен жүкти көтерилген халда калдырып, газды болса қысып дәслепки халына алып келинетугын хәм поршенди де сырттағы барлық денелерде хеш қандай өзгерис болмайтуғындай етип орнына кайтарып алып келинсе (әлбетте жыллылық сақлағыштағы жыллылықтың кемейгенлигин есапқа алмаймыз) термодинамиканың екінши постулаты менен қарама-қарсылық пайда болған болар еди. Себеби термодинамиканың екінши басламасының постулаты бундай өзгерислерди хеш қандай усыл менен әмелге асыруы мүмкин емес деп тастыйықлайды.

Планк анықламасы Томсон анықламасынан тек формасы менен ғана өзгеше. Ендигиден былай Томсон-Планк процесси деп бирден бир нәтийжеси жыллылық сақлағышты салқынлатыу менен жумыс исленетугын айланбалы процесстин жүриуи мүмкин емес деп айтамыз. Онда постулат мына тастыйықлауға алып келинеди: *Томсон-Планк процессиниң жүриуи мүмкин емес*.

Клаузиус (1822-1888) 1850-жылы тийкарғы постулаттың пүткиллей басқа анықламасын берди. Ол мынадай жағдайды усынды: «*Жыллылық төменирек қыздырылған денеден жоқары қыздырылған денеге өзинше өте алмайды*». Жыллылық деп бул жерде ишки энергияны түсиниу керек. Бул жерде еки дене жыллылық контактына келсе барлық ўақытта да жыллылық көбирек қыздырылған денеден кемирек қыздырылған денеге өтеди деген келип шықпайды. Бундай етип тастыйықлау физикалық ызыамның мәнісин курамайды, ал тек ғана қайсы денени көбирек қыздырылған, ал қайсы денени кемирек қыздырылған деп есаплауға ғана байланысly. Жыллылықтың өтиуи (дәлиреги ишки энергияның бир денеден екінши денеге өтиуи) тек жыллылық контактында емес, ал басқа да көп сандағы усыллар менен әмелге асады. Мысалы барлық денелер көзге көринетугын ямаса көзге көринбейтуғын нурларды (электромагнит толқынларын) шығарады хәм жутады. Бир денениң нурланыуын линза ямаса сфаралық айна менен екінши денеге жыйнап, усы усыл менен екінши денени қыздырууға болады. Бирак барлық өтиулер мүмкин емес. Клаузиус постулатының мәніси мынадан ибарат: кемирек қыздырылған денеден жыллылықты алып, оны толығы менен көбирек қыздырылған денеге тәбиятта басқа хеш қандай өзгеристи болдырмай алып бериудиң хеш қандай усылы жоқ. Усындай етип алып бериудиң кеуилдеги процесси *Клаузиус процесси* деп аталады. Солай етип *Клаузиус процессиниң мүмкин емес* екенлигин постулат тастыйықлайды.

Термодинамиканың екінші басламасына байланысты мәселелер

1. Клаузиус Әлемді тұйық система деп қарап термодинамиканың екінші басламасының мазмұнын «Әлемнің энтропиясы максимумға ұмтылады» деп тастыйықлауға алып келді. Усы максимумға жатқан уақытта Әлемдегі барлық процестер тоқтайды. Ғақыйқатында да, хәр бир процесс энтропияның өсиіне алып келеди. Энтропия өзинің максимумына жеткенликтен бундай процесстің жүриі мүмкин емес. Солай етип Клаузиус бойынша Әлемде ең ақырында абсолют тең өлшеулі халдың орнауы керек. Бундай халда хеш бир процесстің жүзеге келиі мүмкин емес. Бундай хал «*Әлемнің жыллылық өлими*» деп аталды. Бирақ усындай жуумақ шығаруы ушын энтропия түсинигин ямаса оның өсиі нызамын пайдаланып отырудың кереги жоқ. Ғақыйқатында да бул жуумақ пүткил Әлем ушын пайдаланылған термодинамиканың улыұмалық басламасы болып табылады. Бирақ термодинамиканың улыұмалық басламасы да, энтропияның өсиі нызамы да *шекли системаларға* тийисли тәжирийбеде алынған мағлыұматларды улыұмаластыруы жолы менен келтирилип шығарылған. Оларды Әлем ушын қолланыу экстрополяция болып табылады. Ал бундай экстрополяция ушын тийкар жоқ. Әлем болса тутасы менен үзликсиз хәм монотонлы рәуиште эволюцияға ушырай алады хәм соның нәтийжесинде хеш қашан термодинамиканың тең салмақлыққа келмеуі мүмкин. Усындай мүмкиншиликке Эйнштейннің гравитация теориясында жол қойылады: гравитациялық майданлардың бар болыуының салдарынан гигант космологиялық системалар үзликсиз түрде энтропияның өсиі тәрәпинеқарай эволюцияланады. Соның менен бирге энтропияның максимумы халына хеш қашан да келмейди. Себеби Әлем ушын бундай хал болмайды.

Әлемнің жыллылық өлими концепциясына басқаша сынды Больцман берди. Оның мәниси төмендегилерден ибарат.

Энтропияны термодинамикалық көз-қарастан анықлағанда бул түсиниктің термодинамикалық *тең салмақлы емес процестерге* пайдаланғанда бир қанша қыйыншылықларға алып келетуғынлығы мәлим. Больцман тәрәпинен алынған $S = k \ln P$ формуласы усы қыйыншылықтардан қутылуыдың принципиаллық усылын береді. Бул формулаға *энтропияның анықламасы* сыпатында қарау лазым. Бирақ бул анықламаның айқын түрдегі мәниге ийе болыуы ушын зәрүр болған барлық жағдайлар ушын халлардың итималлықтарын есаплау усыллары менен толықтыруы керек. Бирақ буны ислемеседе *энтропияның усындай етип түсингенде оның өсиі нызамының характеринің пүткиллей өзгеретуғынлығы көринип тур.* Ол (нызам) өзинің абсолюттылығын жоғалтады хәм статистикалық нызамға айланады. *Тұйық системаның энтропиясы тек өсе бермейди, ал кемейе де алады. Егер жеткиликли дәрежеде көп уақыт күтип турылса энтропия ғақыйқатында да кемейеди.* Бирақ кемейу процесси буннан кейин өсиі процесси менен алмасады. Бундай жағдайда «термодинамиканың екінші басламасынан не қалады?» деген сорау тууылады. Оның физикалық мәниси неден ибарат? Оның мәниси былайынша түсиндириледи: қандай да бир халдан кейин басым көпшилик жағдайда бул халға қарағанда итималлығы жоқарырақ болған хал жүзеге келеди. Егер система үлкен болса, ал оның дәслепки халы тең салмақлық халына онша жақын болмаса, онда системаның итималлығы кем болған халларға өтиуінің итималлығы соншама киши итималлыққа ийе болып, практикада хеш қандай әхмийетке ийе болмайды. Бундай жағдайда энтропияның өсиі нызамы әмелде абсолют дәлликте ақланады.

2. Жоқарыда Клаузиус тәрәпинен усынылған Әлемнің жыллылық өлими концепциясы гәп етилген еди. Бул концепцияға Больцман тәрәпинен қарама-қарсы мәниске ийе болған *флуктуациялық гипотеза* деп аталатуғын концепция исленип шығылды. Больцман термодинамиканың екінші нызамының пүткил Әлем ушын қолланыла алынатуғынлығын бийкарлаған жоқ. Бирақ термодинамиканың екінші басламасы статистикалық нызам хәм усыған байланысты термодинамикалық тең салмақтың бузылуына алып келетуғын

флуктуациялардың орын алыуынан қашып болмайды. Әлемнің хәзирги уақытлардағы халы тең салмақтық хал емес. Бул халды Больцман гигант флуктуация деп есептеледі. Бул флуктуацияның жоғалуы керек. Бундай жағдайда Әлемнің жыллылық өлими басланады. Бирақ бул хал уақытша хал болып табылады. Базы бир уақыт өткеннен кейин және де тап сол сыяқты гигант флуктуация орын алады хәм Әлем жыллылық өлими халынан қайтадан шығады. Егер Клаузиустың концепциясы бойынша жыллылық өлими Әлемнің қайтып шыға алмайтуғын ең ақырғы халы болса, Больцман бойынша Әлем дәуірли түрде жыллылық өлими халына келеди хәм өзинен өзи бундай халдан шығады. Бирақ биринен соң бири келетуғын гигант флуктуациялар арасындағы уақытлардың үлкенлиги сол халлардың жасау уақытларынан жүдә үлкен болады. Сонлықтан флуктуациялық гипотеза бойынша Әлемди «жылылық өлими» халында «дерлик барлық уақыт жасайды» деп есептеу мүмкин.

Солай етип флуктуациялық гипотеза Клаузиус концепциясынан түп тийкарынан айрылады. Бирақ соның менен бирге дерлик бирдей ақырғы жуумаққа келеди (Әлем «жылылық өлими» халында «дерлик барлық уақыт жасайды»). Сонлықтан термодинамиканың екінши басламасын статистикалық нызам деп қарасақ та, оны Әлемге экстраполяция кылуға болмайды.

3. Термодинамикада энтропия ықтыярлы аддитив турақты дәллігине шекем анықланады. Физикалық мәниске энтропияның өзи емес, ал олардың айырмасы ийе болады. Бирақ Больцманның $S = k \ln G$ формуласы энтропияны системаның итималлылығы арқалы бир мәнисли анықлайды. Бул базы бир карама-қарсылықтың бар екенлигиндей пикирге алып келеди. Егер итималлықты бир мәнисли етип анықтаудың шәрт емес екенлигин итибарға алсақ, карама-қарсылық толығы менен жоғалады. *Хәр қандай халлардағы итималлықтардың өзлери бир мәнисли анықланбайды, ал сол хәр қандай халлардағы итималлықтардың қатнастары бир мәниске ийе болады.* Сонлықтан итималлықтардың өзлеринің ықтыярлы аддитив турақты С дәллігине шекем анықланатуғынлығы келип шығады (Бирден бир мүмкин болған барлық хәм бир бири менен сәйкес келмейтуғын уақыялардың қосындысы $P_1 + P_2 + \dots + P_n = 1$ етип алынғанлықтан бул жағдайды түсиниу қыйын емес.). Демек итималлық ықтыярлы аддитив турақты С дәллігине шекем анықланады. Санлы көбайтиушиниң бар екенлиги S ушын жазылған формулада $\ln C$ аддитив турақтысының пайда болуында көринеди.

Егер итималлық $S = k \ln G$ шәрти менен нормировкаланған болса, онда ол *математикалық итималлық* деп аталады. Больцман формуласын пайдаланғанда Планк тәрепинен усынылған нормировканың пайдаланған қолайлы. Бундай жағдайда барлық итималлықтар (егер олар мүмкин болса) пүтин санлар менен аңлатылады. Усындай етип нормировкаланған итималлықты *статистикалық салмақ* ямаса *халдың термодинамикалық итималлығы* деп атайды. Статистикалық салмақты биз G хәрипи менен белгилеймиз хәм Больцман формуласын $S = k \ln G$ түрінде жазамыз.

Термодинамиканың екінши басламасын хәр қыйлы түсиниу

«Термодинамиканың екінши басламасы» түсиниги физикада шама менен 130 жылдан артық уақыттан бери қолланылады. Бирақ усы уақытларға шекем хәр қыйлы авторлар хәр қыйлы мазмун береді. Бул мәселе терминологиялық мәселе болса да, усы мәселеге кеуил бөлиу пайдалы. Екінши баслама сыпатында тийкарғы постулатты қолланатуғын авторлар мәселени дурыс түсинеди. Тийкарғы постулат дегенде Томсон-Планк постулатын, Клаузиус постулатын хәм оларға эквивалент болған тастыйықлауларды түсинеміз.

Басқа авторлар екінши басламаның мәнисин тийкарғы постулаттың төмендегидей жағдайларына алып келеди: 1) энтропия S тиң хал функциясы екенлигине, 2) энтропияның өсиу принципине. Бул еки жағдай логикалық жақтан бир бирине ғәрезли емес (Т.А.Афанасьева-Эренфест, 1876-1964). Хәқыйқатында да S функциясының бар екенлиги тийкарғы постулаттың анықламасында сәуленген тәбийий процесслердің

қайтымсызлығынан пүткіллей ғәрезли емес. Бул мынадан көринеди: энтропия S тиң бар екенлигиниң дәлилиниң тийкарына мәниси карама-қарсы болған постулатты қойыу мүмкин (мысалы «бирден бир нәтийжеси механикалық жұмыстың есабынан жыллылық сақлағышты қыздырыу болған айланбалы процесстиң болыуы мүмкин емес»). Энтропияның өсиуиниң дәлили болса тийкаргы постулатқа сүйенеди (оған карама-қарсы тастыйықлауға емес). Егер кері тастыйықлау дурыс болатуғын болса адиабаталық изоляцияланған исстеманың энтропиясы өспей, киширейген болар еди.

Бир канша авторлар Афанасьева-Эренфесттиң мысалындай термодинамиканың екінши басламасы дегенде тийкаргы постулаттың тек бир нәтийжесин, атап айтқанда энтропияның хал функциясы сыпатында бар болатуғынлығын алады. Бундай түсиниўге мына жағдай тийкар болады: термодинамиканың екінши басламасынан келтирилип шығарылатуғын теңликлер түриндеги қатнастар энтропияның тек бир қасийетин – оның шексиз киши өсиминиң толық дифференциал болатуғынлығын пайдаланады.

Термодинамикалық функциялар

Термодинамикада энтропия менен бир катарда усы энтропия менен байланысқан көп сандағы хал функциялары қолланылады. Олардың ең баслыларын карап өтеміз.

Егер процесс квазистатикалық болса $\delta Q = TdS$. Бундай процесс ушын биринши басламаның теңлемеси

$$\delta Q = dU + PdV \quad (q1)$$

ны былайынша көширип жазамыз

$$dU = TdS - PdV. \quad (q2)$$

Егер энтальпия $I = U + PV$ ны пайдалансақ, онда U ды жоғалтып

$$dI = TdS + VdP \quad (q3)$$

екенлигине ийе боламыз.

$TdS = \delta Q$ болғанлықтан турақлы басымда $dI = \delta Q$. Буннан энтальпияның турақлы басымдағы квазистатикалық процессте өсими система тәрәпинен алынған жыллылық Q ға тең болған хал функциясы екенлиги келип шығады. Усыған байланыссы энтальпияны *жыллылық функциясы* ямаса *жыллылық сақтау* деп те атайды.

Термодинамикада айрықша әхмийетли орынларды еки хал функциясы ийелейди: Гельмгольц тәрәпинен киргизилген *еркин энергия* Ψ хәм Гиббс тәрәпинен киргизилген *термодинамикалық потенциал* Φ . Бул хал функциялары төмендегидей аңлатпалар менен анықланады

$$\Psi = U - TS, \quad (q4)$$

$$\Phi = \Psi + PV = U - TS + PV. \quad (q5)$$

Олардың дифференциаллары ушын аламыз:

$$d\Psi = -SdT - PdV, \quad (q6)$$

$$d\Phi = -SdT + VdP. \quad (q7)$$

Изотермалық процессте $dT = 0$, сонлықтан $d\Psi = -PdV = \delta A$. Буннан $A = \Psi_1 - \Psi_2$. Демек еркин энергия хал функциясы болып табылады, оның квазистатикалық изотермалық процесстеги кемейиуи система тәрәпинен исленген жұмысты береді.

(q2), (q3), (q6), (q7) қатнастары U ишки энергияны S хәм V аргументлериниң, I энтальпияны S хәм P аргументлериниң, Ψ еркин энергияны T хәм V аргументлериниң, Φ термодинамикалық потенциалын T хәм P аргументлериниң функциялары түринде карау мүмкин деген ойға алып келеди:

$$\begin{aligned} U &= U(S, V), \\ I &= I(S, P), \\ \Psi &= \Psi(T, V), \\ \Phi &= \Phi(T, P). \end{aligned} \quad (q8)$$

Усындай түрдегі (әулад) қатнастар зат халының *каноникалық теңлемелері* деп аталады. Олар термодинамикаға Гиббс тәрепинен системалы түрде киргизилди. Гиббс усы каноникалық теңлемелердің хәр қайсысы затлардың қасиеттері хақында термо ямаса калориялық хал теңлемелеріне қарағанда байырақ информацияларды беретугынлығын атап өтті. (q8) *де келтирилген қайсы формада алынғанлығына қарамастан каноникалық хал теңлемелері заттың жыллылық (термикалық) хәм калориялық қасиеттері хақында толық мағлыұматларға ийе болады.* Хақыйқатындада (q8) ден төмендегилерди аламыз:

$$\begin{aligned}dU &= \left(\frac{\partial U}{\partial S} \right)_V dS + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_S dV, \\dI &= \left(\frac{\partial I}{\partial S} \right)_P dS + \left(\frac{\partial I}{\partial P} \right)_S dP, \\d\Psi &= \left(\frac{\partial \Psi}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial \Psi}{\partial V} \right)_T dV, \\d\Phi &= \left(\frac{\partial \Phi}{\partial T} \right)_P dT + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial P} \right)_T dP.\end{aligned}\tag{q9}$$

Бул қатнастарды (q2), (q3), (q6) хәм (q7) аңлатпалары менен салыстырыў төмендегилерди береді:

$$T = \left(\frac{\partial U}{\partial S} \right)_V, \quad P = - \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_S \tag{q9}$$

$$T = \left(\frac{\partial I}{\partial S} \right)_P, \quad V = \left(\frac{\partial I}{\partial P} \right)_S, \tag{q10}$$

$$S = - \left(\frac{\partial \Psi}{\partial T} \right)_V, \quad P = - \left(\frac{\partial \Psi}{\partial V} \right)_T, \tag{q11}$$

$$S = - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial T} \right)_P, \quad V = - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial P} \right)_T. \tag{q12}$$

Келтирилип шығарылған теңлемелердің келип шығатуғын еки жағдайды атап өтеміз: Ψ хәм Φ функцияларының анықламаларынан $U = \Psi + TS$, $I = \Phi + TS$ екенлиги келип шығады. Усы аңлатпаларға (q11) хәм (q12) аңлатпаларынан энтропия ушын аңлатпаларды қойып мына формулаларды аламыз

$$U = \Psi - T \left(\frac{\partial \Psi}{\partial T} \right)_V, \tag{q13}$$

$$I = \Phi - T \left(\frac{\partial \Phi}{\partial T} \right)_P. \tag{q14}$$

Бул теңлемелер *Гиббс-Гельмгольц* теңлемелері деп аталады. Усы теңлемелерден алынатуғын пайданы атап өтеміз. Көп жағдайларда Ψ еркин энергиясын тек температураға ғәрезли болған қосымша дәллігинде аңсат анықлаўға болады. Буны система тәрепинен исленетуғын изотермалық жумысты есаплаў арқалы әмелге асырады. Бундай жағдайда (q13) формуласы тап сондай анықсызлықта системаның ишки энергиясын есаплаўға да мүмкиншилик береді.

Егер $U=U(S,V)$ функциясы белгили болса, онда оны S хәм V бойынша дифференциаллаў арқалы системаның температурасы менен басымынан анықлаў мүмкин (яғный термо қасиеттер хақында толық мағлыұматлар алыўға болады). Буннан кейин (q1) формуласы жәрдемінде δQ ды хәм сәйкес жыллылық сыйымлықтарын анықлаўға болады.

Бундай жағдайда калориялық қасиеттер хақында толық мағлыұматлар алынады. Тап сондай есаплаўларды қалған үш каноникалық хал теңлемелерінен де алыў мүмкин.

Енди (q9) қатнастарын және бир рет дифференциаллау арқалы табамыз:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_S = \frac{\partial^2 U}{\partial S \partial V}, \left(\frac{\partial P}{\partial S}\right)_V = -\frac{\partial^2 U}{\partial V \partial S}.$$

Буннан математикалық анализдің белгили болған дифференциаллаудың тәртибин өзгертиуі хакқындағы теоремедан

$$\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_S = -\left(\frac{\partial P}{\partial S}\right)_V$$

екенлиги келип шығады. Тап сол сыяқлы

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_S = \left(\frac{\partial V}{\partial S}\right)_P, \quad (q16)$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T = \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V, \quad (q17)$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_T = -\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P. \quad (q18)$$

Усы хәм усыған уқсас қатнастар *Максвелл қатнастары* деп аталады. Бул қатнастар системаның термодинамикалық тең салмақлық халын характерлеуіші шамалар арасындағы қатнастарды келтирип шығаруы үшін кеңнен қолланылады. Келтирип шығаруыдың усындай усылын (методын) *термодинамикалық функциялар усылы* ямаса *термодинамикалық потенциаллар* усылы деп аталады. Буны түсиндириуі үшін еки мысал келтиремиз:

1-мысал. Шексиз киши квазстатикалық изотермалық процессти қараймыз. (q2) қатнасын dV ға бөлип

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = T\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T - P$$

аңлатпасын аламыз ямаса (q17) ден мынаған ийе боламыз:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = T\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T - P. \quad (q19)$$

2-мысал. Усындай процесс үшін dP ға бөлиуі арқалы (q3) тен

$$\left(\frac{\partial I}{\partial P}\right)_T = T\left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_T + V,$$

ал (q18) тийкарында

$$\left(\frac{\partial I}{\partial P}\right)_T = V - T\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P \quad (q20)$$

аңлатпаларын аламыз. Бундай аңлатпаларды басқа да усыллар менен алыу мүмкин (мысалы циклдер усылы). Бирақ термодинамикалық функциялар усылы басқа усылларға салыстырғанда әпиұайырақ.

Гәп етилген I, Ψ хәм Φ функциялары *еки еркинлик дәрежесине ийе* системалар үшін алынған еди (яғный ишки халлары еки параметр менен анықланатуғын системалар). Жоқарыда айтылғанларды есапка алып сол аңлатпаларды *көп сандлы еркинлик дәрежесине ийе системалар* үшін да улыұмаластыруға болады. Буның үшін барлық аңлатпалардағы δA = PdV аңлатпасын δA = A₁dA₁ + A₂dA₂ + ... + A_ndA_n аңлатпасы менен алмастыруы керек. Сонда төмендегидей анықламалар алынады:

$$I = U + \sum A_i a_i \text{ (энтальпия)}, \quad (q21)$$

$$\Psi = U - TS \text{ (еркин энергия)} \quad (q22)$$

$$\Phi = \Psi + \sum A_i a_i \text{ (термодинамикалық потенциал)} \quad (q23)$$

Сәйкес функциялардың дифференциаллары үшін ийе боламыз:

$$dU = TdS - \sum A_i da_i, \quad (q24)$$

$$dI = TdS + \sum a_i dA_i, \quad (q25)$$

$$d\Psi = -SdT - \sum A_i da_i, \quad (q26)$$

$$d\Phi = -SdT + \sum a_i dA_i. \quad (q27)$$

Тең салмақтық флуктуациялар

Термодинамикалық системаның тең салмақтық халларын статистикалық тәрипплеу тарқалыу функциясы тийкарында оның халының макроскопиялық параметрлерин анықлауға мүмкиншилик береді. Бирақ қалеген, хатте тең салмақты системада, усындай орта мәнислерден тосыннан болатуғын ауытқыулар болып турады. Бундай ауытқыуларды экспериментлерде системаның халын көп уақытлар дауамында өлшеулердин барысында бақлау мүмкин. Мысалы газдың үлкен емес көлеминиң температурасын жоқары дәлликте узак уақытлар дауамында өлшеулердин барысында хатте сыртқы жыллылық тәсирлері болмағанда да температураның тосыннан киши шамаларға өзгеретуғынлығы бақланады. Басымның тосыннан өзгерислериниң болатуғынлығын орталықтағы бөлекшелердин хаотикалық қозғалыслары (буны броун қозғалысы деп атаймыз) көрсетеді.

Система халының термодинамикалық параметрлериниң орташа мәнисинен тосыннан ауытқыуы *флуктуациялар* деп аталады. Флуктуациялар термодинамикалық системаның бөлекшелериниң хаотикалық жыллылық қозғалысларының себебинен болады. Биз бул лекцияда тең салмақтық системадағы флуктуацияларды карап өтемиз. Бундай флуктуациялар *тең салмақтық флуктуациялары* деп аталады.

Мейли системаның тең салмақтық халы базы бир χ параметри менен тәриппленетуғын болсын. Оның орташа мәнисі $\langle \chi \rangle$ ға тең. Бундай жағдайда усы параметрдин флуктуациясы оның мәнисиниң орташа мәнистен ауытқыуы түринде анықланады:

$$\Delta x = x - \langle x \rangle. \quad (1)$$

(1) формуладан флуктуация $\langle x \rangle$ тың орташа мәнисиниң нолге тең екенлиги көринеди:

$$\langle \Delta x \rangle = \langle x - \langle x \rangle \rangle = \langle x \rangle - \langle x \rangle = 0. \quad (2)$$

Флуктуациялардың шамасын санлық жактан бақалау ушын x параметриниң ауысыуының орташа квадратының оның орташа мәнисинен ауытқыуын пайдаланыуға болады:

$$\langle (\Delta x)^2 \rangle = \langle (x - \langle x \rangle)^2 \rangle = \langle x^2 \rangle - 2\langle x \rangle \langle x \rangle + \langle x \rangle^2 - \langle x \rangle^2. \quad (3)$$

Тап усындай формуланы қалеген $\varphi(x)$ функциясының флуктуацияның орташа квадраты $\Delta\varphi(x) = \varphi(x) - \langle \varphi(x) \rangle$:

$$\langle (\Delta\varphi(x))^2 \rangle = \langle (\varphi(x))^2 \rangle - \langle \varphi(x) \rangle^2. \quad (4)$$

Флуктуацияларды санлық жактан бақалау ушын орташа квадраттан алынған квадрат түбир кең қолланылады. Бул шама $\sqrt{\langle (\Delta\varphi)^2 \rangle}$ болып табылады хәм орташа квадратлық

флуктуациялар деп аталады. Оның орташа мәниске қатнасы $\frac{\sqrt{\langle (\Delta\varphi)^2 \rangle}}{\langle \varphi \rangle}$ орташа квадратлық салыстырмалы флуктуация деп аталады.

Жоқарыда келтирилген барлық орташа мәнислерди есаплағанда белгили болған $\langle \varphi(x) \rangle = \int_a^b \varphi(x) f(x) dx$ формуласынан пайдаланыу мүмкин. Бул формула термодинамикалық системаның қалеген параметрлериниң орташа мәнисин табыуға

мүмкіншілік береді (егер оның динамикалық параметрлерінің тарқалыу функциясы белгілі болса). Ал термодинамикалық системаның тең салмақтық халы үшін тарқалыу функциясын табыу мәселесі жеткілікті уылымалық жағдайларда шешіліуі мүмкін. Усындай тарқалыу функциялары үшін мысал ретінде Максвелл-Больцман хәм Гиббс тарқалыу функцияларын көрсетіуіге болады.

Солай етип тең салмақтық халларды статистикалық тәріптеу тек ғана системаның термодинамикалық параметрлерінің орташа мәнісін анықлауға мүмкіншілік беріп қоймай, оның флуктуацияларын да табыуға мүмкіншілік береді.

Жоқарыда алынған аңлатпаларды бір атомлы идеал газдың кинетикалық энергиясының флуктуацияларын есеплауға қолланамыз. Белгілі $\langle \varphi(x) \rangle = \int_a^b \varphi(x)f(x)dx$

хәм $F_E(E_K) = \frac{2\pi}{(\pi kT)^{3/2}} \sqrt{E_K} \exp\left(-\frac{E_K}{kT}\right)$ формулаларына сәйкес молекуланың кинетикалық энергиясының орташа мәнісі мына формула жәрдеминде анықланады:

$$\langle E_K \rangle = \frac{2\pi}{(\pi kT)^{3/2}} \int_0^\infty E_K^{3/2} \exp\left(-\frac{E_K}{kT}\right) dE_K = \frac{3}{2} kT. \quad (5)$$

Ал усы энергияның квадратының орташа мәнісі мына түрге ийе болады:

$$\langle E_K^2 \rangle = \frac{2\pi}{(\pi kT)^{3/2}} \int_0^\infty E_K^{5/2} \exp\left(-\frac{E_K}{kT}\right) dE_K = \frac{15}{2} (kT)^2. \quad (6)$$

Бундай жағдайда кинетикалық энергияның флуктуацияларының орташа квадраты (4)-формулаға сәйкес мынаған тең:

$$\langle (E_K)^2 \rangle = \frac{15}{2} (kT)^2 - \frac{9}{2} (kT)^2 = \frac{3}{2} (kT)^2. \quad (7)$$

Енді улымалырақ жағдайды қарап өтеміз. Мейлі идеал газ молекуласына сырттан күш майданы тәсір ететуі болсын хәм оның тарқалыу функциясы Максвелл-Больцман тарқалыуы

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \frac{1}{\Theta} \exp\left(-\frac{E_P(\mathbf{r}) + E_K(\mathbf{v})}{kT}\right) \quad (8)$$

менен тәріпленсін болсын: Бундай жағдайда молекуланың толық энергиясының орташа мәнісі мынаған тең болады:

$$\langle E \rangle = \frac{1}{\Theta} \int_{rv} E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dV_{rv}, \quad (9)$$

ал бул энергияның квадратының орташа мәнісі сәйкес

$$\langle E^2 \rangle = \frac{1}{\Theta} \int_{rv} E^2 \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dV_{rv}. \quad (10)$$

Бул жерде $dV_{rv} = dV dV_v$ арқалы координаталар хәм тезліктер кеңістігіндегі элементер көлем белгіленген.

Θ шамасы нормировка шәртінен анықланады хәм мына түрге ийе болады $\left(\Theta = \iint_{v,v} \exp\left(-\frac{E_P(\mathbf{r}) + E_K(\mathbf{v})}{kT}\right) dV dV_v \right)$:

$$\Theta = \int_{v,v} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dV_{rv}. \quad (11)$$

(11)-аңлатпаның температура T бойынша туындасын табамыз:

$$\frac{d\Theta}{dT} = \frac{1}{kT^2} \int_{V_{rv}} E^* \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dV_{rv} = \frac{\Theta \langle E \rangle}{kT^2}. \quad (12)$$

(9) ды температура T бойынша дифференциалласак:

$$\begin{aligned} \frac{d\langle E \rangle}{dT} &= -\frac{1}{\Theta^2} \frac{d\Theta}{dT} \int_{V_{rv}} E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dV_{rv} + \frac{1}{\Theta} \frac{1}{kT^2} \int_{V_{rv}} E^2 \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dV_{rv} = \\ &= \frac{1}{kT^2} \langle E \rangle^2 + \frac{1}{kT^2} \langle E^2 \rangle \end{aligned} \quad (13)$$

ямаса

$$\langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2 = kT^2 \frac{d\langle E \rangle}{dT}. \quad (14)$$

(14)-аңдатпа алынғанда (9)-, (10)- хәм (12)-формулар пайдаланылған.

Онда (4) теңлигине сәйкес сыртқы потенциал майданда турған идеал газдың молекуласының флуктуацияларының орташа квадраты ушын аңдатпаға ийе боламыз:

$$\langle (dE)^2 \rangle = kT^2 \frac{d\langle E \rangle}{dT}. \quad (15)$$

Жоқарыда жазылған (7)-формуланың (15)- аңдатпаның дара жағдайы екенлигин атап өтемиз.

Енди N молекулаға ийе хәм турақлы көлемди ийелдейтуғын идеал газдың ишки энергиясының флуктуацияларын есаплауға өтемиз. Бундай газ ушын ишки энергия молекулаларының энергияларының қосындысынан турады деп есаплауға болады:

$$U = \sum_{i=1}^N E_i \quad (16)$$

Онда ишки энергияның орташа мәніси:

$$\langle U \rangle = \sum_{i=1}^N \langle E_i \rangle = N \langle E \rangle, \quad (17)$$

ал оның квадраты сәйкес мына формула менен анықланады:

$$\langle U^2 \rangle = \left\langle \left(\sum_{i=1}^N E_i \right)^2 \right\rangle = \sum_{i=1}^N \langle E_i^2 \rangle + \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^N \langle E_i \rangle \langle E_j \rangle = N \langle E^2 \rangle + N(N-1) \langle E \rangle^2. \quad (18)$$

(17)-(18) формуларды есаплағанымызда идеал газдың молекулаларының энергияларының статистикалық ғәрезсизлиги есапқа алынды. Соның менен бирге бұл жерде қарап атырылған газ тең салмақлық халда турыпты хәм оның молекулаларының барлығы бирдей орташа энергияға ийе болады деп болжанды.

(17)-(18) формулар барлық газдың ишки энергиясының флуктуациясының квадраты менен бир молекуланың энергиясының флуктуациясының квадраты арасындағы қатнасты жазыуға мүмкиншилик береді:

$$\langle U^2 \rangle - \langle U \rangle^2 = N \left(\langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2 \right) \quad (19)$$

ямаса

$$\langle (\Delta U)^2 \rangle = N \langle (\Delta E)^2 \rangle. \quad (20)$$

Кейинги формулаға молекуланың флуктуацияларының квадраты ушын жазылған (15) ти қойсақ:

$$\langle (\Delta U)^2 \rangle = kT^2 \frac{d\langle U \rangle}{dT}. \quad (21)$$

Бул жерде газдың ишкін энергиясының орташа мәнісі үшін жазылған (17) есепке алынған.

Бір атомлы идеал газдың ишкі энергиясы мына формула менен анықланады:

$$\langle U \rangle = \nu C_V T. \quad (22)$$

Бул аңлатпадағы $\nu = \frac{N}{N_A}$ арқалы заттың моллеринің саны белгіленген. $C_V = \frac{3}{2}R$ бір атомлы газдың моллік жыллылық сыйымлығы, N_A Авагадро саны, R универсал газ тұрақтысы. $R = kN_A$ екенлігін есепке алып ійе боламыз:

$$\langle U \rangle = \frac{3}{2} N k T. \quad (23)$$

(23) ти дифференциалласақ хәм алынған нәтижени (21) ге қойсақ мынаны аламыз:

$$\langle (\Delta U)^2 \rangle = \frac{3}{2} N k^2 T^2. \quad (24)$$

Усы аңлатпаларды есепке алып ишкі энергияның орташа квадратлық салыстырмалы флуктуациясын мына түрде жаза аламыз:

$$\frac{\sqrt{\langle (\Delta U)^2 \rangle}}{\langle U \rangle} = \sqrt{\frac{2}{3N}}. \quad (25)$$

Бул формуладан макроскопиялық системалар үшін $N \gg 1$ болғанда ишкі энергияның салыстырмалы флуктуацияларының есепке алмастай киши екенлігі көринип тур.

Тең салмақлық халда флуктуацияға тек ишкі энергия емес, ал системаның басқа да термодинамикалық параметрлери ушырайды (басым, температура, көлем, энтропия х.б.). Усы айтылған барлық параметрлер үшін олардың салыстырмалы флуктуацияларының мәнісі системадағы бөлекшелердің санының квадрат түбіріне кері пропорционал:

$$\frac{\sqrt{\langle (\Delta x)^2 \rangle}}{\langle x \rangle} \sim \sqrt{\frac{1}{N}}. \quad (26)$$

Бул формулада пропорционаллық коэффициенті шама менен бірге тең.

(26)-формулань тек ғана тең салмақлық халларды талқылағанда ғана пайдаланыў мүмкин. Тең салмақлық халға алыс халлар жағдайында (мысалы сұйықлық-газ фазалық өтиўиндеги критикалық ноқатта ямаса системаға жоқары интенсивликтеги сыртқа тәсирлер тәсир еткен жағдайда) флуктуациялар әдеўир өседі хәм олардың шамалары флуктуацияланатуғын параметрлердің шамалары менен барабар болып қалады. Бундай термодинамикалық системалардағы флуктуациялар қайтымлы емес процесслердің жүриў характерин анықлайды хәм олардың теориясын ислеп шығыў тең салмақлы емес термодинамиканың мәселеси болып табылады.

Мәселе: Газдың бир моли бар газ термометриндеги температураның салыстырмалы тең салмақлық флуктуацияларының шамасын баҳалаңыз.

Шешими: Газдың бир моли Авагадро санына тең молекулаға ийе болады: $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ мол⁻¹. (26)-формулаға сәйкес қарап атырылған газ термометри үшін температураның салыстырмалы флуктуацияларының мәнісі мынаған тең:

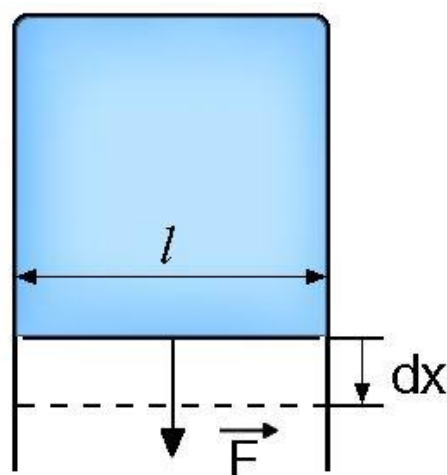
$$\frac{\sqrt{\langle (\Delta T)^2 \rangle}}{\langle T \rangle} \sim \sqrt{\frac{1}{N_A}} = 1,3 \cdot 10^{-12}.$$

Әлбетте, усындай киши флуктуацияларды регистрациялаў әмелий жақтан мүмкин емес.

Газ, сұйықтық және қатты денелер арасындағы шегарада бақланатуының кубылыстары

Тәжірибелер сұйықтықтардың бетінің мүмкін болғанынша киші майданға тең етіуге ұмтылатуының көрсетеді. Бұл кубылыс сұйықтықтың бетіне механикалық күштердің тәсір етіуінің салдары болып, бұл механикалық күштер беттің майданын кишірейтіуге тырысады. Усындай күштер *бет керими күштері* деп аталады.

Сұйықтық пенен газ арасындағы шегарада пайда болатуының кубылыстарды карап өтеміз. Мейли сұйықтықтың пленкасы бар болсын (мысалы сабынлы суудың пленкасы), ол пленка бір тәрепін қозғалатуының сым рамка менен керіп турылатуының болсын (сүүретте келтирилген).



Сұйық пленкалы рамка

Бет керіуі күшлерінің есабынан пленка өзінің майданын кишірейтіуге ұмтылады. Бұл күшке кесент жасау үшін рамканың қозғалышы тәрепін (қозғалышы сымға) F күші менен тәсір етіуіміз керек. Тәжірибелер бұл күштің шамасының пленканың бет майданына ғарезсіз екенлігін, ал сол тәрептің ұзынлығы l ге пропорционал екенлігін көрсетеді:

$$F = 2\sigma l. \quad (1)$$

Пропорционаллық коэффициенті σ *бет керими* (*бет керими коэффициенті*) деп аталады. (1)-формуладағы 2 саны сұйықтықтың пленкасының екі бетке ийе болатуының байланысы пайда болған. Себеби пленканың қалыңлығы молекулалар арасындағы қашықтықтан үлкен болса екі беттің де қозғалышы сымға бір биринен ғарезсіз тәсір етіуі орын алады. Әлбетте F күші бет керими күшіне тең және сондықтан (1)-формуладан *бет керими күшінің сан жағынан бет керими σ менен пленка менен сымның контакти сызығының екі ұзынлығы $2l$ ге көбеймесіне тең*. Бұл күш пленканың бетіне түсірілген ұрынба бағытында болады.

Қозғалышы сымды әсте-ақырынлық пенен dx шамасына көшірсек пленканың бети

$$dS_{\text{бет}} = 2l dx. \quad (2)$$

шамасына өседі. Әсте-ақырынлық пенен көшіріу процессти изотермалық және квазистатикалық (қайтымлы) деп қарау үшін зәрүр.

(1)-формула тийкарында бет керими күшлеріне қарсы ісленген жұмыс $\delta A'$ былайынша анықланады:

$$\delta A' = F dx = 2\sigma l dx = \sigma dS_{\text{бет}} \quad (3)$$

Усыған сәйкес бет керими күштері тәрепіннен ісленген жұмыс $dA = dA'$ мына түрге ийе болады:

$$\delta A = -\sigma dS_{\text{бет}}. \quad (4)$$

(3) тен бет керимінің санлық жақтан беттің майданын қайтымлы изотермалық процессте бір бірлікке үлкейтіу үшін ісленген жұмысқа тең екенлігі келіп шығады.

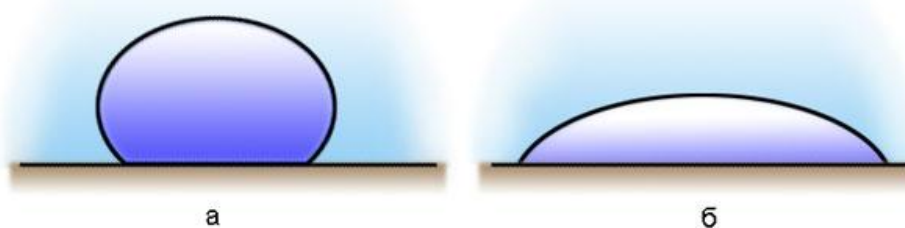
Бул жұмыс сұйықтың бетінің энергиясының өсіуі үшін жұмсалады (*еркін бетлік энергияның өсіуі үшін жұмсалады*). Демек *бет керімі саны жағынан салыстырмалы еркін бет энергиясына тең*.

Еркін бетлік энергияның бар болыуы сұйықтың молекулалары арасындағы тартысу күшінің бар екенлігінің нәтижесі. Усындай күштердің тасирінде бет қатламындағы молекулалар сұйықтың ишине тартылады, ал сұйықтың ишінде жайласқан молекулалар үшін тең тәсір етіуші тартылыс күшінің шамасы нөлге тең. Тап усындай жағдай Ван-дер-Ваальс газінде де орын алады. Ал бул өз гезегінде газдың ыдыстың дийұалына түсіретуғын басымын азайтады. Сұйықтықта да молекулалар арасындағы тартылыс күшлери оның бетине түсіретуғын басымды азайтады.

Молекулалар аралық күшлерди жеңіу үшін газ молекуласы устинен жұмыс ислеу керек. Бул жұмыс молекуланы сұйықтың ишинен оның бетине шығарғанда исленген жұмысқа тең. Бул жұмыстың сан шамасы молекуланың потенциал энергиясының өсимине тең болып, тап усы жұмыстың өзи бет керими күшлериниң пайда болыуына алып келеди. Бетлік қатламдағы молекулалардың саны беттиң майданына пропорционал болғанлықтан, барлық молекулалардың еркин энергиясы да (еркин бетлік энергия) беттиң майданына тууры пропорционал.

Гравитациялық тартысуу ямаса басқа да сыртқы күшлер болмағанда сұйықтың берілген көлемине сәйкес келиуші беттиң майданы минималлық мәнисине ийе болады (салмақсызлық жағдайларында сұйықтық тамшыларының шар тәрізлі формаға ийе болатуғынлығын еске түсіремиз, соның менен бирге сабын көбиги де салмағының киши болғанлығы себепли дерлік шар тәрізлі формаға ийе болады).

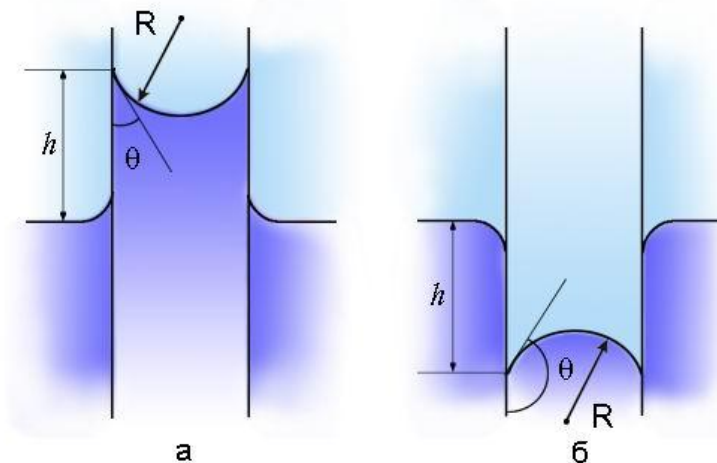
Енди қатты денениң бетіндеги сұйықтың тамшысының кандай аұхалларда болатуғынлығын карап өтемиз. Бул жағдайда фазалар арасындағы үш шегара болады: газ-сұйықтық, сұйықтық-газ, газ-қатты дене. Сұйықтық тамшысының қасийетлери (поведениеси) көрсетилген шегарадағы бет кериминиң шамасы менен анықланады (еркин бетлік энергияның салыстырмалы шамалары менен). Сұйықтық пенен газдың шегарасындағы бет керим күшлери тамшыға сфералық форма беріуге тырысады. Бул жағдай егер сұйықтық пенен қатты дене арасындағы бет керими газ бенен қатты дене арасындағы бет кериминен үлкен болған жағдайда орын алады. (а сүүретте келтирилген). Бул жағдайда сұйық тамшыны сфераға тартыу процесси сұйықтық-қатты дене шегарасының бет майданын киширейтиуға алып келеди хәм усының менен бир уақытта газ-сұйықтық шегарасының бет майданы үлкейеди. Бундай жағдайларда қатты денениң бетине сұйықтың *жуқнаслығы* орын алады. Тамшының формасы бет керими күшлери менен салмақ күшиниң тең тәсір етіушиси менен анықланады. Егер тамшы үлкен болса бетте «жалпайады», ал киши болса шар тәрізлі формаға ийе болады.



Қатты денениң бетіндеги тамшының хәр қыйлы формалары - (а) жуқпайтуғын хәм (б) жуғатуғын сұйықтықлар.

Егер сұйықтық пене қатты денениң шегарасындағы бет керими газ бенен қатты дене арасындағы бет кериминен киши болса, онда тамшы газ-қатты дене шегарасының бетиниң майданын киширейтиуға умтылады, яғный сұйықтық тамшысы қатты денениң бетінде жайылады (б сүүрет). Бул жағдайда қатты денениң бетине сұйықтықты жуғады деп есаплаймыз.

Қатты денениң бетине сұйықтың жуғыуы ямаса жуқпаслығы *капилляр эффект* деп аталатуғын эффекттиң жүзеге келиуіне алып келеди. Капилляр деп ишине сұйықтық куйылған ыдыска салынған жиңишке найды түсинемиз. Капиллярлық эффект сұйықтың най дийуалына жуғатуғынлығына ямас жуқпайтуғынлығына байланыслы килляр ишинде сұйықтық ойық ямаса дөңес форманы алады. Биринши жағдайда сұйықтың ишиндеги басым сыртқы басымға салыстырғанда киширейеди хәм сұйықтық капиллярдың ишинде жоқарыға көтеріледи (а сүүрет). Ал екнши жағдайда басым үлкейеди, ал бул өз гезегинде капиллярдағы сұйықтың қәдинің ыдыстағы сұйықтың қәддине салыстырғанда төменлеуіне алып келеди (б сүүрет).



Жуғатуғын (а) хәм жуқпайтуғын сұйықтықлардағы капилляр

Капиллярдағы сұйықтың көтерілиуі хәм қосымша басым потенциал энергия E_p ның минимум шәртинен анықланады:

$$\frac{dE_p}{dh} = 0. \quad (5)$$

Бул аңлатпада dh арқалы капиллярдағы сұйықтық бағанасының элементар өзгеріуі белгиленген.

Цилиндар тәризли капиллярдағы сұйықтың қәдин dh намасына өзгертиуі ушын салмақ күшлерине қарсы мынадай жұмыс исленеди:

$$\delta A'_{\text{salmaq}} = \rho g h \pi r^2 dh \quad (6)$$

Ал бет керими есабынан исленген жұмыс мынаған тең:

$$\delta A'_{\text{kerim}} = (\sigma_{23} - \sigma_{13}) 2\pi r dh. \quad (7)$$

Бул жерде ρ сұйықтың тығызлығы, g еркин түсиу тезлениуі, h сұйықтың капиллярдағы көтерілиу бийиклиги, r капиллярдың радиусы, σ_{13} хәм σ_{23} лер арқалы сәйкес газ хәм капилляр, сұйықтық хәм капилляр араларындағы бет керими берилген. Бундай жағдайда энергияның өзгеріуі

$$dE_p = \delta A'_{\text{salmaq}} + \delta A'_{\text{kerim}} \quad (8)$$

ямаса

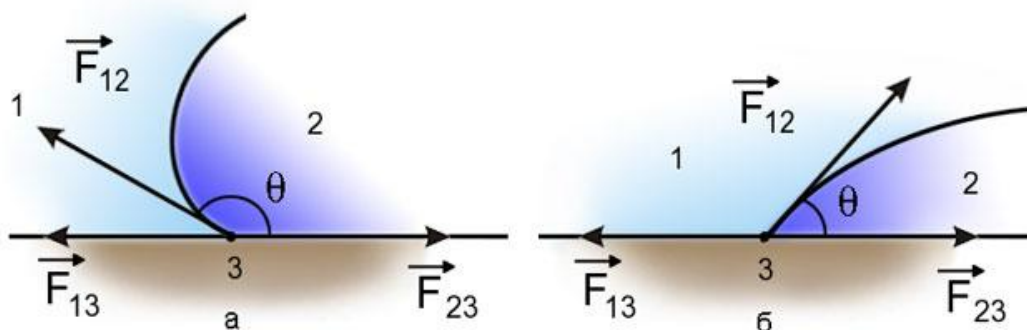
$$dE_p = \rho g h \pi r^2 dh + (\sigma_{23} - \sigma_{13}) 2\pi r dh. \quad (9)$$

Солай етип (5)-шәрт мына түрге ийе болады:

$$\rho g h r^2 + (\sigma_{23} - \sigma_{13}) 2\pi r = 0. \quad (10)$$

Бул аңлатпаны мына түрге алып келемиз

$$\rho g h r - 2\sigma_{12} \cos \theta = 0. \quad (11)$$



θ мүйешинің мәнісін түсіндіретуғын сұұретлер

Бул аңлатпадағы σ_{12} газ бенен сұйықлық арасындағы бет керими. Буннан сұйықтың капилляр бойынша көтеріліу бийиклигін анықлаймыз:

$$h = \frac{2\sigma_{12} \cos \theta}{\rho g r} \quad (12)$$

Бул формуладан $0 < \theta < \pi/2$ де капиллярда сұйықтың бийиклигін өсетуғынлығы, ал $\pi/2 < \theta < \pi$ болғанда төменлейтуғынлығын көреміз.

Сұйықтың бети тәрепинен пайда етілетуғын қосымша басым ΔP гидростатикалық басымды теңлестіріп турыуы керек. Сонлықтан

$$\Delta P = \frac{2\sigma_{12} \cos \theta}{r} \quad (13)$$

ямаса

$$\Delta P = \frac{2\sigma_{12}}{R} \quad (14)$$

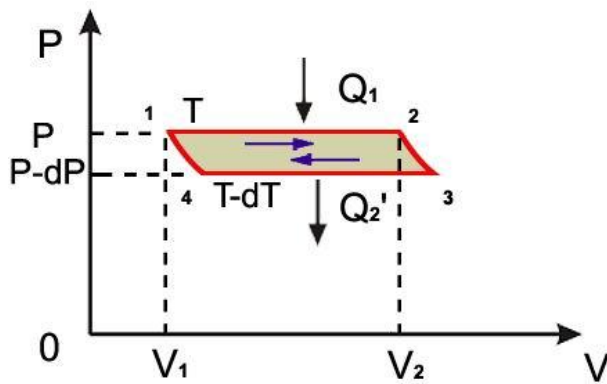
бул жерде сұйықтың сфералық бетинің радиусы $R = r/\cos \theta$ пайдаланылған (сұұретти қараңыз). (14)-формула бет керими ушын Лаплас формуласы деп аталады.

Биринши әўлад фазалық өтиўлері

Биринши әўлад фазалық өтиўлерін тәріплеу ушын фазалық өтиў ноқатларындағы $P = P(T)$ басымның температураға ғәрезлилигін анықлау керек (яғный еки фазаның тең салмақлық иймеклигіннің формасын билиу керек). Тең салмақлы термодинамика усыллары бул ғәреззликтиң биринши туўындысын, яғный тең салмақлық иймекликтің қыялығын анықлауға мүмкиншилик береді.

Мейли еки фазалы системаның бир фазасына базы бир Q_1 жыллылығы берілгенде заттың массасы M болған бөлеги бир фазадан екінши фазаға өтетуғын болсын. Қарап атырылған өтиў квази тең салмақлық болғанлықтан өтиў барысында басым да, температура да турақлы калады, яғный $P = \text{const}$, $T = \text{const}$. Салыстырмалы көлем (көлемнің массаға катнасы) биринши фаза ушын v_1 ге, ал екінши фаза ушын v_2 ге тең. Массасы M болған заттың муғдары биринши фазада $V_1 = v_1 M$ көлемін, ал екінши фазада $V_2 = v_2 M$ көлемін ийелейді.

Заттың биринши фазадан екінши фазаға өтиуі базы бир айланбалы процесстің 1-2 участкасы сыпатында сұұретте келтирилген. Усындай айланбалы процесстің жәрдеминде массасы M болған зат қайтадан дәслепки биринши фазаға қайтарылады. Бул айланбалы процессті Карно цикли деп қараймыз. Бундай жағдайда 2-3 хәм 4-1 процесслер адиабаталық, ал изотермалық 3-4 процесс зат екінши фазадан биринши фазаға өткендеги жыллылықты қайтып бериуді тәріплейді. 3-4 процесси $P-dP$ басымында хәм $T-dT$ температурасында әмелге асады хәм олардың шамалары 1-2 процесс жүретуғын басымның P , температураның T мәніслерине шексиз жақын деп есаплаймыз.



Биринши әулад фазалық өтиўин есаплаў ушын арналған сүүрет

Карноның биринши теоремасы тийкарында қарап атырылған циклдің пайдалы тәсир коэффициенті (п.т.к.) ушын мына аңлатпаны жаза аламыз:

$$\eta = \frac{\delta A_{12}}{Q_1} = \frac{T - (T - dT)}{T} = \frac{dT}{T} \quad (1)$$

Бул аңлатпадағы δA_{12} цикл барысындағы исленген жұмыс. Биринши жуўықлаўда (при первом приближении) dP шамасының шексиз киши екенлигин есапқа алсақ Карноның бир циклинде исленген жұмыс δA_{12} тың шамасы шексиз киши бийикликке ийе туўры мүйешлик болған циклдің жұмысына жақын деп есаплаймыз. Бул Карно циклинің қапталындағы адиабаталарды $V = \text{const}$ вертикал кесиндилери менен алмастырыўға мүмкиншилик береді (яғный Карно циклин бийиклиги шексиз киши dP ға тең туўры мүйешлик түрінде караймыз). Усындай жуўықлаўда мынаған ийе боламыз:

$$\delta A_{12} = P(V_2 - V_1) - (P - dP)(V_2 - V_1) = M(v_2 - v_1)dP \quad (2)$$

Биринши әулад фазалық өтиўлері санлық жақтан фазалық өтиўдің салыстырмалы жыллылығы менен характерленеді. Бул фазалық өтиў ушын заттың бир бирлик массасына берилетугын жыллылық болып табылады:

$$q_{12} = \frac{Q}{M} \quad (3)$$

Бундай жағдайда (2)- хәм (3)- формулаларды есапқа алып (1) ди мына түрге келтириў мүмкин:

$$\frac{(v_2 - v_1)dP}{q_{12}} = \frac{dT}{T} \quad (4)$$

ямаса

$$\frac{dP}{dT} = \frac{q_{12}}{T(v_2 - v_1)} \quad (5)$$

Бул аңлатпа *Клапейрон-Клаузиус теңлемеси* деп аталады хәм ол тең салмақлық биринши әулад фазалық өтиўіндеги өтиўдің салыстырмалы жыллылығы, температурасы, дәслепки хәм ақырғы фазалардың салыстырмалы көлемлерине ғәрезли басымнан теспература бойынша алынған туўындыны береді.

Клапейрон-Клаузиус теңлемесин салыстырмалы термодинамикалық потенциалдың жәрдемінде де алыўға болады. Буның ушын еки фазаның турақлы термодинамикалық тең салмақлықта турғанда олардың салыстырмалы термодинамикалық потенциалларының теңлигинен пайдаланамыз:

$$\varphi_1(P, T) = \varphi_2(P, T)$$

Бул теңликтің еки тәрәпин де дифференциаллаймыз:

$$d\varphi_1(P, T) = d\varphi_2(P, T) \quad (6)$$

ямаса ($s_2 - s_1 = q_{12}/T$ формуласын қараңыз)

$$-s_1 dT + v_1 dP = -s_2 dT + v_2 dP. \quad (7)$$

Бул жерде s_1 хәм s_2 лер арқалы биринши хәм екінши фазалардың салыстырмалы энтропиясы белгиленген.

(7) ден мынаған ийе боламыз:

$$\frac{dP}{dT} = \frac{s_2 - s_1}{v_2 - v_1}. \quad (8)$$

Заттың бир фазадан екінши фазаға өтиуі тең салмақлық процесс деп қаралатуғын хәм турақлы температурада жүретуғын болғанлықтан салыстырмалы энтропиялардың айырмасын мына түрде анықлау мүмкин:

$$s_2 - s_1 = \frac{q_{12}}{T}. \quad (9)$$

Бул аңталатпаны (8)-формулаға қойыу (5)- Клапейрон-Клаузиус теңлемеси түрине алып келеди.

Клапейрон-Клаузиус теңлемесине сәйкес dP/dT тууындысының белгиси фазалардың салыстырмалы көлемлеринің катнасынан ғәрезли. Егер жыллылық берилгенде суйықлық газ тәризли халға өтсе салыстырмалы көлемлердің өсиуі орын алады ($v_2 > v_1$) хәм тууынды $dP/dT > 0$. Сонлықтан усындай өтиулерде басымның өсиуі қайнау температурасының көтерилюіне алып келеди. Тап усындай ғәрезлилик көпшилик қатты денелердің ериуінде де (балқыуында да) бақланады (айырым затларда ериу салыстырмалы көлемлердің киширейуі менен жүреди, яғный $v_2 < v_1$). Усындай затқа мысал ретінде сууды келтириу мүмкин. Суу қатты халдан (муз халынан) суйық халға өткенде өзинің салыстырмалы көлемин киширейтеди. (суудың тығызлығы муздың тығызлығынан үлкен). Бундай затларға басым жақарылағанда ериу температурасының төменлеуі тән.

Хал диаграммалары

Затлардың халларын хәм оның фазалық өтиулерин графикалық тәриплегенде әдетте P хәм T өзгериушилери колланылады. Графиклерде берилген заттағы фазалық өтиулердеги тең салмақлық иймекликлери сызылады. P хәм T өзгериушилеринде сызылған диаграмманы *хал диаграммасы* деп атайды. Усы диаграммадағы хәр бир ноқатқа белгили бир тең салмақлық хал сәйкес келеди. Бул диаграмма анау ямаса мынау процесте кандай фазалық өтиулердің болатуғынлығын көрсетеди.

Тең салмақлық халда физика-химиялық қасийетлери бойынша бир текли заттың бирден үш тең салмақлық халда туратуғын жағдайды қараймыз (мысалы муз, суу хәм пуу). Бундай системаның тең салмақлығы бул үш фазаның тең салмақлығына сәйкес келетуғын үш шәрттиң бир ўақытта орынланғанда орын алады. Бул шәртлерди улыўма жағдайда былайынша жазамыз:

$$\varphi_1(P, T) = \varphi_2(P, T) = \varphi_3(P, T). \quad (1)$$

(1)-теңлик еки бир биринен ғәрезсиз теңлемелер системасының пайда болыуына алып келеди:

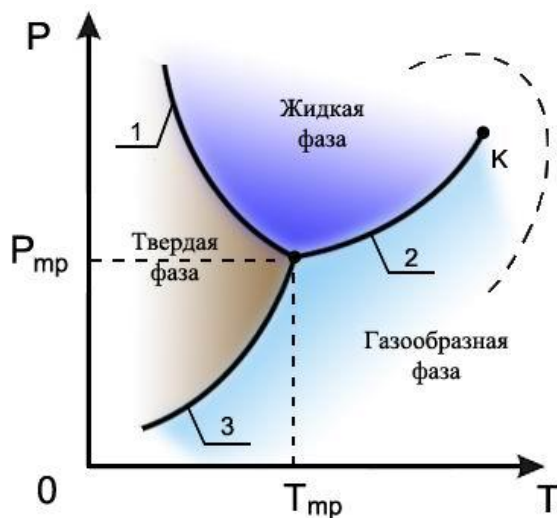
$$\varphi_1(P, T) = \varphi_2(P, T), \quad (2)$$

хәм

$$\varphi_2(P, T) = \varphi_3(P, T). \quad (3)$$

Бул теңлемелер системасын (химиялық реакциялар болмайтұғын шәрти орынланғанда) шешиу сол үш фаза бир ўақытта бола алатуғын басым $P_{u'sh}$ хәм

температура $T_{u'sh}$ ның анық мәніслерін береді. P хәм T өзгериўшилериндеги хал диаграммасындағы жоқарыда келтирилген басым менен температураның мәніслерине сәйкес келетуғын ноқат (сүўретте берилген) *үшлик ноқат* деп аталады. Бул ноқатта қатты хәм суйық тәризли фазаларды бөлип турыўшы 1, суйық хәм газ тәризли фазаларды айырып туратуғын 2 *пуўланыў сызығы*, қатты хәм газ тәризли фазаларды айырып турыўшы 3 *возгонка* иймеклиги бар болады.



Хал диаграммасы. 1-ериў иймеклиги, 2-пуўланыў иймеклиги, 3-возгонка иймеклиги.

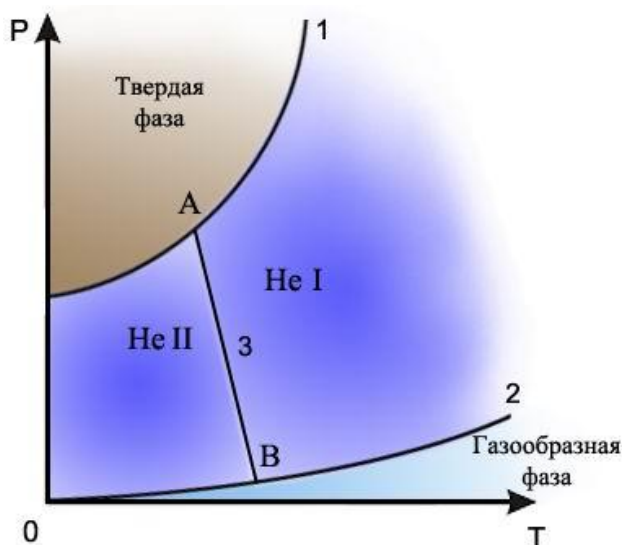
2-пуўланыў иймеклиги *критикалық ноқатта* (К) тамам болады. Бул ноқатта суйық хәм газ тәризли фазалар арасындағы айырма жоғалады. Егер фазалық өтиў критикалық ноқатты айланып өтиў арқалы әмеге асса (сүўреттеги пунктир сызық түринде көрсетилген), пуўланыў иймеклигиниң кесип өтиўи орын алмайды хәм фазалық өтиў фазалар арасындағы шегара пайда болмай үзликсиз өтиў менен әмелге асады.

Өзиниң физика-химиялық қасиетлери бойынша бир текли затларда бир ўақытта ең көп болғанында тек үш фаза (мысалы заттың үш агрегат халы) тең салмақтықта тура алады. Үш фазадан артық сандағы фазалардың бир ўақытта жасай алатуғын ноқаттың болыўы мүмкин емес.

Үш хәр қыйлы агрегат халға сәйкес келиўши затлардың халлары үшлик ноқатқа сәйкес келмейтуғын басым менен температураның мәніслеринде де бир ўақытта жасайтуғын жағдайлар бар. Мысалы тәбиятта хәр қыйлы хаўа райларында бир ўақытта муз, суў хәм пуўды көриў мүмкин (әлбетте пуўды тиккелей көре алмаймыз, оны көриў ушын басқа әсбаптардан пайдаланамыз). Бирақ бул халлар тең салмақтық халлар емес (үшлик ноқаттағы халлар тең салмақтық халлар еди). Сонлықтан тәбияттағы муз, суў хәм пуўлар арасында барлық ўақытлары өтиўлер болып турады.

Үшлик ноқаттағы басым менен температураның мәніслери көпшилик затлар ушын жүдә турақты келеди. Соның ушын үшлик ноқатлар хәр қыйлы температуралық шкалаларды калибровкалаў ушын пайдаланылады. Суўдың үшлик ноқаты Кельвин хәм Цельсия шкалалары ушын тийкарғы реперлик ноқаттың орнын ийелейди.

Гелийдиң диаграммасында үшлик ноқат болмайды (бул оның ең тийкарғы өзгешелиги болып табылады, сүўретте келтирилген). Демек гелийде қатты, суйық хәм газ тәризли фазалар бир ўақытта жасамайды деген сөз.



Гелийдин җал диаграммасы. 1- ериү иймеклиги, 2-пуўланыў иймеклиги, 3- Суйық HeI хэм HeII суйық фазаларын айырып турыўшы иймеклик, А хэм В лар үшлик ноқатлар.

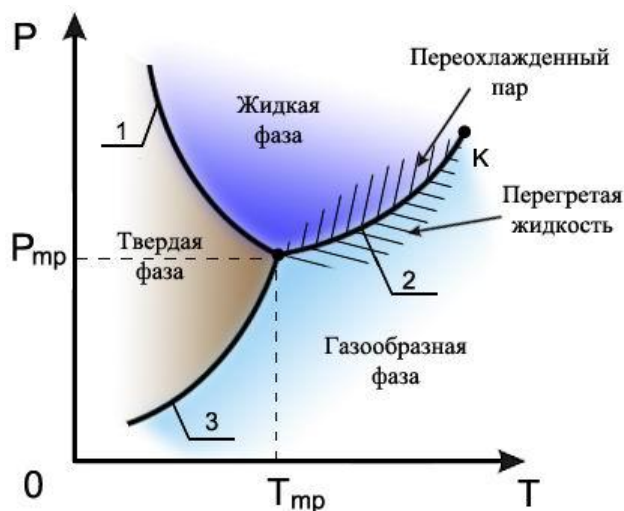
Сүүретте гелийде ериү хэм пуўланыў иймекликлериниң кесилиспейтуғынлығы көринип тур. Себеби гелийдин қатты фазасы тек 25 атм басымнан жоқары басымларда ғана пайда болады. Басым 25 атм нан киши болғанды гелий теператураның абсолют нолине шекем суйық болып қалады (гелийдин бул қәсийети квант механикасын пайдаланып түсиндириледі). Бирақ бул гелийде үшлик ноқаттың жоқ екенлигин түсиндире алмайды. Мәселе соннан ибарат, гелий қәсийетлери хәр қыйлы болған еки суйық фазаға ийе: He I хэм He II. Сүүретте келтирилген А хэм В ноқатлары үш фаза да тең салмақлық җалда туратуғын үшлик ноқатлар болып табылады хэм бул ноқатта үш фаза тең салмақлықта турады: He I, He II хэм (сәйкес) кристаллық гелий (А ноқаты) ямаса газ тәризли гелий (В ноқаты). В ноқатына сәйкес келиўши температура шама менен 2,2 К ге тең.

Әдетте барлық қатты затлар бир неше фазалық халларда бола алады. Олар бир биринен структуралары хәр қыйлы болған *кристаллық модификациялары* менен айрылады. Бул фазалар өз-ара да, хәр қыйлы агрегат халлар менен байланысқан фазалар менен де тең салмақлық халларда бола алады. Җал диаграммасында усы фазалардың тең салмақлық шәрти болып фазалық өтиўлердеги тең салмақлық иймекликлери хызмет етеди. Үшлик ноқатлар да болады. Бундай ноқатларда үш фаза тең салмақлықта турады. Олардың екеўи кристаллық модификациялар болып, үшіншиси газ тәризли ямаса қатты фаза болып табылады. Ал базы бир затларда үшлик ноқатта тең салмақлықта туратуғын фазалардың барлығы да қатта җалдағы фазалар болып табылады.

Затлардың бир неше кристаллық модификацияларға ийе болыў қәсийети *полиморфизм* деп аталады. Усындай қәсийетлерге, мысалы, күкирт, углерод, қалайы, темир хэм басқа затлар ийе болады. Муз бир неше кристаллық модификацияға ийе. Бир кристаллық модификациядан екинши модификацияға фазалық өтиў *полиморфлық айланыс* деп аталады. Полиморфлық айланыслар көпшилик жағдайларда биринши әўлад фазалық өтиўлери болып табылады хэм фазалық өтиўдин барысында жыллылықтың жутылыўы ямаса шығарылыўы орын алады.

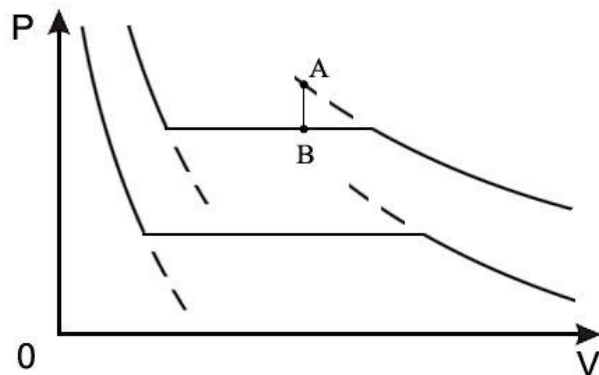
Хәр қыйлы кристаллық модификациялар ушын *метастабиллик халлардың* бар болыўы тән (бундай халларда бир фаза екинши фазаның температуралар хэм басымлары областында жасайды). Тап усындай фазалық өтиўлер үшлик ноқат жанында бир агрегат халдан екинши агрегат халға өткенде де орын алады.

Төмендеги сүүретте суйықлық-газ фазалық өтиўиндеги метастабиллик областлары схема түринде көрсетилген. 2-сызықтан жоқарыда *көбирек салқынлатылған* пуўға, ал төменде *көбирек қыздырылған* суйықлыққа сәйкес келиўши областлар көрсетилген. Усындай метастабил халлардағы затлар Вильсон камерасы хэм көбикли камера усаған физикалық әсбапларда қолланылады. Олардың жумыс ислеў принциплери төменде келтирилген.



Сұйықтық-газ фазалық өтіуіндегі метастабиллік халлар диаграммасы. 1-ериу іймеклігі, 2-пуўланыу іймеклігі, 3-возгонка іймеклігі.

Еки фазалы сұйықтық-газ системасының изотермаларын сәулелендіретуғын болсақ (төмендегі сұйретте), изотермалардың горизонт бағытындағы бөлімі заттың фазалық өтіуіне сәйкес келеді, горизонтал бөлімнен оң тәрепте газ тәрізлі фазаның изотермалары, ал шеп тәрепине сұйық фазаның изотермалары жайласады. Пунктир сызықтар метастабил халларға сәйкес келеді. Оң тәрепте көбірек салқынлатуланған пуў, шеп тәрепте көбірек қыздырылған сұйықтық орын алған. Бул халлар егер басқа фазаның *зародышлары* (сәйкес тамшылар, көбікшелер) еле пайда болмаған болса ямаса оларда жоқ болуы тенденциясы орын алған жағдайда жүзеге келеді. Зародышлардың пайда болуына хәр қыйлы қосымталар хәм бир теклиликтің жоқлығы алып келеді. Сонлықтан метастабиллік халлар жақсы тазаланған затлар ушын тән.



Сұйықтық-газ еки фазалы системасының изотермалары

Көбірек салқынлатылған пуўдың басымы сол температурадағы тойынған пуўдың басымынан жоқары болатуғын болғанлықтан, бундай пуў *көбіректіойынған пуў* деп аталады. Бундай пуўдағы сұйық фазаның *зародышларының* пайда болуы хәм өсиуі көп факторларға байланысly болады (биринши гезекте *зародышлардың* өлшемлеринен, температурадан, *көбірек тойыныу дәрежесі* S_p дан). *Көбірек тойыныу дәрежесі* *усындай пуўдың тығызлығының тойынған пуўдың тығызлығына катнасы түриде анықланады:*

$$S_p = \frac{\rho}{\rho_{\text{ко'б. той.}}}, \quad (4)$$

ал, адиабаталық кеңейіуде оның мәніси

$$S_p = \frac{P_1}{P_2} \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma} \quad (5)$$

аңлатпасы менен анықланады. Бул жерде P_1 , V_1 хәм $P_2 V_2$ пуўдың дәслепки хәм ақырғы басымлары менен көлемлери.

XIX ғасырдың орталарында өткерліген тәжірибелер егер пуыда шаңның бөлекшелери болса хәтте үлкен емес тойыныұда да думанның пайда болатуғынлығын хәм А ноқатынан В ноқатына өтиўдың орын алатуғынлығын көрсетти (жоқарыдағы сүүрет). Усындай процесс конвекцияның салдарынан пайда болған ағыслар суў пуўлары бар ҳаўаны көтергенде жүреди. Усының нәтийжесинде температураның төменлеўи менен ол кеңейеди. Бул думанның пайда болыўына хәм жаўын тамшыларының өсиўине алып келеди (тойынған халға салыстырғанда пуўдың артық концентрациясының есабынан).

1870-жылы Томсон (лорд Кельвин) тәрәпинен бет керими салдарынан радиусы r болған тамшының бетиндеги тойынған пуўдың басымы p_r дың суйықтықтың тегис бетиндеги пуўдың басымы p_{bet} тен үлкен екенлигин көрсетилди. Сол еки басым төмендеги қатнас пенен байланысқан:

$$\frac{p_r}{p_{bet}} = \exp\left(\frac{2\sigma}{r} \frac{\mu}{\rho RT}\right) \quad (6)$$

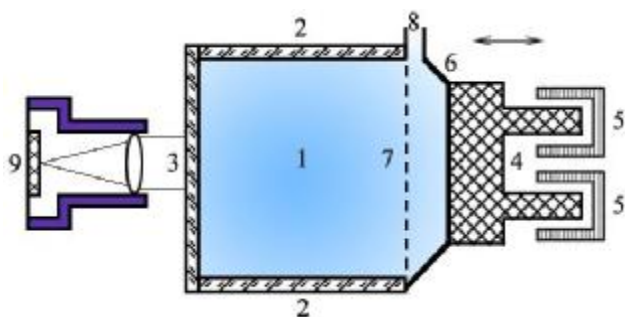
Бул аңлатпадағы σ бет керими, μ менен ρ суйықтықтың моллик массасы менен тығызлығы, T абсолют температура, R универсал газ турақлысы. Бул аңлатпадан егер пуўдың көбирек тойыныұ дәрежеси (6)-аңлатпа тәрәпинен берилетуғын шамадан артық болса тамшылардың үлкейетуғынлығы хәм думанның пайда болатуғынлығы келип шығады.

Тамшылар майда болған сайын усы тамшылардың пуўланып кетпеўи, ал өсиўи ушын көбирек тойыныұ керек болады. Суў ушын $r = 2 \cdot 10^{-8}$ см де $S_p = 235$ ке ийе боламыз, яғный молекулалар әдетте конденсация орайлары бола алмайды. Бирақ экспериментлер $S_p > 8$ болғанда суў пуўларында думанның пайда болатуғынлығын көрсетеди. Англиялы физик Джозеф Джон Томсон (1856 - 1940) бул қубылысты былай түсіндірди: тәсирлесіўдың (каогуляцияның) салдарынан суў молекулалары тамшы пайда етеди. Бул тамшылардың ең үлкен өлшемлери $r = 5 \cdot 10^{-8}$ см, ал бул шамаға $S_p = 8$ шамасы сәйкес келеди. S_p ның киширек мәнислеринде тек басқа «бөлекшелер» (мысалы шаң) болғанда ғана думан пайда болады.

Англиялы физик *Чарльз Томсон Рис Вильсон* (1869 - 1959) эксперименте белгили бир шараятлар пайда етилгенде думанның зарядланған ионларда эффективли түрде пайда болатуғынлығын көрсетти. Зарядланған тамшының бетине жақын орынлардағы басымды өзгертетуғын электростатикалық күшлер тәсир етеди. Бул өз гезегинде конденсация шәртлерин өзгертеди. Бул жағдай Вильсонға 1912-жылы ядролық нурланыұ бөлекшелерин регистрация ислеітуғын әсбапты ислеіп шығыўға алып келди. Бул әсбапты *Вильсон камерасы* деп атаймыз (Усындай камераны дөрөткени ушын Вильсоно 1927-жылы Нобел сыйлығын алыўға миясар болды).

Бул әсбапта көбирек тойынған пуў (әдетте суўдың, спирттиң хәм инерт газлердің араласпасынан туратуғын) мөлдир дийўаллары бар ыдыстағы поршеннің жәрдемінде адиабаталық кеңейтиў жолы менен пайда етиледі. Ионластырыўшы нурлар бөлекшелери ыдысқа келип түскенде олардың траекториялары бойлап ионлардан туратуғын из қалады. Бул ионларда суйықтықтың конденсациясы орын алады хәм суйықтықтың тамшыларынан туратуғын көзге көринетуғын трек (из) пайда болады. Солай етип метастабил халда топланған энергия ядролық нурланыұды визуализация ушын пайдаланылады. Бөлекшениң изин хәм оның формасын орталықтың фотосүүретин түсириў жолы менен әмелге асырылады.

Вильсон камерасының принципаллық схемасы төмендеги сүүретте келтирилген. 1 изоляцияланған жұмыс көлемінде көбирек тойынған, бирақ тойынған халға жақын халдағы суў менен спирттиң пуўлары жайластырылады. 4 поршенди тартатуғын 6 диафрагманың бирден қозғалыўы 1 көлемдеги усы пуўлардың тез адиабаталық кеңейиўге алып келинеди. Усы жол менен пуўлардың көбирек тойыныұ дәрежеси жетиледи (әдетте 1,25 тен 1, 37 ге шекем). Оны баҳалаў ушын (5)-аңлатпаның қолланылыўы мүмкин.



Вильсон камерасының схемасы. 1 изоляцияланған жұмысшы көлем, 2 шийше цилиндр, 3 фотосүрет түсіріу үшін арналған шийше айна, 4 жылжыушы поршень, 5 поршеньнің жүрисін ретлеуші, 6 резина диафрагма, 7 диафрагма қозғалғанда турбулентликти кемейтету үшін сым тор, 8 суы-спирт араласпасын жиберіуші тесікше (жұмыс уақытында жабық тұрады), 9 сүретке алыушы аппарат.

1 көлеми арқалы бөлекшелер өткенде олардың траекториялары бойлап думаннан туратуғын треклер пайда болады хәм бул треклер сүретке түсіриледі. Усыннан кейін Вильсон камерасы дәслепки халына қайтып алып келинеді, яғный оның жұмыс ислеуі процесси цикллық болып табылады. Циклдердің саны минутына 1 ден 6 ға шекем болады. Жұмыс ислеуінің киши тезлиги Вильсон камерасының белгили бир кемшиликлеринен болып есапланады. Мысалы Англиялы физик *Патрик Мейнард Стюарт Блэкеттке* (1897 - 1974) α бөлекшелеринің азоттағы миллиондай сүретин түсіріуге туұры келді. Усы миллиондай сүреттің ишинде α бөлекшесинің азот атомлары тәрeпинен услап қалынып, усының нәтижесинде протонды шығарыуы 20 рет ғана сүретке алынған.

Вильсон камерасының басқа бир кемшилиги ретинде оның жұмысшы камерасының үлкенлигинде (әдетте оның диаметри бир неше онлаған сантиметрге жетеді). Бул жағдайдың ақыбетинен жоқары энергиялы бөлекшелердің треклерин изертлеуге мүмкиншилик бермейді. Бул кемшиликтен кутылуы үшін тығызырақ жұмысшы заттан пайдаланыу керек. Бундай затлардаға бөлекшелердің жүриу ұзынлығы әдеуір киширейеді. Усыған байланыслы *көбикшели камералар* ислеп шығылған. Бундай камераларда бөлекшелердің треклеринің визуализациясы үшін (көриниуі үшін) бөлекше ушып өткенде бөлинип шығатуғын көбирек қыздырылған суйықлықтың ишки энергиясы пайдаланылады. Суйықлық хал диаграммасындағы пунктир сызықлар менен көрсетилген халда тұрады. Усындай суйықлыққа зарядланған бөлекше келип түссе оның траекториясы бойлап пуудың көбикшелеринен туратуғын из пайда болады.

Көбикшели камераның принципиаллық схемасы Вильсон камерасының схемасына уқсас. Метастабиллик хал (көбирек қыздырылған суйықлық) Вильсон камерасындағыдай басымды тез киширейтиу жолы менен алынады. Треклерди фотосүретке түсіриу үшін суйықлық мөлдир болыуы шәрт. Көбикшели камераларда жұмысшы дене ретинде жақсы тазартылған суйық водород, пропан хәм ксенон пайдаланылады. Бундай камералардың цикллеринің жийилиги минутына бир неше онға жетеді.

Екинши әўлад фазалық өтиўлері

Екинши әўлад фазалық өтиўлерин баянлауды 1933-жылы физик-теоретик Паул Эренфест (1880 - 1933) тәрeпинен усынылған усыл менен алып барамыз. Бундай өтиўлер үшін Клапейрон-Клаузиус теңлемесин қолланыуға болмайды. Себеби салыстырмалы термодинамикалық потенциалдың биринши тәртипли туўындыларының теңлиги шәртинен

$$\left(\frac{\partial \phi_1}{\partial T} \right)_P = \left(\frac{\partial \phi_2}{\partial T} \right)_P, \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial \phi_1}{\partial P} \right)_T = \left(\frac{\partial \phi_2}{\partial P} \right)_T \quad (2)$$

қосымшалардағы «Хал диаграммалары» параграфындағы (1)- хәм (2)- формулалардан салыстырмалы энтропиялар менен көлемлердің теңлиги келип шығады:

$$s_1 = s_2, \quad (3)$$

$$v_1 = v_2. \quad (4)$$

Бул жағдай мынаған алып келеди: $\frac{dP}{dT} = \frac{s_2 - s_1}{v_2 - v_1}$ теңлемесинің оң тәрепинің алымы

да, бөлими де бир ўақытта нолге айналады хәм Клайперон-Клаузиус теңлемесинде де 0/0 түріндеги анықсызлық пайда болады.

(3)- хәм (4)- формулаларға сәйкес салыстырмалы энтропиялар менен салыстырмалы көлемлердің толық дифференциалларын табамыз хәм оларды бир бири менен теңлестиремиз:

$$\left(\frac{\partial s_1}{\partial T}\right)_P dT + \left(\frac{\partial s_1}{\partial P}\right)_T dP = \left(\frac{\partial s_2}{\partial T}\right)_P dT + \left(\frac{\partial s_2}{\partial T}\right)_T dP, \quad (5)$$

$$\left(\frac{\partial v_1}{\partial T}\right)_P dT + \left(\frac{\partial v_1}{\partial P}\right)_T dP = \left(\frac{\partial v_2}{\partial T}\right)_P dT + \left(\frac{\partial v_2}{\partial T}\right)_T dP. \quad (6)$$

Алынған аңлатпалар ушын түрлендириў өткеремиз. Қайтымлы процессте салыстырмалы энтропиядан температура бойынша алынған туўынды мына түрге ийе болады:

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_P = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial q}{\partial T}\right)_P = \frac{1}{T} c_P. \quad (7)$$

Бул аңлатпада q салыстырмалы жыллылық, c_P салыстырмалы изобаралық жыллылық сыйымлығы.

Салыстырмалы термодинамикалық потенциалдың екинши туўындысы ушын мына теңлик жазылатуғын болғанлықтан

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial P \partial T} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial T \partial P}, \quad (8)$$

төмендегидей аңлатпаны жаза аламыз (қосымшалардағы «Хал диаграммаалары» параграфындағы (1)- хәм (2)- формулаларды қараңыз):

$$-\left(\frac{\partial s}{\partial P}\right)_T = \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P. \quad (9)$$

(7)- хәм (9)- аңлатпаларды есапқа алғанда (5)- хәм (6)- аңлатпалар береді:

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dT} &= -\frac{(\partial s_2 / \partial T)_P - (\partial s_1 / \partial T)_P}{(\partial s_2 / \partial P)_T - (\partial s_1 / \partial P)_T} = \\ &= \frac{c_{P2} - c_{P1}}{T((\partial v_2 / \partial T)_P - (\partial v_1 / \partial T)_P)} = \frac{\Delta c_P}{T \Delta(\partial v_1 / \partial T)_P}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\frac{dP}{dT} = -\frac{(\partial v_2 / \partial T)_P - (\partial v_1 / \partial T)_P}{(\partial v_2 / \partial P)_T - (\partial v_1 / \partial P)_T} = -\frac{\Delta(\partial v / \partial T)_P}{\Delta(\partial v / \partial P)_T}. \quad (11)$$

Бул аңлатпаларда Δ символы менен сәйкес шамалардың айырмасы белгиленген.

Алынған аңлатпалар басымның температурадан алынған туындасын (dP/dT , тең салмақтық иймеклигинің қыялығы) салыстырмалы изобаралық жыллылық сыйымлығыр хәм $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P, \left(\frac{\partial v}{\partial P}\right)_T$ шамалары менен байланыстыратуғын теңлемелерди жазыўға мүмкиншилик береді. Бул шамалардың өзлери көлемлик кеңейиўдің температуралық коэффициенті хәм

$$\alpha_P = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P \quad (11)$$

изотермалық қысылыў коэффициенті

$$\beta_T = -\frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_T \quad (12)$$

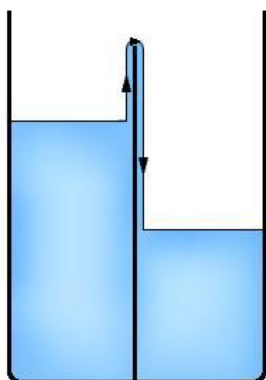
менен байланысқан. Бул теңлемелер Эренфест теңлемелери деп аталады хәм мына түрге ийе болады:

$$\Delta c_P = T \frac{dP}{dT} \Delta \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P, \quad (13)$$

$$\Delta \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P = -\frac{dP}{dT} \Delta \left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_T. \quad (14)$$

Екинши әўлар фазалық өтиўлериниң ең көргизбелі мысалы 2,2 К температурадағы суйық He I диң суйық He II ге айланыўы болып табылады (төмендегі сүўретте көрсетілген). Усы фазалық өтиў менен He II де пайда болатуғын аса аққышлық квант қубылысы байланысқан. Бул қубылыс 1938-жылы П.Л. Капица тәрәпинен ашылды хәм оның теориялық түсиндирилиўи Лев Давыдович Ландау (1908 - 1968) тәрәпинен берилди. Аса аққышлықтың феноменологиялық теориясы He II ниң еки суйықтықтың араласпасынан туратуғыллығына тийкарланған (квант физикасы бойынша He II атомларын еки түрге бөлиўге болмаса да). Бирақ классикалық аналогия көргизбалилик ушын қолайлырақ хәм усыған байланыслы He II ниң бир кураўшысы аса аққыш, ал екинши кураўшысы нормал (аса аққыш емес) болып табылады. Солай етип He II ниң ағысын еки суйықтықтың ағыслары түринде көз алдымызға келтиремиз, соның ишинде аса аққыш кураўшысының жабысқақлығы нолге тең.

Аса аққышлық қубылысының өзи атап айтқанда He II ниң жабысқақлығының жоқлығында. Жабысқақлықтың жоқлығынан He II суйықтығы жүдә жиңишке капиллярлар арқалы өте алады (П.Л. Капица He II ниң еки шлифовкаланған шийше арқалы өтиўи бойынша тәжирийбелер қойды). Ал дийўал менен еки бөлімге ажыратылған ыдыстағы He II ниң қәдди сол дийўал арқалы өрмелеўиниң салдарынан теңлеседи (сүўретте көрсетілген).



He II қуйылған ыдыстағы
өрмелеўши пленканың пайда
болыўы

Өрмелеуші пленка 10^{-5} см ден де киши қалыңлыққа ийе болады. Бул пленка секундныа бир неше онлаған сантиметр тезлик пенен қозғалады хәм сонлықтан суйықлық ыдыстың бир тәрепинен екінши тәрепине өтеди.

Нормал қураушы өзиниң қозғалыу барысында жыллылықты өзи менен алып жүреди, ал аса аққыш қураушы болса жыллылықты алып жүрмейди. Не II жуқа саңлақ арқалы өткенде тийкарынан аса аққыш қураушы өтеди. Сонлықтан өрмелеуші Не II ниң температурасы өрмелеу әмелге асатуғын бөлимдеги Не II диң температурасынан төмен болады. Бул қубылыс аса төмен температураларды алыу ушын қолланылды (кельвинниң оннан бир үлеси).

Екинши әулад фазалық өтиулерине айырым затлардың аса өткізгішлік халына өтиуі де киреди. Бундай өтиу *аса өткізгішлердиң* электрлік қасийетлериниң нолге шекем төменлеуі менен жүзеге келеди.

Екинши әулад фазалық өтиулерине мысал ретинде темирдиң Кюри нокатында ферромагнит халдан парамагнит халына өтиуін көрсетиуге болады. Соның менен бирге екінши әулад фазалық өтиулерине айырым кристаллық пәнжерениң симметриясының өзгериуі менен болатуғын өтиулері де киреди. Бул жағдайда фазалық өтиу нокатында пәнжерениң симметриясының типі өзгереді (мысалы кублық пәнжерениң тетрагоналық пәнжереге өтиуі). Әдетте температура төменлегенде жүретуғын екінши әулад фазалық өтиулеринде кристаллық пәнжерениң симметриясы төменлейди. Сонлықтан жоқары температураларда еикнши әулад фазалық өтиулері орын алатуғын кристалларда мумкин болған ең жоқары симметрия орын алады.

Екинши әулад фазалық өтиулеринде затлардың барлық қасийетлері затлардың барлық көлеми бойынша үзликсиз түрде өзгереді. Сонлықтан екінши әулад фазалық өтиулеринде биринши әулад фазалық өтиулері ушын тән болған метастабиллик халлардың пайда болыуы мүмкин емес.

«Молекулалық физика» пәни бойынша әмелий сабақларда пайдаланылатуғын есаплар хәм шынығыулар

Молекулалық–кинетикалық теорияның тийкарлары. Идеал газ теңлемелері

1. 500 моль углекислий газдиң массасы қандай болады?

Бул параграфтың мәселелерин шешкенде салыстырмалы молекулалық массаны табыу ушын, мәнислерди пүтин санларға шекем дөңгелеклеп, Менделеев дүзген элементлердиң дәуірлик системасынан пайдаланыңыз.

Берилгени: $\nu_{\text{CO}_2} = 500 \text{ mol}$

Мына шамаларды табыу керек: m_{500}

Шешими: Авогадро турақлысы $N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$. Углекислий газдиң молекулалық массасы (салыстырмалы атомлық массасы 12 ге тең) хәм еки атомлы кислород (салыстырмалы атомлық массасы 16), тең $(12 + 2 \cdot 16) \text{ a.m. b.} = 44 \text{ a.m. b.}$. Сонлықтан

$$1 \text{ a.m. b.} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg},$$

углекислий газдеги бир молекуланың массасы

$$m_{\text{CO}_2} = 44 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \approx 7,3 \cdot 10^{-26} \text{ kg}.$$

Демек, углекислий газдиң моляр массасы

$$M = N_A \cdot m_{\text{CO}_2} = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1} \cdot 7,3 \cdot 10^{-26} \text{ kg} \approx 0,044 \frac{\text{kg}}{\text{mol}}.$$

Бунда 500 моль углекислый газдың массасы

$$m_{500} = 500 M \approx 500 \text{ mol} \cdot 0,044 \frac{\text{kg}}{\text{mol}} \approx 22 \text{ kg}.$$

Жууап: $m_{500} = 22 \text{ kg}$.

2. Хаўада сынап (Hg) пуўы молекулаларының жол қойылатуғын концентрациясы $3 \cdot 10^{-16} \text{ м}^{-3}$, уўлы хлор газдики - $8,5 \cdot 10^{-18} \text{ м}^{-3}$. Бир куб метр хаўада атап өтилген затлар қандай масса да ушырасқанда уўланыў қәўиплиги туўылатуғынын табың. Сынап пенен ислескенде не себеп жүдә абайлы болыў керек?

Берилгени: $n_1 = 3 \cdot 10^{-16} \text{ м}^{-3}$, $n_2 = 8,5 \cdot 10^{-18} \text{ м}^{-3}$.

Мына шамаларды табыў керек: m_1 , m_2

Шешими: N молекула саны, бир куб метрдеги заттың концентрациясы n ге тең. Заттың массасын есаплаў үшін

$$m = Nm_{\mu} \quad (1)$$

m_{μ} — заттың бир молекуласының массасы. Менделеев таблицасы бойынша сынаптың атом массасы

$$m_{\text{Hg}} \approx 200 \text{ a.m.u.} = 200 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \approx 3,3 \cdot 10^{-25} \text{ kg}.$$

(1)- формуладағы шаманы, хаўадағы сынап пуўы молекуласының концентрациясы

$n_1 = 3 \cdot 10^{-16} \text{ м}^{-3}$ хаўадағы сынаптың 1 м^3 дағы массасы:

$$m_1 = 1 \text{ м}^3 \cdot 3 \cdot 10^{-16} \text{ м}^{-3} \cdot 3,3 \cdot 10^{-25} \text{ kg} \approx 10^{-8} \text{ kg} = 0,01 \text{ mg}.$$

Хлордың молекуласы:

$$m_{\text{Cl}_2} \approx 2 \cdot 35 \text{ a.m.u.} = 70 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \approx 1,16 \cdot 10^{-25} \text{ kg}.$$

1 м^3 дағы хлордың концентрациясы $n_2 = 8,5 \cdot 10^{-18} \text{ м}^{-3}$

Буннан массасы

$$m_2 = 1 \text{ м}^3 \cdot 8,5 \cdot 10^{-18} \text{ м}^{-3} \cdot 1,16 \cdot 10^{-25} \text{ kg} \approx 10^{-6} \text{ kg} = 1 \text{ mg}.$$

Зәхәрли хлор газдың массасынан сынаптың массасы 100 мәрте киши екенлигин, яғный зәхәрлениў қәўиплигиниң киши екенлигин алынған нәтийжелерден көриўге болады. Бунда сынап пенен ислескенде жүдә абайлы болыў керек.

Жууап: $m_1 = 0,01 \text{ mg}$, $m_2 = 1 \text{ mg}$.

3. Егер азот молекулаларының орташа квадратлық тезлиги 500 м/с, ал оның тығызлығы $1,35 \text{ кг/м}^3$ болса, азоттың басымы қандай?

Берилгени: $\bar{v}^2 = 500 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\rho = 1,35 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$.

Мына шамаларды табыў керек: p

Шешими: Молекулалық - кинетикалық теорияның тийкарғы теңлемеси төмендеги көринисте

$$p = n \frac{mv^2}{3},$$

буннан

$$p = \rho \frac{\bar{v}^2}{3},$$

$\rho = n \cdot m$ — газдың тығызлығы.

Есаплаў:

$$p = 1,35 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \cdot \frac{(500 \frac{\text{m}}{\text{s}})^2}{3} = 1,1 \cdot 10^5 \text{ Pa}.$$

Жууап: $p = 1,1 \cdot 10^5 \text{ Pa}$.

4. Сыйымлығы 20 л жабық ыдыста, водород массасы 6 г хәм гелий массасы 12 г болған. 1) басымды; 2) егер араласпаның температурасы $T = 300 \text{ K}$ болса, газдың моляр массасын табыңыз.

Берилгени:

$$V = 20 \text{ l}, m_1 = 6 \text{ g}, M_1 = 2 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}, m_2 = 12 \text{ g}, \\ M_2 = 4 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}, T = 300 \text{ K}, R = 8,31 \frac{\text{Dj}}{\text{K} \cdot \text{mol}}.$$

Мына шамаларды табыў керек: 1) P ; 2) M

Шешими:

$$p = p_1 + p_2, \\ p_1 = \frac{m_1 RT}{M_1 V}, \\ p_2 = \frac{m_2 RT}{M_2 V}, \\ p = \frac{RT}{V} \left(\frac{m_1}{M_1} + \frac{m_2}{M_2} \right), \\ M = \frac{RT}{p} (m_1 + m_2).$$

Есаплаў:

$$p = \frac{8,31 \frac{\text{Dj}}{\text{K} \cdot \text{mol}} \cdot 300 \text{ K}}{0,02 \text{ m}^3} \left(\frac{6 \cdot 10^{-3} \text{ kg}}{2 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}} + \frac{12 \cdot 10^{-3} \text{ kg}}{4 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}} \right) = 0,75 \text{ MPa}, \\ M = \frac{8,31 \frac{\text{Dj}}{\text{K} \cdot \text{mol}} \cdot 300 \text{ K}}{0,75 \cdot 10^6 \text{ Pa}} (6 \cdot 10^{-3} \text{ kg} + 12 \cdot 10^{-3} \text{ kg}) = 3 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}.$$

Жуўап: $p = 0,75 \text{ MPa}$, $M = 3 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}$.

5. 20 кПа басымда бир атомлы газ молекуласының орташа кинетикалық энергиясын табың. Көрсетилген басымда бул газ молекулаларының концентрациясы $3 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$.

Берилгени: $P = 20 \text{ kPa}$, $n = 3 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$.

Мына шамаларды табыў керек: \bar{E}

Шешими: Газдың молекулалық-кинетикалық теорияның тийкарғы теңлемеси бойынша, газдың басымы P ның молекуланың орташа кинетикалық энергиясы \bar{E} ге байланыс формуласынан

$$P = \frac{1}{3} n m \bar{v}^2 = \frac{2}{3} n \bar{E}$$

n — газ молекуласының концентрациясы, m — бир молекула массасы. Бунда молекуланың орташа кинетикалық энергиясының басым ҳәм концентрацияға байланыслы формуласын алыў керек:

$$\bar{E} = \frac{2 P}{3 n}.$$

Есаплаў:

$$\bar{E} = \frac{3 \cdot 2 \cdot 10^4 \text{ Pa}}{2 \cdot 3 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}} \approx 10^{-21} \text{ Dj}.$$

Жуўап: $\bar{E} = 10^{-21} \text{ Dj}$.

6. Қандай температурада газ молекулаларының алға илгерилеўши қозғалысының орташа кинетикалық энергиясы $6,21 \cdot 10^{-21} \text{ Dj}$ шамасына тең болады?

Берилгени: $\bar{E} = 6,21 \cdot 10^{-21} \text{ Dj}$

Мына шамаларды табыў керек: T

Шешими: Молекулалық-кинетикалық теорияның тийкарғы теңлемесинен T газдың температурасын \bar{E} орташа кинетикалық энергияға байланысынан табамыз:

$$P = \frac{2}{3} n \bar{E}$$

Идеаль газ ҳалының теңлемеси

$$PV = NkT$$

Булардан төмендеги теңлеме келип шығады,

$$T = \frac{2 \bar{E}}{3 k}$$

Есаплаў:

$$T = \frac{2 \cdot 6,21 \cdot 10^{-21} \text{ Дж}}{3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}} \approx 300 \text{ К}.$$

Жууап: $t = 27^{\circ}\text{C}$.

7. T абсолют температурада орташа квадратлық тезлиги \bar{v} ға тең 1 кг газдың масса бирлигинде болатуғын молекулалардың санын табың.

Берилгени: $T, \bar{v}, m = 1 \text{ кг}$.

Мына шамаларды табыу керек: N

Шешими: Газ басымының формуласын молекулалық-кинетикалық теориясының тийкарғы теңлемесинен келтирип жазамыз:

$$P = \frac{N m_0 \bar{v}^2}{V \cdot 3},$$

m_0 — молекуланың массасы, N — саны, V — көлеми, $m_0 N = m = 1 \text{ кг}$ газдың массасы.

$$PV = 1 \text{ кг} \frac{\bar{v}^2}{3},$$

Төмендеги формуладан

$$P = nkT = \frac{N}{V} kT.$$

Солай етип

$$N = 1 \text{ кг} \frac{\bar{v}^2}{3kT}.$$

8. 0,1 МПа басымдағы, температурасы $T = 290 \text{ К}$ водород массасы $m_1 = 8 \text{ г}$ хәм кислород массасы $m_2 = 64 \text{ г}$ болған газ араласпасының тығызлығын табыңыз. Идеал газ деп есаплаңыз.

Берилгени: $m_1 = 8 \text{ г}, M_1 = 2 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кг}}{\text{моль}}, m_2 = 64 \text{ г},$

$$M_2 = 32 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кг}}{\text{моль}},$$

$$T = 290 \text{ К}, p = 0,1 \text{ МПа}, R = 8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{К} \cdot \text{моль}},$$

Мына шамаларды табыу керек: ρ

Шешими:

$$\rho = \frac{m}{V}, \quad m = m_1 + m_2,$$

$$pV = \left(\frac{m_1}{M_1} + \frac{m_2}{M_2} \right) RT,$$

$$V = \frac{RT \left(\frac{m_1}{M_1} + \frac{m_2}{M_2} \right)}{p},$$

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{(m_1 + m_2)p}{RT \left(\frac{m_1}{M_1} + \frac{m_2}{M_2} \right)}.$$

Есаплау:

$$\rho = \frac{(8 \cdot 10^{-3} \text{ кг} + 64 \cdot 10^{-3} \text{ кг}) \cdot 10^5}{8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{К} \cdot \text{моль}} \cdot 290 \text{ К} \left(\frac{8 \cdot 10^{-3}}{2 \cdot 10^{-3}} + \frac{64 \cdot 10^{-3}}{32 \cdot 10^{-3}} \right)} = 0,498 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}.$$

Жууап: $\rho = 0,498 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}.$

9. Көлеми $1,45 \text{ м}^3$ болған, 20°C температурада хәм 100 кПа басымда тұрған хауа суйық халға түсірилди. Егер суйық халдағы хауаның тығызлығы 861 кг/м^3 болса, ол Қандай көлемди ийелейди.

Берилгени: $V = 1,45 \text{ м}^3, T = 293 \text{ К}, P = 100 \text{ кПа}, \rho = 861 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}.$

Мына шамаларды табыу керек: V_g

Шешими: Идеаль газ халының теңлемеси бойынша

$$P = nkT \quad (1)$$

Хауа курамына киретуғын газдың парциаль басымы хәм тығызлығын Дальтон ызамынан көриуимизге болады:

$$P_i = m_i n_i = m_i \frac{P_i}{kT} = \frac{P}{kT} \frac{m_i n_i}{n} \quad (2)$$

n – хаўа молекуласының толық концентрациясы, m_i – берілген газ молекуласының массасы, n_i – концентрациясы, P_i – парциаллық басым. Бунда $\frac{m_i}{n}$ шамасын температура хәм басымға ғәрезли емес, сонлықтан тек хаўа қурамындағы процентин анықлаймыз. Хаўаның толық тығызлығын (2)– формуладан келтирип шығарамыз,

$\rho_x = \rho_1 + \rho_2 + \dots + \rho_N$ толық басымға туўры пропорциональ хәм хаўаның температурасына кери пропорциональ.

$$\rho_x = \frac{P T_0}{T P_0} \rho_0,$$

$$P_0 = 101325 \text{ Pa}, T_0 = 273 \text{ K}, \rho_0 = 1,29 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}.$$

Тығызлығы хаўа көлемине кери пропорциональ, массасы өзгермейди. Демек, Суйық халындағы хаўа көлеми V_g газ халындағы хаўа көлеминиң қатнасы менен аңлатылады:

$$V_g = \frac{\rho_x}{\rho_g} V_x,$$

ρ_x хәм ρ_g – хаўаның газ хәм суйық халындағы тығызлықлары.

Есаплаў:

$$\rho_x = \frac{10^5 \text{ Pa}}{293 \text{ K}} \frac{273 \text{ K}}{101325 \text{ Pa}} \cdot 1,29 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3},$$

$$V_g = \frac{1,186 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}}{861 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}} \cdot 1,45 \text{ m}^3 \approx 0,002 \text{ m}^3 = 2 \text{ l}.$$

Жуўап: $V_g = 2 \text{ l}$.

10. Температрасы $T_1 = 290 \text{ K}$ хәм басымы $p = 0,1 \text{ MPa}$ ға тең болған, массасы 7 г азотты изобаралық қыздырғаннан кейин $V_2 = 10 \text{ л}$ көлемди ийелейди. 1) газдиң кеңейиўге шекемги V_1 көлемин; 2) газдиң кеңейиўден кейинги T_2 температурасын; 3) газдиң кеңейиўге шекемги хәм кеңейиўден кейинги тығызлығын табыңыз.

Берилгени:

$$m = 7 \text{ g}, M = 28 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}, T_1 = 290 \text{ K}, p = 0,1 \text{ MPa}, V_2 = 10 \text{ l}, R = 8,31 \frac{\text{J}}{\text{K} \cdot \text{mol}}.$$

Мына шамаларды табыў керек: 1) V_1 ; 2) T_2 ; 3) ρ_1, ρ_2

Шешими:

$$pV_1 = \frac{m}{M} RT_1, \quad pV_2 = \frac{m}{M} RT_2,$$

$$V_1 = \frac{m RT_1}{pM}, \quad T_2 = \frac{pM V_2}{m R},$$

$$\rho_1 = \frac{m}{V_1}, \quad \rho_2 = \frac{m}{V_2}$$

Есаплаў:

$$V_1 = \frac{7 \cdot 10^{-2} \text{ kg} \cdot 8,31 \frac{\text{J}}{\text{K} \cdot \text{mol}} \cdot 290 \text{ K}}{0,1 \cdot 10^6 \frac{\text{Pa}}{\text{mol}} \cdot 28 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}} = 6,02 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3,$$

$$T_2 = \frac{0,1 \cdot 10^6 \frac{\text{Pa}}{\text{mol}} \cdot 28 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}} \cdot 10 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3}{7 \cdot 10^{-2} \text{ kg} \cdot 8,31 \frac{\text{J}}{\text{K} \cdot \text{mol}}} = 481 \text{ K},$$

$$\rho_1 = \frac{7 \cdot 10^{-2} \text{ kg}}{6,02 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3} = 1,16 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3},$$

$$\rho_2 = \frac{7 \cdot 10^{-2} \text{ kg}}{10 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3} = 0,7 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}.$$

Жуўап: $V_1 = 6,02 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$, $T_2 = 481 \text{ K}$, $\rho_1 = 1,16 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$, $\rho_2 = 0,7 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$.

11. Жуқа қағаздан исленген, көлеми $V = 0,1 \text{ м}^3$ шарға $T_2 = 340 \text{ K}$ температураға ийе болған ыссы хаўа толтырылды. Қоршаған хаўаның температурасы $T_1 = 290 \text{ K}$. Шардың ишиндеги хаўаның басымы P хәм атмосфера басымы бирдей және 100 кПа ға тең. Қағаз қабық массасының қандай m мәнисинде шар жоқарыға көтеріледі?

Берилгени: $V = 0,1 \text{ м}^3$, $T_1 = 290 \text{ K}$, $T_2 = 340 \text{ K}$, $P = 100 \text{ kPa}$.

Мына шамаларды табыу керек: m

Шешими: Аўырлық күшиниң шарға тәсири

$$F_a = \rho_2 V g + m g \quad (1)$$

m - қабықтың массасы, ρ_2 - қабық ишиндеги ҳаўаның тығызлығы.

Көтерилю күши Архимед ызамамына тең.

$$F_A = \rho_1 V g \quad (2)$$

ρ_1 - қоршаған ҳаўаның тығызлығы.

Шар $F_A > F_a$

(1)хәм (2) формулалардан алып

$$m < V(\rho_1 - \rho_2) \quad (3)$$

Идеаль газ ҳалының теңлемесинен

$$\rho_{1,2} = \frac{PM}{RT_{1,2}} \quad (4)$$

(4) – формуланы (3) – ге қойып

$$m < V \frac{PM}{R} \left(\frac{T_2 - T_1}{T_1 T_2} \right)$$

Есаплау:

$$m = 0,1 \text{ м}^3 \cdot \frac{10^5 \text{ Па} \cdot 0,029 \frac{\text{кг}}{\text{мол}}}{8,31 \frac{\text{Дж}}{(\text{мол} \cdot \text{К})}} \left(\frac{340 \text{ К} - 290 \text{ К}}{340 \text{ К} \cdot 290 \text{ К}} \right) = 17,7 \cdot 10^{-3} \text{ кг}.$$

Жууап: $m = 17,7 \cdot 10^{-3} \text{ кг}.$

12. Көлеми 1 л болған ыдыстағы кислородтың массасы 1 г. Ыдыстағы кислород молекуласының концентрациясын табыңыз.

Берилгени: $m = 1 \text{ г}, M = 32 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кг}}{\text{мол}}, V = 1 \text{ л}, R = 8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{К} \cdot \text{мол}},$

Мына шамаларды табыу керек: n

Шешими:

$$p = nkT, \quad n = \frac{p}{kT},$$

$$pV = \frac{m}{M} RT, \quad \frac{p}{T} = \frac{m}{M} \frac{R}{V},$$

$$n = \frac{m}{M} \frac{R}{V} \frac{1}{k}.$$

Есаплау:

$$n = \frac{1 \text{ г}}{1 \text{ л}} \cdot \frac{8,31 \text{ Дж}}{32 \cdot 10^{-3} \text{ кг} \cdot 293 \text{ К}} = 1,88 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}.$$

Жууап: $n = 1,88 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}.$

13. Егер поршеньди шепке қарай $\frac{1}{3}l$ аралыққа жылыстырса, цилиндрдеги ҳаўаның басымы қанша есе өзгереді? Оңға қарай сондай аралыққа жылыстырса ше?

Берилгени: шепке $l_1 = \frac{1}{3}l$, оңға $l_2 = \frac{1}{3}l$

Мына шамаларды табыу керек: $\frac{P_1}{P}, \frac{P_2}{P}$

Шешими: Цилиндрдеги ҳаўаның көлеми

$$V = S \cdot l \quad (1)$$

l –цилиндрдеги поршеньниң аўысыуы. Изотермикалық процессти жазамыз

$$PV = \text{const} \quad (2)$$

Егер поршень шепке жылыстырылса

$$l \rightarrow l_1 = l \left(1 - \frac{1}{3} \right),$$

(1)- формуланы (2) – ге қойып

$$\frac{P_1}{P} = \frac{l}{l_1} = \frac{1}{1 - \frac{1}{3}} = 1,5$$

Басым 1,5 мәрте үлкен.

Егер поршень оңға жылыстырылса

$$l \rightarrow l_2 = l \left(1 + \frac{1}{3} \right)$$

(1)-хәм (2) – формулалардан алып

$$\frac{P_2}{P} = \frac{l}{l_2} = \frac{1}{1 + \frac{1}{3}} = 0,75 = \frac{1}{1,33}$$

басым 1,33 мәрте киши.

Жууап: $\frac{P_2}{P} = 1,33$, $\frac{P_2}{P} = \frac{1}{0,75}$.

14. Гүмис рең деп аталатуғын суў өрмекшиси (мешин) аяқ ушларында хәм курсағында атмосфера ҳаўасының көбиршиклерин тасып хәм оларды ушлары суў өсимликлери бекитилген тор астына жайластырып, суўда ҳаўа жай салады. Егер өрмекши ҳәр сапары атмосфера басымы астында 5 мм^3 ҳаўаны алатуғын болса, ол 50 см тереңликте көлеми 1 см^3 болған ҳаўа жайын салыуы ушын қанша рейс қатнаўы керек?

Берилгени: $V_1 = 5 \text{ мм}^3$, $h = 50 \text{ см}$, $V = 1 \text{ см}^3$

Мына шамаларды табыў керек: N

Шешими: h тереңликтеги суў қатламының P басымы формуласынан пайдаланып мәселени шешиўимиз керек:

$$P = P_a + \rho g h \quad (1)$$

Бойль – Мариотт нызамы изотермикалық процесстен:

$$PV = \text{const} \quad (2)$$

(1)– формуладан пайдаланып

$$P_a V_1 = (P_a + \rho g h) V_2 \quad (3)$$

V_1 хәм V_2 көбиршиклердің көлеми. Өрмекшиниң қанша рейс қатнаўын табыў ушын тереңликтеги көлемин табамыз:

$$V_2 = V_1 \frac{1}{1 + \frac{\rho g h}{P_a}}$$

Есаплаў:

$$V_2 = \frac{5 \cdot 10^{-9} \text{ м}^3}{1 + \left(10^3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \cdot 10 \frac{\text{м}}{\text{с}^2} \frac{0,5 \text{ м}}{10^5 \text{ Па}} \right)} \approx 4,76 \text{ мм}^3.$$

Толық V көлемди тереңликтеги V_2 көлемге бөлип рейс қатнаўын есаплаймыз:

$$N = \frac{1000 \text{ мм}^3}{4,76 \text{ мм}^3} \approx 210.$$

Жууап: $N = 210$.

15. Бази бир газлердің нормаль жағдайдағы орташа квадратлық тезлиги 480 м/с қа тең. Бунда 1 г газде қанша молекуланы қурайды?

Берилгени: $\langle v_{kv} \rangle = 480 \frac{\text{м}}{\text{с}}$, $m = 1 \text{ г}$, $T = 273 \text{ К}$, $R = 8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{К} \cdot \text{моль}}$.

Мына шамаларды табыў керек: N

Шешими:

$$\langle v_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{m}}, \quad M = \frac{3RT}{\langle v_{kv} \rangle^2}$$

$$N = \frac{mN_A}{M}, \quad N = \frac{mN_A \langle v_{kv} \rangle^2}{3RT}$$

Есаплаў:

$$N = \frac{1 \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1} (480 \text{ м/с})^2}{3 \cdot 8,31 \text{ Дж/К} \cdot \text{моль}} = 2,04 \cdot 10^{22}.$$

Жууап: $N = 2,04 \cdot 10^{22}$.

16. Узынлығы 60 см болған еки тәрәпинен де ашық шийше түтикше 1/3 узынлығына шекем ишинде сынабы бар ыдысқа түсириледі. Буннан кейин түтикшениң жоқарғы ушы

жабылып, ол сынаптан шығарып алынады. Түтікшеде қандай ұзындықта сынап бағанасы қалады? Атмосфера басымы 76 см сын. бағ.

Берілгени: $l = 60 \text{ см}$, $P_a = 76 \text{ см. стн. бағ.}$

Мына шамаларды табыу керек: x

Шешими: мәселенің шәрті бойынша түтікшедегі хаўаның дәслепки көлеми

$$V_1 = \frac{2}{3}lS,$$

l – түтікшениң толық ұзындығы, S – кесе-кесиминиң майданы.

Хаўадағы ақырғы көлеми

$$V_2 = (1 - x)S,$$

x – түтікшедегі сынап бағанасының ұзындығы. Хаўадағы басымды Бойль-Мариотт нызамы бойынша формуласынан анықлаймыз:

$$P_2 = \frac{P_1 V_1}{V_2} = P_a \frac{2}{3} \frac{l}{l - x}, \quad (1)$$

$P_a = \rho_s g h$ – атмосфера басымы, ρ_s – сынаптың тығызлығы, $h = 72 \text{ см}$ P_a – шамасы түтікшедегі сынаптың ұзындығына тең. Түтікшедегі сынапты теңсалмақлық халындағы күштің балансы:

$$\rho g x S = (P_a - P_2) S \quad (2)$$

(1) – теңлемедегі P_2 ниң мәнісін (2) – ге қойып x қа қарата квадрат теңлемени аламыз:

$$x^2 - x(l + h) - \frac{l h}{3} = 0 \quad (3)$$

теңлемедегі кореньнен

$$x_{1,2} \approx (68 \pm 55,7) \text{ см} \quad (4)$$

Түтікшениң толық ұзындығынан корень астындағы шама үлкен болады. Сонлықтан шешім киши мәнісін аламыз. Демек, түтікшедегі сынап бағанасының ұзындығы төмендегиге тең:

$$x \approx 12,3 \text{ см.}$$

Жуўап: $x \approx 12,3 \text{ см.}$

17. Цилиндрдегі (сүўрет) хаўаның температурасы 7°C . Егер 14 см болса, хаўаны 20 К ге қыздырғанда поршень қаншаға орын аўысады?

Берілгени: $l = 14 \text{ см}$, $t = 7^\circ\text{C}$, $T = 20 \text{ K}$

Мына шамаларды табыу керек: Δl

Шешими: Изобаралық процесс

$$\frac{V_1}{V} = \frac{T_1}{T}$$

Сонлықтан $\frac{V_1}{V} = \frac{l_1}{l}$, бунда $\frac{l_1}{l} = \frac{T_1}{T}$, $l_1 = l + \Delta l$

Булардан

$$1 + \frac{\Delta l}{l} = \frac{273 + 27}{273 + 7},$$

Демек

$$\Delta l = l \left(\frac{273 + 27}{273 + 7} - 1 \right) = 14 \text{ см} \cdot \left(\frac{300}{280} - 1 \right) = 1 \text{ см.}$$

Жуўап: $\Delta l = 1 \text{ см.}$

18. 27°C температурада жабық ыдыстағы газдың басымы 75 кПа еди. -13°C температурада басым қандай болады?

Берілгени: $T_1 = (273 + 27) \text{ K}$, $T_2 = (273 - 13) \text{ K}$, $P_1 = 75 \text{ кПа.}$

Мына шамаларды табыу керек: P_2

Шешими: Басым P изохоралық процессте T температураға пропорциональ. (P_1, T_1) хәм (P_2, T_2) хәр түрлі шамалар арасындағы байланысты Шарль нызамынан анықлаймыз:

$$\frac{P_1}{T_1} = \frac{P_2}{T_2}$$

буннан
Есаплау:

$$P_2 = P_1 \frac{T_2}{T_1}$$

$$P_2 = 75 \text{ kPa} \cdot \frac{(273 - 13) \text{ K}}{(273 + 27) \text{ K}} \approx 65 \text{ kPa}.$$

Жууап: $P_2 = 65 \text{ kPa}$.

19. Ишине газ толтырылған шийше кесім майданы 2,5 см болған тығын менен тығыз етип тығылған. Егер тығынды иркіп турған сүйкелиу күши 12 Н болса, тығын шийшеден атлығып шығыуы ушын газды қандай температураға шекем қыздырыу керек? Шийшедеги хаўаның дәслепки басымы менен сыртқы басым бирдей хәм 100 кПа ға тең, ал басланғыш температура -3°C ға тең.

Берилгени: $S = 2,5 \text{ см}$, $F_s = 12 \text{ Н}$, $P = 100 \text{ kPa}$, $T_0 = (273 - 3) \text{ K}$.

Мына шамаларды табыу керек: t

Шешими: Тығын шийшеден атлығып шығыу ушын, хаўаның атмосфера басым күши хәм сүйкелиу күши қосындысы шийше ишиндеги газдың басым күшине тең болыу керек:

$$PS = F_s + P_a S \quad (1)$$

P – шийшедеги газ басымы, S – тығынның кесе кесім майданы, F_s – сүйкелиу күши, P_a – атмосфера басымы;

$$P = P_a + \frac{F_s}{S} \quad (2)$$

Енди Шарль нызамынан пайдаланып T критикалық температураны табамыз:

$$\frac{P_0}{T_0} = \frac{P}{T} \quad (3)$$

P_0 хәм T_0 – басым хәм температураның дәслепки мәнісі. (3)- теңлемеден пайдаланып

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

Есаплау:

$$P = 100 \text{ kPa} + \frac{12 \text{ Н}}{0,00025 \text{ м}^2} = 148 \text{ kPa},$$

$$T = 270 \text{ K} \cdot \frac{148 \text{ kPa}}{100 \text{ kPa}} \approx 450 \text{ K}.$$

Жууап: $t = 127^\circ\text{C}$.

20. Идеал газ молекуласының энергия бойынша бөлистирилиу функциясынан пайдаланып, берилген температурада молекуланың энергия мәнісінің итималлығының, орташа кинетикалық энергияға қатнасын табың.

Берилгени: $f(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} \varepsilon^{1/2} e^{-\varepsilon/(kT)}$, $T = \text{const}$

Мына шамаларды табыу керек: $\frac{\langle \varepsilon \rangle}{\varepsilon_i}$

Шешими:

$$\langle \varepsilon \rangle = \int \varepsilon f(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} \int \varepsilon^{3/2} e^{-\varepsilon/(kT)} d\varepsilon = \frac{5}{2} kT,$$

2,22 мәселенің нәтижесінен пайдаланып

$$\varepsilon_i = \frac{1}{2} kT, \quad \frac{\langle \varepsilon \rangle}{\varepsilon_i} = 3.$$

Жууап: $\frac{\langle \varepsilon \rangle}{\varepsilon_i} = 3$.

21. Теңіз қадінен қандай бийіклікте хаўаның басымы 60% ти қурайды. Барлық жерде хаўаның температурасын бирдей хәм 10°C қа тең деп есаплаңыз.

Берилгени: $p = 0,6 p_0$, $t = 10^\circ\text{C}$, $M = 29 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кг}}{\text{мол}}$

Мына шамаларды табыў керек: h

Шешими:

$$p = p_0 e^{-\frac{Mg(h-h_0)}{RT}}, \quad h_0 = 0,$$

$$\frac{p}{p_0} = e^{-\frac{Mgh}{RT}}, \quad \frac{Mgh}{RT} = -\ln \frac{p}{p_0},$$

$$h = -\frac{RT}{Mg} \ln \frac{p}{p_0}.$$

Есаплаў:

$$h = -\frac{8,31 \frac{\text{J}}{\text{K} \cdot \text{mol}} \cdot 295 \text{ K}}{29 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}} \ln \frac{0,6 p_0}{p_0} = 4,22 \text{ km}.$$

Жуўап: $h = 4,22 \text{ km}$.

22. 1 км тереңликтеги шахтадағы хаўаның басымы қандай? Еркін түсіў тезлениўи бийикликке ғәрезсиз, егер температурасы хәмме бийикликте турақлы 22°C қа тең деп есаплаңыз. Хаўаның басымы Жердиң бетиндеги P_0 ға тең деп алың.

Берилгени: $h = 1 \text{ km}$, $T = 295 \text{ K}$, $M = 29 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}$, $g = \text{const}$, P_0 .

Мына шамаларды табыў керек: P

Шешими:

$$P = P_0 e^{-\Pi/(KT)}, \quad \Pi = -m_0 g h,$$

$$P = P_0 e^{-m_0 g h / (KT)} = P_0 e^{-Mgh / (RT)}.$$

Есаплаў:

$$P = P_0 e^{-29 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}} \cdot 9,81 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \cdot 1 \text{ km} / (8,31 \frac{\text{J}}{\text{K} \cdot \text{mol}} \cdot 295 \text{ K})} = 1,12 P_0.$$

Жуўап: $P = 1,12 P_0$.

23. Температурасы 0°C ға жақынлағанда, кислород молекуласының еркін жүриў жолының орташа узынлығын $\langle l \rangle$ табың. Егер 1 с та соқлығысыўдағы молекуланың орташа саны $\langle z \rangle = 3,7 \cdot 10^9$ тең.

Берилгени: $T = 273 \text{ K}$, $M = 32 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}$, $\langle z \rangle = 3,7 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$.

Мына шамаларды табыў керек: $\langle l \rangle$

Шешими:

$$\langle l \rangle = \frac{\langle v \rangle}{\langle z \rangle}, \quad \langle v \rangle = \sqrt{\frac{8KT}{\pi m}},$$

$$\langle l \rangle = \sqrt{\frac{8KT}{\pi m}} \cdot \frac{1}{\langle z \rangle}.$$

Есаплаў:

$$\langle l \rangle = \sqrt{\frac{8 \cdot 8,31 \frac{\text{J}}{\text{K} \cdot \text{mol}} \cdot 273 \text{ K}}{\pi \cdot 32 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}}} \cdot \frac{1}{3,7 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}} = 115 \text{ nm}.$$

Жуўап: $\langle l \rangle = 115 \text{ nm}$.

24. Егер газдиң температурасы 67°C болса қандай басымда водород молекуласының еркін жүриў жолындағы орташа узынлығы 2,5 см ге тең болады. Водород молекуласының диаметри 0,28 нм ге тең деп қолланың.

Берилгени: $T = 340 \text{ K}$, $\langle l \rangle = 2,5 \text{ sm}$, $d = 0,28 \text{ nm}$.

Мына шамаларды табыў керек: p

Шешими:

$$p = nkT, \quad \langle l \rangle = \frac{1}{\sqrt{2} \pi d^2 n},$$

$$n = \frac{1}{\sqrt{2} \pi d^2 \langle l \rangle},$$

$$p = \frac{1}{\sqrt{2} \pi d^2 \langle l \rangle} kT.$$

Есаплаў:

$$p = \frac{1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}} \cdot 340 \text{ K}}{\sqrt{2} \pi (0,28 \cdot 10^{-9} \text{ m})^2 \cdot 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ m}} = 0,539 \text{ Pa}.$$

Жууап: $p = 0,539 \text{ Pa}$.

25. Температурасы 17°C болған рентген трубкадағы газлардың сийреклендирилиу басымы 130 мкПа ға тең. Егер характерли өлшеми $l_0 = 50 \text{ мм}$ ди қураса, вакуумдағы бийиклиги сөз болыуы мүмкин бе? Хауа молекуласының эффектив диаметри $0,27 \text{ нм}$ ге тең.

Берилгени: $p = 130 \text{ мкПа}$, $l_0 = 50 \text{ мм}$, $T = 290 \text{ K}$, $d = 0,27 \text{ нм}$.

Мына шамаларды табыу керек: $\langle l \rangle$

Шешими:

$$\langle l \rangle = \frac{1}{\sqrt{2} n T}, \quad p = nkT,$$

$$\langle l \rangle = \frac{1}{\sqrt{2} n T}.$$

Есаплау:

$$\langle l \rangle = \frac{1,30 \cdot 10^{-5} \text{ Па}}{\sqrt{2} \cdot \frac{p}{kT}} = 95,1 \text{ м}.$$

Жууап: $\langle l \rangle = 95,1 \text{ м}$, $\langle l \rangle \gg l_0$.

Пуулардың суйыклықлардың хәм қатты денелердің қәсийетлери

1. Цилиндр ыдыста майданы 10 см^2 болған поршеньнің астында 20°C дағы суу бар, соның менен бирликте поршень суудың бетине тийип тур. Поршенди 15 см ге орын ауыстырғанда суудың қанда массасы пууланады?

Берилгени: $S = 10 \text{ см}^2$, $t = 20^\circ\text{C}$, $l = 15 \text{ см}$.

Мына шамаларды табыу керек: m

Шешими: Поршеньнің орын ауыстырудағы көлеми

$$V = 10 \text{ см}^2 \cdot 15 \text{ см} = 150 \text{ см}^3 = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3.$$

20°C температурадағы тойынған пууының тығызлығы $\rho = 17,3 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$. Буннан пуудың массасы:

$$m = \rho V.$$

Есаплау:

$$m = 17,3 \frac{\text{г}}{\text{см}^3} \cdot 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3 = 2,6 \cdot 10^{-3} \text{ г}.$$

Жууап: $m = 2,6 \text{ мг}$.

2. Эфирдің тойынған пууының 0°C дағы басымы $24,7 \text{ кПа}$ ға тең, ал 40°C да 123 кПа ға тең. Усы температуралардағы пуудың тығызлығының мәнислерин салыстырың.

Берилгени: $T_1 = (273 + 0) \text{ K}$, $T_2 = (273 + 40) \text{ K}$, $P_1 = 24,7 \text{ кПа}$, $P_2 = 123 \text{ кПа}$.

Мына шамаларды табыу керек: $\frac{\rho_1}{\rho_2}$

Шешими: Эфирдің тойынған пууының берилген шәрттеги идеал газге жақын болады:

$$P = \frac{\rho}{M} RT,$$

буннан

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{P_1 T_2}{P_2 T_1},$$

Есаплау:

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{24,7 \cdot 10^3 \text{ Па} (273 + 40) \text{ K}}{123 \cdot 10^3 \text{ Па} \cdot 273 \text{ K}} = \frac{1}{4,34}.$$

Жууап: 40°C дағы тығызлық $4,34$ мәрте үлкен.

3. Суу пууының хауада 19°C дағы парциаль басымы $1,1 \text{ кПа}$ еди. Салыстырмалы ығаллықты табың.

Берилгени: $t = 19^\circ\text{C}$, $P = 1,1 \text{ кПа}$.

Мына шамаларды табыу керек: φ

Шешими: Салыстырмалы ығаллықты анықлау үшін

$$\varphi = \frac{P}{P_{\text{т.в}}} \cdot 100\%$$

$t = 19^{\circ}\text{C}$ дағы суудың тойынған пуу басымы төмендегиге тең

$$P_{\text{т.в}} = 2,2 \text{ kPa}.$$

Буннан

$$\varphi = \frac{1,1 \text{ kPa}}{2,2 \text{ kPa}} \cdot 100\% = 50\%.$$

Жууап: $\varphi = 50\%$.

4.16°C температурадағы 4 м^3 хауда 40 г суу пууы бар. Салыстырмалы ығаллықты табың.

Берилгени: $T = (273 + 16) \text{ K}$, $V = 4 \text{ м}^3$, $m = 40 \text{ г}$.

Мына шамаларды табыу керек: φ

Шешими: Салыстырмалы ығаллық деп хаудағы хақыйқый болатуғын суу пууының тығызлығының, сол температурадағы тойынған пуудың тығызлығына қатнасын есаплауға болады.

Салыстырмалы ығаллық

$$\varphi = \frac{P}{P_{\text{т.в}}} \cdot 100\% \approx \frac{\rho}{\rho_{\text{т.в}}} \cdot 100\%,$$

P , ρ – суу пууының парциаль басымы хәм тығызлығы, $P_{\text{т.в}}$, $\rho_{\text{т.в}}$ – тойынған пууының басымы хәм тығызлығы.

Демек,

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{40 \text{ г}}{4 \text{ м}^3} = 10 \frac{\text{г}}{\text{м}^3},$$

Таблицада берилгени бойынша $T = 16^{\circ}\text{C}$ да $\rho_{\text{т.в}} = 13,6 \frac{\text{г}}{\text{м}^3}$ ге тең

Демек,

$$\varphi = \frac{10}{13,6} \cdot 100\% = 73,5\%.$$

Жууап: $\varphi = 73,5\%$.

5. Егер пипетка тесигиниң диаметри $1,2 \text{ мм}$ болса пипеткада суудың тамшысы үзилген моментте, оның массасы қандай болады? Тамшының үзилиу мойнының диаметри пипетканың диаметрине тең деп есаплансын.

Берилгени: $D = 1,2 \text{ мм}$

Мына шамаларды табыу керек: m

Шешими: Пипетка суу тамшысынан турады, бетиндеги керилиу күши тамшыға тәсири хәм тамшы бетиндеги сызықлы шегарада қосылған пипетки шетиндеги ауырлық күшине тең. D Сызықлы шегарадағы шеңбер формасындағы пипетка диаметри. Бунда күштиң баланс теңлемеси:

$$mg = \sigma \pi D$$

m – тамшы массасы, g – еркин түсиу тезлениуи, σ – бет керими коэффиценти.

Буннан $m = \frac{\sigma \pi D}{g}$.

Есаплау:

$$m = \frac{73 \frac{\text{мН}}{\text{м}} \cdot 3,14 \cdot 0,0012 \text{ м}}{9,8 \frac{\text{м}}{\text{с}^2}} \approx 28 \cdot 10^{-6} \text{ кг} = 28 \text{ мкг}.$$

Жууап: $m = 28 \text{ мкг}$.

6. Диаметри $0,5 \text{ мм}$ болған капилляр түтикше бойынша көтерилген суудың массасын табың.

Берилгени: $d = 0,5 \text{ мм}$

Мына шамаларды табыу керек: m

Шешими. Басым өзгерісі капилляр найдағы сұйықтық бетіндегі иймейіуіне тең:

$$\Delta P = \frac{2}{R} \sigma \quad (1)$$

σ – бет керімі коэффициенті, R – капилляр найдың радиусы.

Бұл шарттен сұйықтықтың көтеріліу бийіктігін анықтаймыз:

$$\Delta P = P_h = \rho g h \quad (2)$$

h бийіктіктегі сұйықтық бағанасының басымы P_h .

(1)– ни (2) – теңдемеге қойып:

$$\frac{2}{R} \sigma = \rho g h, \\ (2R) \pi \sigma = g (\rho h \pi R^2) = g m \quad (3)$$

m – сұйықтық бағанасының массасы. (3) – теңдіктен ($d = 2R$ – капилляр найдың диаметрі) табамыз:

$$m = \frac{2R \pi \sigma}{g} = \frac{d \pi \sigma}{g}.$$

Есеплау:

$$m = \frac{5 \cdot 10^{-4} \text{ м} \cdot 3,14 \cdot 73 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Н}}{\text{м}}}{9,8 \frac{\text{м}}{\text{с}^2}} = 11,7 \cdot 10^{-6} \text{ кг} = 11,7 \text{ мкг}.$$

Жууап: $m = 11,7 \text{ мкг}$.

7. Үплегенде сабын көбігінің диаметрі $d_1 = 6 \text{ мм}$ ден $d_2 = 60 \text{ мм}$ ге шеккем арттыруу үшін, қандай A жұмысты атқаруу керек? Процесс изотермикалық деп есеплансын. Сабын еритіндісінің бет керімі 40 мН/м ге тең деп қабыл етің.

Берілгені: $T = \text{const}$, $d_1 = 6 \text{ мм}$, $d_2 = 60 \text{ мм}$, $\sigma = 40 \text{ м} \frac{\text{Н}}{\text{м}}$.

Мына шамаларды табыу керек: A

Шешими:

$$\sigma = \frac{\Delta E}{\Delta S}, \quad \Delta E = A, \\ \Delta S = 2S_2 - 2S_1, \\ S_2 = \pi d_2^2, \quad S_1 = \pi d_1^2, \quad \sigma = \text{const}, \\ A = \sigma \cdot 2\pi(d_2^2 - d_1^2).$$

Есеплау:

$$A = 40 \text{ м} \frac{\text{Н}}{\text{м}} \cdot 2 \cdot 3,14(6 \cdot 10^{-2} \text{ м} - 6 \cdot 10^{-3} \text{ м}) = 896 \text{ мкДж}.$$

Жууап: $A = 896 \text{ мкДж}$.

8. Бир–биринен $0,2 \text{ мм}$ қашықтықта тұрған өз-ара параллель пластинкалар арасында суу қандай бийіктікке көтеріледі?

Берілгені: $d = 0,2 \text{ мм}$

Мына шамаларды табыу керек: h

Шешими. Пластинкалар арасындағы аралықты гидростатикалық басым өзгерісінен, капиллярлық эффектинде есептаймыз:

$$\Delta P = \frac{1}{R} \sigma \quad (1)$$

R – сұйықтық бетінің ийемклилік радиусы, $R = \frac{d}{2}$ – пластиналар арасындағы аралығы.

Суудың көтеріліу бийіктігін анықлау үшін, сұйықтық бағанасындағы гидростатикалық басым ΔP шамасынан (1)-теңдіктен анықтаймыз:

$$\Delta P = \rho g h, \\ \frac{2 \sigma}{d} = \rho g h,$$

бунда $\sigma = 73 \cdot 10^{-3} \frac{N}{m}$.

Демек,

$$h = \frac{2 \sigma}{d \rho g}.$$

Есепләү:

$$h = \frac{2 \cdot 73 \cdot 10^{-3} \frac{N}{m}}{0,2 \cdot 10^{-3} m \cdot 10^3 \frac{kg}{m^3} \cdot 9,8 \frac{m}{s^2}} = 74,5 mm = 7,5 sm.$$

Жууап: $h = 7,5 sm$.

9. Диаметри $d = 0,02 mm$ болған қауа көбикшеси суў бетинен $h = 25 sm$ тереңликте жайласқан. Усы көбикшедеги қауа басымын анықлаңыз. Атмосфералық басымды нормаль етип алың. Суўдың бет керими $\sigma = 73 \frac{N}{m}$, ал оның тығызлығы $\rho = 1 \frac{g}{sm^3}$.

Берилгени: $d = 0,02 mm$, $h = 25 sm$, $p_0 = 1,01 \cdot 10^5 Pa$, $\sigma = 73 \frac{N}{m}$, $\rho = 1 \frac{g}{sm^3}$.

Мына шамаларды табыў керек: p

Шешими:

$$p = p_0 + p_1 + \Delta p, \quad p_1 = \rho g h,$$

$$\Delta p = \frac{2\sigma}{r} = \frac{4\sigma}{d},$$

$$p = p_0 + \rho g h + \frac{4\sigma}{d}.$$

Есепләү:

$$p = 1,01 \cdot 10^5 Pa + 10^3 \frac{kg}{m^3} \cdot 9,8 \frac{m}{s^2} \cdot 0,25 m + \frac{4 \cdot 73 \cdot 10^{-3} \frac{N}{m}}{2 \cdot 10^{-5} m} = 118 kPa.$$

Жууап: $p = 118 kPa$.

10. Диаметрлери ҳәр қыйлы болған, суўға түсірилген капилляр еки түтикшеде де 2,6 см қәдилер айырмасы орнады. Усы түтикшелерди спиртке түсиргенде қәдилердиң айырмасы 1 см болып шықты. Суўдың беткерим коэффициентин табың.

Берилгени: $\Delta h_1 = 2,6 sm$, $\Delta h_2 = 1 sm$.

Мына шамаларды табыў керек: σ_2

Шешими. Капилляр түтикшедеги аралас суйықлықлардың радиусы R_1 ыдыста жоқарыға көтерилгендеги бийиклиги:

$$h = \frac{2 \sigma}{\rho g R_1} \quad (1)$$

σ –бет керими коэффициенти, ρ –суйықлықтың тығызлығы, g –еркин түсиў тезлениўи. Бет керими күши себепли теңлеме өзгереді. (1) – формуладан суйықлықтың теңлемеси капилляр еки түтикшениң ҳәр түрли радиустары R_1 хәм R_2 айырмасына тең:

$$\Delta h = \frac{2 \sigma}{\rho g} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right),$$

хәр қыйлы суйықлықтағы h шамасының қатнасы төмендеги көринисте:

$$\frac{\Delta h_1}{\Delta h_2} = \frac{\sigma_1 \rho_2}{\sigma_2 \rho_1},$$

Бул формуладан спирттиң бет керими коэффициентин табамыз:

$$\sigma_1 = \sigma_2 \frac{\rho_1 \Delta h_1}{\rho_2 \Delta h_2},$$

σ_1 –суўдың бет керими коэффициенти, ρ_1 хәм ρ_2 спирт хәм суўдың бет керими коэффициенти, Δh_1 хәм Δh_2 диаметрлери хәр қыйлы болған спирт хәм суўдың капилляр найдағы суйықлықтың қәдилер айырмасы.

Есепләй:

$$\sigma_2 = 73 \frac{mN}{m} \frac{0,79 \cdot 10^3 \frac{kg}{m^3}}{10^3 \frac{kg}{m^3}} \frac{1 sm}{2,6 sm} \approx 22 \frac{mN}{m}.$$

Жууап: $\sigma_2 = 22 \frac{mN}{m}$.

11. Диаметри $d = 100 mkm$ болған шийше капиллярда суў $h = 30 sm$ бийикликке көтеріледі. Егер суўдың тығызлығы $\rho = 1 \frac{g}{sm^3}$ болса, оның бет керимин σ табыңыз.

Берилгени: $d = 100 mkm$, $h = 30 sm$, $\rho = 1 \frac{g}{sm^3}$.

Мына шамаларды табыў керек: σ

Шешими:

$$h = \frac{2\sigma \cos \vartheta}{\rho g r}, \quad \vartheta = 0,$$

$$\cos \vartheta = 1,$$

$$\sigma = \frac{\rho g r h}{2}, \quad r = \frac{d}{2}, \quad \sigma = \frac{\rho g h d}{4}.$$

Есепләй:

$$\sigma = \frac{10^3 \frac{kg}{m^3} \cdot 9,8 \frac{m}{s^2} \cdot 0,3 m \cdot 10^{-4} m}{4} = 73,6 m \frac{N}{m}.$$

Жууап: $\sigma = 73,6 m \frac{N}{m}$.

12. Бир ушы бекитилген, диаметри 2 мм болған сымға массасы 10 кг жүк асылған. Сымдағы механикалық керилиўди табың.

Берилгени: $d = 2 mm$, $m = 10 kg$.

Мына шамаларды табыў керек: σ

Шешими: Механикалық керилиўдің физикалық шамасын есепләй ушын бир – бирлик денениң көлденең кесиминдеги майданның серпимлилик күшине тең:

$$\sigma = \frac{F_{серп}}{S}$$

$F_{серп}$ – серпимлилик күши, S – денениң көлденең кесиминиң майданы. Сымның көлденең кесиминиң майданы

$$S = \frac{\pi D^2}{4},$$

D – сымның диаметри. Тең салмақлық жағдайындағы серпимлилик күши жүктің аўырлық күшине тең. Сонлықтан сымның керилиўи

$$\sigma = 4 \frac{mg}{\pi D^2}.$$

Есепләй:

$$\sigma = 4 \cdot \frac{10 kg \cdot 10 \frac{m}{s^2}}{3,14 \cdot 4 \cdot 10^{-6} m^2} \approx 32 \cdot 10^6 \frac{N}{m} = 32 \frac{MN}{m}.$$

Жууап: $\sigma = 32 \frac{MN}{m}$.

13. U -тәризли монометрдің кең буўынының диаметри $d_1 = 2 mm$, ал тар буўыны диаметри $d_2 = 1 mm$. Сынаптың бет керими $\sigma = 0,5 \frac{N}{m}$ болғанда буўындар жыйнағында сынап қәдилериниң айырмасы Δh табыңыз. Сынап тығызлығы $\rho = 13,6 \frac{g}{sm^3}$, ал шетки мүйеши $\vartheta = 138^\circ$ қа тең.

Берилгени: $d_1 = 2 mm$, $d_2 = 1 mm$, $\sigma = 0,5 \frac{N}{m}$, $\rho = 13,6 \frac{g}{sm^3}$, $\vartheta = 138^\circ$

Мына шамаларды табыў керек: Δh

Шешими:

$$h_1 = \frac{2\sigma \cos\theta}{\rho g r_1},$$

$$h_2 = \frac{2\sigma \cos\theta}{\rho g r_2},$$

$$r_1 = \frac{d_1}{2}, \quad r_2 = \frac{d_2}{2}, \quad \Delta h = |h_2| - |h_1|,$$

$$\Delta h = \left| \frac{4\sigma \cos\theta}{\rho g} \left(\frac{1}{d_2} - \frac{1}{d_1} \right) \right|.$$

Есаплау:

$$\Delta h = \left| \frac{4 \cdot 0,5 \frac{N}{m} \cdot \cos 138^\circ}{13,6 \cdot 10^3 \frac{kg}{m^3} \cdot 9,8 \frac{m}{s^2}} \left(\frac{1}{10^{-3} m} - \frac{1}{2 \cdot 10^{-3} m} \right) \right| = 5,6 mm.$$

Жуау: $\Delta h = 5,6 mm$.

14. Ұзындығы 2 м болған алюминий сымды керген ұақытта, онда 35 МПа механикалық кернеу пайда болған. Салыстырмалы хәм абсолют узайыуды табың.

Берилгени: $x = 2 m$, $\sigma = 35 MPa$.

Мына шамаларды табыу керек: $\frac{\Delta x}{x}$, Δx .

Шешими: Гук нызамы бойынша салыстырмалы деформация

$$\frac{\Delta x}{x} = \frac{\sigma}{E'}$$

E – серпимлилик модули. Абсолют узайыуы төмендегиге тең:

$$\Delta x = x \frac{\sigma}{E'}$$

Есаплау:

$$\frac{\Delta x}{x} = 0,5 \cdot 10^{-3},$$

$$\Delta x = 2 m \cdot 0,5 \cdot 10^{-3} = 10^{-3} m = 1 mm.$$

Жуау: $\frac{\Delta x}{x} = 0,0005$, $\Delta x = 1 mm$.

15. Ұзындығы 4 м хәм кесими $0,5 mm^2$ болған сымды 2 мм узайтыу үшін оның ушларына қандай күшлер жумсау керек?

Берилгени: $l = 4 m$, $S = 0,5 mm^2$, $\Delta l = 2 mm$.

Мына шамаларды табыу керек: F

Шешими: Полат сым үшін керилиуды турақлы Гук нызамынан жазамыз:

$$\sigma = E \varepsilon,$$

$E = 210 GPa$. Бунда керилиуды төмендеги формуладан табамыз:

$$\sigma = \frac{F}{\Delta S}$$

салыстырмалы узайыуы – $\varepsilon = \frac{\Delta l}{l}$,

Буннан

$$F = \frac{E \Delta l S}{l}.$$

Есаплау:

$$F = 210 \cdot 10^9 Pa \cdot 2 \cdot 10^{-3} m \cdot \frac{0,5 \cdot 10^{-6} m^2}{4 m} = 52,5 N.$$

Жуау: $F = 52,5 N$.

16. $\nu = 10 mol$ заттың муғдарынан ибарат кислород ыдыста 5 л көлемди ийелеген. 1) газдың ишки басымын, 2) молекуланың меншикли көлемин анықлаңыз. $0,136 Nm^4/моль^2$ хәм $3,17 \cdot 10^{-5} m^3/моль$ шамалары a хәм b ға тең дүзетиулер киритемиз.

Берилгени: $\nu = 10 \text{ mol}$, $V = 5 \text{ l}$, $a = 0,136 \text{ N} \cdot \frac{\text{m}^4}{\text{mol}^2}$, $b = 3,17 \cdot 10^{-5} \frac{\text{m}^3}{\text{mol}}$

Мына шамаларды табыу керек: 1) p' , 2) V'

Шешими:

$$p' = \frac{\nu^2 a}{V'^2}, \quad \nu b = 4V',$$

$$V' = \frac{\nu b}{4}.$$

Есаплау:

$$p' = \frac{(10 \text{ mol})^2 \cdot 0,136 \text{ N} \cdot \frac{\text{m}^4}{\text{mol}^2}}{(5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3)^2} = 544 \text{ kPa},$$

$$V' = \frac{10 \text{ mol} \cdot 3,17 \cdot 10^{-5} \frac{\text{m}^3}{\text{mol}}}{4} = 79,3 \text{ cm}^3.$$

Жууап: $p' = 544 \text{ kPa}$, $V' = 79,3 \text{ cm}^3$.

17. Массасы 6,6 кг углекислый газ 0,1 МПа басымда 3,75 м³ көлемди ийелейди. 1) реал газ, 2) идеал газ деп қарап газдың температурасын анықлаңыз. $0,361 \text{ Нм}^4/\text{моль}^2$ хәм $4,28 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3/\text{моль}$ шамалары a хәм b ға тең дүзетіулер киритемиз.

Берилгени:

$$M = 44 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}, \quad m = 6,6 \text{ kg}, \quad p = 0,1 \text{ MPa}, \quad V = 3,75 \text{ m}^3, \quad a = 0,136 \text{ N} \cdot \frac{\text{m}^4}{\text{mol}^2}, \quad b = 4,28 \cdot 10^{-5} \frac{\text{m}^3}{\text{mol}}$$

Мына шамаларды табыу керек: 1) T_1 , 2) T_2

Шешими:

$$\left(p + \frac{\nu^2 a}{V^2}\right) \cdot \left(\frac{V}{\nu} - b\right) = RT_1, \quad \nu = \frac{m}{M},$$

$$T_1 = \frac{M \left(p + \frac{m^2 a}{M^2 V^2}\right) \left(V - \frac{m}{M} b\right)}{mR},$$

$$pV = \frac{m}{M} RT_2,$$

$$T_2 = \frac{MpV}{mR}.$$

Есаплау:

$$T_1 = \frac{44 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}} \left(10^5 + \frac{(6,6 \text{ kg})^2 \cdot 0,136 \text{ N} \cdot \frac{\text{m}^4}{\text{mol}^2}}{(44 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}})^2 (3,75 \text{ m}^3)^2}\right) \left(3,75 \text{ m}^3 - \frac{6,6 \text{ kg}}{44 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}} 4,28 \cdot 10^{-5} \frac{\text{m}^3}{\text{mol}}\right)}{6,6 \text{ kg} \cdot 8,31 \frac{\text{Dj}}{\text{K} \cdot \text{mol}}}$$

$$= 302 \text{ K},$$

$$T_2 = \frac{44 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}} \cdot 10^5 \text{ Pa} \cdot 3,75 \text{ m}^3}{6,6 \text{ kg} \cdot 8,31 \frac{\text{Dj}}{\text{K} \cdot \text{mol}}} = 301 \text{ K}.$$

Жууап: $T_1 = 302 \text{ K}$, $T_2 = 301 \text{ K}$.

18. Азот ушын критикалық басым 3,39 МПа хәм критикалық температурасы 126 К ге тең. Реал газ хал теңдемесинен азот ушын a хәм b дүзетіулер шамасын анықлаңыз.

Берилгени: $T_k = 126 \text{ K}$, $p_k = 3,39 \text{ MPa}$.

Мына шамаларды табыу керек: a , b

Шешими:

$$\left(p + \frac{\nu^2 a}{V^2}\right) (V - \nu b) = \nu RT,$$

$$\begin{aligned}
pV^3 - (vRT + pvb)V^2 + v^2aV - v^3ab &= 0, \\
V_1, V_2, V_3 - \text{Корни теңлемесинен,} \\
p &= p_k, T = T_k, V_1 = V_2 = V_3 = V_k \\
p_k(V - V_k)^3 &= 0, \\
p_kV^3 - 3p_kV_kV^2 + 3p_kV_k^2V - p_kV_k^3 &= 0, \\
p_kV^3 - (vRT_k + p_kvb)V^2 + v^2aV - v^3ab &= 0, \\
3p_kV_k &= vRT_k + p_kvb, \\
3p_kV_k^2 &= v^2a, \\
p_kV^3 &= v^3ab, \quad \frac{V_k}{3} = vb, \\
3p_k \cdot (3vb)^2 &= v^2a, \quad a = 27p_kb^2, \\
3p_k \cdot 3vb &= vRT_k + p_kvb, \\
8p_kvb &= vRT_k, \\
b &= \frac{RT_k}{8p_k}, \quad a = \frac{27R^2T_k^2}{64p_k}.
\end{aligned}$$

Есепләй:

$$\begin{aligned}
b &= \frac{8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{К} \cdot \text{моль}} \cdot 126 \text{ К}}{8 \cdot 3,39 \cdot 10^6 \text{ Па}} = 3,86 \cdot 10^{-5} \frac{\text{м}^3}{\text{моль}}, \\
a &= \frac{27 \cdot (8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{К} \cdot \text{моль}})^2 \cdot (126 \text{ К})^2}{64 \cdot 3,39 \cdot 10^6 \text{ Па}} = 0,136 \text{ Н} \frac{\text{м}^4}{\text{моль}^2}.
\end{aligned}$$

Жууап: $b = 3,86 \cdot 10^{-5} \frac{\text{м}^3}{\text{моль}}, \quad a = 0,136 \text{ Н} \frac{\text{м}^4}{\text{моль}^2}.$

19. Массасы 100 г кислород көлеми 5 л ден 10 л ге шекем кеңейди. Бул кеңейиуде молекулалар арасындағы тартысыу күшиниң жумысын анықлаңыз. $a = 0,136 \text{ Н} \frac{\text{м}^4}{\text{моль}^2}$ ға тең деп қабыл етемиз.

Берилгени: $M = 32 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кг}}{\text{моль}}, \quad m = 100 \text{ г}, V_1 = 5 \text{ л}, V_2 = 10 \text{ л}, a = 0,136 \text{ Н} \frac{\text{м}^4}{\text{моль}^2}.$

Мына шамаларды табыу керек: A

Шешими:

$$\begin{aligned}
\left(p + \frac{v^2a}{V^2}\right) \cdot \left(\frac{V}{v} - b\right) &= RT, \\
v &= \frac{m}{M}, \quad dA = \frac{v^2a}{V^2} dV, \\
A &= \int_{V_1}^{V_2} \frac{m^2}{M^2} a \frac{dV}{V^2} = \frac{m^2}{M^2} a \left(\frac{1}{V_1} - \frac{1}{V_2}\right).
\end{aligned}$$

Есепләй:

$$A = \frac{(0,1 \text{ кг})^2}{(32 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кг}}{\text{моль}})^2} \cdot 0,136 \text{ Н} \frac{\text{м}^4}{\text{моль}^2} \left(\frac{1}{5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3} - \frac{1}{10^{-2} \text{ м}^3}\right) = 133 \text{ Дж}.$$

Жууап: $A = 133 \text{ Дж}.$

20. Реал (хақыйқый) газдеги кислородтың муғдары $v = 1 \text{ моль}$, температурасы $T_1 = 400 \text{ К}$ деги көлеми $V_1 = 1 \text{ л}$ ден $V_2 = 2V_1$ ге шекем изотермикалық кеңейди. 1) кеңейиу жумысын, 2) газдиң ишки энергиясының өзгерисин анықлаңыз. $0,136 \text{ Нм}^4/\text{моль}^2$ хәм $3,17 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3/\text{моль}$ шамалары a хәм b ға тең дүзетиулер киритемиз.

Берилгени:

$$v = 1 \text{ моль}, T = 400 \text{ К}, V_1 = 1 \text{ л}, V_2 = 2V_1, b = 3,17 \cdot 10^{-5} \frac{\text{м}^3}{\text{моль}}, a = 0,136 \text{ Н} \frac{\text{м}^4}{\text{моль}^2}.$$

Мына шамаларды табыу керек: 1) A , 2) ΔU

Шешими:

$$\left(p + \frac{v^2 a}{V^2}\right)(V - vb) = vRT,$$

$$p = \frac{vRT}{V - vb} - \frac{v^2 a}{V^2},$$

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV = vRT \ln \frac{V_2 - vb}{V_1 - vb} + v^2 a \left(\frac{1}{V_2} - \frac{1}{V_1} \right),$$

$$U_1 = v \left(c_V T - \frac{av}{V_1} \right),$$

$$U_2 = v \left(c_V T - \frac{av}{V_2} \right),$$

$$\Delta U = U_2 - U_1 = av^2 \left(\frac{1}{V_1} - \frac{1}{V_2} \right).$$

Есепләү:

$$A = 1 \cdot 8,31 \cdot 400 \ln \frac{2 \cdot 10^{-3} - 1 \cdot 3,17 \cdot 10^{-3}}{10^{-3} - 1 \cdot 3,17 \cdot 10^{-3}} + 1 \cdot 0,136 \left(\frac{1}{2 \cdot 10^{-3}} - \frac{1}{10^{-3}} \right) = 2,29 \text{ kDj},$$

$$\Delta U = 0,136 \left(\frac{1}{10^{-3}} - \frac{1}{2 \cdot 10^{-3}} \right) = 68 \text{ kDj}.$$

Жууап: $A = 2,29 \text{ kDj}$, $\Delta U = 68 \text{ kDj}$.

21. NaCl кристалларында натрий хәм хлор ионларының орайлары арасындагы ең киши аралықты аныклаңыз. (Бир-бирине жаткызылган еки бирдей транс орайластырылган кублы пәнжере). Ас дузының тығызлығы $\rho = 2,2 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$.

Берилгени: $\rho = 2,2 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$, $M = 58,5 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кг}}{\text{мол}}$.

Мына шамаларды табыў керек: a

Шешими:

$$V_m = 2N_A V_1, \quad V_m = \frac{M}{\rho}, \quad V_1 = a^3,$$

$$a = \sqrt[3]{\frac{M}{2N_A \rho}}.$$

Есепләү:

$$a = \sqrt[3]{\frac{58,5 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кг}}{\text{мол}}}{2 \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \text{мол}^{-1} \cdot 2,2 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}}} = 0,28 \text{ nm}.$$

Жууап: $a = 0,28 \text{ nm}$.

22. Дюлонг хәм Пти нызамларын қолланып салыстырмалы жыллылық сыйымлығын табыңыз. 1) натрийдің, 2) алюминийдің.

Берилгени: $M_{\text{Al}} = 27 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кг}}{\text{мол}}$, $M_{\text{Na}} = 23 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кг}}{\text{мол}}$.

Мына шамаларды табыў керек: $c_{V\text{Na}}$, $c_{V\text{Al}}$

Шешими:

$$c_V = \frac{C_V}{M}, \quad C_V = 3R,$$

$$c_V = \frac{3R}{M}.$$

Есепләү:

$$c_{V\text{Na}} = \frac{3 \cdot 8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{К} \cdot \text{мол}}}{23 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кг}}{\text{мол}}} = 1,08 \frac{\text{kJ}}{\text{кг} \cdot \text{К}},$$

$$c_{VAI} = \frac{3 \cdot 8,31 \frac{Dj}{K \cdot mol}}{27 \cdot 10^{-3} \frac{kg}{mol}} = 0,924 \frac{kDj}{kg \cdot K}.$$

Жууап: $c_{VNa} = 1,08 \frac{kDj}{kg \cdot K}, c_{VAI} = 0,924 \frac{kDj}{kg \cdot K}.$

Термодинамика тийкарлары

1. Температурасын 20^0C ға арттырғанда 200 г гелийдің ишки энергиясы қаншаға өзгереді?

Берилгени: $m = 200 \text{ g}, t = 20^0C.$

Мына шамаларды табыу керек: U

Шешими: Бул физикалық шаманы келеси формуладан пайдаланып ишки энергияның өзгерисин анықлаймыз:

$$U = \frac{3}{2} \frac{m}{M} RT,$$

m –гелийдің массасы, $M = 0,004 \frac{kg}{mol}$ – моляр массасы, R –моляр газдің турақлысы, T –температура. Гелийдің ишки энергиясының өзгериси, температура шамасының ΔT өзгерисине байланысly келеси формулада

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

Есаплау:

$$U = \frac{3}{2} \frac{0,2 \text{ kg}}{0,004 \frac{kg}{mol}} \cdot 8,31 \frac{Dj}{mol \cdot K} \cdot 20K \approx 12,5 \cdot 10^3 \text{ Dj} = 12,5 \text{ kDj}.$$

Жууап: $U = 12,5 \text{ kDj}.$

2. Ултанының майданы 1 dm^2 болған вертикаль жайласқан цилиндрде сүйкелиўсиз сырғанайтуғын массасы 10 кг поршеньнің астында ҳаўа бар. Ҳаўаны изобаралы қыздырғанда поршень 20 см ге көтерилди. Егер сыртқы басым 100 кПа ға тең болса, ҳаўа қандай жұмыс атқарған?

Берилгени: $S = 1 \text{ dm}^2, m = 10 \text{ kg}, \Delta l = 20 \text{ sm}, P = 100 \text{ kPa}.$

Мына шамаларды табыу керек: ΔA

Шешими: Изобаралық процессте ҳаўаның атқарған жұмысы,

$$\Delta A = F \Delta l = p S \Delta l = p \Delta V.$$

Буннан басымның формуласын анықлаймыз

$$P = P_a + \frac{mg}{S},$$

P_a –атмосфера басымы, m –жүктің массасы. Ҳаўа көлеминің өзгериси

$$\Delta V = S \Delta l.$$

Демек,

$$\Delta A = \left(P_a + \frac{mg}{S} \right) S \Delta l.$$

Есаплау:

$$\Delta A = \left(10^5 \text{ Pa} + \frac{10 \text{ kg} \cdot 9,8 \frac{m}{s^2}}{10^{-2} \text{ m}^2} \right) \cdot 10^{-2} \text{ m}^2 \cdot 0,2 \text{ m} = 220 \text{ Dj}.$$

Жууап: $\Delta A = 220 \text{ Dj}.$

3. 800 моль газды 500 К ға изобаралы түрде қыздыруу үшін газға 9,4 МДж жыллылық муғдары берилди. Газдың жұмысын хәм оның ишки энергиясының өсимин анықлаң.

Берилгени: $\Delta v = 800 \text{ mol}, \Delta T = 500 \text{ K}, Q = 9,4 \text{ MDj}.$

Мына шамаларды табыу керек: $A, \Delta U$

Шешими: Изобаралы қыздырудағы газдың атқарған жұмысы төмендегиге тең:

$$A = \frac{m}{M} R \Delta T.$$

Термодинамиканың биринши басламасынан газдың ишкі энергиясының өзгерісін анықтаймыз:

$$\Delta U = Q - A.$$

Есептеу:

$$A = 800 \text{ mol} \cdot 8,31 \frac{\text{Dj}}{\text{mol} \cdot \text{K}} \cdot 500 \text{ K} = 3,3 \text{ MDj},$$

$$\Delta U = (9,4 - 3,4) \text{ MDj} = 6,1 \text{ MDj}.$$

Жууап: $A = 3,3 \text{ MDj}$, $\Delta U = 6,1 \text{ MDj}$.

4. Массасы $m = 280 \text{ g}$ азот кеңейіу нәтижесінде изобаралық процесстеги басымы $p = 1 \text{ MPa}$ ға тең. 1) кеңейіу жұмысын, 2) Егер азоттың дәслепки температурасы $T_1 = 290 \text{ K}$, кеңейіуде бөлиніп шыққан жыллылық $Q = 5 \text{ kDj}$ ға тең болса, газдың ақырғы көлемін анықлаңыз.

Берілгени: $m = 280 \text{ g}$, $M = 28 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}$, $p = 1 \text{ MPa}$, $T_1 = 290 \text{ K}$, $Q = 5 \text{ kDj}$.

Мына шамаларды табыу керек: 1) A , 2) V_2 .

Шешими:

$$A = \frac{m}{M} R (T_2 - T_1),$$

$$Q = \frac{m}{M} c_p (T_2 - T_1),$$

$$\frac{A}{Q} = \frac{R}{c_p},$$

$$c_p = \frac{i + 2}{2} R, \quad i = 5,$$

$$A = \frac{QR \cdot 2}{(i + 2)R} = \frac{2Q}{i + 2},$$

$$A = p(V_2 - V_1), \quad pV_1 = \frac{m}{M} RT_1,$$

$$V_2 = \frac{A}{p} + V_1 = \frac{1}{p} \left(A + \frac{m}{M} RT_1 \right).$$

Есептеу:

$$A = \frac{2 \cdot 5 \cdot 10^3 \text{ Dj}}{5 + 2} = 1,43 \text{ kDj},$$

$$V_2 = \frac{1}{10^6 \text{ Pa}} \left(1,43 \cdot 10^3 + \frac{0,28 \text{ kg}}{28 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}} \cdot 8,31 \frac{\text{Dj}}{\text{mol} \cdot \text{K}} \cdot 290 \text{ K} \right) = 0,026 \text{ m}^3.$$

Жууап: $A = 1,43 \text{ kDj}$, $V_2 = 0,026 \text{ m}^3$.

5. Азотты турақлы басымда қыздырғанда оның салыстырмалы жыллылық сыйымлығы $1,05 \text{ кДж/(кг*К)}$ ға, ал турақлы көлемде $0,75 \text{ кДж/(кг*К)}$ ға тең. Не себеп бул шамалар хәр қыйлы мәніслерге ийе? Массасы 1 кг азотты 1 К ге изобаралы қыздырғанда қандай жұмыс атқарылады?

Берілгени: $c_p = 1,05 \frac{\text{кДж}}{\text{кг*К}}$, $c_v = 0,75 \frac{\text{кДж}}{\text{кг*К}}$, $\Delta T = 1 \text{ K}$, $m = 1 \text{ kg}$.

Мына шамаларды табыу керек: $c_p - c_v$

Шешими: Азоттың ишкі энергиясының өзгерісін

$$\Delta U = mc_v \Delta T,$$

Изобаралық процессте жыллылық сыйымлылықты анықтаймыз

$$Q = c_p m \Delta T,$$

изобаралық процессте атқарылған жұмыс

$$\Delta A = p \Delta V,$$

Изобаралық процессте термодинамиканың биринши басламасы бойынша,

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

буннан

$$c_p m \Delta T = m c_v \Delta T + \Delta A,$$

бунда газдың изобаралық кеңейіуіндегі атқарған жұмысы,

$$\Delta A = (c_p - c_v) m \Delta T,$$

буннан

$$\frac{\Delta A}{m \Delta T} = c_p - c_v.$$

Есепләй:

$$c_p - c_v = (1,05 - 0,75) \frac{kJ}{kg \cdot K} = 0,3 \frac{kJ}{kg \cdot K}.$$

Жууап: $c_p - c_v = 0,3 \frac{kJ}{kg \cdot K}.$

6. Егер бір қанша газлардың нормаль жағдайдағы салыстырмалы көлемі $\bar{v} = 0,7 \frac{m^3}{kg}$ болса, C_v хәм C_p салыстырмалы жыллылық сыйымлылықтарын анықлаңыз. Бул қандай газ?

Берілгени: $\bar{v} = 0,7 \frac{m^3}{kg}, T = 273 K, p = 1,013 \cdot 10^5 Pa$

Мына шамаларды табыў керек: C_v, C_p

Шешими:

$$\bar{v} = \frac{V}{m}, pV = \frac{m}{M} RT,$$

$$M = \frac{RT}{p\bar{v}}, i = 5,$$

$$C_v = \frac{i R}{2 M}, C_p = \frac{i + 2 R}{2 M}.$$

Есепләй:

$$M = \frac{8,31 \frac{J}{mol \cdot K} \cdot 273 K}{1,013 \cdot 10^5 Pa \cdot 0,7 \frac{m^3}{kg}} = 32 \cdot 10^{-3} \frac{kg}{mol},$$

$$C_v = \frac{5}{2} \cdot \frac{8,31 \frac{J}{mol \cdot K}}{32 \cdot 10^{-3} \frac{kg}{mol}} = 649 \frac{J}{kg \cdot K},$$

$$C_p = \frac{5 + 2}{2} \cdot \frac{8,31 \frac{J}{mol \cdot K}}{32 \cdot 10^{-3} \frac{kg}{mol}} = 909 \frac{J}{kg \cdot K}.$$

Жууап: кислород, $C_v = 649 \frac{J}{kg \cdot K}, C_p = 909 \frac{J}{kg \cdot K}.$

7. Молярлық массасы M болған бір атомлы газдың салыстырмалы жыллылық сыйымлығы турақлы $c_p = \frac{5 R}{2 M}$ формуласы менен табылатуғынын дәлйіллен. Турақлы басымда гелийдың салыстырмалы жыллылық сыйымлығын табың.

Берілгени: $M, c_p = \frac{5 R}{2 M}.$

Мына шамаларды табыў керек: c_p

Шешими: Бір атомлы газдың ΔT жоқары температурадағы изобаралы жыллылық мұғдары:

$$Q = \frac{5}{2} \nu R \Delta T = \frac{5 m}{2 M} R \Delta T,$$

m — газдың массасы, M — моляр массасы.

Турақлы басымдағы бір атомлы газдың салыстырмалы жыллылық сыйымлығы төмендегі формуладан анықлаймыз:

$$c_p = \frac{Q}{m\Delta T} = \frac{5R}{2M},$$

гелийде $M = 0,04 \frac{\text{kg}}{\text{mol}}$.

Есепләу:

$$c_p = \frac{5 \cdot 8,31 \frac{\text{Dj}}{\text{mol} \cdot \text{K}}}{2 \cdot 0,04 \frac{\text{kg}}{\text{mol}}} \approx 5,2 \cdot 10^3 \frac{\text{Dj}}{\text{mol} \cdot \text{K}} = 5,2 \frac{\text{kJ}}{\text{mol} \cdot \text{K}}.$$

Жууап: $c_p = 5,2 \frac{\text{kJ}}{\text{mol} \cdot \text{K}}$.

8. Жыллылық сыйымлығы 63 Дж/К болған калориметрге 12°C дағы 250 г май куйылды. Майға 100°C дағы массасы 500 г мыс дене түсірілгеннен кейін улыўма температура 35°C болып орнады. Тәжірийбедегі берілгенлер бойынша майдың салыстырмалы жыллылық сыйымлығы қандай?

Берілгени:

$$Q_j = 63 \frac{\text{Dj}}{\text{K}}, m_j = 250 \text{ g}, t_j = 12^\circ\text{C}, m_m = 500 \text{ g}, t_0 = 100^\circ\text{C}, \theta = 33^\circ\text{C}.$$

Мына шамаларды табыў керек: c_m

Шешими: Берілген шәрттен жыллылық балансын жазамыз:

$$Q_j = Q_k + Q_m \quad (1)$$

Буннан

$$Q_j = c_j m_j (t_j - \theta) \quad (2)$$

Жыллылық муғдары, m_j хәм t_j мыс денениң массасы хәм басланғыш температурасы, c_j —мыстың салыстырмалы жыллылық сыйымлығы, θ —түсірилгеннен кейинги улыўма температура.

Калориметрдің жыллылық муғдары,

$$Q_k = c_k (\theta - t_0) \quad (3)$$

c_k —жыллылық сыйымлылық, t_0 —басланғыш температура.

Майдың жыллылық муғдары,

$$Q_m = c_m m_m (\theta - t_0) \quad (4)$$

c_m хәм m_m салыстырмалы жыллылық сыйымлылық хәм масса.

(2) хәм (4) теңлемелерди (1) ге қойып майдың жыллылық сыйымлығын анықлаймыз:

$$c_m = c_j \frac{m_j (t_j - \theta)}{m_m (\theta - t_0)} - \frac{c_k}{m_m}.$$

Есепләу:

$$c_m = 380 \frac{\text{Dj}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \frac{0,5 \text{ kg} \cdot 67 \text{ K}}{0,25 \text{ kg} \cdot 21 \text{ K}} - \frac{63 \frac{\text{Dj}}{\text{K}}}{0,25 \text{ kg}} \approx 2,2 \frac{\text{Dj}}{\text{kg} \cdot \text{K}}.$$

Жууап: $c_m = 2,2 \frac{\text{Dj}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$.

9. 10°C температураға ийе суўға 100°C ға шекем қыздырылған дене түсірилгеннен соң, бір қанша ўақыттан кейін, улыўма 40°C температура орнады. Егер биринши денени суўдан шығарып алмастан, оған тап сондай 100°C ға шекем қыздырылған екінши дене түсірилсе, суўдың температурасы қандай болады?

Берілгени: $t_1 = 10^\circ\text{C}$, $t_2 = 100^\circ\text{C}$, $t_3 = 40^\circ\text{C}$,

Мына шамаларды табыў керек: t_4

Шешими: Денениң массасы m хәм жыллылық сыйымлығы c , ал суўдики m_1 хәм c_1 , буннан жыллылық балансының теңлемеси:

$$U = c_1 m_1 t_1 + c m t_2 = c_1 m_1 t_3 + c m t_3 \quad (1)$$

Суўға түсірилген екінши денениң температурасы t_2 аламыз:

$$c_1 m_1 t_3 + c m t_3 + c m t_2 = c_1 m_1 t_4 + 2 c m t_4 \quad (2)$$

(1) – теңлемеден

$$c_1 m_1 = cm \frac{t_2 - t_3}{t_3 - t_1} \quad (3)$$

(3) – теңлемени (2) – ге қойып:

$$t_4 cm \left(2 + \frac{t_2 - t_3}{t_3 - t_1} \right) = cm \left(t_2 + t_3 + t_3 \frac{t_2 - t_3}{t_3 - t_1} \right),$$

Буннан

$$t_4 = \frac{t_2 + t_3 + t_3 \frac{t_2 - t_3}{t_3 - t_1}}{2 + \frac{t_2 - t_3}{t_3 - t_1}}.$$

Есаплай:

$$t_4 = \left(\frac{100 + 40 + 40 \frac{60}{30}}{2 + \frac{60}{30}} \right)^0 C = 55^0 C.$$

Жуап: $t_4 = 55^0 C$.

10. Ағып өтіуші типіндегі, турмыста қолланылатуғын газлы суы қыздырғыш 21 кВт номиналь қуаттылыққа хәм 80 % ПЖК ине ийе. Суы қыздырғышта $34^0 C$ ға шекем қыздырылған суы менен сыйымлығы 200 л болған ванна қанша уақытта толады хәм усы уақыт ишиндегі газдың сарп етилиуі (литрлерде) қандай? 1 м³ табиий газдың жаныу жылылығы 36 мДж.

Берилгени: $P = 21 \text{ кВт}, \eta = 80\%, V = 200 \text{ л}, \Delta t = 34^0 C, \alpha = 36 \text{ мДж}.$

Мына шамаларды табыу керек: V_1, τ

Шешими: Қыздырылған суыдың энергиясы

$$\Delta U = V \rho c \Delta t \quad (1)$$

Егер қыздырғыштың дәслепки номиналь қуаттылығы P , болған төмендегі теңлемени аламыз

$$P \tau = \Delta U \quad (2)$$

τ – қыздыру уақты. Буннан

$$\tau = \frac{V \rho c \Delta t}{P} \quad (3)$$

Газлы суыды қыздырылғандағы көлеми V_1 берилген шәрттен энергияға тең деп анықлау керек, $V_1 \alpha$ – газдың бөлинип шығу жылылығы.

$$V_1 \alpha = \frac{P \tau}{\eta} \quad (4)$$

буннан

$$V_1 = \frac{P \tau}{\eta \alpha}.$$

Есаплай:

$$\tau = \frac{10^{-3} \cdot 200 \cdot 10^3 \cdot 4,19 \cdot 10^3 \cdot 24}{21 \cdot 10^3} \text{ с} = 958 \text{ с} = 16 \text{ min},$$

$$V_1 = \frac{21 \cdot 10^3 \cdot 958}{36 \cdot 10^6 \cdot 0,8} \text{ м}^3 = 0,7 \text{ м}^3 = 700 \text{ л}.$$

Жуап: $\tau = 16 \text{ min}, V_1 = 700 \text{ л}.$

11. Деталды ислеген уақытта слесарь орташа 40 Н күш жумсап хәм хәр хәрекетинде егеуді 8 см ге жылыстыра отырып, полат егеу менен 46 рет қозғалыс жасады. Егер егеу 100 г массаға ийе хәм оның ишки энергиясын арттыруға, атқарылған жумыстың 50% кеткен болса, егеудің температурасы қаншаға жоқарылаған?

Берилгени: $N = 46, F = 40 \text{ Н}, S = 8 \text{ см}, m = 100 \text{ г}.$

Мына шамаларды табыу керек: ΔT

Шешими: Слесарьдың атқарған жумысы

$$A = 2 NFS \quad (1)$$

N – қозғалыстар саны, F – күші, S – қозғалыс ұақытындағы егеудің орын ауыстырыуы. Бунда берілген шәрт бойынша ишки энергиясын арттырыудағы жұмыс, ΔT – жүргизиудеги температураның артыуы:

$$\frac{A}{2} = cm\Delta T \quad (2)$$

c – полаттың салыстырмалы жыллылық сыйымлығы, m – егеудин массасы. (1) ни (2) – формулаға қойып:

$$\Delta T = \frac{NFS}{mc}.$$

Есаплау:

$$\Delta T = \frac{46 \cdot 60 N \cdot 0,08 m}{0,1 kg \cdot 880 \frac{J}{kg \cdot K}} \approx 1,6 K.$$

Жууап: $\Delta T = 1,6 K$.

12. Массалары бирдей болған еки қорғасын шарик v хәм $2v$ тезликлер менен бир-бирине қарама-қарсы қозғалып баратыр. Шарлардың серпимли емес соқлығысыуы нәтийжесинде температураның жоқарылауы Δt ны анықлаң

Берилгени: $v, 2v$

Мына шамаларды табыу керек: Δt

Шешими: Шарлардың серпимсиз соқлығысыуынан кейинги қозғалысы бирдей. Бунда шарлардың соқлығысыудан кейинги v_1 қозғалыс толық тезлигин импульстиң сақланыу нызамынан анықлаймыз:

$$m2v - mv = 2mv_1 \quad (1)$$

m – шарлардың массасы. (1) – теңлемеден тауып

$$v_1 = \frac{v}{2} \quad (2)$$

Соқлығысыудан кейинги шарлардың кинетикалық энергиясының өзгериси:

$$\Delta E = \frac{mv^2}{2} + \frac{m(2v)^2}{2} - mv_1^2 = \frac{9mv^2}{4} \quad (3)$$

температура өзгериси Δt хәм салыстырмалы жыллылық сыйымлығы c ға байланысly шамасы:

$$\Delta E = 2 mc\Delta t \quad (4)$$

шарлардың соқлығысыудан кейинги температурасының өзгерисин изленип атырған шаманы (3) хәм (4) теңлемелерден анықлаймыз:

$$\Delta t = \frac{9v^2}{8c}.$$

13. Атқан ұақытта массасы m болған снаряд (оқ) түтеден v тезлиги менен ушып шығады. Снарядтың кинетикалық энергиясы массасы M болған оқ дәри заряды жанғанда бөлинип шығатуғын энергияның қанша процентин курайды? $m = 6,2 kg, v = 680 \frac{m}{s}, M = 1 kg$ болғанда топтың снаряды ушын хәм $m = 8 g, v = 700 \frac{m}{s}, M = 1,6 g$ болғанда автоматтың оғы ушын есаплаулар жүргизің.

Берилгени: $m = 6,2 kg, v = 680 \frac{m}{s}, M = 1 kg,$

$m = 8 g, v = 700 \frac{m}{s}, M = 1,6 g.$

Мына шамаларды табыу керек: δ_1, δ_2

Шешими: Кинетикалық энергия $\frac{mv^2}{2}$ ге тең. Оқ дәри жанғанда бөлинип шығатуғын энергиясы Mq , q – оқ дәриниң жаныудағы салыстырмалы жыллылығы, кинетикалық энергиясы шамасының оқ дәри жанғандағы бөлинип шығатуғын энергиясы:

$$\delta = \frac{mv^2}{2Mg} \cdot 100\%.$$

Есаплау:

$$\delta_1 = \frac{6,2 \text{ кг} \cdot \left(680 \frac{\text{м}}{\text{с}}\right)^2}{2 \cdot 1 \text{ кг} \cdot 3,8 \cdot 10^5 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}} \cdot 100\% \approx 32\%,$$

$$\delta_2 = \frac{8 \cdot 10^{-3} \cdot \left(700 \frac{\text{м}}{\text{с}}\right)^2}{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ кг} \cdot 3,8 \cdot 10^5 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}} \cdot 100\% \approx 38\%.$$

Жууап: $\delta_1 = 32\%$, $\delta_2 = 38\%$.

14. Идеал газ Карно циклинде ислемекте, термикалық ПЖК ти 0,4 ге тең. Егер изотермикалық кеңейіу жумысы 400 Дж ди қураса, газдиң изотермикалық қысылуы жумысын анықлаңыз.

Берилгени: $\eta = 0,4$, $A_{12} = 400 \text{ Дж}$.

Мына шамаларды табыу керек: A_{34}

Шешими:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1},$$

$$A = A_{12} + A_{34},$$

$$A_{12} + A_{34} = \eta A_{12},$$

$$A_{34} = (\eta - 1)A_{12}.$$

Есаплау:

$$A_{34} = (0,4 - 1)400 \text{ Дж} = -240 \text{ Дж}.$$

Жууап: $A_{34} = -240 \text{ Дж}$.

15. Идеал жыллылық машинасының қыздырғышының температурасы 117°C, ал суытқышының температурасы 27°C. Машинаның 1 с ишинде қыздырғыштан алатуғын жыллылық муғдары 60 кДж ға тең. Машинаның ПЖК ин, 1 с та суытқышта беретуғын жыллылық муғдарын хэм машинаның кууатлығын есаплап шығарың.

Берилгени: $T_1 = (273 - 117)K$, $T_2 = (273 + 27)K$, $q_1 = 60 \text{ кДж}$

Мына шамаларды табыу керек: η , q_2 , N

Шешими: Идеал жыллылық машинасы ПЖК си Карно циклиндеги ПЖК ге тең:

$$\eta = \eta_k = 1 - \frac{T_2}{T_1},$$

T_1 хэм T_2 қыздырғыш хэм суытқыштың температурасы. Сонлықтан жыллылық машинасының ПЖК ти, қыздырғыштың Q_1 жыллылық муғдары хэм суытқыштың Q_2 жыллылық муғдарына байланысly формуласы төмендегише:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1},$$

1 с та суытқышта беретуғын жыллылық муғдары

$$q_2 = q_1(1 - \eta),$$

$q_1 - 1 \text{ с}$ ишиндеги алатуғын қыздырғыштың жыллылық муғдары. 1 секундта денениң атқарған A жумысы машинаның N кууатлылығына тең. Идеал жыллылық машинасында

$$N = A = Q_1 - Q_2.$$

Есаплау:

$$\eta = 1 - \frac{300 \text{ K}}{390 \text{ K}} \approx 0,23,$$

$$q_2 = 60 \text{ кДж} \cdot 0,77 = 46 \text{ кДж},$$

$$N = 14 \frac{\text{кДж}}{\text{с}} = 14 \text{ кВт}.$$

Жууап: $\eta = 0,23$, $q_2 = 46 \text{ кДж}$, $N = 14 \text{ кВт}$.

16. Идеал газ Карно циклинде ислемекте, қыздырғыштың температурасы $T_1 = 500 \text{ K}$, суытқыштың температурасы $T_2 = 300 \text{ K}$. Изотермикалық кеңейіудеги газ 2 кДж жумыс

атқарады. 1) Циклдің термикалық ПЖК ин 2) изотермикалық қысылуыда газ суытқышқа берген жылылық мұғдарын анықлаңыз.

Берілгени: $T_1 = 500\text{ K}$, $T_2 = 300\text{ K}$, $A_{12} = 2\text{ kDj}$.

Мына шамаларды табыу керек: 1) η , 2) Q_2 .

Шешими:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1},$$

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1}, \quad Q_1 = A_{12},$$

$$Q_2 = Q_1 \frac{T_2}{T_1} = A_{12} \frac{T_2}{T_1}.$$

Есеплау:

$$\eta = \frac{500\text{ K} - 300\text{ K}}{500\text{ K}} \cdot 100\% = 40\%,$$

$$Q_2 = 2 \cdot 10^3\text{ Dj} \frac{300\text{ K}}{500\text{ K}} = 1,2\text{ kDj}.$$

Жууап: $\eta = 40\%$, $Q_2 = 1,2\text{ kDj}$.

17. Температурасы $T = 290\text{ K}$ деги азоттың массасы $m = 10\text{ g}$ ға тең. 1) бир азот молекуласының орташа кинетикалық энергиясын, 2) барлық азот молекуласының айланбалы қозғалысындағы орташа кинетикалық энергиясын анықлаңыз. Идеал газ деп есеплаң.

Берілгени: $T = 290\text{ K}$, $m = 10\text{ g}$, $M = 28 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}$

Мына шамаларды табыу керек: 1) $\langle E \rangle$ 2) $\langle E_{ay} \rangle$

Шешими:

$$\langle E \rangle = \frac{l}{2} kT, \quad l = 5,$$

$$\langle E_{ay} \rangle = \langle E_{ay} \rangle N,$$

$$\langle E_{ay} \rangle = l_{ay} \frac{kT}{2}, \quad l_{ay} = 2,$$

$$N = \frac{mN_A}{M}, \quad \langle E_{ay} \rangle = l_{ay} \frac{kT}{2} \cdot \frac{mN_A}{M},$$

Есеплау:

$$\langle E \rangle = \frac{5}{2} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Dj}}{\text{K}} \cdot 290\text{ K} = 10^{-20}\text{ Dj},$$

$$\langle E_{ay} \rangle = 2 \cdot \frac{1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Dj}}{\text{K}} \cdot 290\text{ K}}{2} \cdot \frac{10^{-2}\text{ kg} \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}}{28 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}} = 860\text{ Dj}.$$

Жууап: $\langle E \rangle = 10^{-20}\text{ Dj}$, $\langle E_{ay} \rangle = 860\text{ Dj}$.

18. Кислороддың массасы $m = 1\text{ kg}$ ды қураса оның температурасы $T = 320\text{ K}$. 1) кислород молекуласының ишки энергиясын, 2) кислород молекуласының айланбалы қозғалысындағы орташа кинетикалық энергиясын анықлаңыз. Идеал газ деп есеплаң.

Берілгени: $T = 320\text{ K}$, $m = 1\text{ kg}$, $M = 32 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}$

Мына шамаларды табыу керек: 1) U 2) $\langle E_{ay} \rangle$

Шешими:

$$U = \frac{m l}{M 2} RT, \quad l = 5,$$

$$\langle E_{ay} \rangle = \langle E_{ay} \rangle \cdot N,$$

$$\langle E_{ay} \rangle = l_{ay} \frac{kT}{2}, \quad N = \frac{mN_A}{M},$$

$$\langle E_{ay} \rangle = i_{ay} \frac{kT}{2} \cdot \frac{mN_A}{M}, \quad i_{ay} = 2$$

Есепләй:

$$U = \frac{1 \text{ kg}}{32 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}} \cdot \frac{5}{2} \cdot 8,31 \frac{\text{Dj}}{\text{mol} \cdot \text{K}} \cdot 320 \text{ K} = 208 \text{ kDj},$$

$$\langle E_{ay} \rangle = 2 \cdot \frac{1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Dj}}{\text{K}} \cdot 290 \text{ K}}{2} \cdot \frac{1 \text{ kg} \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}}{32 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}} = 83,1 \text{ kDj}.$$

Жууап: $U = 208 \text{ kDj}$, $\langle E_{ay} \rangle = 83,1 \text{ kDj}$.

19. Гелийдың массасы $m_1 = 8 \text{ g}$ хәм водороддың массасы $m_2 = 2 \text{ g}$ болса, газ араласпасының γ адиабаталық көрсеткішін анықлаңыз.

Берилгени: $m_1 = 8 \text{ g}$, $M_1 = 4 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}$, $m_2 = 2 \text{ g}$, $M_2 = 2 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}$.

Мына шамаларды табыў керек: γ

Шешими:

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v},$$

$$C_p = \frac{C_{p1}m_1 + C_{p2}m_2}{m_1 + m_2},$$

$$C_v = \frac{C_{v1}m_1 + C_{v2}m_2}{m_1 + m_2},$$

$$C_{v1} = \frac{i_1}{2} \frac{R}{M_1}, \quad C_{v2} = \frac{i_2}{2} \frac{R}{M_2},$$

$$i_1 = 3, \quad i_2 = 5,$$

$$C_{p1} = \frac{i_1 + 2}{2} \frac{R}{M_1}, \quad C_{p2} = \frac{i_2 + 2}{2} \frac{R}{M_2},$$

$$\gamma = \frac{\frac{i_1 + 2}{2} \frac{R}{M_1} m_1 + \frac{i_2 + 2}{2} \frac{R}{M_2} m_2}{\frac{i_1}{2} \frac{R}{M_1} m_1 + \frac{i_2}{2} \frac{R}{M_2} m_2} = \frac{(i_1 + 2) \frac{m_1}{M_1} + (i_2 + 2) \frac{m_2}{M_2}}{i_1 \frac{m_1}{M_1} + i_2 \frac{m_2}{M_2}},$$

Есепләй:

$$\gamma = \frac{(3 + 2) \frac{8 \cdot 10^{-3} \text{ kg}}{4 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}} + (5 + 2) \frac{2 \cdot 10^{-3} \text{ kg}}{2 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}}}{3 \cdot \frac{8 \cdot 10^{-3} \text{ kg}}{4 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}} + 5 \cdot \frac{2 \cdot 10^{-3} \text{ kg}}{2 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{mol}}}} = 1,55.$$

Жууап: $\gamma = 1,55$.

20. Адиабаталық кеңейіуде кислород мұғдары ($\nu = 2 \text{ mol}$) болса, нормаль жағдайдағы газдың көлемі $n = 3$ есе артады. 1) газдың ишки энергиясының өзгерісін, 2) газдың кеңейіу жұмысын анықлаңыз.

Берилгени: $\nu = 2 \text{ mol}$, $T_1 = 273 \text{ K}$, $V_2 = nV_1$, $n = 3$.

Мына шамаларды табыў керек: 1) ΔU , 2) A .

Шешими:

$$Q = \Delta U + A, \quad Q = 0, \quad \Delta U = -A,$$

$$\Delta U = \nu C_v \Delta T, \quad C_v = \frac{i}{2} R, \quad i = 5,$$

$$T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1},$$

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i + 2}{i} = \frac{7}{5},$$

$$T_2 = T_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1},$$

$$\Delta U = \nu \frac{i}{2} R(T_2 - T_1) = \nu \frac{i}{2} R T_1 \left[\left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} - 1 \right],$$

$$A = -\Delta U.$$

Есептеу:

$$\Delta U = 2 \text{ mol} \cdot \frac{5}{2} \cdot 8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{mol} \cdot \text{К}} \cdot 273 \text{ К} \left[\left(\frac{3V_1}{V_1} \right)^{\frac{7}{5}-1} - 1 \right] = -4,03 \text{ кДж},$$

$$A = 4,03 \text{ кДж}.$$

Жуап: $\Delta U = -4,03 \text{ кДж}$, $A = 4,03 \text{ кДж}$.

Жыллылық хәм жұмыс

Массасы 128 г болған жез калориметрге температурасы 8,4°С болған 240 г суў қуйылды хәм оған 100°С температураға шекем қыздырылған массасы 192 г болған металл дене салынды. Калориметрдеги ақырғы температура 21,5°С болды. Сыңалып атырған денениң салыстырма жыллылық сыйымлығы табылсын. Жездің салыстырма жыллылық сыйымлығы $c_2 = 0,09 \text{ кал/(г.град)}$.

Берилгени:

$$m_1 = 192 \text{ г};$$

$$m_2 = 128 \text{ г};$$

$$m_3 = 240 \text{ г};$$

$$t_1 = 100^\circ \text{C};$$

$$t_2 = 8,4^\circ \text{C};$$

$$\theta = 21,5^\circ \text{C};$$

$$c_1 = 0,09 \text{ кал/(г.град)};$$

$$c_2 = 1 \text{ кал/(г.град)};$$

$$c_x = ?$$

буннан

Шешими:

Қыздырылған денени калориметрдеги суўық суўға түсиргенде, дене өз жыллылығын суўға хәм калориметрге берип өзи суўыйды, калориметр менен суў болса ысыйды. Бунда ыссы дене 21,5°С ға шекем суўып

$$Q_1 = c_x m_1 (t_1 - q)$$

жыллылық береді.

Суў менен калориметр жылып

$$Q_2 = c_2 m_2 (q - t_2) + c_3 m_3 (q - t_2) = (c_2 m_2 + c_3 m_3) \cdot (q - t_2)$$

жыллылық алады. Денени калориметрге әкелгенде жыллылықтың шығыны есапқа алынбаса, ол жағдайда жыллылық балансының теңлемесін дүзип, төмендегини пайда етемиз:

$$c_x m_1 (t_1 - q) = (c_2 m_2 + c_3 m_3) \cdot (q - t_2)$$

$$c_x = \frac{(c_2 m_2 + c_3 m_3) \cdot (q - t_2)}{m_1 (t_1 - q)}.$$

Сан мәніслерін қойып есептейміз:

$$c_x = \frac{(0,09 \cdot 128 + 1 \cdot 240) (21,5 - 8,4)}{192 (100 - 21,5)} = 0,22 \text{ кал/(г.град)}.$$

Бөлмеде нормаль температураны сақлап тұрыў ушын суткасына 48000 ккал жыллылық керек. Бөлме пайдалы жұмыс коэффициенті 25% болған печь пенен жылытылмақта. Буның ушын хәр күни қанша отын жағыў керек? Отынның жыллылық бергішлігі $q \approx 300 \text{ ккал/кг}$.

Берилгени:

$$Q_n = 48000 \text{ ккал};$$

$$\eta = 25\% = 0,25;$$

Шешими:

Отынның жаныўынан пайда болған жыллылық мұғдарының сарп етилиўи:

$$q \approx 300 \text{ ккал/кг.}$$

$m - ?$

$$Q_c = \frac{Q_n}{h}.$$

Жанған отынның массасы m болса, ол жағдайда

$$Q_c = mq,$$

буннан

$$m = \frac{Q_c}{q} = \frac{Q_n}{qh},$$

Сан мәніслерін есаплаймыз:

$$m = \frac{48\,000 \text{ ккал}}{3000 \text{ ккал/кг} \cdot 0,25} = 64 \text{ кг}.$$

Дәслепки температурасы 10°C болған $2,5 \text{ кг}$ сууды массасы 800 г болған мыс чайникте қайнатыу үшін примустың пайдалы жұмыс коэффициенті қандай болыуы керек? Примуста калориялығы $q = 11000 \text{ ккал/кг}$ болған 50 г керосин жанған. Мыстың салыстырма жыллылық сыйымлығы $c = 11000 \text{ кал/(г.град)}$.

Берилгени:

$$m_1 = 800 \text{ г};$$

$$c_1 = 300 \text{ кал/(г.град)};$$

$$t_1 = 10^\circ\text{C};$$

$$t_2 = 100^\circ\text{C};$$

$$m_2 = 2,5 \text{ кг} = 2500 \text{ г};$$

$$c_2 = 1 \text{ кал/(г.град)};$$

$$m = 50 \text{ г};$$

$$q \approx 300 \text{ ккал/кг}$$

$h - ?$

Шешими:

Суу хәм суу салынған чайникти жылытыу үшін

$$Q = m_1 c_1 (t_2 - t_1) + m_2 c_2 (t_2 - t_1)$$

жыллылық муғдары сарп етилген. Керосин жанғанда пайда болған жыллылық муғдары:

$$Q_1 = mq,$$

Ол жағдайда примустың пайдалы жұмыс коэффициенті:

$$h = \frac{Q}{Q_1} = \frac{(m_1 c_1 + m_2 c_2)(t_2 - t_1)}{mq}$$

болады.

Сан мәніслерін қойып есаплаймыз:

$$h = \frac{800 \text{ г} \cdot 0,09 \text{ кал/(г.град)} + 2500 \text{ г} \cdot 1 \text{ кал/(г.град)}}{50 \text{ г} \cdot 11000 \text{ кал/г}} \times$$

$$\times (100 - 10) \text{ град} = 42\%$$

Автомобиль орташа 80 км/саат тезлик пенен $256,2 \text{ км}$ жол өтті. Бул жолда $48,6 \text{ кг}$ бензин сарп болды. Мотордың пайдалы жұмыс коэффициенті 25% . Жүриу уақытында автомобиль моторы орташа қандай қуаттылыққа ерискен? Бензиннің калориялығы $q = 11000 \text{ ккал/кг}$.

Берилгени:

Шешими:

Буннан алдыңғы мәселеден машинаның пайдалы жұмыс коэффициенті

$$h = \frac{Nt}{mgj}$$

формуласынан анықланатуғынлығы белгили.

Бул формуладан қуаттылықты табамыз (уақыт болса

$$s = 256,2 \text{ км} = 256200 \text{ м};$$

$$v_{op} = 80 \text{ км/саат} \approx 22 \text{ м/сек}; \quad t = \frac{s}{v_{op}} \text{ формуласынан табылады):}$$

$$m = 48,6 \text{ кг};$$

$$h = 25\% = 0,25;$$

$$j = 4,18 \text{ кДж/ккал};$$

$$q \approx 1100 \text{ ккал/кг}$$

$$N = \frac{mgh \cdot j_{v_{op}}}{s}$$

$$N - ?$$

Сан мәніслерін қойып есептейміз:

$$N = \frac{48,6 \text{ кг} \cdot 1100 \text{ ккал/кг} \cdot 0,25 \cdot 4,18 \text{ кДж/ккал} \cdot 22 \text{ м/сек}}{256200 \text{ м}} \approx 48,6 \text{ кВт}.$$

Қатты хәм сұйық денелердің жыллылық кеңейіуі

Қорғасынның ұзындыққа кеңейіу коэффициентін анықлау үшін оның ұзындығы екі түрлі температурада өлшенген. Бұнда 10^0C температурада қорғасын стерженнің ұзындығы 60,34 см ге, 100^0C температурада оның ұзындығы 60,50 см ге тең болған. Қорғасынның ұзындыққа кеңейіу коэффициенті табылсын.

Берілгені:

$$l_1 = 60,34 \text{ см};$$

$$t_1 = 10^0\text{C};$$

$$l_2 = 60,50 \text{ см}$$

$$t_2 = 100^0\text{C};$$

$$a - ?$$

Шешими:

Ұзындыққа кеңейіудің формуласы

$$\frac{l_1}{l_2} = \frac{1 + a t_1}{1 + a t_2}$$

дан a ни табамыз,

$$a = \frac{l_2 - l_1}{l_1 t_2 - l_2 t_1}.$$

Сан мәніслерін қойып есептейміз:

$$a = \frac{(60,50 - 60,34) \text{ см}}{60,34 \text{ см} \cdot 100^0 - 60,50 \text{ см} \cdot 10^0} \approx 0,000029 \text{ град}^{-1}.$$

20^0C температурада темир балкасының ұзындығы 6,25 м хәм кесе кесиминің майданы 24 см^2 , балкаға 5148 ккал жыллылық берілсе, ол қанша ұзаяды?

Берілгені:

Шешими:

Балкаға Q жыллылық мұғдарын беріп, оны t_2^0 температураға шекем қыздырамыз, бұнда

$$\frac{l_2}{l_1} = \frac{1 + a t_2}{1 + a t_1} \text{ ямаса } \frac{l_2 - l_1}{l_1} = \frac{1 + a t_2 - 1 - a t_1}{1 + a t_1} = \frac{a(t_2 - t_1)}{1 + a t_1}.$$

Ол ўақытта балканың ұзайыўының шамасы төмендегиге тең болады:

$$t_1 = 20^0 C;$$

$$l_1 = 6,25 \text{ м};$$

$$S = 24 \text{ см}^2 = 24 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2;$$

$$Q = 5148 \text{ ккал};$$

$$C = 0,11 \text{ ккал}/(\text{кг} \cdot \text{град});$$

$$a = 0,000012 \text{ град}^{-1};$$

$$b = 0,000036 \text{ град}^{-1};$$

$$r_0 = 25\% = 0,25;$$

$$\Delta l = l_2 - l_1 = \frac{l_1 a (t_2 - t_1)}{1 + a t_1}.$$

$$\Delta l - ?$$

Балкаға берілген жыллылық мұғдары

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

бұнда m -балканың массасы болып, $m = Vr_{20}$, бұнда r_{20} темирдің $20^0 C$ температурадағы тығызлығы.

Сөйтіп, балканың массасын анықлау үшін дәлел темирдің $20^0 C$ температурадағы есаплаймыз керек, яғни

$$r_{20} = \frac{r_0}{1 + b t_1},$$

бұнда r_0 темирдің $0^0 C$ тағы тығызлығы, b темирдің көлемге кеңейіу коэффициенті.

Сан мәніслерін қойып есаплаймыз:

$$r_{20} = \frac{7,8 \text{ кг} / \text{м}^3}{1 + 0,000036 \text{ град}^{-1} 20 \text{ град}} = \frac{7,8}{1,00072} \text{ кг} / \text{м}^3 \approx 7,7944 \text{ кг} / \text{м}^3$$

Ол жағдайда темирдің массасы төмендегиге тең:

$$m = Vr_{20}; \quad m = 6,25 \text{ м} \cdot 24 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot 7,7944 \text{ кг} / \text{м}^3 = 116,916 \text{ кг}$$

Жыллылық мұғдарын Q ды анықлау формуласынан

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{Q}{mc}; \quad \Delta t = \frac{5148 \text{ ккал}}{116,916 \text{ кг} \cdot 0,11 \text{ ккал}/(\text{кг} \cdot \text{град})} \approx 400^0 C$$

$\Delta t = t_2 - t_1$ ны билген жағдайда узайыуды таба аламыз.

$$\Delta l = \frac{l_1 a (t_2 - t_1)}{1 + a t_1}.$$

Сан мәніслерін қойып есаплаймыз:

$$\Delta l = \frac{6,25 \text{ м} \cdot 0,000012 \text{ град}^{-1} 400 \text{ град}}{1 + 0,000012 \text{ град}^{-1} 20 \text{ град}} \approx 2,89 \text{ см}.$$

$18^0 C$ температурадағы жез шардың диаметрі 4 см , бұл шар диаметрі $4,02 \text{ см}$ сақыйнадан өте алмауы үшін шарды қанша градусқа қыздыру керек?

Берилгени:

$$t_1 = 18^0 C;$$

$$l_1 = 4 \text{ см};$$

$$l_2 = 4,02 \text{ см};$$

$$a = 0,000019 \text{ град}^{-1};$$

 $\Delta t - ?$

Шешими:

Узынлыққа кеңейіудің жуық формулалары,

$$\frac{l_2}{l_1} = \frac{1 + a t_2}{1 + a t_1} \text{ ямаса}$$

$$\frac{l_2 - l_1}{l_1} = \frac{a(t_2 - t_1)}{1 + a t_1}.$$

дан пайдаланып, шарды қыздырыу үшін керек болған температураны табамыз:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{(l_2 - l_1)(1 + a t_1)}{l_1 a}.$$

Сан мәнісlerini қойып есеплаймыз:

$$\Delta t = \frac{0,02 \text{ см} (1 + 0,000019 \text{ град}^{-1} \cdot 18 \text{ град})}{4 \text{ см} \cdot 0,000019 \text{ град}^{-1}} \approx 263^0 C.$$

Темир жол рельслерін орнатыу жұмыслары $12^0 C$ температурада орынланды. Хаўаның температурасы $-35^0 C$ тан $+42^0 C$ қа өзгеріп, рельстің ұзынлығы $12,5 \text{ м}$ болса, екі рельсти бириктиріуші жүйдің арасында қанша саңлақ қалдырыу керек?

Берилгени:

$$t_1 = 12^0 C;$$

$$t_2 = 42^0 C$$

$$l_1 = 12,5 \text{ м};$$

$$a = 0,000012 \text{ град}^{-1};$$

 $\Delta l - ?$

Шешими:

Темир жол рельслері $12^0 C$ температурада орнатылмақта, сонлықтан, биз рельстің $42^0 C$ температураға шекем қызған ўақтындағы ұзынлыққа кеңейіуін есапқа алыуымыз керек, сондай-ақ $-35^0 C$ температурада жүйдегі саңлақ арта береді.

Егер t_1 температурадағы ұзынлықты l_1 менен, t_2 температураға шекем қызғандағы ұзынлықты l_2 менен белгилесек, ол жағдайда ұзынлыққа кеңейіуді есаплауда қолланылатуғын жуық формулалар.

$$\frac{l_2}{l_1} = \frac{1 + a t_2}{1 + a t_1} \text{ ямаса } \frac{l_2 - l_1}{l_1} = \frac{a(t_2 - t_1)}{1 + a t_1}.$$

дан төмендегини пайда етемиз:

$$\Delta l = l_2 - l_1 = \frac{l_1 a(t_2 - t_1)}{1 + a t_1}.$$

Сан мәнісlerini қойып есеплаймыз:

$$\Delta l = \frac{12,5 \text{ м} \cdot 0,000012 \text{ град}^{-1} (42 - 12) \text{ град}}{1 + 0,000012 \text{ град}^{-1} \cdot 12 \text{ град}} \approx 4,5 \text{ мм}.$$

Бийиклиги 5 м хәм диаметрі 5 м болған цилиндр түріндегі темир цистернада керосин бар. $5^0 C$ температурада керосин цистернаның ернегине 15 см жетпейді. Қандай температурада керосин цистерна ернегінен төгіле баслайтуғынын анықлаң.

Есаплауды екі жағдай үшін: цистернаның кеңейіуін есапқа ламаған хәм есапқа алған жағдайлар үшін орынлаң.

Берилгени:

$$h_1 = 5 \text{ м};$$

$$D = 5 \text{ м};$$

$$h_2 = 15 \text{ см} = 0,15 \text{ м};$$

$$t_1 = 5^0 \text{ C};$$

$$b = 0,001 \text{ град}^{-1};$$

$$b = 0,000036 \text{ град}^{-1};$$

$$\frac{t_2 - ?}{t_3 - ?}$$

Шешими:

I жағдай үшін. 5^0 C температурада цистернадағы керосиннің көлемі

$$V_1 = hS,$$

$$h = h_1 - h_2, \quad S = \frac{\pi D^2}{4}.$$

Бул аңлатпаларды орынларына қойып, төмендегін пайдаланамыз:

$$V_1 = (h_1 - h_2) \frac{\pi D^2}{4},$$

$$V_1 = \frac{4,85 \text{ м} \cdot 3,14 \cdot 25 \text{ м}^3}{4} = 95,18 \text{ м}^3.$$

Керосиннің қызығы нәтижесінде цистерна ернегине шыққанда оның көлемі төмендегіге тең болады:

$$V_2 = h_1 \cdot S = h_1 \frac{\pi D^2}{4}; \quad V_2 = \frac{5 \text{ м} \cdot 3,14 \cdot 25 \text{ м}^3}{4} = 98,12 \text{ м}^3.$$

V_1 хәм V_2 көлемлер төмендегі қатнаста байланысқан:

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{1 + b t_2}{1 + b t_1}.$$

Шамалардың сан мәнісін қойып есептейміз:

$$\frac{95,18}{98,12} = \frac{1 - 0,001 \cdot 5}{1 - 0,001 t_2}; \quad 0,09518,$$

буннан

$$t_2 = 98,12 \cdot 1,005 - 95,18 t_2 = \frac{98,61 - 95,18}{0,09518} \approx 36^0 \text{ C}.$$

II жағдай. Егер цистернаның кеңейісін (көлемнің) еске алсақ, 5^0 C температурада оның көлемі V_2 , t_3 градусқа шекке қызғаннан кейін оның көлемі болса V_3 тең болады, яғни

$$\frac{V_2}{V_3} = \frac{1 + b_1 t_1}{1 + b_1 t_3}.$$

Бунда b_1 - темирдің көлемге кеңейіс коэффициенті, буннан

$$V_3 = \frac{V_2 (1 + b_1 t_3)}{1 + b_1 t_1}.$$

t_3 температурада керосин ұсындай көлемді ийелеуі керек. 5^0 C температурада керосиннің көлемі V_1 ге тең екендігін білеміз, t_3 қа қыздырғаннан кейін оның көлемі V_3 болады, яғни

$$\frac{V_1}{V_3} = \frac{1 + b t_1}{1 + b t_3}.$$

Жоқарыда шығарылған V_3 аңлатпаны бул қатнаста қойсақ, төмендегі келип шығады:

$$\frac{V_1}{V_2(1+b_1 t_3)} = \frac{1+b_1 t_1}{1+b_1 t_2}; \quad \frac{V_1(1+b_1 t_1)}{V_2(1+b_1 t_3)} = \frac{1+b_1 t_1}{1+b_1 t_3}.$$

Шамалардың сан мәнісін қойып есептейміз:

$$\frac{95,18(1+0,000036 \cdot 5)}{98,12(1+0,000036 t_3)} = \frac{1+0,001 \cdot 5}{1+0,001 t_3},$$

$$98,61 - 95,20 = 0,09165 t_3$$

бұдан

$$t_3 = \frac{3,41}{0,09165} \approx 37,2^\circ \text{C}.$$

Газлердің қасиеттері

Сыйымдылығы 2,8 л болған футбол тобына поршеньді насос жәрдеминде 1,8 атм. басыуға шекем жел берілмекте. Насостың хәр бір барып-келиуінде 200 см³ хауа үрленетұғын болса, насос неше рет барып-келиуі керек. Жел берілгенге шекем топта хауа болмаған. Атмосфера басыуы 760 мм сынап бағанасына (бір физикалық атмосфераға) тең. Жел беріуі уақытында топтағы хауаның температурасы өзгермейді деп есеплең.

Берілгені:

$$V_1 = 200 \text{ см}^3;$$

$$V_2 = 2,8 \text{ дм} = 2800 \text{ см}^3;$$

$$p_1 = 760 \text{ мм. сынап}$$

$$\text{бағанасы} = 1 \text{ атм};$$

$$p_2 = 1,8 \text{ атм};$$

$n = ?$

бұдан

Шешімі:

Айтайық, футбол тобының камерасына жел беріуде насос n рет барып келген болсын. Ол жағдайда басыу 1 атм болғанда камерадағы хауаның көлемі $V_1' = V_1 \cdot n \text{ см}^3$ болады. биз усы хауаны топ камерасына үрлегенімізден соң ол V_2 көлемін ийеледі хәм оның басыуы p_2 болды.

Бойль-Мариотт ызамаына тийкарланып:

$$p_1 V_1 = p_2 V_2 \text{ ямаса } p_1 V_1 n = p_2 V_2.$$

$$n = \frac{p_2 V_2}{p_1 V_1}; \quad n = \frac{2800 \cdot 1,8}{200} \approx 25 \text{ рет.}$$

34. Хәуиз түбинен көтеріліп киятырған хауа ямаса базыбір басқа газ көпіршиклерінің көлемі олар жоқары көтерілген сайын үлкейе береді. Қандай тереңлікте хауа көпіршиклерінің көлемі суу бетіндегі көлемнен үш есе киши болатұғынын анықлаң. Атмосфера басыуы 750 мм сынап бағанасына тең. Суудың температурасын барлық жерде бірдей деп есеплең.

Шешімі:

Хауа көпіршигінің көлемі басыуға кери пропорциональ:

Егер h тереңліктегі хауа көпіршигінің көлемі $V_2 = V$ болса, ол жағдайда суу бетіндегі оның көлемі $V_1 = 3V$ болады.

Хәуиздің түбинде h тереңліктегі басыу

$$p_2 = \left(p_1 + \frac{h}{13,6} \right).$$

Хәйиз түбіндегі хәйә көпиршиклерине сыртқы хәйә хәм бийикликтегі суў бағанасы басыў жасайды. h ты 13,6 мм ге бөлип, суў бағанасын сынап бағанасы арқалы аңлатамыз. Бойль-Мариотт ызамамының теңлемесине тийкарланып төмендегиге ийе боламыз:

$$p_1 V_1 = p_2 V_2 \text{ ямаса } p_1 \cdot 3V = \left(p_1 + \frac{h}{13,6} \right) V$$

Шамалардың сан мәнислерин қойып хәм түрлендириўлер жүргизип, төмендегини келтирип шығарамыз:

$$750 \cdot 3V = \left(750 + \frac{h}{13,6} \right) V; (750 \cdot 3 - 750) \cdot 13,6 = h; \\ h = 20\,400 \text{ мм} = 20,4 \text{ м}.$$

Хәйә толтырылған цилиндрдің түбінде радиусы 2 см хәм салмағы 5 Г. болған иши геўек полат шар жатыр. Шар қысылған хәйәда батпай турыўы ушын цилиндрдегі хәйәны қандай басыўға шекем қысыў керек. Жоқары басыўларда хәйә идеал газ законларына бойсынады деп есаплаң.

Берилгени:

Шешими:

$$R = 2 \text{ см};$$

Шардың көлемин табамыз:

$$P = 5 \text{ Г};$$

$$V = \frac{4}{3} p / t^3 = \frac{4 \cdot 3,14 \cdot 8 \text{ см}^3}{3} \approx 3365 \text{ см}^3.$$

$$d_0 = 0,001298 \text{ Г} / \text{см}^3;$$

$$\frac{p_1 - ?}{p_1 - ?}$$

Шар қысылған хәйәда батпай турыўы ушын ийтериўши күш (Архимед күши) шардың салмағына тең болыўы керек.

Ийтериўши күш Архимед ызамамы бойынша шардың қысып шығарған хәйәсының салмағына тең болады. Қысылған хәйәның салыстырма салмағы d_1 болса, ийтериўши күш

$$F = V d_1 \text{ болады, буннан}$$

$$d_1 = \frac{F}{V} = \frac{5 \text{ Г}}{33,5 \text{ см}^3} = 0,149 \text{ Г} / \text{см}^3,$$

Егер нормаль жағдайда хәйәның салыстырма салмағы d_0 болса, ол жағдайда p_1 басыўда d_1 ге тең болады, бирақ

$$\frac{d_0}{d_1} = \frac{p_0}{p_1}$$

буннан

$$p_1 = \frac{p_0 d_1}{d_0} = \frac{1 \cdot 0,149}{0,001298} = 115,5 \text{ атм}.$$

Поршень көтерилгенде 10^4 кГм жумыс атқарылыўы ушын цилиндрде 0°С да болған 4 м^3 хәйәны неше градусқа изобар қыздырыў керек?

Поршень астындағы хәйә $1,5 \text{ атм}$ басыў астында болады.

Берилгени:

Шешими:

Изобаралық ($p = \text{const}$) қыздырыўда Гей-Люссак ызамамына тийкарланып төмендегини жазыў мүмкин:

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{T_2}{T_1}$$

Бул пропорцияны

$$V_1 = 4 \text{ м}^3;$$

$$A = 10^4 \text{ кГм};$$

$$T_1 = 273^0 \text{ К};$$

$$p_1 = 1,5 \text{ атм};$$

түрінде жазамыз.

$$\frac{V_2 - V_1}{V_1} = \frac{T_2 - T_1}{T_1}$$

$$\Delta T = ?$$

Изобаралық кеңейіуде газдың атқарған жұмысы төмендегиге тең болады:

$$A = p_1 (V_2 - V_1)$$

буннан

$$V_2 - V_1 = \frac{A}{p_1}.$$

Буннан бұрынғы теңдіктен

$$V_2 - V_1 = \frac{V_1}{T_1} (T_2 - T_1)$$

Мәнісін әкеліп қойып, төмендегін пайда етемиз:

$$\frac{A}{p_1} = \frac{V_1}{T_1} (T_2 - T_1),$$

буннан

$$\Delta T = T_2 - T_1 = \frac{A V_1}{p_1 T_1}.$$

Шамалардың сан мәнісін қойып есептейміз:

$$\Delta T = \frac{10^4 \text{ кГм} \cdot 273 \text{ град}}{15000 \text{ кГм}^2 \cdot 4 \text{ м}^3} \approx 45,5^0 \text{ К}.$$

37. Температурасы 13^0C болғанда баллондағы манометр 90 кГ/см^2 басыуды көрсетіп тұрған болса, сыйымлығы 10 л болған баллондағы кислород массасын табыңыз. Нормал жағдайда кислородтың тығызлығы $\rho = 1,429 \text{ г/л}$.

Берілгени:

$$V_1 = 10 \text{ л};$$

$$T_1 = 273^0 - 13^0 = 260^0 \text{ К};$$

$$p_1 = 90 \text{ кГ/см}^2;$$

$$p_0 = 1,429 \text{ г/л};$$

Шешими:

Газдың массасын табыу үшін оның нормаль жағдайдағы, яғни 0^0C температура хәм 760 мм сын.бағ басыудағы көлемін билиу керек.

Газ халының теңлемеси

$$\frac{V_0 p_0}{T_0} = \frac{V_1 p_1}{T_1}$$

$$m = ?$$

дан пайдаланып, газдың нормаль жағдайдағы көлемін табамыз:

$$V_0 = \frac{V_1 p_1 T_0}{p_0 T_1}$$

Сан мәнісін қойып төмендегін табамыз:

$$V_0 = \frac{10 \text{ л} \cdot 90 \text{ кГ/см}^2 \cdot 273 \text{ град}}{1,033 \text{ кГ/см}^2 \cdot 260 \text{ град}} \approx 914,8 \text{ л}.$$

V_0 ни билген жағдайда газдың массасын табамыз:

$$m = V_0 \rho_0 = 914,8 \text{ л} \cdot 1,429 \text{ г/л} = 1307 \text{ г}.$$

Ериу хэм пуўланыу

Темир шар 800° тан 0°C ға шекем сууығанда $349,8 \text{ кг}$ музды еритти. Шардың қызғандағы массасын хэм көлемин анықлаң. Темирдің салыстырма жыллылық сыйымлығы $0,11 \text{ кал/(г} \cdot \text{град)}$, муздың салыстырма ериу жыллылығы 80 кал/г ға тең.

Берилгени:

$$t_1 = 0^\circ\text{C};$$

$$t_2 = 800^\circ\text{C};$$

$$m_1 = 349,8 \text{ кг} = 349,8 \cdot 10^3 \text{ г};$$

$$c = 0,11 \text{ кал/(г} \cdot \text{град)};$$

$$I = 80 \text{ кал/г};$$

$$\rho_0 = 7,8 \text{ г/см}^3;$$

Шешими:

Темир шар 800°C дан 0°C ға шекем сууығанда берген барлық жыллылығы музды еритиуге кетеди, яғный

$$mc = (t_2 - t_1) = m_1 I$$

буннан

$$m = \frac{m_1 I}{c(t_2 - t_1)}.$$

$$m - ? \quad V - ?$$

Шамалардың сан мәніслерин қойып, темир бөлегинің массасын табамыз:

$$m = \frac{349,8 \cdot 10^3 \text{ г} \cdot 80 \text{ кал/г}}{0,11 \text{ кал/(г} \cdot \text{град)} \cdot 800 \text{ град}} = 318 \text{ кг}$$

Шардың қызғандағы көлемин табыу үшін биз оның 800°C дағы тығызлығын табыуымыз керек. Бул жағдайда қалеген температурадағы тығызлығын табыу формуласынан пайдаланамыз,

$$r_t = \frac{r_0}{1 + b t}.$$

Темирдің көлемге кеңейиу коэффициенти

$$b = 3\alpha = 3 \cdot 0,000012 \text{ град}^{-1},$$

бул жағдайда

$$r_t = \frac{7,8 \text{ г/см}^3}{1 + 0,000036 \text{ град}^{-1} \cdot 800 \text{ град}} \approx 7,58 \text{ г/см}^3.$$

Темир шардың көлеми төмендегиге тең болады:

$$V = \frac{m}{r_t}, \quad V = \frac{318 \cdot 10^3 \text{ г}}{7,58 \text{ г/см}^3} \approx 42 \text{ дм}^3.$$

Пайдалы жұмыс коэффициенти 25% болған қар еритиуши машинада $2m$ отын жағылды. Сондай муғдардағы отын менен -5°C температурадағы 50 см қалыңлықтағы қар қатламы менен жабылған қанша майдандағы қарды еритиу мүмкин? Қардың тығызлығы $0,3 \text{ г/см}^3$, қардың салыстырма жыллылық сыйымы $0,4 \text{ кал/(г} \cdot \text{град)}$ қардың салыстырма ериу жыллылығы 80 кал/г , отынның жыллылық бергишлиги (калориялылығы) 3000 кал/г .

Берилгени:

$$h = 25\% = 0,25;$$

$$m = 2m = 2 \cdot 10^6 \text{ г};$$

$$t_1 = 0^\circ \text{C};$$

$$t_2 = -5^\circ \text{C};$$

$$h = 50 \text{ см};$$

$$\rho_0 = 7,8 \text{ г/см}^3;$$

$$c = 0,4 \text{ кал/ (г} \cdot \text{град)};$$

$$I = 80 \text{ кал/г};$$

$$q = 300 \text{ кал/г};$$

$$S - ?$$

буннан

Шешими:

Отынның жаныуынан пайда болған жыллылық муғдары
кардың 0°C қа шекем жылыуына хәм оның ериуіне кетеди.

$$Q = mqh$$

Ериген кардың массасы

$$m_1 = Vd = hSr,$$

бунда h -кар қатламының қалыңлығы, S -кар қатламының
майданы, r -кардың тығызлығы.

Қардың жылыуына хәм ериуіне кеткен жыллылық муғдары:

$$Q_1 = m_1 c(t_1 - t_2) + m_1 I.$$

Жыллылық балансының теңлемесин дүземиз:

$$mqh = m_1 c(t_1 - t_2) + m_1 I;$$

$$mqh = hSr[c(t_1 - t_2) + I],$$

$$S = \frac{m \cdot qh}{hr[c(t_1 - t_2) + I]}$$

Шамалардың сан мәніслерин қойып есаплаймыз:

$$S = \frac{2 \cdot 10^6 \text{ г} \cdot 3000 \text{ кал.г} \cdot 0,25}{50 \text{ см} \cdot 0,3 \text{ г/см}^3 [0,4 \text{ кал/г.град} \cdot 5 \text{ град} + 80 \text{ кал/г}]} \approx 122 \text{ м}^2.$$

Массасы 145 г болған калориметрде 0°C температурадағы 280 г суу бар.
Калориметрге- 10°C температурадағы 40 г муз салынды хәм 100°C температурадағы 15 г
курғақ пуу киргизилди. Калориметрдеги ақырғы турақлы температураны анықлаң.

Берилгени:

$$m_1 = 145 \text{ г},$$

$$m_2 = 280 \text{ г},$$

$$m_3 = 40 \text{ г},$$

$$m_4 = 15 \text{ г},$$

$$t_1 = 0^\circ \text{C},$$

$$t_2 = -10^\circ \text{C},$$

$$t_3 = 100^\circ \text{C},$$

$$c_1 = 0,09 \text{ кал/(г} \cdot \text{град)},$$

$$c_2 = 1 \text{ кал/(г} \cdot \text{град)},$$

$$c_3 = 0,5 \text{ кал/(г} \cdot \text{град)},$$

$$\lambda = 80 \text{ кал/г},$$

$$r = 539 \text{ кал/г}.$$

$$q - ?$$

$$m_1 c_1 (q - t_1) + m_2 c_2 (q - t_1) + m_3 c_3 (t_1 - t_2) + m_3 I + m_3 c_2 (q - t_1) = m_4 r + m_4 c_2 (t_3 - q)$$

Шамалардың сан мәніслерин қойып есаплаймыз:

Шешими:

Суулы жез калориметр t_1 температурадан q ға шекем
қыздырылды, муз дәслепп t_2 дан t_1 температураға шекем жылыуы,
соңынан mI жыллылығын алып ерийди хәм ақырында; муздың
ериуінен пайда болған суу t_1 температурадан q ға шекем
ысыйды.

Бул барлық жыллылық пуудың конденсацияланыуы хәм
пуудың конденсацияланыуынан пайда болған ыссы суудың q
температураға шекем сууыныуында бөлинип шығады.

Жыллылық балансының теңлемесин дүземиз:

$$145 \cdot 0,9q + 280q + 40 \cdot 0,5 \cdot 10 + 40 \cdot 80 + 40q = 15 \cdot 539 + 15(100 - q);$$

$$13,05q + 280q + 200 + 3200 + 40q = 8085 + 1500 - 15q;$$

$$348q = 6185;$$

$$q = \frac{6185}{348} \approx 17,8^0 C.$$

Хаўаның ығаллығы

Өжирениң өлшемлери $10 \times 5 \times 4$ м. Өжиредеги температура $12^0 C$, шық точкасы $20^0 C$. Өжиредеги суў пуўының муғдары хәм хаўаның салыстырма ығаллығы анықлансын.

Ш е ш и й

Өжиредеги суў пуўының муғдарын анықлаў ушын хаўаның абсолют ығаллығын билиў керек. Хаўаның абсолют ығаллығы хәр түрли температурада тойынған пуў муғдарын көрсетиўши таблицада табылады. Шық точкасы $12^0 C$ екенлигин билген жағдайда таблицада $12^0 C$ температурада $1 м^3$ хаўаның тойыныўы ушын $10,7$ г суў пуўы болыўы кереклигин табамыз, демек хаўаның абсолют ығаллығы $D = 10,7$ г/см³ екен, сонлықтан шық точкасы хаўаның өзінде бар болған суў пуўлары менен тойыныў температурасын билдиреди.

Хаўаның $20^0 C$ да тойыныўы ушын суў пуўланыўының муғдары $17,3$ г/см³ болыўы керек, бунда хаўаның салыстырма ығаллығы

$$f = \frac{D}{D_0} \cdot 100\% = \frac{10,7 \cdot 100}{17,3} \approx 62\%.$$

Өжиредеги суў пуўының муғдары

$$m = VD; m = 200 м^3 \cdot 10,7 г/см^3 = 214 кг.$$

Температура $20^0 C$ хәм салыстырма ығаллық 60% болғанда барометр 766 мм сынап бағанасы басыўын көрсетпекте. Басқа шәртлер өзгермеген жағдайда ығаллық 40% болғанда басыў қалай өзгереді? Температурасы $20^0 C$ хәм ығаллығы 60% болған хаўадағы суў пуўының басыўы 10,2 мм сынап бағанасына тең.

Ш е ш и й

Барометр көрсетип отырған атмосфреа басыўы хаўаның басыўы хәм хаўадағы суў пуўларының басыўының жыйындысынан ибарат. дәслепп хаўада болған суў пуўларының басыўын ямаса эластиклигин табамыз. Буның ушын $20^0 C$ температура хәм 60% салыстырма ығаллықтағы хаўаның абсолют ығаллығын табамыз:

$$f = \frac{D}{D_0} \cdot 100\%,$$

буннан

$$D = \frac{fD_0}{100}; D = \frac{60 \cdot 17,5 г/м^3}{100} \approx 10,33 г/м^3.$$

мәселениң шәртинен барометр 766 мм сынап бағанасын көрсеткенде хаўаның басыўы төмендегиге тең болатуғынлығы белгили; 766 мм.сын. бағ-10,2 мм. сын. бағ=755.8 мм. сын. бағ.

Салыстырма ығаллық 40% болғанда абсолют ығаллық төмендегиге тең болады:

$$D = \frac{V_{t_1} D_0}{100}; D_1 = \frac{40 \cdot 17,5 г/м^3}{100} \approx 7 г/м^3$$

Бул пуўдың басыўын төмендеги қатнастан табамыз.

$$\frac{D_1}{D} = \frac{p_1}{p}; \quad \frac{7}{10,38} = \frac{p_1}{10,2}$$

буннан

$$p_1 = \frac{10,2 \cdot 7}{10,38} \approx 6,9 \text{ мм. сын. баг.}$$

Енди атмосфера басыўын анықлаймыз:

$$H = 755,8 + 6,9 = 762,7 \text{ мм. сын. баг.}$$

Буннан салыстырма ығаллық 60% тен 40% ке шекем өзгергенде барометр көрсетип турған басыўдың өзгериўи төмендегиге тең болады;

$$H' = 766 - 762,7 = 3,3 \text{ мм. сын. баг.}$$

Кешкурын ҳаўаның температурасы 16^0C , салыстырма ығаллығы 65% еди. Түнде ҳаўаның температурасы 4^0C ға шекем төменледи. Шық түскен бе? Егер шық түскен болса, 1 м^3 ҳаўадан қанша суў пуўы конденсацияланған?

Ш е ш и й

Дәслеп ҳаўаның абсолют ығаллығын

$$f = \frac{D}{D_0} \cdot 100\%.$$

формуласынан табамыз.

Буннан

$$D = \frac{fD_0}{100}; \quad D = \frac{6,5 \cdot 15,4 \text{ г/м}^3}{100} \approx 10 \text{ г/м}^3$$

4^0C температурада ҳаўа тойыныўы ушын 1 м^3 ҳаўада $6,4 \text{ г/м}^3$ суў пуўы болыўы керек, демек, 1 м^3 ҳаўадан $10 \text{ г/м}^3 - 6,4 \text{ г/м}^3 = 3,6 \text{ г/м}^3$ пуў конденсацияланады.

Пуў ҳәм газдиң жумысы

44.10^0C температурада 2 м^3 ҳаўа 4 кг/см^3 басыў астында болады. басыў өзгермеген жағдайда ҳаўа 40^0C ға шекем қыздырылған болса, ол қанша жумыс атқарған?

Берилгени:

$$T_1 = 283^0\text{K};$$

$$T_2 = 313^0\text{K};$$

$$p = 4 \text{ кг/м}^2 = 4 \cdot 10^4 \text{ кг/м}^2;$$

$$m_1 = 349,8 \text{ кг} = 349,8 \cdot 10^3 \text{ г};$$

$$V_1 = 2 \text{ м}^3;$$

буннан

Шешими:

Ҳаўаның 10^0C дағы көлемин билген жағдай, 40^0C ға шекем (изобар) қыздырылғаннан кейинги көлемин табамыз. Гей-Люссак ызамаына тийкарланып

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2},$$

$$V_2 = \frac{V_1 T_2}{T_1}.$$

А-?

Сан мәнислерин қойып есаплаймыз:

$$V_2 = \frac{2 \text{ м}^3 \cdot 313 \text{ град}}{283 \text{ град}} \approx 2,2 \text{ м}^3.$$

Ҳаўаның кеңейиўиндеги жумысы

$$A = p(V_2 - V_1).$$

Бул жумыс мугдарын есаплаймыз:

$$A = 4 \cdot 10^4 \text{ кГ} / \text{м}^2 (2,2 \text{ м}^3 - 2 \text{ м}^3) = 8000 \text{ кГм}.$$

Цилиндр поршени астында базы бир ($t_1 \neq 0$) температура хэм бир неше атмосферада басыўында 2,58 кг хаўа бар. Хаўа 100°K қыздырылғанда қанша жумыс атқарылады?

Берилгени:

$$m = 2,58 \text{ кг};$$

$$T_0 = 273^\circ \text{K};$$

$$T_2 - T_1 = 100^\circ \text{K};$$

$$p_0 = 0,00129 \cdot 10^3 \text{ кг} / \text{м}^3.$$

А-?

Шешими:

Хаўа изобаралық режимде қыздырылғанда кеңейеди, оның кеңейиўинде атқарған жумысы төмендеги формуладан есаплай мүмкин:

$$A = p_1(V_2 - V_1).$$

Мәселениң шәрतिңе сәйкес, V_1, V_2 көлем хэм p_1 басыў белгисиз. Хаўаның массасын билген жағдайда нормал халдағы, яғный 0°C температура хэм 760 мм.сын. бағ. басыўдағы көлемди табамыз:

$$V_0 = \frac{m}{p_0}; \quad V_0 = \frac{2,58 \text{ кг}}{0,00129 \cdot 10^3 \text{ кг} / \text{м}^3} = 2 \text{ м}^3.$$

Газ ҳалы теңлемеси

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_0 V_0}{T_0}$$

p_1 басыў хэм T_1 температурадағы V_1 көлемди табамыз:

$$V_1 = \frac{p_0 V_0 T_1}{p_1 T_0}.$$

Бул көлемдеги хаўаны T_1 температурадан T_2 температураға шекем изобар қыздырғанда көлем яғный V_2 Гей-Люссак нызамының формуласынан табылады:

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2},$$

буннан

$$V_2 = \frac{V_1 T_2}{T_1}.$$

Бул теңлемеге V_1 көлемнің мәнисин қоямыз, ол жағдайда

$$V_2 = \frac{p_0 V_0 T_1 T_2}{p_1 T_0 T_1}.$$

Хаўа изобар жағдайда $T_2 - T_1 = 100^\circ \text{K}$ қыздырылғанда оның кеңейиўиндеги жумысы:

$$A = p_1(V_2 - V_1) = p_1 \left(\frac{p_0 V_0 T_2}{p_1 T_0} - \frac{p_0 V_0 T_1}{p_1 T_0} \right) = \frac{p_0 V_0 (T_2 - T_1)}{T_0}.$$

Шамалардың сан мәнислерин қойып есаплаймыз.

$$A = \frac{10330 \text{ кГ} / \text{м}^2 \cdot 2 \text{ м}^3 \cdot 100 \text{ град}}{273 \text{ град}} \approx 7570 \text{ кГм}.$$

46. Цилиндр поршени астында 3 м^3 көлемдегі 0°C температуралы хауа бар. Бул изобар қыздырылғанда кеңейіп $1,5 \cdot 10^4 \text{ кГм}$ жұмыс атқарады. Поршень астындағы хауаның басыуы 2 кГ/см^2 болса, хауа неше градусқа қыздырылған?

Берілгени:

$$V_1 = 3 \text{ м}^3;$$

$$A = 1,5 \cdot 10^4 \text{ кГм};$$

$$p_1 = 2 \text{ кГ/см}^2 = 2 \cdot 10^3 \text{ кГ/м}^2;$$

Шешими:

Хауаның T_2 температураға шекем қыздырғаннан кейінгі көлемін Гей-Люссак нызамына тийкарланып табамыз:

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{T_2}{T_1}$$

$$\frac{T_2 - T_1 - ?}{\text{ямаса}}$$

$$\frac{V_2 - V_1}{V_1} = \frac{T_2 - T_1}{T_1}.$$

$p_1 = \text{const}$ болғанда хауаның кеңейіуіндегі жұмысы

$$A = p_1(V_2 - V_1).$$

буннан

$$(V_2 - V_1) = \frac{A}{p_1}.$$

$(V_2 - V_1)$ диң мәніслерін биринши қатнасақ қоямыз:

$$\frac{A}{p_1 V_1} = \frac{T_2 - T_1}{T_1}$$

буннан

$$T_2 - T_1 = \frac{AT_1}{p_1 V_1}.$$

Шамалардың сан мәніслерін қойып есаплаймыз;

$$T_2 - T_1 = \frac{1,5 \cdot 10^4 \text{ кГм} \cdot 273 \text{ град}}{2 \cdot 10^3 \text{ кГ/м}^2 \cdot 3 \text{ м}^3} = 682,5^\circ \text{K}.$$

Сұйықлықтардың қасиетлери

Егер суу диаметри $1,8 \text{ мм}$ болған түтікше тесигинен тамшылап атырған болса, тамшы мойнының диаметри түтікше диаметрине тең болса, 1 см^3 сууда неше тамшы болады.

Берілгени:

$$m = 5 \text{ см};$$

$$D = 1,8 \text{ мм} = 0,18 \text{ см};$$

$$g = 980 \text{ см/сек}^2;$$

$$a = 72,5 \text{ дина/см};$$

Шешими:

Тамшының үзилиуі уақтындағы салмағы P бет кериминиң күшине тең болады. түтікше шеңбериниң узынлығы (яғный тамшы мойнының узынлығы) $2pr = p D$ болады. узынлық бирлигине тууры келетуғын бет кериминиң күши болса, бет-кериминиң коэффициенти a менен

$$\frac{n - ?}{\text{ямаса}}$$

анықланады, демек, бет кериминиң күши pDa болады. бирақ бул күш тамшының P салмағына тең, демек,

$$P = pDa.$$

Егер 1 см^3 суудың салмағы $P_1 = mg$ болса, онда бир тамшы суудың салмағы

$$P = \frac{mg}{n}$$

болады ол жағдайда

$$\frac{mg}{n} = pDa \quad \text{бұнда} \quad n = \frac{mg}{pDa}.$$

Шамалардың сан мәнісін қойып есептейміз:

$$n = \frac{12 \cdot 980 \text{ см/сек}^2}{3,14 \cdot 0,18 \text{ см} \cdot 72,5 \text{ см} \cdot 2 (\text{сек}^2 \text{ см})} \approx 24.$$

48. Суы өзі ығаллайтуғын 1,5 мм радиусты түтікшеде қанша бийіклікке көтеріледі

Берілгені:

$$r = 1,5 \text{ мм} = 0,15 \text{ см};$$

$$a = 72,5 \text{ дина/см};$$

$$g = 980 \text{ см/сек}^2;$$

$$\rho = 1 \text{ г/см}^3.$$

Шешими:

Капилляр түтікшеде h бийікліктегі сұйықтық бағанасын r радиусты шеңбер бойлап тәсір етіуші сыртқы тартыу күштері тартып тұрады.

Суыдың көтеріліс бийікliği

$$h = \frac{2a}{r\rho g}$$

$$h = ?$$

формуласынан анықланады, бұнда a -бет керіминің коэффициенті, r -капиллярдың радиусы, ρ -сұйықтықтың тығызлығы.

Ол жағдайда

$$h = \frac{2 \cdot 72,5 \text{ дина/см}}{0,15 \text{ см} \cdot 980 \text{ см/сек}^2 \cdot 1 \text{ г/см}^3} \approx 1 \text{ см}.$$

Студентлердің өз бетінше шешіуі үшін ұсынылатуғын мәселелер

1. Бір нокаттан екі дене бір ұақытта қозғала бастады: булардың біреуі 39,2 м/сек тезлік пенен вертикаль жоқары көтеріледі, екіншісі еркін түсе бастайды. Қанша ұақыттан кейін бул екі дене арасындағы қашықтық 117,6 м ге тең? Сол ұақыт ишіндегі еркін түсіуші дененің тезлігі, вертикаль жоқары ылақтырылған дененің тезлігінен неше есе үлкен болады?

2. Еркін түсіуші дененің тезлігі жолдың белгилі бір участкасында 6,86 м/сек тан 20,58 м/сек қа артқан. Дененің тезлігінің бул өзгерісі қанша ұақытта болғанлығын хәм дененің сол ұақыт ишіндегі өткен жолын табыңыз.

3. Еркін түсіуші дене өз жолының соңғы үштен бір бөлімін 1,1 сек даұамында өткен. Дененің қандай бийікліктен түскенлігін хәм оның жер бетіндегі тезлігін анықлаң.

4. Еркін түсіуші дененің n -секундта өткен жолы, оннан алдыңғы секундта өткен жолынан қанша артық екенлігін табыңыз.

5. Бір точкадан екі дене түсіп қиятыр. Екінші дене бірінші денеден 3 секунд кейін түсе бастаған. Бірінші дене түсе бастағаннан 10 сек өткеннен кейін екі дене арасындағы аралық қандай болады? Сол ұақыт ишінде бірінші дененің тезлігі екінші дененің тезлігі қанша артық болады?

6. Еркін түсіуші дене кейінгі екі секундта 176,4 м жол өткен. Дене қанша ұақытта түскен?

7. Адам ені 300 м болған дәрьядан қайықты жүзіп өткен. дәрья суының ағыс тезлігі 1,2 м/сек, адамның қайық пенен баратырған тезлігі 1,6 м/сек. дәрьяның ағысы

қайықты ағыс бойлап қанша аралыққа ығызып алып кетеді? Қайық қанша жол өтеді? Адамның қайыққа беретұғын тезлиги жағаға перпендикуляр орналасқан.

8. Дене тең өлшеулі тезлениуші қозғалыс пенен 5 секундта 30 см, кейинги 5 секундта 80 см жол жүрди. Денениң басланғыш тезлигин хәм тезлениуін табыңыз.

9. Хауа шары жоқарыда тең өлшеулі тезлениуші қозғалыс пенен көтерілип, 20 секундта 200 м бийикликке шыққан.

Шар көтеріле баслағаннан 10 секунд өткеннен кейин шардан бир зат ажыралып түсип кеткен. Бул зат қанша уақыттан кейин жер бетине келип жетеди?

10. Арқан жәрдеми менен жүк $19,6 \text{ м/сек}^2$ тезлениу менен көтерилмекте. Бундай көтеріуде арқан ең көп болғанда 80 кГ жүк көтере алады. Бул арқан жәрдемінде ең көп болғанда қанша жүкти $4,9 \text{ м/сек}^2$ тезлениуде төменге түсириу мүмкин?

11. Салмағы 1,5Т болған автомобиль қыялығы 0,2 болған тауға қарай тең өлшеулі тезлениуші қозғалыс пенен көтерилмекте.

Көтерілиудің соңында автомобильдің тезлиги 21,6 км/саат болды. Таудың узынлығы 36 м хәм қозғалыс уақтындағы сүйкелиу коэффициенти 0,05 болса, автомобиль моторының тартыу күшин табыңыз.

12. Муз басқан төбе бойлап төменнен жоқарыға қарай массасы 200 г тасты сырғанатып жиберди. Бул тас 3 сек ишінде 10 м аралықты өтип, қайтадан изине домалап кетти. төбенің қыялығы горизонт тегислиги менен 11° мүйеш пайда етеди. Тас пенен төбе бети арасындағы сүйкелиу күшин табыңыз.

13. Снаряд топтан 500 м/сек тезлик пенен ушып шығады. Топтың массасы 1500 кг, снарядтың массасы 12 кг. Топтың тебиу тезлиги хәм кейинге кетиу аралығын табыңыз. Тебиудеги сүйкелиу коэффициенти 0,3.

14. Салмағы 29,4 кГ болған жүкти 5 сек дауамында 10 м бийикликке тең өлшеулі тезлениуші қозғалыс пенен көтериу ушын қанша жумыс атқарыу керек? Механикалық әсбаптың пайдалы жумыс коэффициенти 80% болса, бул жүкти көтериу ушын кууатлығы қандай двигатель қойыу керек?

15. Пружинаны 1 см қысыу ушын орташа 2500 кГ күш керек болса, оны 5 сек дауамында 4 см қысыу ушын қанша кууатлылық жумсалады.

16. Шана бийиклиги 10 м болған муз төбешигинен сырғанап түсип, қыя тегисликтің жоқары төбесинен горизонталь бағытланған 300 м жолды өтип муз майданында тоқтаған. Сүйкелиу коэффициенти пүткіл жол дауамында бир қыйлы деп алып, жылжыу сүйкелиуінің коэффициентин табыңыз.

17. Радиусы 10 см болған диск 1 секундта 5 рет айналады. дөңгелек шеңберіндеги точкалардың хәм радиустың ярымында жайласқан точкалардың орайға умтылыушы тезлениуін, сонындай-ақ, дисканың айналыуының мүйешлик тезлигин анықлаң.

18. Адам узынлығы 60 см болған жипке байланған тасты вертикаль тегисликте 4 айн/сек тезлик пенен айналдырмақта. Тастың тезлиги вертикаль жоқарыға бағытланған мәхәлде жип үзилип кетсе, тас қандай бийикликке көтеріледі?

19. Салмағы 40Т болған трактор дөңес көпирден 36 км/саат тезлик пенен өтпекте. Трактор көпирдің үстинде болғанда оның көпирге басыу күшин табыңыз. Көпирдің иймеклик радиусы 200 м.

20. Гүлдирмаманың сести баклаушыға шақмақ шаққаннан 7 сек өткен соң еситилген. Шақмақ баклаушыдан қанша қашықлықта шағылған? Сестің тезлигин $u = 340 \text{ м/сек}$ деп алың.

21. Теңиз сууының тығызлығы $1,03 \text{ г/см}^3 \cdot 100 \text{ м}$ тереңликте теңиз сууының басыуы қанша болады? Басыуды дина/см^2 ларда, мм сынап бағанасында, атмосфераларда хәм барларда аңлатың.

22. Салмағы 1,2 Г болған тығын салмағы 11,7 Г болған темир бөлегине байланған. Бул байланған денелер сууға батырылғанда олардың салмағы 6,4 Г келген. Пробканың салыстырма салмағы табылсын.

23. Мыс хәм гүмис қоспасынан ибарат болған металл бөлегиниң ҳаўадағы салмағы $245,6 \text{ Г}$, суўға батырылғандағы салмағы $221,6 \text{ Г}$. Бул қоспа бөлегинде қанша гүмис хәм қанша мыс бар?

24. Сынап бетинде алюминий бөлеги жүзип жүрипти. Алюминий көлеминиң қанша бөлими ынапқа батқан? Алюминийдиң салыстырма салмағы $2,7 \text{ Г/см}^3$, сынаптың салыстырма салмағы $13,6 \text{ Г/см}^3$.

25. Үлкен муз бөлеги теңизге жүзип жүрипти. Бунда оның 200 м^3 бөлими суў бетинде көринип турыпты. Пүткил муз бөлегиниң көлеми қанша? Муздың салыстырма салмағы $0,9 \text{ Г/см}^3$, теңиз суўының салыстырма салмағы $1,03 \text{ Г/см}^3$.

26. Массасы 150 г болған жез калориметрге 15°С дағы 300 г керосин қуйылған. Керосинге дәслеп 98°С температураға шекем қыздырылған хәм массасы 480 г болған темир бөлеги салынған. Темир салынғаннан соң керосинниң температурасы 35°С ға шекем көтерилди. Усы тәжирийбе мағлыұматларына қарай керосинниң салыстырма жыллылық сыйымлығын табыңо жездиң салыстырма жыллылық сыйымлығы $c_3 = 0,09 \text{ ккал/(г. град)}$, темирдиң салыстырма жыллылық сыйымлығы $c_1 = 0,11 \text{ ккал/(г. град)}$.

Темирдиң калориметрге әкелгендеги жыллылығының шығыны есапқа алынбасын.

27. Температурасы 25°С болған 10 т шойынды еритиұ керек. Еритиұши печьтиң пайдалы жұмыс коэффиценти 20% , шойынның ериұ температурасы 1150°С , шойынның салыстырма жыллылық сыйымлығы $c = 0,13 \text{ ккал/(г. град)}$, шойынның салыстырма ериұ жыллылығы $l = 33 \text{ ккал/кг}$. Шойынды еритиұ ушын қанша таскөмир жағыұ керек?

28. Массасы 9 т болған пуў балғасы 3 м бийикликтен массасы 220 кг болған темир болванка үстине түспекте. Болванканың температурасы 20°С көтерилюи ушын балға неше рет түсиұ керек? Болванканы қыздырыұда, урыұ ўақтында пайда болған жыллылықтың 50% сарп етиледі.

29. Сыйымлығы 10 л болған бидон-керосинға липилдетип толтырылған. Бидонды температурасы -8°С болған көшеден температурасы $+20^\circ\text{С}$ болған өжиреге алып келгенде қанша керосин төгиледи? Керосинниң көлемге кеңейиұ коэффиценти $b = 0,001 \text{ град}^{-1}$. Бидонның жыллылықтан кеңейиұи есапқа алынбасын.

30. 10°С температурада алынған 10 л спирттиң массасы $7,9 \text{ кг}$. Тап сондай көлемдеги 30°С температурада алынған спирттиң массасы қанша болады?

31. Үй холодильнигинде муз таярлаұда суўды 4°С дан 0°С ға шекем суўытыұ ушын 5 мин хәм соңынан 0°С температурадағы музға айналдырыұ ушын $1 \text{ саат } 40 \text{ минут}$ ўақыт керек болады. муздың салыстырма ериұ жыллылығын анықлаң.

32. Суўдың салыстырма пуў пайда болыұ жыллылығын тәжирийбе аркалы анықлаұда, массасы 200 г хәм ишинде 10°С температурада 400 г суўы болған мыс калориметр аркалы массасы 21 г болған 100°С температурадағы куры суў пуўы жибериледи. Буннан соң суўдың температурасы 40°С ға көтерилди. тәжирийбе ўақтында салыстырма пуў пайда болыұ жыллылығының қандай мәниси алынған? Мыстың салыстырма жыллылық сыйымы $0,09 \text{ ккал/(г. град)}$. жыллылықтың нурланыұ жолы менен жоғалыұы есапқа алынбасын.

33. 0°С температурадағы 20 л суў хәм 10 кг муздан ибарат араласпаға ериұ температурасындағы суйық қорғасын қуйылды. Бунда пүтин араласпаның температурасы 100°С болып, бул температурада 200 г суў пуўға айналып кеткен. Қанша қорғасын қуйылғанын табыңыз.

Қорғасынның салыстырма ериұ жыллылығы 6 ккал/кг муздың салыстырма ериұ жыллылығы 80 ккал/кг , қорғасынның салыстырма жыллылық сыйымлығы $0,03 \text{ ккал/(кг. град)}$ деп алың.

34. $1,5 \text{ кг/см}^2$ басыұда, 0°С температурада поршень менен бекитилген цилиндр ишиндеги 1 м^3 көлемдеги ҳаўаны изобар қыздырыұ ушын 10 ккал жыллылық сарып етилген. Егер поршенниң бети $S = 2000 \text{ см}^2$ болса, бунда поршень қанша жылжыйды хәм

хаўаның кеңейіудеги атқарған жумысы қанша болады? Турақлы басыўды хаўаның салыстырма жыллылық сыйымы $0,24 \text{ ккал/(г.град)}$.

35. Қуўатлығы 50 а. к. болған пуў машинасы минутына 120 рет айналады. Поршеннің бети 300 см^2 болғанда поршеннің қәдемі 50 см болса, машина цилиндрде пуўдың орташа басыўы қандай?

Пайдаланылған әдебиетлар

1. А. П. Римкевич Физикадан мәселелер топламы: Ырта мактабнинг 8-10 синфлари учун Т., «Ўқитувчи», 1993.
2. В. П. Демкович Физикадан масалалар тўплами: Ырта мактабнинг 8-10 синфлари учун Т., «Ўқитувчи», 1977.
3. Т.И.Трофимова, З.Г.Павлова. Сборник задач по курсу физики с решениями. Москва. «Высшая школа». 1999. 592 с.
4. В.С.Волькенштейн. Сборник задач по общему курсу физики. Учебное пособие. Москва. Издательство «Наука». 1985. 384 с.

Молекулалық физика курсы бойынша физикалық практикумда орынланатуғын лабораториялық жумыслардың дизими

1 - санлы лабораториялық жумыс

Басымның термикалық коэффициентин газлы термометр жәрдеминде анықлаў

Теориялық көрсетпе. Идеал газды турақлы көлемде қыздырсақ оның басымының температураға қатнасы турақлы шама болады. Газлы термометрдің ислеў тәртиби усыған тийкарланған. Идеал газ ушын анық орынланатуғын бул қәсийет үлкен әхмийетке ийе. Себеби хәзирги ўақыттағы термометрлердің барлығына усы газлы термометрге салыстыра отырып градуировкаланады. Басымның термикалық коэффициентин α_p - турақлы көлемде идеал газ температурасын 1°C қа өзгерткенде оның басымының өзгерисиниң дәслепки басымына (0°C дағы ямаса $T_0 = 273\text{K}$) қатнасы менен өлшенетуғын шамаға айтылады. Оны идеал газдың хал теңлемесинен пайдаланып табыўға болады.

Егер идеал газды турақлы көлемде (изохоралық процесс) T_0 температурадан T_1 хәм T_2 температураларға қыздырғанда басым сәйкес түрде p_0 дан p_1 хәм p_2 ге өзгеретуғын болса, онда олар арасындағы байланыс төмендегише болады:

$$p_0 V = \frac{M}{m} R T_0 \quad (1)$$

$$p_1 V = \frac{M}{m} R T_1 \quad (2)$$

$$p_2 V = \frac{M}{m} R T_2 \quad (3)$$

$$(3) \text{ теңдиктен } (2) \text{ ни алсақ } (p_2 - p_1)V = \frac{M}{m} R (T_2 - T_1) \text{ хәм } \frac{p_2 - p_1}{T_2 - T_1} = \frac{MR}{mV} \text{ екенлиги}$$

келип шығады. Бул теңлемени (1) ден пайдалана отырып төмендегини жазыўға болады:

$$\frac{p_2 - p_1}{T_2 - T_1} = \frac{p_0}{T_0} \quad (4)$$

Бул теңлемеден анықламаға муўапық:

$$a_v = \frac{1}{T_0} = \frac{p_2 - p_1}{p_0(T_2 - T_1)} \quad (5)$$

екенлиги келип шығады.

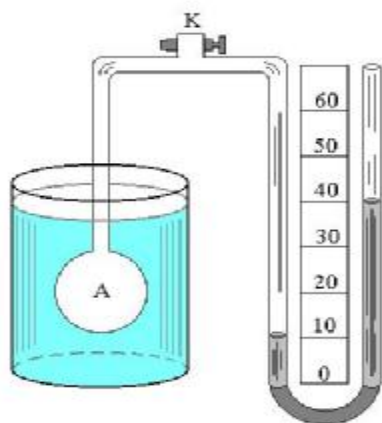
Басымның термикалық коэффициентин анықлаў ушын T_1 хәм T_2 температураларға сәйкес келетуғын басымлар айырмасын ($\Delta p = p_2 - p_1$) өлшеп алсақ жеткилики. Бул газлы термометр жәрдемінде әмелге асырылады.

Жумысты орынлаў тәртиби

Газлы термометр сүүретте көрсетилген сынаплы манометрдің шеп ийнине А баллоны тутастырылған хәм К краны менен тәмийинленген. К кранды ашып хәм жаба отырып А баллонды хәм манометрдің шеп ийнин бөлмедеги ҳаўа менен тутастырыўға хәм ажыратыўға болады.

Жумыс төмендеги тәртип пенен орынланады: К кранды ашып А баллонды бөлме температурасындағы ҳаўа менен толтырамыз хәм температураны T_1 деп аламыз. Онда манометрдің ийниндеги басымлар атмосфера басымына тең болып еки жақтағы сынаптың қәддилери бирдей болады. Буны h_0 деп аламыз.

Кейин К кранды жаўып А баллонды температурасы бөлме T_1 температурасынан $15 - 20^\circ$ қа жоқары болса, T_2 температуралы суўға батырамыз. Ыдыстағы суўды жақсылап араластырып оның температурасы T_2 термометр жәрдемінде анықланады.



А баллондағы газдың температурасының жоқарылаўы нәтийжесинде оның басымы артады хәм манометрдің шеп ийниндеги сынаптың қәдди төменлеп, ал оң ийниндеги көтеріледі. Процесс даўамында газдың көлеми өзгериўи керек, яғный шеп ийниндеги қәдини дәслепки h_1 де ушлаўымыз керек. Буны манометрдің оң ийнин пухталық пенен жоқары көтере отырып әмелге асырамыз. Сынап қәдилериниң өзгериўи тоқтағаннан кейин манометрдің оң ийниндеги сынаптың қәддин h_2 деп белгилеп аламыз. Ал $h_2 - h_1$ айырма ҳаўаның температурасы T_1 ден T_2 ге артқан жағдайдағы оның басымының артыўын сыпатлайды. Тығызлығы r болған суйықлық бағанасының бийиклигиниң, оның ултанына жасайтуғын басымы

$$p = rgh$$

теңдиктен анықланатуғынын еске ала отырып (5) ти:

$$a_p = \frac{pg(h_2 - h_1)}{pgSh(T_2 - T_1)} = \frac{h_2 - h_1}{h_1 T_2 - h_2 T_1} \quad (6)$$

деп жазыуымызға болады. Бундағы $h_0 - 0^0 C$ ға тең, яғный $T = 273 K$ ге сәйкес келетуғын сынап бағанасының бийиклиги хәм $h_2 = 760 \text{ мм}$ деп есаплауға болады. $h_2 - h_1$ айырманы миллиметрлерде аңлата отырып (6) дан a_p ны анықлауға болады.

Ескертиу: T температурадағы сынап қаддилериниң айырмасын өлшеп алғаннан кейин манометрдің оң ийинин төмен түсіріп А баллонды суудан шығарыу керек. Себеби манометрдің оң ийини көтерілген халда баллонды суудан шығарсақ хаўаның T_1 температураға суўыуы нәтийжесинде басым кемейип баллонға түсиуі мүмкин.

Тәжірийбе 5 мәртебе жүргизилип төмендеги кестеге жазылсын.

№	T_1	T_2	Δh	Δa_p	$\Delta a_p / \Delta a_p$	%
1						
2						
3						
4						
5						

Жумысты орынлау хәм тапсырыу ушын сораулар

1. Δa_p ны анықлау қандай физикалық процесске тийкарланған?
2. Δa_p - деп неге айтамыз?
3. Егер А баллонды көлеми еки есе үлкен басқа баллон менен тутастырсақ, тәжірийбеде анықланған a_p ның шамасы өзгердиге? Түсиндириң.
4. А баллонды T_2 температуралы суўға салғанымызда баллонның өзи жыллылықтан кеңейиуі мүмкин. Буның a_p ның мәнисине тәсири барма?
5. Егерде нормал атмосфера басымы 760 мм бийикликке ийе болған сынап басымына тең болса, усындай басымды алыу ушын суўдың бийиклиги қандай болыуы керек?

2 - санлы лабораториялық жумыс

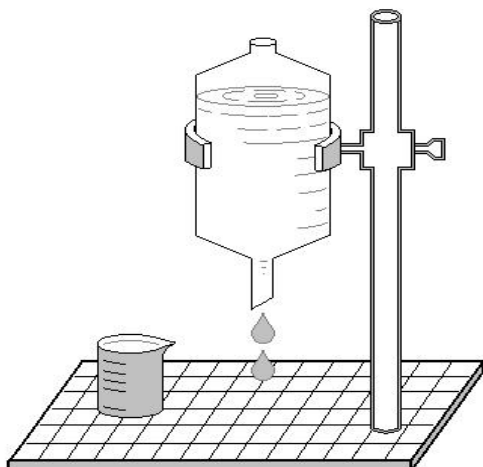
Суйықтың бет керіу коэффициентин тамшының үзилиуі методы бойынша анықлау

Керекли әсбаплар: жиңишке түтикше (кран менен тәмийинленген), ишинде суйықлығы бар ыдыс, стакан, майда гирлик таслары бар тәрези.

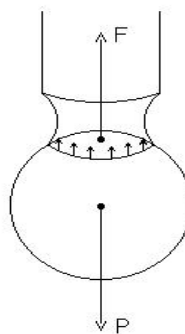
Бет керіу күши суйықлық молекулаларының өз-ара тартылысыуы нәтийжесинде пайда болады. Сонлықтан бет керіу күши суйықтың бетин қалеген ерикли сызық бойынша екиге ажыратыу үшін керек болған күш. Бул күштиң шамасы, суйықтың бетине жүргизилген ерикли сызықтың узынлығына пропорционал яғный $F \sim l$. Буннан теңдик белгиге өтсек

$$F = a l \quad (1)$$

болады. Бундағы a пропорционаллық коэффициентин бет керіу деп аталады хәм сан жағынан суйықтың бетиндеги бирлик узынлыққа сәйкес келетуғын күш пенен анықланады. Суйықтың бет керіу коэффициентин суйықлық тамшысының жиңишке түтикшеден үзилип түсиу тәжірийбесинен анықлауға болады.



1-сүрөт



2-сүрөт

Мейли тамшы жиңишке түтикшеден үзүлүп түседі дейик (1-сүрөт). Түтикше ушындағы тамшыға еки күш тәсир етеди. 1) Тамшының узилиў майданының периметри бойынша жокары қарай бағытланған бет керіў күши, 2) Төмен қарай бағытланған тамшының салмақ күши.

Егерде биз шийше түтикше аркалы (2-сүрөт) суйықлықтың тамшылаўына мумкиншилик берсек онда тамшы салмағы P оны услап турыўшы бет керіў күши F ке тең ямаса буннан көп болғанда ғана тамшы түтикшеден үзүлүп түседі. Демек тамшы үзүлиўи ушын $P \geq F$ шәрти орынланыўы керек егерде тамшынын үзүлиў моментиндеги мойнының радиусын r десек, онда оның мойнының периметри

$$l = 2\pi r$$

болады. Буны (1) формулаға қойып хәм жоқарыдағы шәртке муўапық

$$p = F = a 2\pi r$$

деп жазыўға болады. Буннан суйықлықтың бет керіў коэффициенти

$$a = p / 2\pi r \quad (2)$$

Бундағы тамшының салмағы P ны тажирийбеде аңсат анықлаўға болады. Бирак тамшының үзүлиў моментиндеги мойнының радиусын анықлаў қыйын. Сонлықтан суйықлықтың бет керіў коэффициенти a_x ты анықлаў ушын бет керіў коэффициенти a_0 белгили болған екинши бир суйықлықтан пайдаланылады. Биз қарап атырған суйықлық ушын (2) ны төмендегише жазамыз.

$$a_x = p_x / 2\pi r \quad (3)$$

ал белгили суйықлық ушын (2) ни

$$a_0 = p_0 / 2\pi r \quad (4)$$

деп жазамыз. Онда (3) хәм (4) лерден пайдаланып

$$a_x = (p_x / p_0) a_0 \quad (5)$$

түринде жазамыз.

Жумыстың ислениў тәртиби

2-сүрөтте көрсетилгендей өз-ара бирдей еки пробирка алынады. Булардың биреўине бет керіў коэффициенти белгили суў куйылады, ал екиншисине изертленетуғын суйықлық (глицерин) куйылады. Таза хәм кептирилген еки ыдыс (стакан) алынады хәм олардың салмақлары тәрезиде өлшенеди.

Айтайық ыдыслардың салмақлары сәйкес p_1 хәм p_2 болсын. Кейин пробирка кранын әстелик пенен аша отырып биринши ыдысқа 100-150 тамшы суў ал екиншисине усындай глицерин тамызылады. Бул ишинде суйықлығы бар ыдысларды тағы да тәрезиде

өлшейміз. Бул өлшенген салмақтар p_1' хәм p_2' болсын. Онда $p_1' - p_1 = \Delta p_1$ хәм $p_2' - p_2 = \Delta p_2$ айырмалар биринши хәм екінши ыдыслардағы суўдың хәм глицериннің салмағын көрсетеди. Егерде суў тамшыларының саны n_1 хәм глицериндики n_2 болса, олардың хәр бир тамшысының салмағы:

$$p_c = \Delta p_1 / n_1 \quad p_c = \Delta p_2 / n_2 \quad (6)$$

түрінде жазылады. Бул жағдайда белгисиз сұйықлық глицериннің бет керіу коэффициенті (5) ке муўапық төмендегидей болады:

$$a_c = (p_c / p_c) a_c \quad (7)$$

Бунда p_c хәм p_c сәйкес суў хәм глицериннің бир тамшысының салмағы, ал a_c суўдың бөлме температурадағы бет керіу коэффициенті. Оның мәніси кестеден алынады хәм 72 Дина / см. демек (7) формуладан глицериннің бет керіу коэффициентін анықлаўға болады. Әдетте сұйықтың бет керіу коэффициенті температураға байланысly. Сонлықтан тәжірийбе қандай температурада өткерилсе сол температура жазылған.

Тәжірийбени 5 мәртебе қайталанып таблицаға жазылсын.

№	P_r	P_c	a_c	ar	Δar	ar орт	$\Delta a / a$ орт
1							
2							
3							
4							
5							
Орташа							

Жумысты орынлаў хәм тапсырыў ушын сораўлар

1. Жумыстың ислениў тәртиби.
2. Сұйықтың бет керіу күши қалай пайда болады хәм бағыты қандай?
3. Бет керіу коэффициенті дегениміз не хәм өлшем бирлиги қандай?
4. Глицериннің бет керіу коэффициенті белгили таза суўды алдық (7) ге муўапық P_r / P_c қатнас 2 ге тең болса, a_c a_c дан 2 есе үлкен болатуғыны көринип тур. Не ушын сондай?
5. Егерде сұйықты жабық ыдысқа қуйып оның үстиндеги пуўының тығызлығын арттырсак, оның бет керіу коэффициенті өзгереме?

3-санлы лабораториялық жумыс

Сұйықтың бет керіу коэффициентін сақыйнаның сұйықлық бетинен үзилиў методы жәрдемінде анықлаў

Керекли эсбаплар:

Динамометр
Штангенциркуль
Металлдан исленген сақыйна
Изертленетуғын сұйықлық қуйылған ыдыс

Теориялық көрсетпе. Бет керіу күши сұйықлық молекулаларының өз-ара тартысуы нәтийжесінде пайда болды. Бул күштиң тәсирінде сұйықтың бети қысылған аухалда болады. Буған түсиниў ушын сұйықтың ишинде жайласқан хәм оның бетинде жайласқан молекулаларды қарайық (сұўретке қараң). Молекуласы тек ғана сұйықлық молекулалары менен тәсирлесетуғын болғанлықтан барлық бағыттағы тәсир етиўши

күшлер өз-ара тең. Онда молекулаға тәсир етіуші күшлердің қосындысы яғни күшлердің тең тәсир етіушісі нольге тең болады.

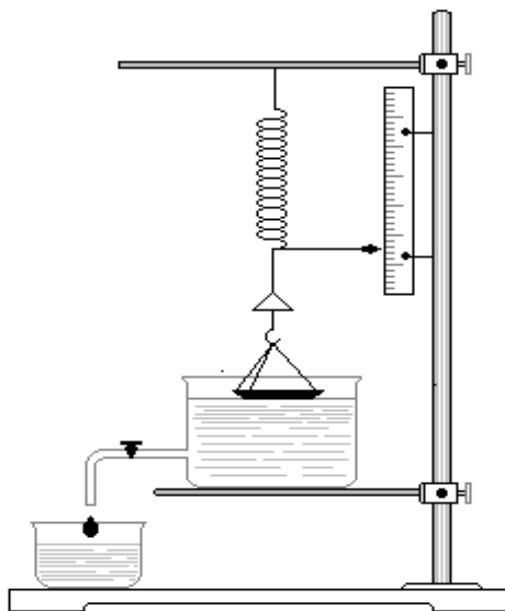
Ал сұйықтық бетінде жайласқан молекулаға, біріншіден сұйықтық молекулалары тәсир жасайтуғын болса, екіншіден сұйықтық үстіндегі газ (сұйықтық пуының) молекулалары тәсир жасайды. Газ молекулалары сийрек болғанлықтан молекулаға жоқары қарай тәсир етіп атырған күшке салыстырғанда төмен (сұйықтық ишине) қарай тәсир етіп атырған күш көп болады. Нәтижеде сұйықтық бетіндегі молекулаларға ишке қарай бағытланған жуымақлаушы күш тәсир жасайды. Сұйықтық өзіннің бетінің майданын кишрейтуге хәрекет етеді. Буның салдарынан сұйықтықтың беті, хауа н хауа шарының беті сыякы көтерілген халда болады.

Сұйықтық бетінде жайласқан молекулаларға жуымақлаушы күш тәсир ететугын болғанлықтан сұйықтық ишіндегі молекулаларға салыстырғанда артықша энергияға ийе болады. Бул энергияға беттің еркин энергиясы ямаса еркин энергия деп аталады.

Сұйықтықтың бирлик бетине (1м^2 қа) сәйкес келетугын еркин энергияға бет керіу коэффициенті деп атайды хәм

$$a = \frac{W}{S} \quad (1)$$

түрінде анықланады. Бундағы W еркин энергия, ал S сұйықтық бетінің майданы. Бул



1-сүүрет

жағдайда бет керіу коэффициенті Дж/м^2 бирликте өлшенеди.

Екіншіден сұйықтықтың бет керіу коэффициенті сұйықтықтың бетінде ойымызша жүргизилген қәлеген сызықтың бирлик узынлығына тәсир етіуші бет керіу күші менен характерленеди (Сұйықтықтың бет керіу коэффициентін тамшының үзилиу методы бойынша анықлау деген жумыстың тәриплемесине қараң) хәм төмендегі теңдиктен анықланады

$$a = \frac{F}{L} \quad (2)$$

Бул жағдайда бет керіу коэффициенті Н/м бирликте өлшенеди. Бет керіу коэффициенті сұйықтықтың түрине, оның тазалығына хәм температурасына байланысly болады.

Сұйықтықтың беткеріу коэффициентін хәр қыйлы жоллар менен анықлауға болады.

Биз бул жумыста бет керіу коэффициентін анықлау ушын металдан исленген сақыйнаның сұйықтық бетінен үзилиу методынан пайдаланамыз.

Жұмыстың тийкарғы мазмуны, металдан исленген жуқа сақыйнаны суйықлық бетинен үзиў үшін керек болған күшти өлшеўден ибарат.

Тәжирийбени өткерий сўўретте көрсетилген. Ол пружиналы динамометрдин ушына илдирилген алюминийден исленген сақыйнадан ибарат. Егерде биз сақыйнаның төменги бетин суйықлық бетине тийгизсек, сақыйна суйықлық бетине жабысқандай болады. Ал сақыйнаны беттен үзип алыў үшін қандайда F күши жумсалады. Сақыйна суйықлық бетинен үзилгенде диаметрлери d_1 хәм d_2 болған еки шеңбер сызығы бойынша узиледи. Бундағы d_1 хәм d_2 сақыйнаның ишки хәм сыртқы диаметрлери болып табылады. Онда улыўма үзилий сызығының узынлығы

$$L = pd_1 + pd_2 \quad (3)$$

Егерде сақыйнаның қалыңлығы h деп белгилеп алсақ онда $d_1 = d_2 - 2h$ деп жазыўға болады. Буны (3) теңликке қойып

$$L = 2p(d_2 - h) \quad (4)$$

екенлигин табамыз. Бизин жағдайымыз ушын (2) формула төмендеги түрде жазылады.

$$a = \frac{F}{L} \quad (5)$$

(4) теңликтен пайдаланып суйықлықтың бет керий коэффициентин есаплаў формуласы төмендегеше жазылады.

$$a = \frac{F}{2p(d_2 - h)} \quad (6)$$

Жұмыстың ислениў тәртиби

Таза хәм курғақ сақыйнаны өз еркине қойып динамометр стрелкасының көрсетиўин жазып аламыз. Бул сақыйнаның өзиниң салмақ күши болады. Айтайық бул F_1 болсын дейик. Кейин суўы бар ыдысты жоқары көтере отырып сақыйнаның ултанын суйықлық бетине толық тийгиземиз. Кейин ыдыстың қранын әстелик пенен ашып суйықлықты екинши бир стаканға әстелик пенен ағыза баслаймыз хәм усының менен бир уақытта динамометр стрелкасының төмен қарай жылысыўын дыққат пенен бақлап отырамыз. Ыдыстағы суйықлық бетинен үзиледи. Усы үзилий моментине сәйкес келетуғын динамометр стрелкасының көрсетиўин жазып аламыз. Айтайық бул F_2 болсын дейик. Онда сақыйнаны суйықлық бетинен үзиў үшін керек болған күши

$$F = F_2 - F_1$$

теңлигинен анықланады. Бул күшти (6) формулаға қоя отырып a ны анықлаймыз. Бундағы d_2 хәм h штангенциркуль жәрдемінде өлшенип алынады. Тәжирийбе 5 мәрте өткериледи. Алынған нәтийжелер төмендеги кестеге жазылсын.

№	d_2 метр	h метр	F Ньютон	a Н/м	Δa Н/м	$\frac{\Delta a}{a_{op}} \cdot 100\%$ %
1.						
2.						
3.						
4.						
5.						
Орташа						

Жұмысты ислеў хәм тапсырыў ушын сораўлар

1. Жұмыстың ісленіу тәртібі қандай?
2. Сұйықтық бет керіу күшінің физикалық мәнісін түсіндірің.
3. Сұйықтықтың беті не үшін еркін энергияға иіе?
4. Сұйықтықтың бет керіу коэффициенті дегеніміз не хәм оның өлшем бірліктері қандай?
5. Не үшін сұйықтық шашқанымызда оның бөлекшелері шар (тамшы) формасын қабыл етеді.
6. Диаметрі 2мм болған сұйықтық тамшысы екі есе үлкейеді дейік ($d = 0,06H / m$). Ісленген жұмысты табың хәм түсіндіріңіз. 1-дел = 100 дина, $d = 5,4$ см, $h = 0,2$ см.

4-санлы лабораториялық жұмыс

Электрокалориметр жәрдемінде сұйықтықтың салыстырмалы жыллылық сыйымлылығын анықлау

Кереклі әсбаплар: Бірдей екі калориметр, изолятор пластинкаға бекітілген, өз-ара ізбе-із тұтастырылған бірдей екі спираль ізертленетугын сұйықтық дистилляцияланған суу екі термометр.

Қәлеген затты қыздыруу үшін керек болған жыллылық мұғдары биріншіден усы заттың массасына байланысly, екіншіден усы затты неше градусқа қыздырууымызға байланысly. Мысалы 1кг затты 10^0C дан 20^0C ға шекем қыздыруу үшін Q жыллылық керек болса, ал 5 кг зат үшін $5Q$ жыллылық талап етіледі. Демек жыллылық массаға туура пропорционал деген сөз, яғный $Q \sim m$.

Буннан тысқары керек болған жыллылық мұғдары температуралар айырмасына туура пропорционал, яғный берілген затты $t_1 = 10^0C$ дан $t_2 = 20^0C$ ға қыздыруу үшін Q жыллылық керек болса, ал $t_1 = 10^0C$ дан $t_2 = 30^0C$ ға қыздыруу үшін $2Q$ жыллылық керек болады. Солай етип

$$Q \sim m(t_2 - t_1)$$

екен. Буннан теңлік белгиге өтсек

$$Q \sim cm(t_2 - t_1) \quad (1)$$

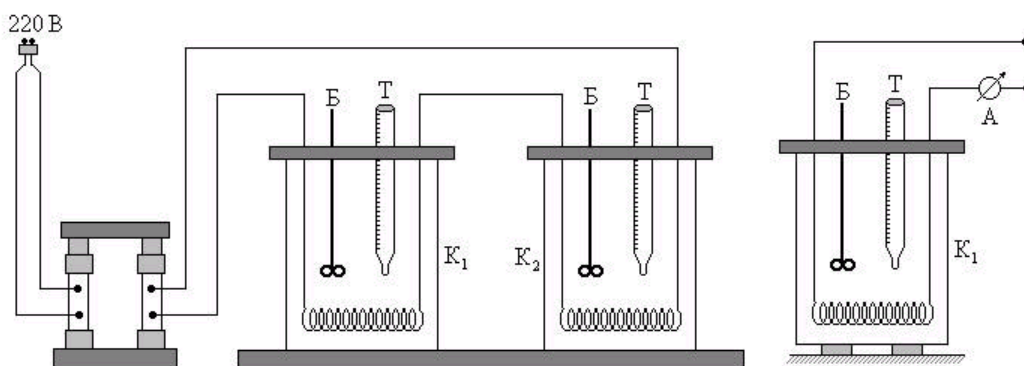
Бундағы пропорционаллық коэффициент c - берілген заттың салыстырмалы жыллылық сыйымлылығы делінеді хәм усы заттың қасиетіне байланысly. Бул теңліктен

$$c = \frac{Q}{m(t_2 - t_1)} \quad (2)$$

хәм егерде берілген заттың массасы 1кг, ал қыздыруу температурамыз 1^0C яғный $t_2 - t_1 = 1^0C$ болса, $c = Q$ болады.

Демек берілген заттың салыстырмалы жыллылық сыйымлылығы деп усы заттың 1кг массасын 1^0C ға қыздыруу үшін керек болған жыллылық мұғдарына айтылады. Хәр бир зат өзінің салыстырмалы жыллылық сыйымлылығына иіе.

Әдетте сұйықтықтың салыстырмалы жыллылық сыйымлылығын электрокалориметр жәрдемінде аңсат анықлауға болады хәм ол төмендегидей (1сүүрет). Ізертленетугын сұйықтық толтырылған К-калориметр ишіне белгили электрик қарсылыққа иіе спираль



түсірілген. Бундағы Т термометр, ал Б былғаушы (сұйықты араластырып тұрыушы). Әдетте былғаушы калориметр материалынан (алюминийден) ісленеді. Егерде біз спиральды ток дерегіне тугастырып t -уақыт дауамында ток өтсе, онда спиральдан бөлініп шыққан жыллылық мұғдары Джоуль-Ленц нызамына мұапық төмендегіше анықланады.

$$Q \sim 0,241^2 R t \quad (3)$$

Бул жыллылық нелерге сарыпланады?

1. Массасы m болған сұйықты t_1 ден t_2 ге қыздырыу үшін, оған $cm(t_2 - t_1)$ мұғдардағы жыллылық керек c - сұйықтың салыстырмалы жыллылық сыйымлылығы.
2. Калориметрдің былғаушы менен бірліктегі массасы m_1 болса, оны t_1 ден t_2 ге қыздырыу үшін, оған $cm(t_2 - t_1)$ мұғдардағы жыллылық керек. c калориметр хәм былғауштың салыстырмалы жыллылық сыйымлылығы.
3. Системаны t_1 ден t_2 ге қыздырыу уақтында жыллылықтың қандайда ΔQ бөлегі сыртқы орталыққа берилип жойылады.

Онда спиральдан бөлініп шыққан жыллылық мұғдарын

$$Q = cm(t_2 - t_1) + c_1 m_1 (t_2 - t_1) + \Delta Q = (cm + c_1 m_1)(t_2 - t_1) + \Delta Q \quad (4)$$

түрінде жазыуға болады.

Бұған (3) формуладан Q дің мәнісін қойып сұйықтың салыстырмалы жыллылық сыйымлылығын анықлау үшін бізге ΔQ белгисіз хәм оны анықлауда тәжірийбе талап етиледі. Бирақ айырым жағдайда электрокалориметр методына тийкарлана отырып c ны анықлауда ΔQ ди билиу талап етилмейді хәм ол төмендегідей.

Электрлік қарсылықтары бірдей екі спираль өз-ара ізбе-із тугастырылып сәйкес K_1 хәм K_2 калориметрлерге түсіріледі (2-сүүрет).

Айтайық K_1 калориметрде салыстырмалы жыллылық сыйымлылығы c_2 белгили болған m_2 массалы сұйық болсын. Егерде K_1 хәм K_2 калориметрлердің массаларын сәйкес m_1' хәм m_2' , ал салыстырмалы жыллылық сыйымлылығы c_1' деп белгилесек, онда K_1 калориметрдегі сұйықты менен бірліктегі дәслепки t_1 температурадан кейінгі t_1' температураға қыздырыу үшін (4) формулаға мұапық.

$$Q = (c_1 m_1 + c_1' m_1')(t_1' - t_1) + \Delta Q_1 \quad (5)$$

жыллылық мұғдары керек болса, ал K_2 калориметрдегі сұйықты менен бірліктегі дәслепки t_2 температурадан кейінгі t_2' температураға қыздырыу үшін

$$Q = (c_2 m_2 + c_1' m_2')(t_2' - t_2) + \Delta Q_2 \quad (6)$$

жыллылық мұғдары керек болады. Бул Q_1 хәм Q_2 жыллылық мұғдарлары ысытқыш спиральдан алынады. Шәртимизге муўапық спиральдың қарсылықлары бирдей хәм олар избе-из тутастырылған. Онда олар арқалы өтетуғын ток күши де хәм токтың өтиў ўақыты да бирдей болады. Демек (3) формулаға муўапық $Q_1 = Q_2$ болады. (5) хәм (6) формулаларға тийкарлана отырып

$$Q = (c_1 m_1 + c_1' m_1')(t_1 - t_1') + \Delta Q_1 = (c_2 m_2 + c_2' m_2')(t_2 - t_2') + \Delta Q_2 \quad (7)$$

екенлигин табамыз. Бундағы ΔQ_1 хәм ΔQ_2 сәйкес K_1 хәм K_2 калориметрлерден тәжірийбени өткеріу дауамында жойылатуғын жыллылық муғдарлары.

Тәжірийбениң өткерилиў ўақыты еки калориметр ушын да бирдей хәм егерде олардың өлшемлери бирдей болса, $\Delta Q_1 \approx \Delta Q_2$ деп есапләўға болады.

Онда (7) теңлікке мууапық изертленип атырған суйықтықтың салыстырмалы жыллылық сыйымлылығы төмендегише анықланады.

$$c_2 = \frac{(c_1 m_1 + c_1' m_1')(t_1' - t_1) - c_1' m_2'(t_2' - t_2)}{m_2(t_2 - t_2')} \quad (8)$$

Жумыстың ислениў тәртиби

Дәслеп тәрзиде курғак K_1 хәм K_2 калориметрлердин массаларын өлшеп хәм олар сәйкес массаларға ийе болады. Кейин K_2 калориметрге изертленетуғын суйыклық куямыз хәм олардың массаларын тәрзиде өлшеймиз. Егерде ишинде суйыклығы бар калориметрлердин массалары M_1 хәм M_2 болса, онда суйыклықлардың массалары сәйкес

$$m_1 = M_1 - m_1', \quad m_2 = M_2 - m_2'$$

болады.

Ишінде суйықлықлары бар калориметрлерге спиралларды түсіріп олардың дәслепки хәм ақырғы температураларын термометрлер жәрдемінде өлшеймиз. Кейин спиралды ток дерегине тутастырып суйықлықларды қыздырыў даўамында ишиндеги былғаўшылары жәрдемінде үзликсиз түрде былғаймыз. Температуралар дәслепкисинен шама менен $20 - 30^{\circ}C$ ға көтерилгенде ток дерегинен ажыратамыз хәм кейинги температураларды анықлаймыз.

Калориметрлер хәм олардың былғаўшылары алюминийден исленген, онда таза суўдың хәм алюминийдің салыстырмалы жыллылық сыйымлылықлары c_1 хәм c_1' белгили, олар таблицадан алынады. Онда (8) формулаға мәнислерин қойып c_2 ни табыўға болады.

Тәжірийбени изертленетуғын суйықлық массасын дәслепки хәм ақырғы температураларын өзгерте отырып, кемінде 5 рет қайталансын. Алынған нәтийжелер кестеге жазылсын.

[illegible]

Жұмысты орынлау және тапсыру үшін сораулар

1. Жұмысты орынлау тәртібі.
2. Салыстырмалы жыллылық сыйымдылығы дегеніміз не және оның өлшем бірлігі?
3. Егер бір калориметрлі методтан пайдаланып c_2 ни анықтауда ΔQ ди есапқа алмасақ қандай қателікке жол қоямыз және анықталған сұйықтың нақтыққай салыстырмалы жыллылық сыйымдылығынан үлкен бе немесе кіші ме?
4. Қандай жағдайда $\Delta Q_1 = \Delta Q_2$ деп есептеуге болады. Егер тәжірибе дауамында калориметрлер температуралары өз-ара үлкен температураға жақытса $\Delta Q_1 = \Delta Q_2$ теңдікке теңаси боламе?
5. Сизің қолыңызға ишінде m_1 массалы, t_1 градуслы таза суы бар алюминийден исленген m массалы калориметр және термометр берилген. Усылар жәрдемінде m_2 массалы, t_2 градуслы температурасы болған белгисиз металдың салыстырмалы жыллылық сыйымдылығын анықтауға боламе? Қалай және қандай формуладан анықтанатуғынлығын түсіндириң.

5 - санлы лабораториялық жұмыс

Сұйықтықтардың ишки сүйкеліс коэффициентін Стокс усылының жәрдемінде анықтау

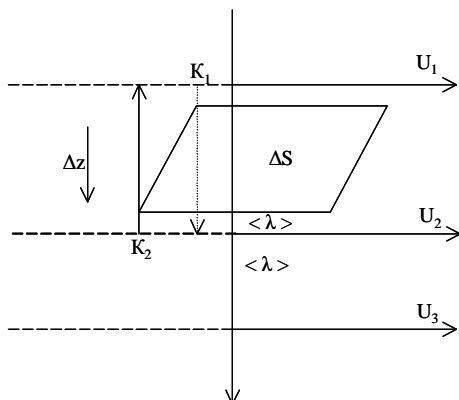
Жұмыстың мақсети: Стокс усылында сұйықтың ишінде вертикал бағытта қозғалыушы кішкене шарға тәсир етиуші күшлердің тең салмақтық шәрті тийкарында сұйықтың ишки сүйкеліс коэффициентін анықлайды.

Зәрүрлі болған әсбап және затлар: узынлығын 100-150 см және диаметрі 10-15 см болған цилиндр тәрізлі шийше ыджыс, ишки сүйкеліс коэффициенті өлшенетуғын сұйықтық, кіші қорғасын және металл шаршалар, секундомер, сызғыш.

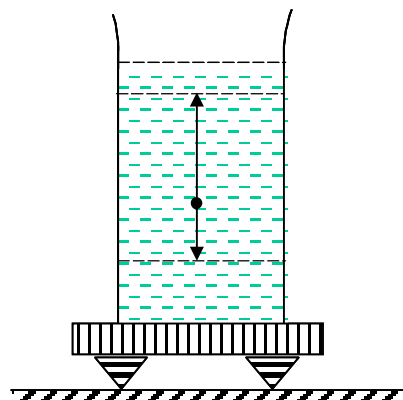
Теориялық бөлім

Хәр қандай сұйықтықтардың бир қатламы екінші қатламына салыстырғанда қозғалғанда олар арасында сүйкеліс күшлери пайда болады. Тезирек қозғалатуғын қатламаға тезлентіуші күш тәсир етсе, керисинше әстерек қозғалатуғын қатлам тәрепинен тезирек қозғалыушы қатламға әстелендириуші күш тәсир етеди.

Бул күш өз-ара қозғалыушы сұйықтық қатламларының бетине урынба бағытында бағытланған болады.



1-сүрөт.



2-сүрөт.

Тәжірибелер сүйкеліс күшлеринің шамасының қатламлардың бетине және қатламлар арасындағы тезліклердің қанша шамаға өзгеретуғынлығына байланыссы екенлігін көрсетедии.

Бир-биринен ΔZ қашықтықта жайласқан екі қатлам сәйкес U_1 хәм U_2 тезликлери менен ағып атырған болсын (1-сүўрет). Олардың тезликлери арасындағы айырма $\Delta U = U_1 - U_2$ шамасына тең.

Қатламлар арасындағы қашықтық ағыў тезлигине перпендикуляр рәўиште алынады. Бир қатламнан екінши қатламға өткенде тезликтің қанша шамаға өзгергенлигин көрсетиўши шаманы тезликтің градиенти деп атаймыз хәм $N_u = \Delta U / \Delta Z$ түринде жазамыз. Демек тезлик градиенти ағыў тезлигине перпендикуляр бағытта бирлик қатламдағы тезликтің өсимине тең екен. Градиент тезликтің артыў бағытында алынады (1-сүўретте).

Ньютон ишки сүйкелис күши F тиң тезлик градиенти N_u хәм сүйкелиўши қатламлар бети ΔS ке пропорционал болатуғынлығын көрсетти, яғный

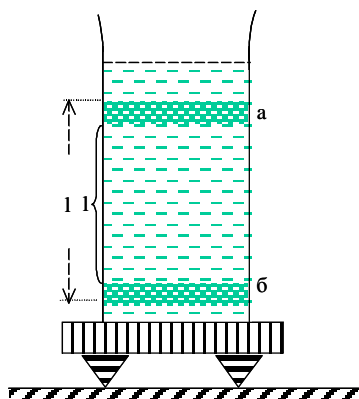
$$F = h \left| \frac{\Delta U}{\Delta Z} \right| \cdot \Delta S. \quad (1)$$

Суйықтықтың қасиетине тән болған η шамасын суйықтықтың ишки сүйкелис коэффициентини ямаса жабысқақлық коэффициентини деп атайды.

(1)-формуладан

$$h = \frac{F}{\frac{\Delta U}{\Delta Z} \Delta S}. \quad (2)$$

$\Delta S = 1$ хәм $N_u = 1$ болған жағдайда $\eta = F$ болады.



3-сүўрет

Демек ишки сүйкелис коэффициентини сан мәниси бойынша тезлик градиенти бир бирликке тең болғанда бир бирлик бетте пайда болған ишки сүйкелис күшине тең болады екен. Ишки сүйкелис коэффициентиниң бирлиги сыпатында СГС системасында Пуаз қабыл қилинған. 1 Пуаз тезлик градиенти 1 см/с/см болғанда 1 см² бетке 1 дина күш тәсир ете алатуғын суйықтықтың ишки сүйкелис коэффициентини болып табылады.

СИ системасында ишки сүйкелис коэффициентиниң бирлиги

$$\frac{H \cdot c}{M^2} = \frac{kg}{M \cdot c}$$

Суйықлықлардың ишки сүйкелис коэффициентини суйықтықтың тәбиятына байланысly болып, температураның жокарылаўы менен кемейеди.

Әсбаптың дүзилиси менен жұмыс ислеў тәртиби.

Егер дене радиусы r болған кишкене шар түринде болып, суйықлық ишинде өзиниң әтирапында ҳеш қандай ийримлер пайда етпей төмен түссе (шардың өлшемлери менен тезлиги киши) Стокс нызамына байланысly оған сүйкелис тәрәпинен төмендегидей күш тәсир етеди:

$$F = 6\pi\eta r u . \quad (3)$$

Бул аңлатпада r аркалы шардың радиусы, u аркалы шардың қозғалыс тезлиги, η аркалы орталықтың ишки сүйкеліс коэффициенті ямаса жабысқақтық коэффициенті белгіленген.

Сұйықтық ишінде түсіп баратырған шарға вертикал бағытта үш түрлі күш тәсір етеді:

1. Төменге бағытланған салмақ күші:

$$P = mg = rVg = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho g . \quad (4)$$

Бул аңлатпада r аркалы шардың тығызлығы, g аркалы еркін түсіу тезленіуі белгіленген.

2. Вертикаль бағытта тәсір етіуші көтеріу күші. Бул күштің шамасы Архимед ызама бойынша шар қысып шығарған сұйықтықтың салмағыны тең:

$$F_A = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_0 g . \quad (5)$$

Бул аңлатпада ρ_0 аркалы сұйықтықтың тығызлығы белгіленген.

3. Шардың қозғалыс бағытына кери бағытланған қарсылық күші. Бундай күшті Стокс күші деп атайды. Оның шамасы

$$F = 6\pi\eta r u . \quad (6)$$

Демек шарға тәсір етіуші күшлер бир тууры сызық бойлап бағытланған болады: салмақ күші төменге, сұйықтықтың көтеріу күші хәм қарсылық күші жокарыға карай бағытланған (2-сүүрет). Бул күшлердің тең тәсір етіушісін төмендегі формула тийкарында анықланады:

$$R = P - (F + F_A) . \quad (7)$$

Шардың сұйықтықтың ишіндегі қозғалысын еки басқышка ажырату мүмкін. Биринши басқышта шар тезленіу менен қозғалып, бул қозғалыс барысында шарға тәсір етіуші күшлердің тең (4-формулаға караңыз) тәсір етіушісін R кемейеди. Себеби шардың қозғалыс тезлигинің артыуы менен оның қозғалысына қарама-қарсы бағытланған F қарсылық (Стокс) күшінің шамасы да артып барады. Биринши басқышта шардың қозғалыс теңлемесін Ньютонның 2-ызамаына бийкарланып былайынша жазады:

$$m \frac{du}{dt} = P - F_A - F . \quad (8)$$

Бул аңлатпада m аркалы шардың массасы, $\frac{du}{dt}$ аркалы шардың тезлеріуі белгіленген.

Екинши басқышта уақыттың базы бир моментинен баслап күшлердің тең тәсір етіушісін $R = 0$ болады. Яғный көтеріуші күш пенен қарсылық күші қосылып салмақ

күши менен тең салмақтық басланады. Нәтижесінде шар тұрақты тезлікпен тең өлшеуілі қозғалады. Бұндай жағдайда (7)-аңдатпа төмендегідей түрге енеді:

$$\vec{P} + \vec{F}_A + \vec{F} = 0. \quad (9)$$

Бұл аңдатпада P аркалы салмақ, F_A аркалы Архимед және F аркалы Стокс күші белгіленген. Бұл күштер бір бағытта бағытталған болғандықтан векторлардың орнына скаляр шамалардан пайдаланамыз:

$$P - F_A - F = 0. \quad (10)$$

(1)-, (2)- және (3)- аңдатпалардағы P , F_A және F күшлерінің шамаларын (10)-аңдатпаға қойсақ

$$\frac{4}{3}\pi r^3 g (r - r_0) - 6\pi \eta r u = 0$$

теңдемесі аламыз және бұдан η ишкі сүйкеліс коэффициентін анықтаймыз

$$\eta = \frac{2}{9} \frac{(r - r_0)}{u} g r^2. \quad (11)$$

Шардың диаметрі $d = 2r$ және $u = \frac{1}{t}$ болғандығынан

$$\eta = \frac{1}{18} (r - r_0) \frac{d^2 t}{1} g. \quad (12)$$

формуласына ийе боламыз.

r , r_0 , g және 1 шамалары тұрақты болғандықтан

$$C = \frac{1}{18} (r - r_0) \frac{g}{1} \quad (13)$$

деп белгілейміз. Ең жуымақлаушы формуламыз

$$\eta = C d^2 t. \quad (14)$$

түріне енеді.

Ишкі сүйкеліс коэффициентін Стокс формуласының жәрдемімен анықлауда диаметрі 5-10 см, ұзындығы 60-80 см болған шийше ыдыстан ибарат болады (3-сурет). Бұл ыдысқа ишкі сүйкеліс коэффициентін анықлау керек болған сұйықтық (кастор майы немесе глицерин) құйылады және вертикаль бағытта орнатылады. Цилиндр дийұалына "а" және "б" белгілері қойылған болып, олар арасындағы қашықтық 1 га тең. Бұл аралықты күштер тең салмақтықта болып болып, шар тұрақты тезлікпен қозғалады. Шар цилиндрдің вертикаль көшесі бойлап қозғалуы үшін ыдыстың аузына шаршар қойылады.

Жұмысты орындау тәртібі.

1. Микрометр немесе штангенциркуль жәрдемімен шардың диаметрі 0,01 мм дәлдікте өлшенеді.

2. Шарды цилиндрдің ішіне түсіріп "а" және "б" белгілері арасындағы қашықтықты қанша уақыт ішінде өтетіндігін өлшенеді.

3. "а" және "б" белгілері арасындағы қашықтық ± 1 мм дәлдікте өлшенеді.

4. Тап сондай ұсындың жәрдемімен тәжірибелер кемінде 5-10 дана шармен қайталанатын.

5. Тәжірийбе нәтижелери бойынша алынған шамаларды 14-формулаға қойып ишки сүйкеліс коэффициентиниң мәнісін η есапланады. Алынған нәтиженлер төмендегідей кестеге түсіріледі:

№	ρ кг/м ³	ρ_0 кг/м ³	l м	d м	d^2 м ²	t с	η кг/м·с	$\langle \eta \rangle$	$\Delta \eta$	$\langle \Delta \eta \rangle$	$\frac{\langle \Delta h \rangle}{\langle h \rangle} \cdot 100 \%$
1											
2											
3											
4											

Қадағалау үшін сораулар:

1. Жабысқақтық ямаса ишки сүйкеліс қандай физикалық кубылыстарда бақланады?
2. Тезлік градиенти дегеніміз не?
3. Ишки сүйкеліс коэффициентиниң физикалық мәнісін хәм ол қандай физикалық шамлараға ғәрезли?
4. Киши шар тәрезли денелер суйықтықта еркин төменге карай қозғалғанда оларға қандай күшлер тасир етеди?
5. Қандай шәртлер орынланғанда суйықтық ишиндеги шар тәризли денелер туўры сызықты тең өлшеули қозғалады?

Әдебиятлар

1. Нуьмонхужаев А.С. Физика курси, 1-қисм, Т. "Ўқитувчи" 1993 йил. 12-боб.
2. Ахмаджонов О.И. Физика курси, "Механика хәм молекуляр физика" 1-қисм, Т. "Ўқитувчи" 11-боб.
3. Савельев И.В. "Умумий физика курси" 1-т. Т. "Ўқитувчи" 12-боб.
4. Хайдарова М.Ш., Назаров У.Қ. Физикадан лаборатория ишлари. Т. "Ўқитувчи" 76-78 бет.

6 - санлы лабораториялық жұмыс

Хаўаның ығаллығын психрометр жәрдеминде анықлау

Керекли әсбаплар: Аспирациялық психрометр, дистилляцияланған сууы бар груша, батист ямаса сийле материал.

Әдеттеги хаўаның қурамында қандайда муғдарда суу пууы болады. Бул пуудың муғдары абсолют шамасы бойынша хәм тойыныу дәрежеси бойынша өзгериуи мүмкин. Булар сәйкес абсолют хәм салыстырмалы ығаллық пенен сыпатланады.

Абсолют ығаллық деп, хаўадағы суу пууының граммларда аңлатылған муғдарына айтылады. Буны биз идеал газдың хал теңлемесинен пайдаланып табыуымызға болады.

Нормаль жағдай, яғный $P = 760$ мм. с.б., $T = 273$ К болған хәм қәлеген P хәм T үшін хал теңлемелер сәйкес төмендегіше болады:

$$P_0 V_0 = \frac{M_0}{\mu} R T_0 \quad (1)$$

хәм

$$PV_0 = \frac{M}{\mu} RT \quad (2)$$

Бул еки жағдайда да көлемді бірдей деп есепладық.. Нормаль жағдайда 1 м^3 суу пууының массасын (1) формуладан табыўға болады хәм $M_0 = 800\text{ г}$ ға тең.

Қалеген p хәм T ушын 1 м^3 суу пууының массасын (1) хәм (2) лерден пайдаланып төмендегише жазамыз:

$$M = \frac{M_0 T_0}{P_0} \frac{P}{T} = \frac{800 \cdot 273}{760} \frac{P}{T} \quad (3)$$

Егерде берилген температурадағы суу пууының серпимлилиги (парциал басымы) белгили болса, онда бул формуланы пайдаланып хаўаның абсолют ығаллығын анықлаўға болады. (3) формулада T температура 290 К нен жүдә үлкен болмаған жағдайда $M \approx P$ деп есеплаўға болады. Сонлықтан абсолют ығаллықты суу пууының серпимлилиги деп есеплаў қабыл етилген хәм мм. с.б. да аңлатылады.

Хаўаның салыстырмалы ығаллығы төмендегише анықланады. Егерде берилген T температурадағы суу пууының парциал басымы P болса, ал усы температурадағы тойынған суу пууының басымы P_m болса,

$$r = \frac{P}{P_m} 100\% \quad (4)$$

шамаға салыстырмалы ығаллық делинеди. Хаўаның ығаллығын анықлаўда аспирациялық психрометрден пайдаланылады. Бул методтың тийкарғы мазмунын қарап өтемиз. Мейли бірдей еки термометр бірдей хаўа ағымында турсын. Олардың көрсетиўлери әлбетте бірдей болады. Егер олардың биреўиниң сынаплы баллонының бетин суу менен ығалланған батист ямаса сийле менен орасақ , оның көрсетиўи өзгередиди, яғный төменлейди. Ығалланған сийледеги суудың пуўланыўы ушын жыллылық сарп етиледиди. Дәслепки моментте бул жыллылық термометрдің өзинен хәм сыртқы орталықтан алынады. Нәтийжеде оның көрсетиўи төменлей баслайды хәм ўақыттың өтиўи менен төменлеў тоқтап өзгермей қалады. Демек усы моменттен баслап сыртқы орталықтан алынатуғын жыллылық муғдары пуўланыў ушын керек болған жыллылық муғдарына тең болады.

Термометрди қоршап турған орталықтың ығаллығы қаншама аз болса, ығалланған термометрдеги пуўланыў да соншама тез болады хәм температураның төменлеўи де сонша көбирек болады. Демек температураның төменлеў дәрежеси яғный құрғақ хәм ығалланған термометрлердің температураларының айырмасы хаўаның ығаллығын характерлейди.

Бирлик уақытта яғный 1 с та сыртқы орталықтан алынған жыллылық муғдары:

$$Q_1 = a(t_k - t_w) S_1 \cdot t \quad (5)$$

Бундағы t лар құрғақ хәм ығалланған термометрлер көрсетиўлериниң айырмасы.

S_1 - ығалланған термометр баллонының бетиниң майданы, ал a –пропорционаллық коэффициент t уақытта пуўланған суу массасы M .

Дальтон нызамына муўапық уақыт бирлиги ишинде S_2 беттен пуўланатуғын суйықлық муғдары.

$$M = \frac{CS_2(P_m - P)}{\Phi} \cdot t \quad (6)$$

арқалы анықланады. Онда усы М массалы суудың пуўланыуы ушын керек болған жыллылық муғдары

$$Q_2 = MI = r \frac{CS_2(P_m - P)}{\Phi} \cdot t \quad (7)$$

арқалы анықланады.

Бул жерде I пуўланыудың салыстырмалы жыллылығы, P хаўадағы суў пуўының парциаль басымы. Φ атмосфера басымы. P_m пуўланыу температурасындағы суудың тойынған суў басымы, яғный ығал термометр бойынша t_1 температурада хаўадағы суў пуўының басымы, C пропорционаллық коэффициент тийкарынан пуўланып атырған беттен хаўа ағымының тезлигине байланысly болады. $S_1 = S_2$ деп есаплап хэм $Q_1 = Q_2$ екенлигин еске алып анықлаймыз.

$$P = P_m - \frac{a}{cI} (t_a - t_b) \cdot \Phi \quad (8)$$

бул жерде a / cI эсбап турақлысы болып, 0,000662 ге тең

Хаўаның абсолют ығаллығы стандарт психрометр жәрдемінде төмендегише анықланады.

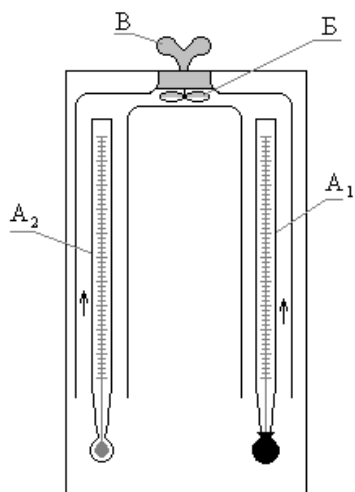
$$P = P_m - 0,000662 (t_k - t_b) \Phi. \quad (9)$$

Психрометрдің дүзилиси хэм өткерилетуғын өлшеулер

Қолланылып атырған психрометрдің дүзилиси сүүретте көрсетилгендей еки термометрлер A_1 хэм A_2 ден турады. A_1 термометр балоншасына батист оралған. Аспиратор пружиналы B винтиляторға ийе болып, ол V гилтиниң жәрдеми менен айланысқа келтириледі. Хаўа ағысларының жолы стрелка менен көрсетилген олар балонның жоқарғы жағында қосылып кетеді. Эсбаптың қызып кетпеуі ушын оның металл бөлекшелери никелленген.

Батист ямаса сийле резинадан исленген груша пипетка жәрдемінде ығалланады. Груша дистилляцияланған суў менен толтырылады. Грушаны азғана қысыу жолы менен ондағы суў көтеріледі, бірақ пипетканың ушынан 1см аралықтан артпасын. Бул қысқышының жәрдеми менен иске асырылады. Бунан кейин үлкен пухталық пенен пипетканы батистке ямаса сийлеге апарып оны ығаллайды, кейин қысқышты ашып ондағы сууды грушаға қайтарып түсиреди. Төмендегиге дыққатлы болыу керек: ығаллау уақтында суў екінши термометрге хэм трубаның ишки бетине түспесин. Кейин гилт V ның жәрдеми менен винтиляторды айланысқа келтирип, термометрлердің көрсетиулерин бақлаймыз. Қашан олардың көрсетиуі тоқтағаннан кейин термометрлердің көрсетиулерин жазып аламыз., бірақ усы уақытта винтилятор толық ислеп турыуы керек. Термометрлердің көрсетиулерин 0,1 ге шекемги дәллик пенен алыу керек.

Кейин (9) формулаға мәнислерин қойып абсолют ығаллықты анықлаймыз. Берилген температурадағы тойынған суў пуўының басымы кестеден алынады. Φ бөлме ишиндеги хаўаның басымы, барометр жәрдемінде анықланады. (4) формула жардемінде хаўаның салыстырмалы ығаллығын анықлауға болады. Тәжірийбе 5 мәрте өткерилсин хэм алынған нәтийжелер кестеге жазылсын.



Жумысты орынлау тәртіби

1. В гилтти 5-6 мәрте таулап, вентилятор жүргизиледи хәм термометрдің көрсетиуін бақлауымыз керек.

2. Термометрдің көрсетиуін 4-5 минуттан кейин жазып алынады. Бул уақытта вентилятор бир тегис ислеп турыуы керек. Ығал хәм қурғақ термометр көрсетиуі жазып алынады.

3. Атмосфера басымы Φ барометрдан жазып алынады.

4. «Ығал» термометр көрсетип турған $t_{\text{ы}}$ температурада тойынған пуу басымы P_m кестеден алынады.

5. Ҳауаның абсолют ығаллығы (8) формула жәрдемінде анықланады.

6. Егер психрометр турақлысы $\left(\frac{a}{cI}\right)$ белгисз болса, (9) формула жәрдемінде психрометр турақлысы есапланады.

7. Ҳауанын салыстырмалы ығаллығы $B = \frac{P}{P_m} \cdot 100\%$ теңлик жәрдемінде есапланады.

N	t_k К	$t_{\text{ы}}$ К	Φ Па	P_m Па	P Па	B	ΔB	$\frac{\Delta B}{B} \cdot 100\%$
1.								
2.								
3.								
орташа								

Жумысты ислеу хәм тапсырыу ушын сораулар

1. Ҳауаның абсолют хәм салыстырмалы ығаллығы дегенимиз не?
2. Тойынған пуу басымы хәм ол неге байланыслы?
3. Абсолют ығаллықты өзгертпей Ҳауаның температурасы төменлетилсе психрометр термометрлери калай өзгереді?
4. Нормаль жағдайдағы 1 м^3 суу пууының массасын грамларда есаплап көрсетиң.