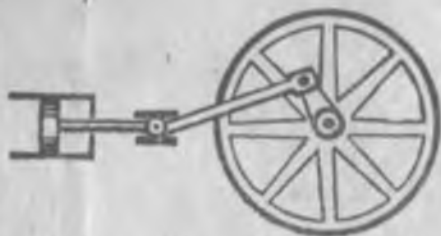


Х.М.АБДУВОҲИДОВ, Т.Т.ТУРҒУНОВ, М.И.ТУРҒУНОВА.

АМАЛИЙ ФИЗИКА

I



Книга должна быть
возвращена не позже
указанного здесь срока

Количество предыдущих
выдач _____

1156- 18/IX 92

№ 4, 3-й. № 2005

53

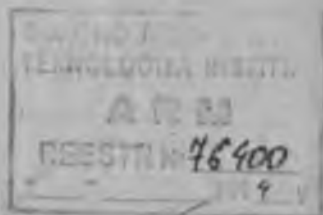
A-15

Х. М. АБДУВОҲИДОВ, Т. Т. ТУРҒУНОВ,
М. И. ТУРҒУНОВА

АМАЛИЙ ФИЗИКА

*Ўзбекистон Республикаси
Халқ таълими вазирлиги
педагогика институтлари учун
ўқув қўлланмаси сифатида
таъсир этган*

ТОШКЕНТ «ЎҚИТУВЧИ» 1996



Тақризчилар: Ўзбекистон ФА Иссиқлик физикаси бўлимининг лаборатория мудири, Ўзбекистон ФА мухбир аъзоси, физика-математика фанлари доктори, профессор *Мамадалимов А. Т.*

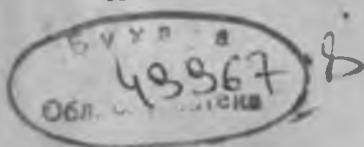
Ўзбекистон ФА ПФИТИ нинг физика, математика ва ХТ лабораторияси мудири, педагогика фанлари доктори, профессор *Турдиқулов Э. А.*

Ушбу дарслик педагогика олий ўқув юртларида «Меҳнат ва машинашунослик», «Меҳнат ва информатика», «Меҳнат ва қишлоқ хўжалигини механизациялаш» каби соҳаларда ўқитувчи кадрлар тайёрлаш учун мўлжалланган дастур асосида ёзилган бўлиб, унда умумий физика курсининг «Механика ва молекуляр физика» бўлимига доир материаллар «Тажриба — назария — амалиёт» кетма-кетлигида баён этилган. Тажрибалар асосида ўрганишдан бошланган ҳар бир қонун ва ҳодисаларнинг асосий мазмуни ва ифодаси ҳаётий масалаларга татбиқ этилган. Муайян физик қонун ва тушунчаларга таянган ҳолда ишлайдиган техник қурилмалар, айрим машина ва механизмларнинг ишлаш принциплари қисқача баён қилинган.

А 1604030000—109
353 (04) — 96 132—95

ISBN 5—645—02393—5

© «Ўқитувчи» нашриёти
Т., 1996.



СУЗ БОШИ

«Умумий физика» курсига оид адабиётлар сони анчагина бўлиб, уларнинг асосий қисми рус тилида нашр этилган. Ўзбек тилидаги дарсликларнинг кўпчилик қисми рус тилидан таржима қилинган адабиётлардир. Республикамызда ўзбек тилининг давлат тили этиб қабул қилиниши муносабати билан «Амалий физика» курси юзасидан ўзбек тилида қўлланманинг яратилиши педагогика олий ўқув юртларида студентларнинг ўз она тилидаги ўқув қўлланмасига бўлган эҳтиёжларини маълум даражада қондиришга ёрдам бериши табиийдир.

Ушбу қўлланма муаллифларнинг Тошкент вилоят давлат педагогика институтида умумий физика курсидан кўп йиллар мобайнида ўқилган маърузалари асосида ёзилди. Қўлланма ўқитувчилар тайёрлаш олий ўқув юртларининг уч семестрга мўлжалланган янги дастури асосида ёзилган. Қўлланмада умумий физика курсининг «Механика ва молекуляр физика» бўлимига доир материаллар амалий физика нуқтаи назаридан баён этилган. Унинг ёзилиш услубида экспериментал физиканинг «Тажриба — назария — амалиёт» кўрсатмаси асос қилиб олинган бўлиб, физик қонунлар ва тушунчалар тажриба асосида ўрганилади. Тажрибалар изоҳидан физик қонуниятлар мазмуни ва ифодаси ҳосил қилинади. Қонун хулосалари ҳаётини ва амалий масалаларга татбиқ этилган. Физик тушунчалар ва қонунларнинг кундалик турмушда, техника, саноат ва қишлоқ ҳўжалигининг айрим тармоқларида қўлланишига мисоллар келтирилган. Барча тушунчалар асосан классик (норелятивистик) физика ҳажмида берилган. Айрим қонун ёки физика ҳодисаларининг амалиётда қўлланилишида уларнинг релятивистик ифодаси ҳам келтирилган.

Қўлланма педагогика олий ўқув юртларининг «Мех-

нат ва машинашунослик», «Меҳнат ва информатика», «Меҳнат ва қишлоқ хўжалигини механизациялаш» кабинетчилари бўйича ўқувчи студентлар учун мулжалланган бўлиб, ундан ўрта мактаб физика ўқитувчилари ҳам фойдаланишлари мумкин.

Қўлланма биричи марта чоп этилаётгани учун айрим хато ва камчиликлардан ҳоли деб бўлмайди. Китоб ҳақида ўз фикр-мулоҳазаларингизни билдирсангиз, Сиз ўқувчилардан миннатдор бўламиз.

Муаллифлар

КИРИШ

1- §. Биз яшаб турган олам. Материя, фазо ва вақт

Биз бепоеён оламда яшаймиз. Дунёда санаб бўлмас даражада кўплаб юлдузлар мавжуд. Бу юлдузлар коинотда шунчаки ихтиёрий, тартибсиз жойлашган бўлибгина қолмай, уларнинг фазовий тақсимооти маълум физика қонуниятларига бўйсунди. Юзлаб миллиард юлдузлардан таркиб топган алоҳида юлдузлар тўплами *галактикалар* деб аталади. Поеёнсиз дунёда бир-биридан жуда узоқ масофаларда бўлган бир нечта галактика туркумлари аниқланган. Галактикалар ва уларнинг таркибларидаги юлдузлар ҳам бир-бирларига нисбатан ҳаракатда бўлади. Бу ҳаракатларни табиат (гравитация) қонунлари бошқаради. Бу туркумлардан бири бизнинг Галактикамиз бўлиб, унинг бир бўлаги «Сомон йўли» деб аталади. Унинг диаметри 10^{21} м (10^5 «ёруғлик йўли») га яқинлиги маълум. Қуёш оддий юлдузлардан бири бўлиб, «Сомон йўли» галактикаси таркибига кирди ва ундаги барча юлдузлар қатори Галактика ўқи атрофида айланма ҳаракатда қатнашади. У Галактика марказидан анча узоқда, унинг деярли сирт қисмида жойлашган (1-расм). Қуёшнинг атрофида айланиб юрувчи бир нечта (11 та) сайёралар бор. Ер сайёраси (бошқа сайёралар ҳам) Қуёш атрофида ва Қуёш билан биргаликда галактика ўқи атрофида ҳам ҳаракатда қатнашади. Сайёралардан Қуёшгача бўлган масофалар Қуёш билан юлдузлар ораларидаги масофаларга нисбатан жуда кичик (1-жадвал).

1- ж а д в а л. Космосдаги масофалар

10^{27} метрлар	
10^{24}	Космос чегаралари
10^{21}	Яқин галактика
10^{18}	Галактика радиуси
10^{15}	Яқин юлдуз 1 ёруғлик йили
10^{12}	Плутон орбитасининг радиуси
10^9	Қуёш ва Ер орасидаги масофа
10^6	Ер ва Ой орасидаги масофа Нью-Йорк — Чикаго орасидаги масофа
10^3	Вашингтонга қўйилган ҳайкалнинг баландлиги
10	Одамнинг бўйи
10^{-3}	1 см
10^{-6}	Туз заррасининг катталиги
10^{-9}	Вируснинг катталиги
10^{-12}	Водород атомининг радиуси
10^{-15}	Атом ядросининг радиуси



1- расм.

Шунинг учун ҳам Ердаги ўзгаришлар асосан Қуёш билан боғлиқ бўлиб, фасллар алмашинувига Ернинг Қуёш атрофида айланиши асосий сабаб бўлса, кун ва тунининг алмашиб туриши Ернинг ўз ўқи атрофида айланиши натижасидир.

Юлдузлар таркибининг асосий қисмини водород ва гелий, қолган қисмини эса оғир элементлар ташкил этади. Қуёш ва юлдузлар уларда бўлаётган ядровий реакциялар туфайли ўзидаи кучли электромагнит нурланишлар чиқариб туради. Катта юлдузларда содир бўлаётган термоядро реакциялар натижасида портлашлар рўй бериб, уларнинг ўз сайёралари ҳосил бўлиши эҳтимолдан ҳоли эмас. Вақт ўтиши билан айрим сайёраларнинг совиши натижасида сиртқи қаттиқ қобик, сувлар, материклар, ўсимликлар, жониворлар ҳосил бўлиши мумкин. Ер ана шундай сайёралардан биридир.

Ерда Менделеев даврий жадвалига кирувчи барча элементлар ва уларнинг бирикмаларидан иборат бўлган турли хил моддалар мавжуд бўлиб, нормал шароитда қаттиқ (темир, мис, кўмир, ёғоч, шиша ва бошқалар), суюқ (сувлар, нефть, кислота ва тузлар эритмалари) ва газсимон (ҳаво, метан, пропан ва бошқалар) ҳолатларда учрайди. Тоғ ва тошлар, сув ҳамда ҳаво, дарахтлар ва барча ўсимликлар табиий ҳолда учраса, инсон қўли билан яратилган турли жисмлар: болға, стол, стул, уй, автомобиль, самолёт ва ҳоказолар ҳам табиат маҳсулидир. Ер ва Ой, сув ва ҳаво, тоғ ва тошлар, Қуёш ва юлдузлар, одамлар ва жониворлар, хуллас, жонсиз ва жонли табиат реал борлиқдир. Уларнинг баъзиларини туғридан-туғри сезги органларимиз орқали сезамиз, баъзи реалликларни (электромагнит нурланишлар, гравитация майдони ва бошқалар) эса махсус асбоблар, тажрибалар воситасида ҳис этамиз. Бизнинг онгимиз ёки хоҳишимизга боғлиқ бўлмаган ҳолда табиатда мавжуд бўлган, сезги органларимизга бевосита ёки билвосита таъсир этадиган барча реал борлиқ фан тилида *материя* деб аталади. Материя асосан икки кўринишда: *модда* ва *майдон* кўринишида бўлиб, уларнинг турлари хилма-хилдир: элементар зарралар (электрон, протон, нейтрон, нейтрино ва ҳоказо), шундай зарралар йиғиндиси (атом, молекула, ионлар), жисмлар (атомлар, ионлар, молекулалар бирикмаси) ва физик майдонлар (гравитацион, электромагнит майдонлар ва ҳоказо). Моддаларнинг плазма ҳолати махсус лаборатория қурилмаларида,

Қуёш ва юлдузлар марказларида кузатилади. Кундалик турмушда гравитацион майдон кўриниши Ер, Ой, Қуёш ва юлдузларнинг тортиш майдонлари сифатида сезилса, электромагнит майдон кўриниши эса Қуёш ва юлдузлар нурланишларидан, электр чироқлари ва иситиш асбобларидан, радио ва телеқурилмалари, ядро реакторлари ва бошқалардан фойдаланилганда намоён бўлади. Унинг хусусий кўринишларини, электр ва магнит майдонларини эса ўзгармас ток манбаларида (аккумулятор, генератор), ўзгармас магнитларда (магнит доскалари, реле, магнит юритгичлар) ва бошқаларда сезилади.

Ҳайвонлар ва одамлар нисбатан мураккаб тузилган жонли материядир. Биологик тирик организм тахминан 10^{16} физиологик ҳужайрадан иборат. Ҳар бир ҳужайра элементар физиологик катакчалар бирикмасидан тузилган. Ҳар бир катакчада эса камида биттадан молекуляр тизма қатнашади. Молекуляр тизма таркибидаги атомларнинг боғланиши ва жойлашиш тартибни генетик турини белгилайди. Одам мияси материянинг энг мураккаб кўринишларидан биридир.

Моддий жисмлар геометрик ўлчамларга эга бўлиб, фазонинг бирор бўлагини эгаллайди (1-жадвалга қarang). Уларнинг нисбий вазиятлари ўзаро таъсир ва ҳаракати туфайли ўзгариб туради. Бу ўзгаришлар гўёки жисмларнинг ўзлари билан боғлиқ бўлмагандай, материядан ташқари фазода вақт ўтиши билан мустақил рўй бераётгандай туюлади. Галилей ва Ньютон замонларидан XX аср бошларигача фазо ва вақт тушунчасига қуйидагича дунёқараш ҳукм сурган эди. Ньютон ўзининг «Натурал фалсафанинг математик асослари» асарида «нисбий» ва «абсолют» фазо тушунчаларига таянган: «абсолют» фазо абадий бўлиб, материя ва вақтга боғлиқ эмас, «нисбий» фазо эса «абсолют» фазодаги моддий жисмларнинг нисбий ҳолати билан аниқланади деб тушунган.

XIX аср иккинчи ярми ва XX аср бошларида фанда муҳим бурилиш рўй берди. Эйнштейн ўзининг «Нисбийлик назариясини», яъни ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлигига яқин бўлган тезлик ($v \sim c$) билан ҳаракатланувчи жисмлар механикасини яратди. Эйнштейн назариясига кўра фазода бир-биридан узоқ масофаларда жойлашган жисмлар «абсолют бўшлиқ» орқали таъсирлаша олмайди. Уларнинг ўзаро таъсирларини фақат макро ва микро жисмлар ёки майдон кўринишидаги материя орқалигини

руй беради. «Абсолют бўшлиқ» тушунчаси мазмунсиз бўлиб, бўшлиқ деганда материянинг майдон куриниши тушунилади: бўшлиқ унда бўлган моддий жисмлар ҳолатига таъсир кўрсатади ва аксинча, материал борлиқнинг хоссалари бўшлиқнинг хоссаларини белгилайди. Жисмларнинг узоқдан ўзаро таъсири чексиз тезлик билан эмас, балки чекланган тезлик — майдоннинг тезлиги билан узатилади. «Фазосиз материя бўлмаганидек, материясиз фазо» ҳам бўлмайди. Материя ва фазо ўзаро узвий боғлиқ бўлиб, фазо — материянинг яшаш шакли ҳисобланади.

Табиатда ўзгаришлар маълум кетма-кетликда, вақт оралиғида содир бўлади. Ҳар қандай ҳодиса ҳам бир онда руй бермайди. Материянинг абадий ва узлуксиз ривожланиши вақт ўтиши билан сезилади; бўлаётган ўзгаришлар, воқеалар, ҳодисалар кузатилиб, улар содир бўлиши учун «ўтган вақт» ҳақида фикр юритилади. Агар табиатдаги барча моддалар, жисмлар ва бутун реал борлиқ бўлмаганда, яъни ҳеч қандай ҳаракат, ҳодиса ёки воқеалар юз бермаганда «вақт» тушунчаси эгасиз, мазмунсиз ва ўринсиз бўлган бўлур эди. Реал ҳодисалардан, материядан ажралган ва унинг ҳаракати, ўзгариши билан боғлиқ бўлмаган «абсолют» вақт тушунчаси мазмунга эга бўлмаган тушунча (абстракция) бўлиб қолади. Вақт тушунчаси материянинг ривожланиш, ўзгариш тезлигини акс эттиради.

Квант физикасига кўра бирор жисмдаги ҳодисанинг руй бериш вақти шу жисмнинг ҳаракат тезлигига боғлиқ. Материянинг ҳаракат тезлиги ва вақтнинг ўтиш тезлиги ўзаро узвий боғланган; вақт ҳам, материянинг ўзгариш, ривожланиш тезлигига боғлиқ бўлиб, материянинг яшаш шаклидир. Хусусан, классик физика макроскопик жисмнинг механик ҳаракати фазода бирор вақт оралиғида руй беради. Фазо ва вақт, ўз навбатида материянинг ўзаро боғланган яшаш шакллари дир. Шунини қайд қилиш лозимки, вақт ва фазо тушунчаларига Ньютон дунёқарашлари етарлича илмий бўлмаган бўлса-да, Ньютон механикаси нисбийлик назариясига зид келмайди, аксинча, нисбийлик назариясининг хусусий ҳоли ($v \ll c$) сифатида кичик тезликлар ҳаракати қонуниятларини етарлича аниқликда ифодалайди. Классик механика кичик тезликлар механикаси бўлиб, Ньютон қонунларига таянади. Материя маконда ва замонда, донмо ҳаракатда яшайди, ривожланади, бир турдан

иккинчи турга ўзгаради. Қаттиқ жисм суюқликка, суюқлик эса бугга айланади ва аксинча.

Деформация натижасида металл пластинкасининг шакли ўзгаргани билан унда бўлган модда миқдори ўзгармайди. Металл пластинкани кислотага солиб тўла эритилганда ҳам кислота ва металл массасининг йнгиндиси ўзгармайди. Ҳар қандай агрегат ҳолатларда ҳам металл, суюқлик ёки газ таркибидаги атом ва молекулар зарра парчаланиб, янги заррага ва нурланишга ажралади ёки аксинча, элементар зарра нурланиш ютиб, янги заррага айланади. Бунга ўхшаш мисолларни табиатдан кўплаб келтириш мумкин. Материя ва ҳаракатнинг сақланиш қонунини яратган рус олими М. В. Ломоносов таъкидлашича, «Материя бордан йўқ бўлмайди, йўқдан бор бўлмайди, фақат бир турдан иккинчи турга ўтиб ҳаракатда яшайди. Материянинг яшаш тарзи ҳаракатдир...» — Бу қонун материянинг сақланиш қонуни — табиатнинг муҳим қонунларидан биридир.

Урта осиелик Форобий, ал-Хоразмий, Беруний каби олимлар ижодида табиатшунослик фанлари муҳим ўрин тутган. Жумладан, X—XI асрларда яшаб, ижод қилган Абу Райҳон Беруний ибн Сино билан бўлган ёзишмаларида жисмларнинг ҳаракати, Ер геофизикаси, гидростатика, солиштирма оғирлик, иссиқлик ўтказувчанлик, жисмларнинг иссиқликдан кенгайиши ва торайиши, электрланиш ва магнитланиш хусусиятлари, атмосферадаги физик ҳодисалар, ёруғлик нурининг қайтиш ва синиш қонуниятлари, линзада нурнинг йўли ва вакуумнинг мавжудлиги ҳамда моддаларнинг атом тузилиши каби соҳаларда қимматли фикрларни ёзиб қолдириб, баъзиларини тажриба асосида изоҳлаб берган.

Физика фани ва унинг бошқа фанлар билан боғланиши. Табиатда турли ҳаракатлар, ҳодиса ва воқеалар табиий қонуниятлар асосида юз бериб туради. Жонсиз ва жонли табиат ҳодисалари, ҳаракати ва ўзгариши орасидаги боғланиш қонуниятларини очиш ва ўрганиш барча табиат фанларининг мақсади ҳисобланади. Физика табиат ҳақидаги фанлардан бири бўлиб, асосан жонсиз табиат қонунларини, материя хоссаларини ва ҳаракатининг умумий қонуниятларини ўрганиб келган. Хусусан, ҳаракатнинг умумий шакли бўлган механик, атом-молекуляр, гравитацион, электромагнит ва ядровий ҳодисаларни ўрганади. Бугунги физика фанининг тарақ-

қиёт даражасида уни фақат материянинг хоссаларини ва ҳаракат қонунларини ўрганади деб чегаралаб қўйиш тўғри бўлмаган бўлур эди. Тарихан физика фани материя ҳаракатининг энг умумий қонуниятларини очиб бериб, материянинг бошқа табиий фанлар (кимё, биология, геология ва бошқалар) ўрганадиган янада мураккаброқ ҳаракатлари қонуниятларини ўрганиши учун замин тайёрлаб берди. Хусусан, товуш тўлқинларининг қаттиқ жисмларда тарқалиш қонунларининг яратилиши геология соҳасида Ернинг ички тузилишини ўрганиш мақсадларида сейсмология услубларидан фойдаланиш имконини берди. Газ оқимларининг ҳаракати назарияси метеорологияда муҳим роль ўйнайди. Квант физикасининг яратилиши кимёгарларга моддаларнинг тузилишини, кимёвий реакцияларда рўй бераётган мураккаб жараёнларни тушунишга имкон берди.

Физика фани фақат табиат қонуниятлари, физик ҳодисаларни тушунишга ёрдам берибгина қолмай, бошқа фанларнинг ҳозирги тараққиётида ҳам муҳим роль ўйнайди. Физика фанининг сўнгги ютуқлари бошқа табиий ва амалий фанларнинг янада ривож толиши учун зарур бўлган янгидан-янги ўлчов асбоблари, техник қурилмалар ва улар асосида янги илмий-тадқиқот усулларини яратишга имкон бермоқда. Жуда юқори босим, юқори вакуум, юқори частотали электромагнит майдон, ультратовуш, лазер нурлари таъсирлари шаронтларида ҳамда коинот вазнсизлик ҳолати шаронтларида кимё, биология, геология соҳаларида, медицина ва амалий техник фанлар соҳасида янги илмий-тадқиқот ишлари олиб борилмоқда. Физиканинг барча табиий фанлар билан чамбарчас боғланиб кетиши оқибатида қўшма фанлар соҳалари — астрофизика, биофизика физик-кимё, геофизика ва бошқа фан соҳалари ҳосил бўлмоқда. Академик И. С. Вавилов ибораси билан айтилганда, «Физиканинг томирлари астрономия, геология, кимё, биология ва бошқа фанлар ичига жуда чуқур кириб бормоқда».

Техник тараққиёт заминида физика фани ютуқлари ётади ва аксинча, техника ривожланиши физика тараққиёти учун янги замонавий илмий-техник асбоблар, қурилмалар яратиш имконини беради. Қадимий грекларда механиканинг ривожланиши асосан қурилиш техникаси ва ҳарбий техника талаблари асосида бўлган бўлса, иссиқлик двигателларига бўлган талаб термодинамиканинг тезда ривожланишига сабаб бўлган. Оддий

техник асбоблардан тортиб ҳозирги кунда мураккаб техник қурилмаларнинг ишлаш принциплари асосида ҳам физика қонунлари ётади. Замонавий ишлаб чиқариш тармоқлари, халқ хўжалигининг ҳар бир соҳаси физика ва техника тараққиёти билан узвий боғлиқ. Оддий ўқув ишлаб чиқариш устахоналаридаги станоклардан тортиб ҳозирги замон энергетикаси, радиотехника, электротехника, автоматика, ҳисоблаш техникаси ва бошқа ҳар бир техникавий соҳани физика билан боғламай тасаввур этиб бўлмайди. Техника ютуқларига таянган қишлоқ хўжалик машиналари, тракторлари ва комбайнларидан фойдаланиш, комплекс механизациялаш ва автоматлаштириш ишлари оғир қўл меҳнатини енгиллаштирди. Физика ва техника ютуқлари атом энергиясидан тинчлик мақсадларида фойдаланиш, халқ хўжалигининг ишлаб чиқариш соҳаларини автоматлаштириш, қудратли ҳарбий техника базасини яратиш имкониятларини берди.

2- §. Физик катталиклар ва уларни ўлчаш. Халқаро бирликлар системаси

Материя ва ундаги ўзгаришларни ифодаловчи катталиклар *физик катталиклар* дейилади. Масалан, жисмининг узунлиги, майдон энергияси, газ температураси, ҳаракат тезлиги, ток кучи, ёруғлик кучи, зарра импульси ва бошқалар физик катталиклардир. Одатда физик ҳодиса қонунлари аналитик кўринишда, математик формулалар орқали ифодаланади. Формулада бир неча физик катталиклар ўзаро функционал боғланган бўлади. Ифодадаги ҳар бир физик катталиkning сон қийматини ҳосил қилиш учун уларни ўлчаш керак бўлади.

Физик катталиқни ўлчаш деганда, шу катталиқ билан бир жинсли бўлган ва бир бирлик қилиб олинган физик катталиқ билан таққослаш тушунилади. Турлитуман физик ҳодисалар характеристикалари бўлмиш физик катталикларнинг барчасини ўлчайвериш мумкин эмас. Физик катталикларнинг баъзиларини тўғридан-тўғри ўлчанса, баъзиларини уларнинг ўзаро аналитик боғланиш ифодасидан ҳисоблаб топилади. Физик катталикларни ўлчаш учун бирликлар системаси тузилади. Бирликлар системасини тузиш учун эса бир-бирига боғлиқ бўлмаган бир неча физик катталикларни ва уларнинг бирликларини асосий катталиклар билан (қонуний) боғланиш ифодасидан ҳосил қилинади. Бундай

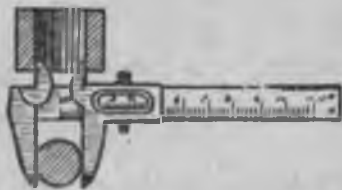
катталиклар ҳосилавий катталиклар, бирликлари эса ҳосилавий бирликлар дейилади. Асосий бирликларнинг тўплами бирликлар системаси дейилади.

1960 йилдан бошлаб Ер юзидаги барча мамлакатлар ўртасида ўзаро келишиб олинган халқаро бирликлар системаси СИ қабул қилинган. Бунда етти та бирлик — метр, килограмм, секунд, ампер, кельвин, моль, кандела ва икки та қўшимча бирлик — радиан ва стерadian асосий бирликлар деб қабул қилинган. Механика бўлимидаги барча катталиклар бирликларини ўрта асосий бирлик — узунлик, масса ва вақт орқали ифодалаш мумкин.

Узунлик бирлиги қилиб метр, қисқача «м» қабул қилинган. 1960 йилга қадар «1 метр узунлик» этиб, Париж яқинида сақланадиган платина билан иридий қотишмасидан тайёрланган махсус намуна стержень (эталон) устида белгиланган икки та параллел чизиқча орасидаги масофа узунлиги қабул қилинган эди. Кейинги вақтда бу эталон узунлигини ўлчаш аниқлиги ўта аниқ илмий мақсадлар учун етарли бўлмай қолди. Шунинг билан биргаликда мамлакатлар учун узунлик ўлчовини Франциядаги стержень узунлиги билан таққослашнинг ўзи ҳам ноқулайдир, албатта. СИ системаси қабул қилинганда барча жойда бир хил бўлган, атом нурланишига асосланган, «табiiй узунлик бирлиги» дан фойдаланишга келишилди. Халқаро узунлик бирлиги «1 метр» узунлик криптон-86 атомининг $2P_{10}$ ва $5d_5$ сатҳлари орасидаги ўтишга мос бўлган нурланишнинг вакуумдаги тўлқин узунлигидан $1650763,73$ марта катта бўлган узунликка тенг. Бирор масофани ўлчаш учун унинг бўйида «1 метр» узунлик бирлигидан неча марта жойлашиши аниқланади. Жисмлар узунлиги майда улушларга (сантиметр, миллиметр) бўлинган чизгич ёрдамида ўлчанади. Нисбатан каттароқ узунликларни тасмасимон ўлчагичлар ёки рулеткалар ёрдамида ўлчаш қулай бўлади (2-расм). Кичик узунликларни штанген-



2-расм.



3-расм.



4- расм.



5- расм.

циркуль, нониус ёки микрометрлар ёрдамида ўлчаш мумкин (3, 4, 5- расмлар).

Массанинг халқаро эталони 1 килограмм (кг) масса бирлиги қилиб, цилиндр шаклида ясалган платина ва иридий қотишмасидан тайёрланган халқаро прототипнинг массаси қабул қилинган. Бу масса бирлигига нисбатан олинган турли жисмлар массалари қийматлари 2- жадвалда берилган.

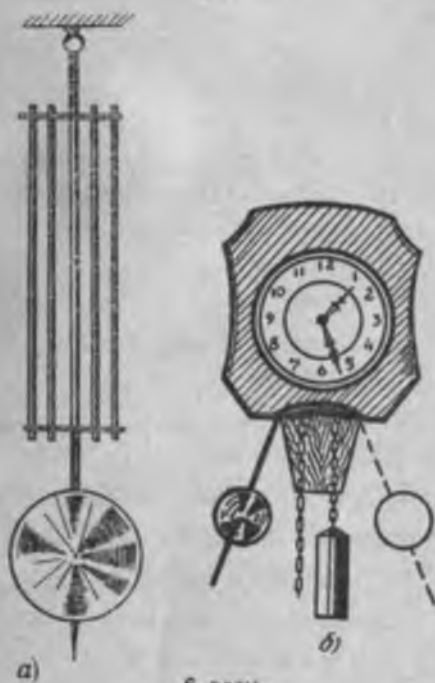
2- ж а д в а л. Коинотда массанинг ўзгариши
Килограммлар

10^{50}		Коинот
10^{40}		Бизнинг галактика
10^{30}		Қуёш
10^{20}		Ер Ой
10^{10}		Океан кемаси
1		1 кг
10^{-10}		Ёғ томчиси
10^{-20}		Уран атоми
10^{-30}		Протон Электрон массаси

Жадвалдан дунёдаги ҳар хил жисмлар массаларининг бир-бирларидан қанчалик даражада фарқ қилишини

тасаввур этиш мумкин. Узунлик ва вақт бирликлари каби массанинг ҳам атом стандарт бирлиги танлангани маъқул бўлур эди, лекин, афсуски, индивидуал ҳар бир атом ва молекулалар устидаги ўлчашларнинг аниқ усулини тавсия этиш ва бундай усулни қўлланиш қийинчилиги тўла счилган эмас. Амалий мақсадларда тахминан, 1 кг масса 1 литр ҳажмдаги Цельсий шкаласи бўйича олинган 4°C температурадаги тоза сувнинг массасига тенг. Бирор жисмининг массасини ўлчаш учун уни массалари маълум бўлган тарози тошлари билан таққосланади. Жисмлар массаларини шайинли тарозиларда ўлчанади. Кичик жисмлар массаларини аниқ ўлчашда майда тарози тошларидан фойдаланилади. Стрелкали тарозилардан фойдаланиш ўлчаш аниқлигини бироз ошириш никониятини беради. Катта жисмлар, масалан, самолёт, юкли вагон, машиналар, трактор ва бошқалар массалари одатда, рычагли тарозиларда тортилади.

Авваллари вақт бирлиги 1 с деб, Ернинг ўз ўқи атрофида 1 марта тўла айланиш вақтининг 86400 дан бир



6-расм.

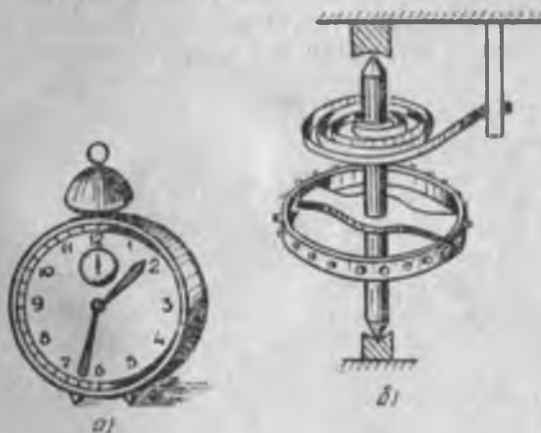
бўлаги қабул қилинган эди. Ернинг ўз ўқи атрофида айланиш даврининг ўзгариб бориши сабабли қабул қилинган вақт бирлиги замонавий талабларга жавоб бермай қолди. Ҳозирги кунда Халқаро вақт эталони 1 с деб, цезий-133 атоми асосий ҳолатининг икки ўта нозик сатҳлари орасидаги ўтишига мос бўлган нурланиш давридан 9192631770 марта катта бўлган вақт оралиғи қабул қилинган. Бу вақт бирлиги цезий атомининг 9192631770 марта тўла тебраниши учун кетган вақтни ифодалайди. Замонавий атом (цезий) соатлари секунднинг 10^{12} дан бир бўлагини таққослаш имкониятини беради ва 30000 йилда 1 с га хатолик беради. Баъзи табиат ўзгаришлари рўй бериши учун миллионлаб йиллар зарур бўлса, баъзи физик ҳодисалар жуда қисқа вақт (10^{-15} с) оралиғида рўй беради. Табиатда кузатиш мумкин бўлган «жуда тез» ва «жуда секин» рўй берадиган ҳодисаларнинг содир бўлиш вақтлари нисбатан 10^{40} тартибида фарқ қилар экан (3-жадвал).

3-жадвал. Коинотда вақт оралиқлари

Секундлар	
10^{18}	Коинотнинг ёши
10^{15}	Ернинг ёши
10^{12}	Ибтидоий одамнинг пайдо бўлиши Миср пирамидаларининг ёши
10^9	Одамнинг ўртача ёши
10^6	1 йил = $3,156 \cdot 10^7$ с 1 кун = $8,64 \cdot 10^4$ с
10^3	Ёруғликнинг Қуёшдан Ерга етиб келиш вақти
1	Юракнинг кетма-кет иккита уришлари орасидаги вақт
10^{-3}	Товуш тўлқинининг тебраниш даври
10^{-6}	Радиотўлқинларнинг тебраниши
10^{-9}	Ёруғлик 30 см масофага ўтади
10^{-12}	Молекуланинг тебраниш даври
10^{-15}	Атом тебраниш даври

10^{-18}	Еруғлик атом ўлчамига тенг масофа ўтади
10^{-21}	Ядронинг тебраниш даври
10^{-24}	Еруғлик атом ядроси ўлчамига тенг масофа ўтади.

Кундалик турмушда ва техникада вақт оралиғини ўлчаш учун тузилишлари ҳар хил бўлишига қарамай ишлаш принциплари ўхшаш бўлган қурилмалар — соатлардан фойдаланилади. Улар асосий қисмининг ишлаш принциплари механик тебранишларга — осма маятникнинг оғирлик кучи майдонида тебранишига (6-а, б расм) ёки спиралсимон пружинанинг (балансир) эластиклик кучи таъсирида айлана бўйлаб тебраниш қонуниятларига асосланган бўлади (7-а, б расм). Аниқ ўлчашлар учун секундомерлар қўлланилади. Техник секундомер-



7- расм.

лар секунднинг $\frac{1}{20}$ ва ҳаттоки $\frac{1}{100}$ бўлагигача аниқликда ўлчаш имкониятини беради. Секундомерга қўшимча электрик уланган Браун найчаси (трубкаси) ёрдамида эса 10^{-9} с аниқликда ўлчашлар бажариш мумкин.

1 Аппарат (А) — вакуумда бир-биридан 1 м масофада жойланган икки параллел, чексиз узун, кесим тоълари жуда иччик тўри ўтказгичлардан ўтганда ҳар бир ўт

2-2779

РЕЕСТР № 76400
2014 у

ГЕРМАН
199678
Общ. биол. физика

казгичнинг бир метр узунлигида $2 \cdot 10^{-7}$ Н ўзаро таъсир куч ҳосил қиладиган ўзгармас ток кучига тенг.

Сувнинг учланма нуқтасини характерловчи термодинамик температуранинг $\frac{1}{273,16}$ улуши (1К) 1 кельвин деб қабул қилинган.

Углерод-12 нинг 0,012 кг массасидаги атомлар сонига тенг структуравий элементлардан (атом, молекула) ташкил топган системадаги модданинг миқдори 1 моль деб қабул қилинган.

1 кандела (1 кд) ёруғлик кучи $540 \cdot 10^{12}$ Гц частотали монохроматик нурланиш чиқараётган манба ёруғлигининг энергетик кучи $\frac{1}{683} \frac{\text{Вт}}{\text{ср}}$ га тенг бўлган йўналишдаги ёруғлик кучига тенг.

Айланада узунлиги радиусга тенг бўлган ёйни ажратадиган икки радиус орасидаги бурчак 1 радиан (1 рад) деб қабул қилинган.

Учи сфера марказида жойлашган ва шу сфера сиртидан радиус квадратига тенг юзли сиртни ажратувчи фазовий бурчак 1 стерadian деб қабул қилинган.

1606. КИНЕМАТИКА

**3-§. Механик ҳаракат. Саноқ системаси.
Моддий нуқта траекторияси. Кўчиш ва йўл**

Физиканинг механика бўлимида материя ҳаракати ва мувозанати қонуниятлари ўрганилади. Кенг маънода материя ҳаракати деганда унинг ҳар қандай ўзгаришлари тушунилади, масалан: денгиз ва дарёларда сувларнинг буғланиши, сувда қайиқ ва ерда автомобиллар ҳаракати, ерда ётган металл бўлаги атомларининг иссиқлик ҳаракати, ўсимликларнинг ўсиши, биологик организмда бўлаётган ўзгаришлар ва бошқалар.

Материя ҳаракатининг энг содда тури механик ҳаракатдир. Бирор жисмнинг бошқа жисмларга (ёки шу жисм айрим бўлакларининг бир-бирига) нисбатан вазиятининг ўзгариши *механик ҳаракат* деб аталади. Масалан, Ердаги жисмларнинг (вагон, автомобиль, одамлар ва ҳоказо) Ерга ва ўзаро бир-бирларига нисбатан, Ернинг Қуёшга, Қуёшнинг Галактика системасидаги бошқа юлдузларга нисбатан, идишдаги газ молекулаларининг бир-бирларига нисбатан вазиятларининг ўзгариши механик ҳаракат кўринишларидир. Кундалик турмушда механик ҳаракат ҳодисаларини завод ва фабрикаларда, турли ишлаб чиқариш корхоналарида кўрамиз: машина-тракторлар ва улардаги ғилдирак ҳамда поршенлар ҳаракати, станок элементлари, шкиф ва моторлар ҳаракати, конвейр тасмаси, тасмали ва занжирли узатмалар ҳаракати, юк кранининг қисмлари ҳаракати ва бошқалар.

Механик ҳаракат икки содда турга бўлинади: *илгариланма ва айланма* ҳаракат. Жисмнинг ихтиёрий икки нуқтасини туташтирувчи тўғри чизиқ ҳаракат давомида ўз-ўзига параллел равишда кўчса бу жисм илгариланма ҳаракатда бўлган бўлади. Энг оддий тўғри чизиқли илгариланма ҳаракатни транспорт, қишлоқ хўжалик машиналарининг ишлашида кузатиш мумкин. Автомобиль, поезд, самолёт, трактор, ракетаalar умумий ҳара-

катнинг маълум вақт оралиғида тўғри чизиқли илгариланма ҳаракатда бўлади. Масалан, плуг, сеялка ва бошқа қишлоқ хўжалик машиналарининг айрим қисмлари мураккаб ҳаракатда қатнашса, уларнинг ўзлари юрган йўлининг бирор қисмида тўғри чизиқли илгариланма ҳаракатда бўлиб, маълум иш бажаради. Технологик жараёнларда эса қурилмаларнинг ишчи қисмларини илгариланма-қайтма ҳаракатда бўлади. Масалан, поршеньли насослар цилиндрини ичида шток ва поршень ҳаракати, ички ёнув двигатели цилиндрини ичида поршень ҳаракати, ўсимликлар ўриш машиналари ҳамда ёғоч қирқиш машиналари арраларининг ҳаракати ва бошқалар. Ер сиртининг нисбатан қисқа бўлағида тўғри рельслар бўйлаб кетаётган вагон шунингдек, кўтарилаётган ёки тушаётган лифт ўз-ўзига параллел кўчади ва илгариланма ҳаракатга мисол бўлади. Вагоннинг рельс устида бутун Ер айланаси бўйлаб ҳаракати илгариланма ҳаракат бўлмаслиги тушунарли, албатта. Лекин «кузатиш ғилдирағи» айланаётганда унинг ўриндиқларида ўтирган одамлар ҳаракати илгариланма ҳаракатга мисол бўла олади (8- расм).

Айланма ҳаракат тушунчаси асосан қаттиқ жисмларга тегишли бўлиб, айланма ҳаракатлар ҳақидаги мулоҳазаларда жисм абсолют қаттиқ деб фараз қилинади. Қаттиқ жисм айланма ҳаракатида унинг барча *A*, *B*, *C* нуқталари айланалар чизади, айланалар марказлари бир тўғри чизиқ устида ётади; бу тўғри чизиқ эса



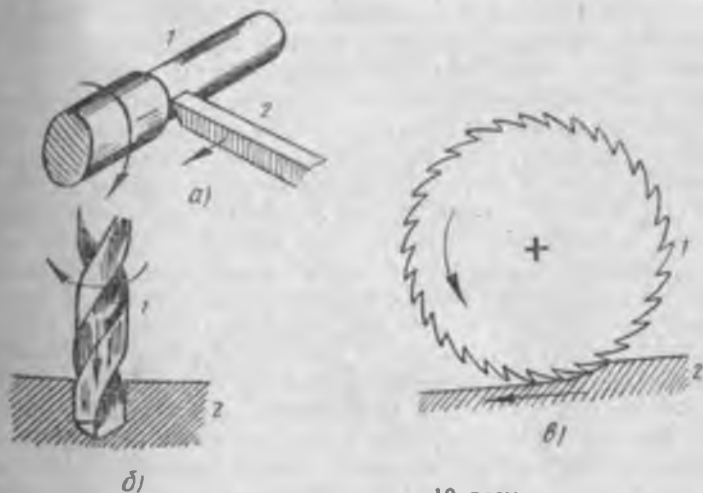
8- расм.



9- расм.

айланиш ўқи бўлиб, у расм текислигига перпендикуляр дўналишда O нуқтадан ўтади (9- расм). Айланиш ўқидан ўзоқлашган сари нуқталарнинг чизиқли тезликлари ортиб боради ($v_A > v_B > v_C$). Қўзғалмас ўқ атрофида дискнинг айланиши, станок шкивининг, маховик ва шпинделларнинг ҳаракати айланма ҳаракатга мисол бўла олади.

Умуман олганда, жисмларнинг ихтиёрий ҳаракатлари етарлича мураккаб бўлади. Жисм бир вақтнинг ўзида бир неча ҳаракатда қатнашиши мумкин: сверло ҳам айланади, ҳам илгариланма ҳаракат қилади, Ер ўз ўқи атрофида ва Қуёш атрофида ҳаракат қилади. Токарь станокларида (10-а расм) металл буюмлар сиртига ишлов беришда буюмнинг ўзи (1) айланма ҳаракатда бўлади. Қирқувчи асбоб (2) эса буюмнинг танаси бўйлаб илгариланма ҳаракат қилади ва натижада буюмга маълум ишлов беради. Фрезер станокларида (10-б, в расм) эса, аксинча, қирқувчи фреза (1) айланма ҳаракат қилади, ишлов бериладиган буюм (2) столчаси билан биргаликда илгариланма ҳаракатда бўлади. Экскаваторнинг чўмнчли дастаси бир вақтнинг ўзида ҳам илгариланма, ҳам айланма ҳаракат қила олади. Мураккаб ҳаракатларни илгариланма ва айланма ҳаракатлар йиғиндиси сифатида тасаввур этиш мумкин. Текисликда думалаётган филдиракнинг кўринишдан содда бўлган ҳаракати ҳам аслида мураккаб ҳаракатдир. Филдирак-



10- расм.

нинг массалар маркази оддий илгарнланма ҳаракат қилса, чекка нуқталари эса айланма ва илгарнланма ҳаракатларда қатнашади.

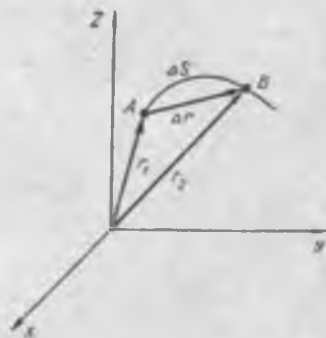
Жисмнинг механик ҳаракат ҳолати ва ҳаракати кўриниши турли жисмларга нисбатан турлича бўлади. Масалан, кетаётган вагон ичида утирган одамнинг вагонга нисбатан вазияти ўзгармас (тинч ҳолат), Ерга нисбатан эса ўзгаради, ҳаракатда бўлади. Бу одамнинг қўлидан тушиб кетган шарча вагонга нисбатан тўғри чизиқли ҳаракат қилса, Ерга нисбатан эса эгри чизиқли ҳаракатда бўлади. Шунингдек, велосипед ҳайдаб кетаётган киши ўз оёқлари учларини айланма ҳаракат қилаётганини кузатса, йўлда турган кузатувчига бу ҳаракат тўлқинсимон ҳаракат бўлиб кўринади.

Табиатда абсолют тинч турган жисм бўлмайди. Бирор жисмнинг ҳаракатини ўрганиш учун бошқа бирор жисмни шартли равишда «қўзғалмас» деб олиниб, унга нисбатан ҳаракат қилаётган жисмнинг вақт ўтиши билан вазиятлари аниқланади. Шартли равишда «қўзғалмас» деб олинган жисм, *саноқ система* деб аталади. Жисмнинг ҳаракатини юлдузларга, Қуёшга, Ерга ёки уларга нисбатан ҳаракатда бўлган жисмларга нисбатан ўрганиш мумкин. Амалда имконият борица масалани осонлаштириш мақсадида саноқ системасининг Ер билан боғланган ёки Ерга нисбатан ҳаракат қилмайдиган жисмлар (симёғоч, дарахт, уй ва унинг қирралари ва бошқалар) билан боғланган ҳолда олинади. Ҳаракат қилаётган жисмнинг вазиятларини ифодалаш учун эса саноқ бошланган «қўзғалмас» жисм (саноқ системаси) билан боғлиқ бўлган координаталар системасидан фойдаланилади. Энг қулай ва энг кўп қўлланиладиган координаталар системаси Декарт координаталари системасидир. Классик механикада фазо ва вақт изотроп ва бир жинсли, яъни турли йўналишларда фазонинг барча нуқталарининг физик хоссалари бир хил деб ҳисобланади. Катта массали жисмлар (Қуёш, юлдузлар) яқинида ва катта тезликлар ($v \sim c$) механикасида фазонинг эгриланиши, вақтнинг эса ҳаракат тезлигига боғлиқ ўзгариши сезиларли бўлиши мумкин. Масалан, Қуёш сирти яқинидан ўтган ёруғлик нурларининг эгриланиши қайд қилинган. Шунингдек, жуда катта бўлган бошқа юлдузлар яқинида ҳам ёруғлик нурларининг эгриланишини кутиш мумкин. Лекин шунга қарамасдан кичик ($v \ll c$) тезликлар механикасида фазо ва вақтнинг

изотроп ҳамда бир жинсли деб қаралиши амалда хатоликларга олиб келмайди.

Макроскопик жисмларнинг механик ҳаракати ўрганилаётган кўпчилик амалий ҳолларда уларнинг ўлчамлари ва шакли деярли роль ўйнамайди. Масалан, A , шаҳардан B шаҳарга учаётган самолёт ҳаракатини моддий нуқта ҳаракати билан алмаштириш мумкин. Бунда ҳаракатланаётган нуқта реал жисмнинг массасига эга деб қаралади.

Ўрганилаётган механик ҳаракат жараёнида шакли ва ўлчамларининг эътиборга олмаси ҳам бўладиган макроскопик жисм *моддий нуқта* дейилади. Моддий нуқта тушунчаси абстракт тушунча бўлишига қарамай, амалда кўпчилик масалаларни ечишда қулайликлар яратади. Келгуси мавзуларда махсус кўрсатмага зарурат бўлмаса, «жисм ҳаракати» тушунчаси ўрнида «моддий нуқта ҳаракати» тушунчасини ишлатилиб кетилади. Фа-



11- расм.

зода моддий нуқтанинг ҳаракатида унинг координаталари вақт ўтиши билан ўзгаради (11- расм). Унинг кетмакет турли вақтлардаги геометрик ўринларини туташтирувчи чизик *ҳаракат траекторияси* дейилади. Моддий нуқтанинг A нуқтадан B нуқтага кўчишини кўриб чиқайлик. Унинг A ҳолатидаги вазияти $\vec{r}_1$ радиус-вектор орқали белгиланса, B ҳолатдаги вазияти $\vec{r}_2$ радиус-вектор орқали ифодаланади. Траектория бўйлаб босиб ўтилган AB масофа йўл узунлиги дейилади. Кейинги B ва дастлабки A ҳолатларни туташтирувчи энг қисқа масофа $|\Delta \vec{r}|$ кўчиш катталиги, $\Delta \vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$ эса кўчиш вектори дейилади. Эгри чизиқли ҳаракатда кўчиш катталиги $|\Delta \vec{r}|$ йўл Δs дан кичик бўлади, $|\Delta \vec{r}| \leq \Delta s$. Хусусан, моддий нуқта ёпиқ траектория бўйлаб ҳаракат қилиб, қанчалик йўл юрмасин кўчиш катталиги нолга тенг бўлади. Фақат бир йўналишдаги тўғри чизиқли ҳаракатдагина кўчиш катталиги йўл катталигига тенг бўлиши мумкин.

Одам сочининг ўсиши	$5 \cdot 10^{-9} \text{ м/с} = 15 \text{ см/йил}$
Музликнинг силжиши	$3 \cdot 10^{-6} \text{ м/с} = 0,25 \text{ м/кун}$
Қўл соати секунд стрелкаси учининг ҳаракати	$10^{-3} \text{ м/с} = 1 \text{ мм/с}$
Югурувчи спортчи ҳаракати	10 м/с
Теннис коптогининг ҳаракати	50 м/с
Пойга машинасининг тезлиги	$70 \text{ м/с} = 250 \text{ км/соат}$
Ҳавода товушнинг тарқалиши	330 м/с
Ракетоплан ҳаракати	$2 \cdot 10^3 \text{ м/с} = 2 \text{ км/с}$
Ернинг орбита бўйлаб айланиши	$3 \cdot 10^4 \text{ м/с} = 30 \text{ км/с}$
Водород атомида электроннинг ҳаракати	$2,2 \cdot 10^6 \text{ м/с}$
Бўшлиқда ёруғликнинг тарқалиши	$3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$

4-§. Тезлик, ўртача ва оний тезликлар. Тезликларни ўлчаш

Тезлик тушунчаси ҳар бир кишига кундалик турмушдан таниш бўлиб, бирор жисмнинг қанчалик илдамлик билан ҳаракат қилишини билдиради. Турли жисмлар бир хил масофани ҳар хил вақтларда босиб ўтади. Жисмлар ҳаракатлари бир-биридан ҳаракат тезлиги билан фарқ қилади (4-жадвал). Босиб ўтилган s йўлнинг шу йўлни босиб ўтиш учун кетган t вақтга нисбати *ўртача тезлик* дейилади:

$$v = \frac{s}{t}; \quad s = vt. \quad (4.1)$$

Тезлик СИ системада $\frac{\text{м}}{\text{с}}$, техник ва амалий соҳаларда $\frac{\text{м}}{\text{с}}$,

$\frac{\text{км}}{\text{соат}}$, $\frac{\text{км}}{\text{с}}$ бирликларда ўлчанади. Транспорт соҳасида тезлик бирлиги сифатида км/соат кўп қўлланилади. Машина ва механизмларнинг ҳаракатланувчи қисмлари тезликларини, одатда, «миллиметр тақсим минут» (мм/мин) ва метр тақсим секунд (м/с) ларда ўлчанади. Ўртача тезлик қиймати йўлнинг айрим бўлақларида ҳаракат қандай илдамликларда рўй берганликларини билдирмайди. Масалан, автомобиль ҳайдовчи A шаҳардан B шаҳарга s йўлни босиб ўтиши учун тоғдан ошиб ўтишга тўғри келди ва t вақт сарфлади. Бутун йўл $s = s_1 + s_2$ бўлақлардан иборат бўлиб, уларни босиб ўтиш учун кетган вақт мос равишда t_1 ва t_2 бўлса, ўртача тезлик:

$$\bar{v} = \frac{s}{t} = \frac{s_1 + s_2}{t_1 + t_2} \quad (4.2)$$

бўлади, 100 км масофанинг ярмида автомобиль 40 км/соат, қолган ярмида 120 км/соат тезликлар билан ҳаракат қилган бўлса, ўртача тезлик

$$v = \frac{120 \frac{\text{км}}{\text{соат}} + 40 \frac{\text{км}}{\text{соат}}}{2} = 80 \frac{\text{км}}{\text{соат}}$$

бўлмай, балки (4.2) формулага асосан аниқланади ва

$$\bar{v} = \frac{\frac{s_1 + s_2}{v_1 + v_2}}{\frac{s_1}{v_1} + \frac{s_2}{v_2}} = 60 \text{ км/соат га тенг бўлади. Ўртача тезлик}$$

тушунчаси механик ҳаракат ҳақида умумий таассурот ҳосил қилади, албатта. Лекин ҳаракатнинг ҳар бир дақиқаларида унинг жадаллиги ва йўналиши ҳақида тасаввур қилиб бўлмайди. Агар автомобиль 1 соат давомида 60 км йўлни босиб ўтган бўлса, унинг тезлигини 60 км/соат деймиз. Лекин бу ҳаракат ўзгармас тезлик (60 км/соат) билан содир бўлгани ёки шу 1 соат вақт ичида бир неча тўхташлар ва юришлардан иборат бўлгани, билмаймиз. Демак, $\bar{v} = 60$ км/соат тезлик ҳаракатнинг ўртача тезлигини ифодалайди, холос. Агар йўлнинг 30 км ини 15 мин давомида 120 км/соат ва қолган қисмини 30 км/соат тезлик билан 45 минутда босиб ўтган бўлса ҳам ўртача тезлик 60 км/соат га тенг бўлиб чиқади. Шунинг учун босиб ўтилган бутун йўлни босиб ўтиш учун кетган вақтга нисбати фақат ўртача тезлик ифодасини беради.

Етарлиқча кичик dt вақт оралиғида ўртача тезликнинг dv ўзгариши кичик бўлади. Траекториянинг бирор нуқтасидан ўтиш пайтида 1 с да босиб ўтилган йўл катталиги шу нуқтадаги оний тезлик қийматини беради. Траекториянинг ҳар бир нуқталарида тезликнинг қиймати ва йўналиши маълум бўлса, ҳаракат ҳақида тулиқ тушунча ҳосил бўлади. Шунинг учун оний тезлик тушунчаси киритилади ва у траекториянинг ҳар бир нуқталаридаги ҳаракатнинг қайси йўналишда боришини курсатади. Тезлик вектор катталиқдир. Ихтиёрий нуқтадаги оний тезлик қиймати, шу нуқта соҳасида, бир бирлик вақт ичида қанчалик йўл босиб ўтишини курсатади. Оний тезлик ифодаси қуйидагига тенг бўлади:

$$v_{\text{оий}} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left| \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} \right| = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{ds}{dt}. \quad (4.3)$$

Ҳар бир нуқтада $v_{\text{оий}}$ вектор йўналиши $\Delta \vec{r}$ векторининг Δt даги лимит йўналишида, яъни уринма йўналишида бўлади. Оний тезлик қиймати йўлдан биринчи тартибли олинган ҳосилага тенг бўлиб, унинг йўналиши $\Delta t \rightarrow 0$ даги $\Delta \vec{r}$ кўчиш векторининг йўналишида бўлади, яъни траекториянинг ҳар бир нуқтасида траекторияга ўтказилган уринма вектор йўналишида бўлади. Хусусий ҳолда, бир томонлама тўғри чизиqli ҳаракатда эса кўчиш катталиги йўл катталигини беради; $\Delta \vec{r}$ вектори ва демак, тезлик вектори тўғри чизиqli устида ётади. Ҳаракат бирор вақт оралиғида $t_0 = 0$ дан t гача рўй берса, босиб ўтилган йўлни $s = \int_0^t v dt$ дан топиш мумкин. Агар оний тезликлар қиймати бир хил бўлса, бундай ҳаракат текис ҳаракатдан иборат бўлади:

$$s = v \int_0^t dt = vt. \quad (4.4)$$

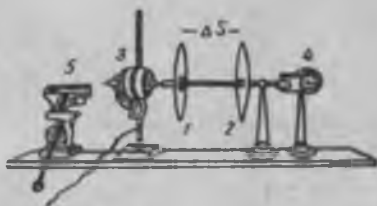
Бундан

$$v = \frac{s}{t} = \text{const}; \quad v = \vec{v} = v_1 = v_2 = \dots$$

Текис ҳаракатларга мисол сифатида метролардаги эскалатор ҳаракати, темир йўлнинг текис қисмларидаги поезд ҳаракати, машина ва механизмларда айлантирадиган қайиш ҳаракатини, соатлар стрелкаларининг ҳаракати ва бошқаларни келтириш мумкин.

Автомобиль, мотоцикл, поезд ва бошқа жисмлар тезликларини уларда ўрнатилган асбоб — спидометр ёрдамида ўлчанади. Филдираклар ўлчамларига, уларнинг айланиш тезлигига ва натижада жисм тезлигига мос равишда спидометр стрелкаси циферблат бўйлаб силжийди, текис ҳаракат ҳолатида стрелка кўрсатиши ўзгармас сақланади. Жисмлар тезликларини ташқаридан ўлчаш учун хилма-хил ўлчов асбоблари мавжуд бўлиб, (масалан, ДАН ходимлари қурулланган асбоблар ва бошқалар) улар бир бирлик вақт ичида босиб ўтган йўлни ўлчаш принципига асосланган. Ҳаётда жисмлар тезликлари секундига бир неча мм дан тортиб бир неча минг км

ларгача бўлади. Оний тезлик таърифига асосан, уларни ўлчаш учун баъзан секунддан кичик вақт ораллиқларини ўлчаш зарур бўлади. Масалан, отилган ўқ лаборатория хонаси узунликларини секунднинг кичик улушларига тенг вақтда босиб ўтади. 1 секундда эса 200—300 метр масофани ортда қолдиради. Юқорида эслатилганидек, амалий ҳаётда тезликларни ўлчашнинг турли усуллари мавжуд. Лаборатория шароитида эса ўқнинг пистолет оғзидан чиқиш тезлигини хронограф ёрдамида ўлчаш мумкин (12-расм). Юпқа картон дисклари (1, 2) орасидаги масофани $\Delta s \approx 22,5$ см қилиб олайлик. Дисklar умумий айланиш ўқига маҳкамланган ва мотор (3) орқали бир маромда тез айлантирилади. Айланиш частотасини айланиш ўқига маҳкамланган частотамер (4) томонидан қайд қилинади. Пистолетдан (5) отилган ўқ, даставвал, чап томондаги (1) дискин тешиб ўтади. Бу тешик вақтни ўлчаш учун биринчи белги бўлиб хизмат қилади. Ўқ (2) дискагача бўлган $\Delta s \approx 22,5$ см масофани босиб ўтгунча бу диск бирор $\Delta \varphi$ бурчакка бурилади, яъни ўнг дискидаги тешик чапдаги дискидаги тешикка нисбатан $\Delta \varphi$ бурчакка бурилган бўлади. Дисklar ҳаракатдан тўхтатилгач, $\Delta \varphi$ бурчакни аниқлаб, Δt ни ва демак, (4.3) ифодага асосан $v_{\text{оний}}$



12-расм.

қийматини топиш мумкин. Масалан, $v = 50 \text{ с}^{-1}$ ва $\Delta \varphi = 18^\circ$ бўлса, $\Delta t = \frac{1}{20} \cdot \frac{1}{50} = 10^{-3} \text{ с}$ ва $v_{\text{оний}} = 225 \text{ м/с}$ бўлади. Тажрибани Δs масофани ўзгартириб такрорлаш мумкин. Натижа бир хил бўлса, йўл элементни Δs етарлича кичик қилиб олинган бўлади, ҳисоблаш натижасида эса ўртача тезликни эмас оний тезлик — ўқнинг бошланғич тезлигини ўлчанган бўлади. Тезлик тушунчаси кундалик турмушда ва техникада муҳим аҳамиятга эга. Барча транспорт воситаларининг (автомобиль, трактор, поезд, самолёт ва ҳоказо) тезликлари қанчалик катта бўлса, пассажирлар ва тегишли юклар керакли манзилга тезроқ етказилади. Станоклар ва техник қурилмалар қисмларининг тезликлари қанча катта бўлса, иш унумдорлиги шунча юқори бўлади.

5- §. Тезланиш. Нормал ва тангенциал тезланишлар

Юқорида кўриб ўтганимиздек, тезлик вектор катталик бўлиб, ихтиёрий ҳаракатда унинг ҳам қиймати, ҳам йўналиши ўзгариши мумкин. Хусусий ҳолларда, унинг йўналиши ўзгармас сақланганда қиймати ўзгариши (тўғри чизиқли ҳаракат) ва аксинча, тезликнинг қиймати ўзгармаган ҳолда йўналиши ўзгариши мумкин (эгри чизиқли текис ҳаракат). Ҳар иккала ҳолда ҳам тезлик ўзгаради дейилади, чунки у вектор катталик бўлиб, унинг бирор ўзгариши рўй беради. Тезликнинг ҳар қандай ўзгариши тезланиш тушунчаси билан боғлиқ ва тезланиш тезликнинг сон қиймати ёки йўналишини вақт бирлиги ичида қанчалик ўзгаришини ифодалайди. Бошланғич тезлиги v_0 ва охириги тезлиги v бўлган жисмининг тезлиги Δv вақт ичида $\Delta v = v - v_0$ га ўзгарган бўлса, ўртача тезланиш қуйидаги ифодадан аниқланади:

$$a = \frac{\Delta v}{\Delta t}. \quad (5.1)$$

Δt вақт оралиғидаги ҳар бир дақиқалардаги оний тезланиш эса

$$\vec{a}_{\text{оний}} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (5.2)$$

ифодадан топилади.

Тезланиш ҳам тезлик каби вектор катталикдир. Унинг йўналиши тезлик орттирмаси $d\vec{v}$ йўналиши билан аниқланади. Оний тезланиш қиймати тезликдан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосилага тенг:

$$a_{\text{оний}} = \frac{dv}{dt} = \frac{d^2 S}{dt^2} \quad (5.3)$$

яъни, тезланиш қиймати ўлдан вақт бўйича олинган иккинчи тартибли ҳосилага тенг экан. Тезланишнинг СИ системасида ўлчов бирлиги (5.1) ифодага кўра метр тақсим секунд квадрат (м/с^2) бўлади:

$$[a] = \frac{[v]}{[t]} = \frac{m}{c^2}.$$

Тезликнинг қиймати ва йўналиши ўзгариши билан боғлиқ бўлган айрим хусусий ҳоллар билан танишиб чиқамиз.

Тўғри чизиқли ҳаракатда тезланиш. Тезлик вектори ҳар бир онларда тўғри чизиқ устида ётади ва унинг йўналиши ўзгармас сақланади, тезликнинг фақат сон қиймати ўзгариши мумкин, холос.

Тезлик қиймати ортиб борса, $\Delta v = v - v_0 > 0$ ва $a > 0$ яъни тўғри чизиқли тезланувчан ҳаракат содир бўлган бўлади, ихтиёрий t вақтдаги тезлиги $v_t = v_0 + at$ ва босиб ўтилган йўл:

$$s = \int_0^t v dt = \int_0^t (v_0 + at) dt = v_0 t + \frac{at^2}{2} \quad (5.4)$$

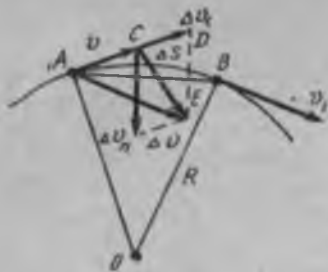
ифодалардан аниқланади. Аксинча, тўғри чизиқли ҳаракатда тезлик вақт ўтиши билан камайиб борса, ($\Delta v < 0$, $a < 0$) секинланувчан ҳаракат кузатилади ва (5.4) ифодада ҳадлар орасида айирув белгиси ишлатилади. Тўғри чизиқли ҳаракатда тезланиш тезликнинг фақат сон қийматининг ўзгаришига боғлиқ.

Агар жисм ўз ҳаракатини тинчлик ҳолатидан тезланиш билан бошласа, t вақт ўтгандан сўнг тезлиги $v_t = at$ ифодадан, тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатидан бошласа $v_t = v_0 + at$ ифодадан аниқланади. Бу ифодаларга кўра вақтнинг катта қийматлари учун v_t нинг ҳам ихтиёрий кагта қийматларини ҳосил қилиш мумкиндек кўринади. Аслида бу ифодалар тезликнинг чекланган соҳасида ($v_t \ll c$) ўринли бўлиб, катта тезликлар учун қуйидаги

$$v_t = \frac{at}{\sqrt{1 + \left(\frac{at}{c}\right)^2}} \quad (5.5)$$

кўринишга эга ҳар қандай жисмларнинг тезликлари $t \rightarrow \infty$ да ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлиги $c = 3 \cdot 10^8$ м/с билан чекланган ($v_t \leq c$): $\left(\frac{at}{c}\right) \gg 1$ бўлганда $(v_t)_{\max} = c$ бўлади.

Массалари кичик зарраларга, махсус қурилмалар ёрдамида жуда катта тезликлар бериш мумкин. Телевизорларнинг 20 киловольтли электрон нур трубкаларида тезликлари $8 \cdot 10^7$ м/с га яқин бўлган электронлар ҳосил қилинади.



13- расм.

Серпуховадаги тезлаткич эса протонларни 0,9999 с тезликкача тезлатади. Қанчалик узоқ вақт тезлатмасин ҳеч қандай жисм тезлиги ёруғлик тезлигидан катта тезликка эриша олмайд.

Эгри чизиқли ҳаракатда тезланишлар. Эгри чизиқдан иборат траекториянинг ҳар бир нуқталарига ўтказилган уринмалар, ва демак тезлик векторлари йўналишлари ҳар хил

бўлмай иложи йўқ. Демак, эгри чизиқли ҳаракатда тезлик векторининг йўналиши албатта ўзгаради ва бу ўзгариш билан боғлиқ алоҳида тезланиш бўлаги мавжуд. Агар ҳаракатда тезликининг сон қиймати ҳам ўзгарса, бу ўзгаришни ифодаловчи алоҳида тезланиш тушунчаси киритилади. Моддий нуқтанинг дастлабки t моментидида A нуқтада тезлиги $\vec{v}$ бўлсин (13-расм). Тезлик қиймати ва йўналиши ўзгариб, Δt вақтдан сўнг B нуқтада $\vec{v}_1$ бўлсин. $\vec{v}_1$ векторни A нуқтага кўчирайлик ва $\Delta \vec{v} = \vec{v}_1 - \vec{v}$ ни аниқлайлик. Умумий тезланишнинг айрим бўлаклари, яъни тезлик йўналишн ўзгаришн билан ва тезлик сон қийматининг ўзгаришн билан боғлиқ ташкил этувчиларни ажратиш мақсадида $\Delta \vec{v}$ векторни ўз навбатида $\Delta \vec{v}_n$ ва $\Delta \vec{v}_t$ ташкил этувчиларга ажратамиз. Бунинг учун A нуқтадан $\vec{v}$ йўналишида қиймати v_1 га тенг $\vec{AD}$ вектор ўтказамиз $\Delta \vec{v}_t$ — тезликининг сон қийматининг ўзгаришини ифодаласа, $\Delta \vec{v}_n$ — тезлик векторининг фақат йўналишн ўзгаришига боғлиқ. Тезланишнинг тангенциал (уринма) ташкил этувчиси:

$$a_t = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v_t}{\Delta t} = \frac{dv}{dt} \quad (5.6)$$

га тенг ва бир бирлик вақт ичида тезликининг қиймати қанчалик ўзгариб боришини ифодалайди.

Кичик Δt вақт оралиғида B нуқта A нуқтага етарлича яқин бўлади. $AB = \Delta s$ ни бирор R радиусли айлана бўлагидеб ҳисобланса, AB узунлиги AB кесма узунлигидан кўп

фарқ қилмайди. Ҷишаш учбурчаклар AOB ва EAD дан $\frac{\Delta v}{AB} = \frac{v_1}{R}$,
 бунда $\Delta s = AB = v \cdot \Delta t$ ни ҳисобга олинса, $\frac{\Delta v}{\Delta t} = \frac{v \cdot v_1}{R}$ ҳо-
 сил бўлади.

Лимитда $\Delta t \rightarrow 0$ да $v_1 \rightarrow v$ ва $\angle ADE \rightarrow 90^\circ$ интилади,
 яъни Δv_n ҳолати $\vec{v}$ га перпендикуляр бўлади. У ҳолда
 $\vec{a}_n = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v_n}{\Delta t}$ тезланиш йўналиши A нуқтада $\vec{v}$ га перпен-
 дикуляр бўлиб, R радиус бўйлаб O марказга томон йўнал-
 ган бўлади ва марказга *интилма тезланиш* дейилади.
 Унинг сон қиймати

$$a_n = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v_n}{\Delta t} = \frac{v^2}{R} \quad (5.7)$$

га тенг бўлиб, чизиқли тезликнинг ўзгарishiга эмас, қий-
 матига боғлиқ ва тезлик векторининг йўналиши ўзгариши
 туфайли ҳосил бўлади.

Моддий нуқта айлана бўйлаб те-
 кис ҳаракат қилганда ҳам ($v = \text{const}$,
 $a_t = 0$) марказга интилма тезланиш-
 га эга бўлади ва бу ҳаракат тезла-
 нишли ҳаракат бўлади. Марказга ин-
 тилма тезланиш, тезлик вектори йўна-
 лишига ҳар доим нормал бўлганлиги
 учун тезлик қийматини ўзгартирмай-
 ди, фақат йўналишини ўзлуксиз ўз-
 гартиради. Ҳар бир кичик $\Delta t \rightarrow 0$
 вақтдан кейинги тезлик вектори йў-
 налиши $\vec{v}_1 = \vec{v}_0 + \Delta \vec{v}$ вектор йўнали-



14- расм.

шида бўлиб, $\Delta \vec{v}$ вектор $\vec{v}_0$ йўналишини $\vec{v}_1$ йўналишига ўз-
 гартриб туради (14- расм).

Демак, моддий нуқта, марказга интилма тезланиш ту-
 файли кичик Δt вақт ичида Δv масофага радиус бўйлаб
 тушиб туради ва шунинг учун айлана бўйлаб ҳаракат сақ-
 ланади.

Мисол учун ипнинг учига боғланган кичик тошни олай-
 лик. Тошга ўзлуксиз марказга интилма тезланиш бериб
 турсақгина, у айлана бўйлаб ҳаракат қилади, ип қўйиб
 юборилса, тош уринма йўналишдаги $\vec{v}_0$ тезликда учиб ке-
 тади. Марказга интилма тезланишни (5.7) дан топиш учун



15- расм.

бирор стационар орбита бўйлаб текис ҳаракат ҳолатига ўтган жисмнинг чизиқли тезлигини ва R орбита радиусини аниқлаш зарур. Масалан, Ернинг сунъий йўлдошлари тахминан айлана бўйлаб ҳаракат қилади деб фараз қилинса (15-расм), (5.7) ифодага асосан

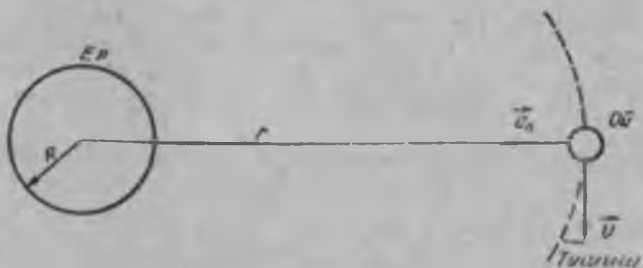
$$a_n = \frac{v^2}{R+h} \quad (5.8)$$

бу ерда R — Ернинг радиуси, h — сунъий йўлдошнинг Ер сиртидан баландлиги, v — сунъий йўлдошнинг чизиқли тезлиги.

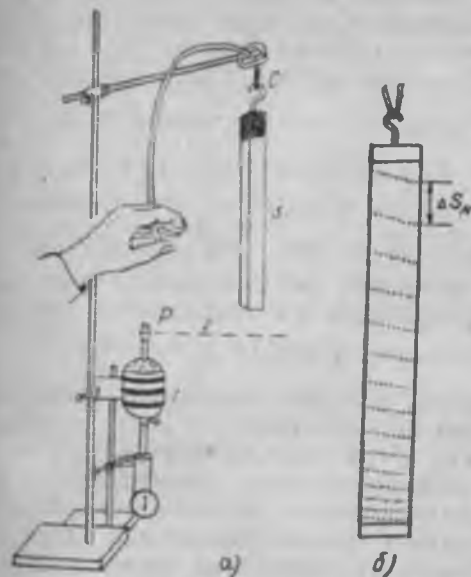
Орбитадаги йўлдош тезлиги биринчи космик тезлик $v = 8 \cdot 10^3$ м/с, $R = 6,4 \cdot 10^6$ м ва $h = 1,6 \cdot 10^6$ м деб олсак, $a_n = 9,8$ м/с² ҳосил бўлади.

Демак, Ер сунъий йўлдошларининг марказга интилма тезланишлари, Ернинг гравитация майдони таъсиридаги эркин тушиш тезланишига ($g = 9,8 \frac{м}{с^2}$) тенг бўлган ҳолда йўлдошлар стационар орбиталар бўйлаб ҳаракат қилади. Улар эркин тушиш тезланишига тенг нормал тезланиш билан радиус бўйлаб узлуксиз Ерга томон «тушиб» боради ва шунинг учун унинг Ер атрофида доиравий орбитаси сақланади.

Ҳар хил баландликда учирилган сунъий йўлдошлар $v = \sqrt{g(R+h)}$ ифодага кўра, ҳар хил чизиқли тезликларга эга бўлиши керак. Ойнинг орбитал тезлиги $v = 1,02 \cdot 10^3$ м/с



16- расм.



17- расм.

ва Ердан Ойгача бўлган масофа $r \sim 3,84 \cdot 10^8$ м эканлигини билган ҳолда Ойнинг марказга интилма тезланишини $a_n \approx 0,0027$ м/с² ҳам тахминан ҳисоблаб топиш мумкин (16-расм).

Тангенциал тезланишни ўлчаш учун қуйидаги тажриба бажарайлик (17-а расм). Электромотор (1) ёрдамда маълум частотада ($\nu = 50$ с⁻¹) айланиб турган ингичка горизонтал йўналишдаги сиёҳ йўли (2) ҳосил қилинади. Бу сиёҳ йўлидан бирор тезланиш билан ҳаракат қилаётган жисм (3) ўтказилади. Қулайлик учун ингичка ва узунроқ қилиб олинган жисм (3) оқ қоғозга ўралган ва С нуқтада осиб қўйилган. Керакли моментда бу жисмини қўйиб юборамиз ва у горизонтал йўналишдаги ингичка сиёҳ йўлидан бирор тезланиш билан ўтади. Ҳар бир тенг вақтлар оралиқлари

$\Delta t = \frac{1}{50}$ с га мос сиёҳ чизиқлари орасидаги масофалар $\Delta s_1, \Delta s_2, \dots, \Delta s_N$ (17-б расм) ўлчаниб $v_1, v_2, \dots, v_N$ тезликлар ва уларнинг ўзгаришлари топилади: натижада $a_t = \frac{\Delta v}{\Delta t}$ аниқланади.

Тажриба шаронглари биров ўзгартириб, горизонтал те-
кисликда ҳаракатда бўлган жисмлар учун ҳам қўллаш мум-
кин. Мазкур тажрибада эса деярли эркин тушгани учун
тезланиш қиймати $a_t = 9,8 \frac{м}{с^2}$ га яқин чиқади.

Эгри чизиқли ҳаракатда тўла тезланиш икки бўлакдан
 a_n ва a_t дан иборат бўлиб, $\vec{a} = \vec{a}_n + \vec{a}_t$ га ва унинг қиймати
эса $a = \sqrt{a_n^2 + a_t^2}$ га тенг. Тўғри чизиқли ҳаракатда тўла
тезланиш тангенциал тезланишининг ўзгаришидир, чунки
тўғри чизиқ эгриликка эга эмас (эгрилик радиуси $R \rightarrow \infty$)
ва нормал тезланиш бўлмайди ($a_n = \frac{v^2}{R} = 0$).

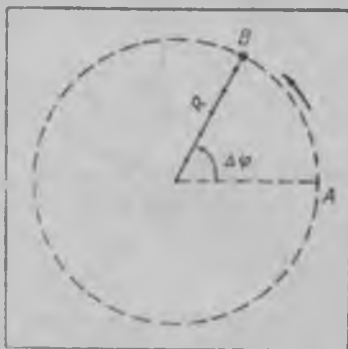
Тангенциал тезланиш тезлиكنинг фақат сон қиймати-
тини ўзгартириб, йўналишга таъсир этмайди. Шунинг
учун ҳаракат тўғри чизиқли бўлади. Аксинча, нормал
тезланиш тезлик векторига перпендикуляр йўналишда
таъсир этганлиги учун тезлиكنинг сон қийматини ўзгар-
тирмайди, фақат тезлик йўналишнинг ўзгаришига таъсир
этади. Шунинг учун тангенциал тезланиш бўлмаса, эгри
чизиқли ҳаракат айлана бўйлаб текис ҳаракатга ўтади.

Ернинг тезлик вектори, орбитанинг ҳар бир нуқтала-
рида, орбитага уринма бўлиб, йил давомида унинг ҳам
йўналишлари, ҳам қиймати ўзгариб туради. Ернинг ўз
ҳаракатидаги тўла тезланиш нормал ва тангенциал
тезланишлардан иборат. Ер Қуёш атрофида эллиптик
орбита бўйлаб жуда катта $v = 30$ км/с (биринчи
космик тезлик атиги $v = 8$ км/с) тезлик билан ҳаракат
қилади. Демак, инсон ва барча жониворлар ҳам Ер
билан биргаликда фазода Қуёшга нисбатан жуда катта
тезликда ҳаракат қилади (4-жадвалга қarang). Шунинг
учун улар Ернинг катта тезлигини сезмайди. Дарҳақи-
қат, одамлар Коперникгача (1473—1543) Ернинг айла-
ниши ва ҳаракатини билмаганлар.

Аксинча, инсон организми тезликлар ўзгаришининг
яъни тезланишнинг жуда тез сезар экан ва нисбатан катта
тезланишли ҳаракатлар одам организмига зарар бўлиб,
 $50 \frac{м}{с^2}$ дан ортиқ тезланишларда одам ҳаттоки ҳушидан
кетishi ва жуда катта тезланишларда эса ҳалок бўлиши
ҳам мумкин экан. Шунинг учун космонавтлар ҳамда те-
улар самолётлар учувчиларининг «умумий» саломатли-
гига алоҳида аҳамият берилди ва улардан узоқ муддат
ли ҳамда мураккаб жисмоний кўникиш машгулотлари
бажариб туриш талаб этилади.

6- §. Бурчакли тезлик ва тезланиш.
чиизиқли ва бурчакли катталиклар орасидаги боғланиш

Моддий нуқта R радиусли айлана бўйлаб ҳаракат қилаётган бўлсин (18-расм). Дастлабки A ҳолатидан B ҳолатига кучишн учун Δt вақт кетади, бунда радиус вектор $\Delta \varphi$ бурчакли бурилади. $\Delta \varphi$ бурилиш бурчагининг шу бурилиш учун кетган Δt вақтга нисбатини *бурчакли тезлик* дейилади ва одатда ω ҳарфи билан белгиланади:



$$\omega = \frac{\Delta \varphi}{\Delta t}. \quad (6.1)$$

18- расм.

Бурилиш бурчаги радианда, вақт секундларда, бурчакли тезлик эса рад/с да ўлчанади. Айлана бўйлаб бир марта тўла айланиш учун кетган вақт *айланиш даври* дейилади. 1 с вақт ичидаги айланишлар сони эса *айланиш частотаси* дейилади. Кўринадики, давр ва частота ўзаро тескари боғланган, частотани ν ҳарфи билан белгиласак, қуйидаги ифода ҳосил бўлади:

$$T = \frac{1}{\nu} \text{ ёки } \nu = \frac{1}{T}. \quad (6.2)$$

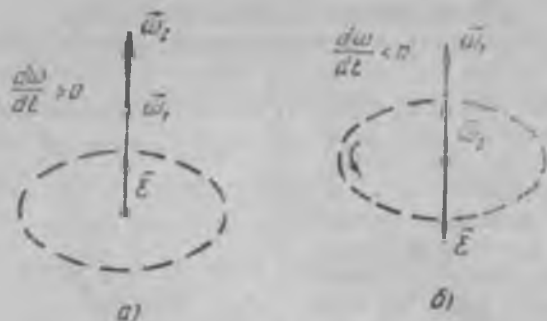
Давр секундларда, частота эса с^{-1} ёки рад/с да ўлчанади. Бир марта тўла айланиш учун кетган вақт $\Delta t = T$ бўлса, бурилиш бурчаги 2π радианга тенг бўлади, демак

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu \text{ ёки } T = \frac{2\pi}{\omega}. \quad (6.3)$$

Бурчакли тезлик вектор катталикл бўлиб, унинг йўналиши парма қондасига асосан аниқланади (19- расм); парма дастасининг айланиш йўналиши моддий нуқтанинг айланиш йўналишида бўлганда парманинг илгариланган ҳаракати йўналиши ω бурчакли тезлик вектори



19- расм.



20- расм.

йўналишини ифодалайди. Айланма ҳаракатда қаттиқ жисмнинг бурчакли тезлик вектори айланиш ўқи устида ётади.

Бурчакли тезланиш вектор катталик бўлиб, сон жиҳатидан бурчакли тезликнинг вақт бирлиги ичида қанчалик ўзгаришини кўрсатади:

$$\vec{\epsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt} \quad (6.4)$$

$\vec{\epsilon}$ бурчакли тезланиш векторининг йўналиши $d\vec{\omega}$ бурчакли тезлик вектори орттирмаси йўналишида бўлади (20-а расм), яъни $d\omega > 0$ ёки $\vec{\omega}_2 > \vec{\omega}_1$ бўлса, кейинги $\vec{\omega}_2$ бурчакли тезлик вектори йўналишида ва аксинча $d\omega < 0$ бўлса, дастлабки бурчакли тезлик вектори $\vec{\omega}_1$ йўналишига тесқари бўлади (20-б расм). Бурчакли тезланиш рад/с² ёки с⁻² бирлигида ўлчанади. Моддий нуқта айлана бўйлаб текис ўзгарувчан ҳаракат қилганда ($\epsilon = \text{const}$) бурилиш бурчаги ва бурчакли тезлик вақтга боғлиқ ҳолда қуйидагича ўзгаради:

$$\varphi_t = \omega_0 t \pm \frac{\epsilon t^2}{2}, \quad \omega_t = \omega_0 \pm \epsilon t, \quad (6.5)$$

бунда ω_0 — бошланғич бурчакли тезлик.

Айлана бўйлаб ҳаракат қилаётган моддий нуқта ҳам чизиқли тезлик, ҳам бурчакли тезликларга эга бўлади. 18-расмга асосан:

$$\vec{v} = \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{\Delta \varphi}{\Delta t} \cdot R = \omega R; \quad \vec{v} = [\vec{\omega} R]. \quad (6.6)$$

Чизикли ва бурчакли тезликлар векторларининг ўзаро боғланиш парма қондасига бўйсунди (19-расмга қараңг). Тезланишнинг тангенциал ташкил этувчиси:

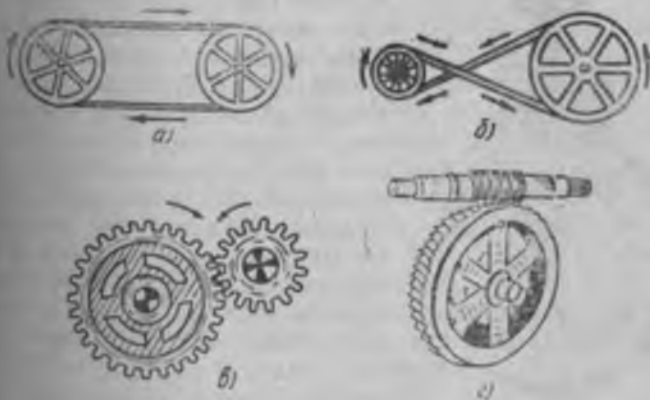
$$a_t = \frac{dv}{dt}; a_t = \frac{d\omega}{dt} R = \varepsilon R; \vec{a}_t = [\vec{\varepsilon} \vec{R}]. \quad (6.7)$$

Чизикли тезланишнинг нормал ташкил этувчиси

$$a_n = \frac{v^2}{R} = \omega^2 R; \vec{a}_n = -\omega^2 \vec{R}. \quad (6.8)$$

Бу ифодада минус ишора нормал тезланиш векторининг радиус-векторига тескари, яъни айланиш маркази томонга йўналганлигини ифодалайди.

Бурчакли тезлик ва унинг ўзгаришнинг кузатиш учун қуйидаги тажрибани кўриб чиқайлик. Радиал, битта оқ чизик чизилган қора дисkning электромотор орқали бир текисда айлантурсак, чизикча кўринмай кетади ва диск яъни қора эмас, бирозгина хиралашган қора рангда бўлиб кўринади. Агар даврий равишда, тенг вақтлар оралиқлари билан узилган стробоскопик ёруғлик туширилса, дискда тенг $\Delta\varphi$ бурчаклар билан ажратилган бир нечта оқ чизикларнинг кўрамыз. Тенг Δt вақтлар оралиқларида тенг $\Delta\varphi$ бурчаклар билан ажратилган чизиклар ҳолати ўзгармас бурчакли тезликдаги дисkning айланма ҳаракатига мос келади. Дисkning айлантирувчи электромотор ўчирилса, диск бурчакли тезлиги секунди-аста камаяди. Бунда дискка чизилган оқ чизиклар орасидаги бурчаклар ҳар хил бўлиб, уларнинг камайиш бурчаги



21-расм

тезликнинг камайишига (6.5- формулага асосан) мос келади.

Жуда кўпчилик машина ва механизмлар ишлаш принциплари айланма ҳаракат, бурчакли тезлик ва тезланиш тушунчаларига асосланган. Машиналар, механизмлар, станоклар ва шунга ўхшаш қурилмаларда бир қисмдаги айланма ҳаракат бошқа қисмларига турли узатмалар орқали узатилади. 21-а ва б-расмларда таъминли узатмалар ёрдамида филдираклардаги айланма ҳаракатнинг узатилиши, 21-в ва г-расмларда эса тишли узатмалар ёрдамида ҳаракатнинг узатилиши кўрсатилган. Бирор қисмдаги айланма ҳаракат бошқа қисмдаги илгариланма ҳаракатга (ёки аксинча) кривошип механизмлар, винтли узатмалар ва бошқалар ёрдамида айлантириб берилади. Маълум ҳолатларда узатма орқали узатилаётган ҳаракатнинг характери ўзгармай қолади: тўғри чизикли ҳаракат тўғри чизикли кўринишда, айланма ҳаракат эса айланма ҳаракат кўринишида қолади. Бошқа ҳолларда айланма ҳаракат тўғри чизикли ҳаракат кўринишига ва аксинча, ўзгаради. Масалан, автомобиль мотори поршенининг тўғри чизикли ҳаракати маховикнинг айланма ҳаракатига айлansa, электромоторнинг айланма ҳаракати токар станогини суппортининг



22-расм.

тўғри чизикли илгариланма ҳаракатига айланади. Айланма ҳаракатни илгариланма ҳаракатга айлантириш учун кривошип механизмлар, эксцентриклар, винтли узатмалар ва бошқа механизмлар қўлланилади. Турли қурилмалар ҳаракатланувчи қисмларининг бурчакли тезликлари ва айрим нуқталарининг чизикли тезликларини ўзаро боғланган бўлиб, бирининг ўзгариши иккинчисининг ўзгаришига сабаб бўлади. Машина ва механизм қисмларининг айланма ҳаракат тезликлари бир бирлик вақт оралигидаги айланишлар сонин билан аниқланади ва «тахометр» деб аталувчи асбоб ёрдамида ўлчанади (22-расм), тахометр айланиш ўқида ёки валга уланган бўлади.

Транспорт воситаси филдираги сиртқи нуқтасининг чизикли тезлиги доиравий тезлик деб юритилади. Паровоз, тепловоз, автомобиль ва бошқа транспорт турларининг илгариланма ҳаракат тезлиги доиравий тезлигига тенг. Филдиракнинг айланишлар частотаси ν , диаметри d , айлана узунлиги $l = \pi d$ бўлса, доиравий тезлигини

$$v = \omega R = \frac{2\pi R}{T} = l \cdot \nu = \pi d \cdot \nu = 3,14 d \cdot \nu \quad (6.9)$$

ифодадан топиш мумкин. Бу ифодадан кўринадики айланиш частотаси бир хил бўлган ҳолда, филдирак диаметри қанчалик катта бўлса, чизикли тезлик шунчалик катта бўлади.

Чизикли ва бурчакли тезлик тушунчалари металлларга қирқиб ишлов беришда муҳим аҳамиятга эга. Токар станогини патронига қўйилган металл хом ашёнинг айланиш частотаси қанчалик катта бўлса, уни қирқиб ишлов бериш тезлиги шунчалик катта бўлади. Масалан, диаметри $5 \cdot 10^{-2}$ м ли металл жисм бўлагига токар станогинда ишлов берилади. Жисмнинг минутига $\nu = 600$ айл/мин $= 20\pi$ рад/с га мос келувчи қирқиб тезлигини аниқлаш керак. Қирқиб тезлиги доиравий тезлик билан аниқланади:

$$v = \pi d \cdot \nu = 3,14 \cdot 5 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot 20 \cdot 3,14 \text{ рад/с} = 9,86 \text{ м/с}.$$

II БОБ. ИЛГАРИЛАНМА ҲАРАКАТ ДИНАМИКАСИ

7- §. Куч ва инертлик ҳақида тушунча

Динамика бўлимида механик ҳаракат ҳодисалари уларни вужудга келтирувчи ташқи сабаблар—кучлар билан биргаликда ўрганилади. Куч деганда, даставвал, бирор жисмин тортиш, кўтариш ёки итариш учун зарур бўлган мускул кучини кўз олдимизга келтирамиз. Стол теннис ўйинида теннис шарчасининг кичик таъсир кучи натижасида ҳаракатга келтириш мумкин бўлса, автомобилни ўрнидан қўзғатиш учун эса анча катта куч талаб этилади. Автомобиль массаси теннис шарчаси массасидан кўп марта катта бўлганлиги учун уларга бир хил катталиқдаги куч билан таъсир этганда, автомобиль тезлигининг ўзгариши (шарчага нисбатан) жуда кичик бўлишини биламиз. Демак, массаси катта бўлган жисмнинг ҳаракат ҳолатини сезиларли ўзгартириши учун каттароқ куч талаб этилар экан. Жисмнинг массаси,

таъсир этувчи куч ва жисмнинг ҳаракат ҳолатининг ўзгариши орасида узвий боғланиш мавжуд. Бу боғланиш қонуниятлари динамика қонунларида ўз аксини топади.

Қундалик тажрибалардан кучнинг яна бир муҳим хоссаси маълум. Тинч турган жисмга қайси йўналишда туртки берсак, у шу йўналишда ҳаракатга келади, ҳаракат йўналиши куч йўналиши билан белгиланади, яъни куч ўз қийматига ва йўналишига эга. Демак, куч — вектор катталикдир.

Куч тушунчаси фақат мускул кучи билангина чегараланиб қолмайди, албатта. Ёр атрофида барча жисملарга Ернинг тортиш кучи таъсир этади. Мураккаб машиналар ва қурилмалар айрим бўлаклари бир-бирларига маълум кучлар билан таъсир қилади ва оқибатда, қурилманинг тўла иш жараёни ҳосил бўлади. Михга болга бирор куч билан келиб урилади, автомобиль двигателининг поршени ёнилғининг босим кучини сезади ва ҳаракатга келади, самолёт мотори тортиш ҳамда кўтариш кучларини ҳосил қилади ва ҳоказо.

Реал шаронгда, ҳаракатдаги ҳар қандай жисмга одам томонидан, машина ва механизм ёки бирор жисм томонидан таъсир этувчи ҳаракатлантирувчи кучлар билан бир қаторда ҳаракатга тўсқинлик қилувчи, қарам-қарши йўналишдаги ишқаланиш кучлари таъсир қилади. Ишқаланиш кучларини имкони борича камайтиришга эришиш мумкин, лекин бутунлай йўқотиб бўлмайди. Ишқаланиш кучлари жисм ҳаракатининг ҳар бир бўлакларида доимо ҳаракат йўналишига тескари йўналишда таъсир этади, ва демак, тормозловчи, ҳаракатни сусайтирувчи кучлар ҳисобланади. Ҳар қандай кўринишдаги барча кучлар табиатига кўра электромагнит таъсир ёки гравитация кучларидан ёки ядровий ва элементар зарралар орасидаги ожиз таъсир кучларидан иборат бўлади.

Массаси катта бўлган жисмни тинчлик ҳолатидан қўзғатиш қанчалик қийин бўлса, у ҳаракатланаётганда тўхтатиш ҳам шунчалик қийин бўлади. Аксинча, массаси кичик жисмни тинчлик ҳолатидан қўзғатиш ҳам, ҳаракатидан тўхтатиш ҳам нисбатан осон бўлади. Кўришиб турибдики, жисмнинг массаси қанчалик катта бўлса, унинг тинчлик ҳолати ёки дастлабки ҳаракат ҳолатини сақлаш қобилияти катта бўлади. Бошқача айтганда, жисмнинг массаси катта бўлса, унинг дастлабки тинч ёки ҳаракат ҳолатини ўзгартирувчи ташқи таъсирга тўсқинлик кўрсатиш, қаршилик кўрсатиш қо-

билляти катта бўлади. Материянинг ўз ҳолатининг ўзгаришига қаршилиқ кўрсатиш, тўсқинлик кўрсатиш қобилияти инерция қобилияти ёки *жисмнинг инертлиги* дейилади.

Демак, жисмнинг массаси қанчалик катта бўлса, унинг инертлиги шунча катта бўлади ва аксинча. Шунинг учун ҳаракат ҳодисаларида жисмнинг массаси унинг инерция ўлчовидир дейилади. Жисмларнинг инертлигини ўлчаш учун уларнинг массаларини ўлчанади. Жисмларнинг массалари ва уларни ўлчашга доир тушунчалар курсимизнинг кириш қисмида физик катталикларни ўлчаш бўлимида қисқача берилган. Кучларни бевосита ўлчаш учун динамометрлардан (диномос — грекча куч демакдир) фойдаланилади. Динамометр асосан кўрсаткич стрелка билан боғланган, даражаланган эластик пружинадан иборат бўлади. Гук қонунига кўра, эластиклик чегарасида пружинанинг чўзилиш катталиги деформацияловчи куч қиймати билан чизиқли боғланган бўлади. 23-а расмда бир неча ньютон кучларни ўлчаш учун ишлатиладиган оддий динамометрнинг намунаси келтирилган. Техникада нисбатан каттароқ кучларни ўлчаш учун 23-б расмда кўрсатилган каби кўринишга эга бўлган динамометрлардан фойдаланилади. Ер ва Ой ёки Қуёш ораларидаги тортишиш кучларини динамометрлар ёрдамида бевосита ўлчаш мумкин бўлмаганлиги учун уларни механика қонунлари асосида



а)



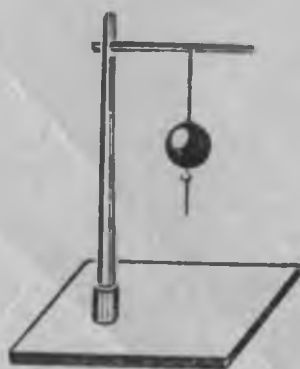
б)

23- расм.

ҳисоблаб топилади. Ишлаб чиқаришда ва кундалик турмушда турли хил механизм ҳамда машиналар ҳаракатлари бошқарилади. Токар станокни тўхтатади ва ишга туширади, шпиндел ва роторлар айланиш тезликларини ўзгартиради; ҳайдовчи автомобиль ҳаракатини бошқаради; кран бошқарувчи юк кранининг турли қисмларини бир-бирларига нисбатан ҳаракатга келтириб юкин кўтаради, кўчиради ва туширади; экскаватор ҳайдовчи экскаватор чўмичи ҳаракатларини бошқаради ва ҳоказо. Станоклар, машина ва механизмлар ишлаш принципларини тушуниш ва бошқариш учун механик ҳаракат ҳодисалари билан уларни вужудга келтирувчи кучлар орасидаги боғланиш қонунларини билиш зарур.

8-§. Ньютоннинг биринчи қонуни ва унинг баъзи татбиқлари

Ньютоннинг биринчи қонунини инерция қонуни деб ҳам юритилади, чунки у жисмларнинг инерция хоссалари билан боғлиқ қонундир. Инертлик ҳақида тушунчадан биламизки, ҳар қандай жисм ўзининг тинч ҳолатини ёки дастлабки ҳаракат ҳолатини сақлаш қобилиятига, яъни инерцияга эга. Массаси катта жисмларнинг тинч ҳолати ёки ҳаракат ҳолатини сақлаш хоссалари кучлироқ, сезиларлироқ бўлади. Шунинг учун инерция ҳодисаларини кузатиш, намоён этишда массаси каттароқ жисмлар билан тажрибалар ўтказилади. Масалан:



24- расм.

ингичка енгил ил орқали штативга осилган массаси етарлича катта бўлган тошга ташқаридан таъсир бўлмаса, у ўзининг нисбатан тинч ҳолатини сақлайди (24- расм). Агар унинг остидан боғланган ил орқали кескин силтаб тортсак, тош остидаги ил узилиб улғуради, лекин тош ва юқоридаги ил ўзининг аввалги тинч ҳолатида қолади. Тошнинг тагидаги илдан секин-асталик билан, узоқ муддат давомида пастга тортсак, юқоридаги ил узилади. Шунингдек, массаларни етарлича катта бўлган иккита тош ингичка иллар билан кет-

ма-кет боғланган бўлса, пастдаги тошни пастга секин-асталик билан қўйиб юборсак, юқоридаги ип узилади. Аксинча, пастки тошни бироз кўтариб ташлаб юборсак, пастдаги ип узилиб улгуради, лекин юқоридаги тош ўзининг тинч ҳолатини сақлайди.

Тажрибалардан кўринадики, ташқаридан ташқи таъсир бўлмаса, жисмлар ўзларининг тинч ёки ҳаракат ҳолатини ўзгартирмайди. Ташқи таъсир мавжуд бўлса ҳам, лекин у жуда қисқа вақт оралиғида, бир зумда содир бўлса, жисм ҳаракат ҳолатининг ўзгариши сезилмайди. Худди шу ҳодиса жисмларнинг инерция хоссасини ифодалайди, яъни тинч турган жисм ўзининг тинчлик ҳолатини ўзгартириши, бирор тезликка эга бўлиши учун ёки ҳаракатдаги жисм ўз ҳаракат ҳолатини (тезлигини) ўзгартириши ва бирор тезланишга эга бўлиши учун унга бирор чекли вақт оралиғида узлуксиз куч таъсир этиб туриши зарур.

Жисмларнинг тинч ёки ҳаракат ҳолатларини ўзгартириш, яъни инерциясини енгиш учун жуда қисқа вақтдаги, бир ондаги таъсирнинг етарли бўлмаслигини қуйидаги тажрибадан ҳам кўриш мумкин. Ватман қогоздан ясалган, штативга осилган иккита ҳалқачаларни етарликча қалинликдаги ёғоч таёқчага кийдирайлик. Оғирроқ металл таёқча билан ёғоч таёқча ўртасига урилса у синиб кетади-ю, лекин қогоздан ясалган ҳалқалар йиртилиб улгурмайди, яъни инерциясига кўра ўзларининг аввалги тинч ҳолатида қолади. Ёғоч таёқчанинг ўртасидан металл таёқча билан секин-аста босилса, қогоз ҳалқалар йиртилиб кетади.

Юриб кетаётган автомобилнинг тормоз педалин охиригача босиб, тўртала гилдиракни бир зумда тормозлаб тўхтатиб бўлмайди, чунки у ҳолда автомобиль ўзининг инерцияси бўйича думалаб бўлса ҳам ҳаракат ҳолатини давом эттирган бўлур эди. Силлиқ муз устида сирпанаётган хоккей шайбаси ва муз орасидаги узоқ муддатли ишқаланиш кучлари таъсирида шайбанинг ҳаракат тезлиги ўзгаради. Аксинча, ҳеч қандай ишқаланиш кучлари бўлмаганда эди, шайба ўзининг тўғри чизиқли текис ҳаракатини узоқ вақт давом эттирган бўлар эди.

Галилей оддий тажрибалар натижасида инерция қонунига асос солган. Бирор баландликдан думалаб тушаётган шарча қия текислик бўйлаб дастлабки баландлик даражасига кўтарилишга ҳаракат қилади. Агар қия текислиكنи горизонтал ҳолга келтирсак, шарча ўзининг

дастлабки баландлик ҳолатига кўтарила олмайди, шунинг учун унинг горизонтал текисликдаги ҳаракати суи-мас бўлиши керак. Шунга ўхшаш бир неча тажрибалардан хулоса қилиб, Галилей «ҳар қандай жисмга ташқи таъсир бўлмаса, у ўзининг тинч ёки тўғри чизикли текис ҳаракат ҳолатини сақлайди», деган фикрга келган эди. Бу қонун *Галилейнинг инерция қонуни* деб ҳам юритилади.

Ньютон ўздан олдин яшаб, ижод қилган олимларнинг ишларини, айниқса Галилейнинг тажрибалари ва гояларини умумлаштириб, ўзининг динамика қонунларини яратди. Ньютоннинг I қонуни: *агар жисмга таъсир этувчи натижавий куч бўлмаса, у ўзининг тинч ёки тўғри чизикли текис ҳаракат ҳолатини сақлайди*, яъни

$$\vec{F}_{\text{нат}} = 0; a = 0 \text{ ёки } \vec{v} = \text{const.}$$

Албатта, ташқи таъсирдан бутунлай холис бўлган жисмнинг ўзи йўқ. Ташқи таъсирдан бутунлай ажратилган жисмни яратиш ва Ньютоннинг биринчи қонуни-ни идеал шаклда текшириб кўриш анча мураккаб. Ньютоннинг буюклиги ҳам шундаки, у тажрибада текшириб бўлмас даражадаги фикрни, яъни ҳеч қандай ташқи таъсир бўлмаганда жисм тўғри чизикли текис ҳаракат ҳолатини сақлаши мумкинлигини айтиб бера олди.

Тўғри чизикли текис ҳаракатда бўлган автомобиль мотори ўчирилгач секунда-аста тўхтайтиди. Лекин ўз-ўзидан тўхтамайди, балки уни ишқаланиш ва ҳавонинг қаршилик кучлари тўхтатади. Агар мотор томонидан $F_{\text{м}}$ ишқаланиш ва $F_{\text{х}}$ қаршилик кучлари йиғиндисига сол жиҳатдан тенг бўлган $F_{\text{т}}$ тортиш кучи таъсир этганда у ўзгармас тезлик билан ҳаракат қилган бўлар эди.

Ньютоннинг биринчи қонунидан $\vec{F}_{\text{нат}} = 0$ бўлса, $\vec{a} = 0$, яъни тинч турган жисм тезланиш олмайди, $\vec{v} = 0$ ҳолат сақланади. Агар жисм тўғри чизикли текис ҳаракатланаётган бўлса, унинг тезлиги ўзгармас сақланади.

Инерциал ва ноинерциал санок системалари. Жисмнинг «тинчлик» ёки «тўғри чизикли текис» ҳаракат ҳолатлари нисбий бўлиб, ҳаракат ҳолати қайси санок системасига нисбатан кўрилишига боғлиқ. Масалан, Ер устида тинч турган вагон (санок системаси) ичидаги одам Ерга (санок системаси) нисбатан тинч ҳолатда бўлиб, вагон ўридан кескин қўзғалса, орқа томонга

силкинади, яъни Ерга нисбатан аввалги вазиятини сақлашга интилади. Аксинча, Ер сиртига нисбатан тўғри чизиқли текис ҳаракатда бўлган вагон кескин секинлашганда эса одам олдига қараб силкинади, яъни Ерга нисбатан аввалги тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатини сақлашга интилади. Ер ва вагон билан боғлиқ бўлган санок системалари бир-бирига нисбатан ўзгармас тезлик билан тўғри чизиқли текис ҳаракатда бўлса, вагон ичида утирган ёки юриб кетаётган одамнинг олдинга ёки орқага силкиниши кузатилмайди. Демак, бир-бирларига нисбатан тезланишсиз тўғри чизиқли текис ҳаракатда бўлган санок системаларида «тўғри чизиқли текис» ҳаракат ҳолати ўзгармайди. Бир-бирига нисбатан тезланишсиз, ўзгармас тезликда бўлган ҳар бир санок системасида инерция қонуни, яъни Ньютоннинг биринчи қонуни бажарилади. Шу сабабли бундай санок системалари, яъни бир-бирига нисбатан тезланишсиз, ўзгармас тезликда ҳаракатланаётган санок системалари *инерциал санок системалари* дейилади. Акс ҳолда эса, бир-бирига нисбатан тезланишли ҳаракатда бўлган санок системалари *ноинерциал санок системалари* дейилади.

Келтирилган таърифга асосан, Ер билан боғлиқ бўлган санок системаларини, аслида, инерциал системалари деб бўлмайди, чунки Ер ўз ўқи атрофида айланади ва Қуёш атрофида эллиптик орбита бўйлаб айланади: ҳар қандай эгри чизиқли ҳаракат эса тезланишли ҳаракатдир. Лекин маълум аниқлик чегарасида амалий масалалар учун Ер сиртига нисбатан тўғри чизиқли текис ҳаракатда бўлган вагон билан ва Ер билан боғлиқ бўлган санок системаларини тахминан инерциал системалар деб қараш мумкин. Аниқроқ масалалар учун инерциал санок системаси сифатида гелиоцентрик («гелнос» — Қуёш) система қабул қилинади. Бу системада координата боши Қуёшда, координата ўқлари эса жуда узоқдаги юлдузлар томон йўналтирилган бўлади.

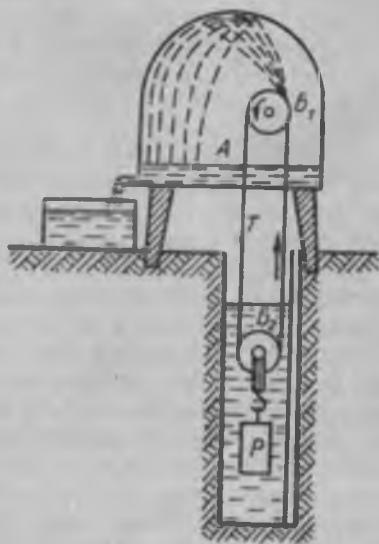
Текис ҳаракатдаги вагон ичида ҳодисалар тинч турган хонадаги ҳодисалар каби кечади: тутуннинг кўтарилиши, одамнинг бир жойдан бошқа жойга ўтиши, иргитилган шарчалар ҳаракати ва бошқалар. Ҳаракатланаётган вагон ичида юқори ўринидан пастга сакраган киши секундлар давомида полга тушади, лекин бу вақт ораллигида вагон ерга нисбатан 5—10 метр силжиганлигига қарамай, у ўзини тинч турган уй хонасида сакрагандек сезади, чунки вагондаги одам ва барча жисмлар вагон билан биргаликда ҳаракат қилади.

Агар темир йўлнинг эгриланган жойига ўзгармас тезликда етиб келган вагоннинг бурилиши рўй берса, эгри чизиқли ҳаракатга кўчган вагон билан боғлиқ ноинерциал саноқ системамида одам ва барча жисмларнинг тезланишн нолга тенг бўлмайди. Одам ва жисмларга инерция кучи таъсир этади. Энди вагон ичиди эркин ҳолатда тик тура олмайсиз, бунинг учун таяниб ўзингизни айланиш маркази томон йўналган $F = m\omega^2 r$ куч билан марказга томон итаришингиз керак бўлади.

Инерция қонунининг қўлланилишига оид мисоллар. Жисмларнинг тинч ёки тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатини сақлаш хоссаси техникада, қишлоқ хўжалигида, саноатда ва ишлаб чиқаришнинг турли соҳаларида кенг қўлланилади. Масалан, оддий тракторларнинг ён томонига ўрнатилган, ҳаво сўрувчи қалпоқли тозалагич бор. Двигатель нормада ишлаши учун унга берилувчи ҳаво таркибида чанг ва ҳар хил ифлосликлар бўлмаслиги зарур. Тракторнинг ҳаво тозалагич қурилмаси ҳаво инерцияси қонунига асосан ишлайди. Ҳаво оқими тозалагичнинг юқориги (1) найидан сўрилиб, пастки (2) қисмига етгач, бирданига йўналишини ўзгартиради (25-расм). Ҳаво оқими таркибидаги массаси катта чанг зарралари ўз инерцияси бўйича тўғри чизиқли ҳаракатни давом



25- расм.

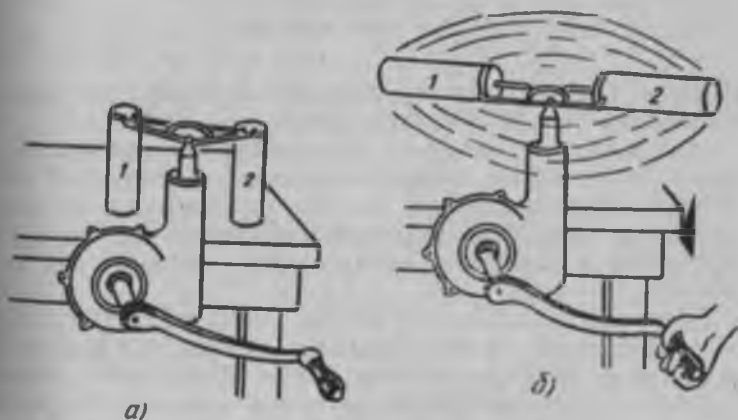


26- расм.

эттириб, тозалагич тубидаги (3) ёгга бориб тушади. Пуналишини ўзгартирган ва қисман тозаланган ҳаво оқими ўз навбатида махсус (4) фильтрлардан ўтиб янада тозаланади ва двигателга берилади.

Инерция қонунидан фойдаланган ҳолда, қудуқдан сув чиқариш мумкин (26-расм). Қудуқ устига ўрнатилган қўзғалмас блок B_1 ва қудуққа туширилган B_2 блок тасма T орқали бириктирилган. Пастки блокка маҳкамланган P юк тасмага бироз таранглик беради. Двигатель ёрдамида блок айланма ҳаракатга келтирилади. Блок билан тасма ҳам ҳаракатга келади ва қудуқдаги сувни илаштириб юқорига кўтаради. Сув зарралари юқориги блок баландлигига етгач ўз инерцияси бўйича B_1 блокдан ажралиб, A тарновга тушади.

Ҳар қандай қишлоқ хўжалик машиналарида кўплаб айланувчи механизмлар бор. Масалан, оддийгина пичан ўрувчи машинада ҳаракат тишли гилдирак ва валиклар (айланувчи цилиндрлар) орқали пичоққа узатилади. Машинанинг барча айланувчи қисмларининг инерцияси туфайли пичоқ бир текис ҳаракат қилади. Ноинерциал саноқ системасида вужудга келувчи инерция кучлари амалий аҳамиятга эга. Мисол учун бирор суюқлик аралашмасида муаллақ ҳолатда бўлган майда зарраларни ажратиб олишда инерция қонунидан фойдаланилади. Суюқликни центрифуга идишларига қўйилади ва центрифуга тез айлантирилади (27-расм). Центрифуга ичидаги 1, 2—идишлари инерциясига кўра тўғри чизиқ-



27-расм.

кучи сезилади. Шарнинг қўлимизга таъсир кучи инерция кучининг ўзгинасидир. Шунингдек, эгри чизиқли ҳаракатда траекториянинг ҳар бир нуқтасида чизиқли тезлик траекторияга уринма бўйлаб йўналган бўлганлиги учун жисм ўз инерцияси туфайли



30-расм.

уринма вектор (v) йўналишида тўғри чизиқли ҳаракат ҳолатини сақлашга интилади. Лекин унинг йўналишини ўзгартириб, эгри чизиқли ҳаракатга кўчирувчи тўсиқ инерция кучини, яъни марказдан қочирма кучини сезади. Темир йўллarning бурилган қисмларида сиртқи рельс ички рельсдан бир оз баландроқ ўрнатилган бўлади (30-расм). Вагонга P оғирлик кучи N реакция кучи ва Q инерция кучи таъсир этади. Барча кучларнинг горизонтал йўналишга проекциясини олиб қўйида-

гини ёзамиз: $Q - N \sin \alpha = 0$. Расмдан

$$N = D = \frac{P}{\cos \alpha}; \quad \tan \alpha = \frac{AC}{CB} = \frac{h}{\sqrt{l^2 - h^2}} \quad \text{ва} \quad Q_1 = P \tan \alpha$$

эканлигини ҳисобга олиб, ушбу ифодага эга бўламиз:

$$\frac{mv^2}{r} = P \frac{h}{\sqrt{l^2 - h^2}}, \quad (8.3)$$

бу ерда $AB = l$, $AC = h$, $CB = \sqrt{l^2 - h^2}$.

Бу ифодада эгрилик радиуси $r \sim 400$ м, вагон тезлиги $v \sim 10$ км/соат, рельслар орасидаги масофа $l \sim 1,6$ м десак, $h \simeq 4,1 \cdot 10^{-2}$ м = 4,1 см бўлар экан.

Демак, инерция кучини мувозанатлаш учун сиртқи рельснинг жойлашиш баландлигини ҳар бир йўл бўлаклари учун алоҳида ҳисоблаш зарур экан. Одатда, техник талабларга биноан $h \leq 12,5$ см, $r \geq 600$ м қилиб олинади. Фақат айрим тоғли шароитларда эгрилик радиуси $r = 200 \div 300$ м қилиб олинishiга мажбур бўлиш мумкин.

Техникада ва кундалик турмушда кўп ишлатиладиган металл қувурларни қўйишда ҳам айланма ҳаракатда инерция қонунидан фойдаланилади. Эритилган металл чўмнчдан айланиб турган цилиндр — роторга оқиб ту-

шади. Суюқ металл инерцияси билан ҳаракат қилиб, ротор цилиндрининг ички сиртига ёпишади. Ёпишган металл қатлами қалинлиги керакли даражага етгач, 2—3 минутда совутилади ва тайёр қувур суғуриб олинади.

Маълумки, автомобиллар тормозлар билан жиҳозланган. Ҳаракатланаётган автомобилни тезда тўхтатиб олиш учун оёқ тормозлари етарлича «тормозлаш даражаси» га эга бўлиши керак. Автомобиллар турига кўра минимал тормозланиш даражаси одатда (1,5—2,5) м/с² чегарасида бўлиши керак. Автомобилнинг қанчалик секинлаш имкониятини махсус «тормозлаш даражаси» ни ўлчовчи асбоб ёрдамида ҳисобланади. Бу асбобда ичига суюқлик қуйилган U симон шаклдаги найчадан фойдаланилади. Найчадаги суюқлик сатҳининг кўтарилиши эса унинг инерциясига боғлиқ бўлади.

Инерциянинг намоён бўлишига кундалик турмушдан жуда кўплаб мисоллар келтириш мумкин: оддий сув томчисининг нақадар «юмшоқ» лигини биламиз. Кафтимизга олиб сиқиб кўрсак, томчининг таъсирини ҳаттоки сезиш ҳам қийин. Агар томчи катта тезлик билан ҳаракат қилса-чи? Автомобиль ёки мотоциклни тезлик билан бошқариб бораётган ҳайдовчи юзига ва қўлларига тушган оддий ёмғир томчиси жуда қаттиқ тегишини билади. Найчасимон тирқишдан катта тезлик билан отилиб чиқаётган сув оқимини таёқ билан кесиб уриш натижасида таёқни синдириб олиш ҳам мумкин. Сувнинг тезлиги ортиши билан унинг мустаҳкамлиги ортади. Шунингдек, катта баландликдан ташланганда «юмшоқ» сув билан тўқнашишни хатарсиз деб бўлмайди. Сувга катта тезлик билан урилганда қаттиқ жисм билан урилгандай таъсир сезилади Албатта, жисм тезлиги ортиши билан ҳаракат импульси ва энергияси ортади. Лекин «юмшоқ» сув томчисининг ва қўргошинининг тўқнашишда тезда сочилиб кетмай, мустаҳкамлигининг ортишини фақат импульс ёки энергия тушунчалари орқали изоҳлаш билан чегараланиб бўлмайди. Ҳодисаларни қисман инерцияга боғлаб тушунса бўлади. Биз сувга аста-секин тушганда у деярли тўсқинлик қилмайди, чунки сув зарралари силжиб, тарқалиб бизга ўз ўрнини бўшатиб бериб улгурадн. Баландликдан сувга сакраган одам ёки отилган ўқ сувга катта тезлик билан кирмоқчи бўлади. Инерциясига кўра сув зарралари эса тезда силжиб, тарқалишга улгурмайди, натижада одам ҳам, ўқ ҳам сув зарраларини ажратиб, майдалаб ва

силжигиб утиш учун куп энергия талаб қилади. Шунинг учун катта тезлик билан ҳаракатланаётган ёмғир томчиеси, қаттиқ зарралар каби тегса, сув оқими эса ёғоч таёқни сийдириш қобилиятига эга бўлади. Ҳақиқатан ҳам, оддий картон қоғоздан ясалган диск билан ёғочни арралаб бўлмаслигини биламиз. Агар картон қоғоздан ясалган дискни электромотор валига ўрнатиб, катта тезликда айлантирилса, картон диск ёғочни ҳам кесиши мумкин.

Трамвай ёки автомобиль жойидан қўзгалганда (ёки тормоз берилганда) ичидаги одамлар ва жисмларнинг силжиниши, юриб кетаётган трамвайдан сакраб тушганда тўхтата олмай олға қараб бир неча қадам югуриб кетиш, отилган снаряд ва ўқларнинг стволдан чиққандан кейин инерцияси билан ҳаракати ва бошқалар.

Инерция тўғрисида ҳаракат ташқи ишқаланиш ва қаршилик кучлари қанчалик кам бўлса, шунчалик узоқ муддат давом этади. Планеталараро фазода газлар ва айрим жисм зарралари жуда сийрак бўлганлиги сабабли ишқаланиш ҳамда тўсқинлик кучлари жуда кам. Шунинг учун Ер ва бошқа планеталар ўз ўқи ҳамда Қуёш атрофида миллиард йиллар давомида ўз тезликларини деярли ўзгармас сақлаб ҳаракат қилиб келади. Жисмнинг (инерцион) массаси инерция ўлчовидир деб айтиб ўтган эдик.

Ольстердаги электростанцияда ўрнатилган маховикнинг диаметри 3 м ва массаси 160 тонна экан. Мабодо станцияда бирор авария рўй берган тақдирда ҳам, кичик таъмирлаш ишлари тугатилгунга қадар ўрнатилган генератор асоси 20 мегаватт қувват бериб тура олар экан.

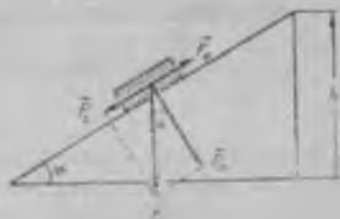
Гидротаран ва гидротурбиналарнинг ишлаш принциплари ҳам сувнинг инерциясидан фойдаланишга асосланган. Экскаваторлар, юк кўтариш кранлари, робот механизмлар ва турли хил қишлоқ хўжалиги машина ва механизмлари айрим қисмларининг инерцияларидан тўғри фойдаланиш ҳамда ҳаракатларини тўғри қўшиш натижа сида иш унумдорлигини оширишга эришиш мумкин.

9-§. Ньютоннинг иккинчи қонуни ва унинг қўлланиши

Ньютоннинг биринчи қонунига асосан жисмга ташқи таъсир бўлмаса, у ўзининг инерциясига кўра, тинч ёки тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатини сақлайди. Лекин



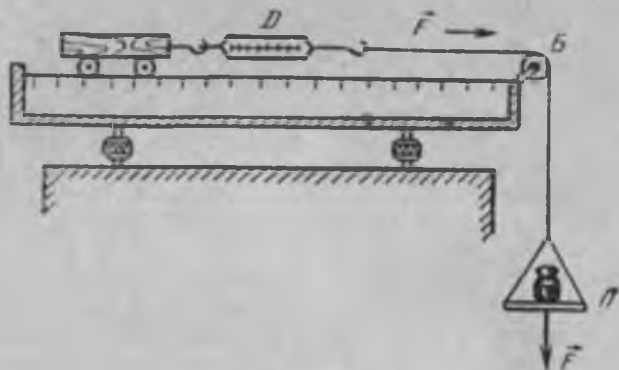
31- расм



32- расм.

табиатда ҳеч қандай таъсир остида бўлмаган, ташқи таъсирдан ажратиб, чегаралаб қўйилган жисмнинг ўзи йўқ. Реал шароитда, нисбатан тинчлик ҳолатида бўлган ҳар қандай жисм ҳам бирор жисмнинг таъсирида бўлади, бу таъсир кучи бошқа куч билан мувозанатланган бўлиши мумкин. Ер устидаги ҳаракат ҳолатлари мисолида, тинч турган дарахтлар илдизлари орқали Ерга боғланган. Оғирлик кучи ва ишқаланиш кучлари илдизларининг чиқиб кетишига йўл қўймайди. Оғирлик кучи Ер сиртининг барча нуқталарида унинг маркази томон йўналганлигига 31-расмдан ишонч ҳосил қилиш мумкин.

Тинч турган бино ёки автомобилга Ернинг тортиш кучи P , Ер томонидан эса реакция кучи N ва жисм билан Ер орасидаги ишқаланиш кучи $F_{\text{н}}$ таъсир этади. Ер сиртидаги қияликларда турган жисмлар ҳам сирпаниб кетмай «тинч» туради (32-расм). Оғирлик кучи P ни икки ташкил этувчи P_i ва P_n га ажратиш мумкин. $F_{\text{н}}$ ишқаланиш кучи P оғирлик кучининг $P_i = P \sin \alpha$ ҳаракатлантирувчи ташкил этувчисининг мувозанатлаб туради. Ишқаланиш кучи $F_{\text{н}}$ оғирлик кучининг ҳаракатлантирувчи P_i ташкил этувчисини мувозанатлай олмаса ($F_{\text{н}} < P_i$) жисм албатта сирпаниб тушади ва нисбатан тинч ҳолатини ўзгартиришга мажбур бўлади. Учиб кетаётган самолёт оғирлик кучи унинг қанотларининг кўтариш кучи билан ҳавонинг қаршилик кучи эса моторнинг тортишиш



33- расм.

кучи билан мувозанатлашса ($\vec{F}_{\text{нат}} = 0$, $\vec{a} = 0$) унинг тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолати сақланади. Агар жиомга таъсир этувчи кучлар ўзаро мувозанатлашмаган ($F_{\text{нат}} \neq 0$) бўлса, жисм тинч ҳолатда ҳам тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатида ҳам қола олмайди, жисм ҳаракат ҳолатини ўзгартириб, натижавий куч қиймати ва йўналишига боғлиқ тезланиш олади.

Горизонтал стол устида жуда кичик ишқаланиш билан айлантирувчи B блокдан ўтувчи вазисиз иппнинг бир учига m массали аравача D динометр орқали уланган бўлиб, иккинчи учига Π паллача осилган бўлсин (33- расм). Аравача тинч ҳолатда туриши учун Π паллачанинг оғирлик кучи аравачанинг столга ишқаланиш кучи билан мувозанатлашган бўлиши зарур. Паллачага $\vec{F}$ кучи билан таъсир этсак, кучлар мувозанати бузилади ва аравача натижавий ўзгармас $\vec{F}$ куч таъсирида текис тезланувчан ҳаракат қилади. Аравачага ҳар хил миқдордаги кучлар билан таъсир этиб, унинг олган тезланишлари аниқланади. Ҳаракат вақти t ни секундомер воситасида, босиб ўтилган s йўлни чизғич ёрдамида ўлчаб,

$$s = \frac{1}{2} at^2 \quad (9.1)$$

ифодадан ҳар бир тажриба учун a тезланишни ҳисоблаш мумкин. Ўлчашлар кўрсатадики ўзгармас куч таъсирида жисмнинг ҳаракати текис тезланувчан бўлади. Тезланишлар қийматлари эса таъсир этувчи кучлар қийматларига пропорционал равишда ўзгаради ($a \sim F$).

Энди тажрибани бир оз ўзгартирайлик: паллага қўйилган $\vec{F}$ кучни ўзгармас сақлаган ҳолда аравача устига ҳар хил юклар (50 г, 100 г, 150 г. . .) қўйиб борайлик. Ишқаланиш кучининг ортишини ҳисобга олиб, тезланишларни ўлчаб, ўзгармас куч таъсирида жисмнинг олган тезланиши унинг массасига тескари пропорционал равишда ўзгаришини аниқлаймиз ($a \sim \frac{1}{m}$).

Кўриб ўтилган тажрибанинг ҳар икки хулосасини бирлаштириб қуйидаги қонуниятга келамиз: *жисмнинг ўзгармас куч таъсирида олган тезланиши жисмга таъсир этувчи кучга тўғри пропорционал, унинг массасига эс тескари пропорционалдир.* Бу қонун *Ньютоннинг иккинчи қонуни* дейилади ва унинг математик ифодаси қуйидаги кўринишга эга:

$$a = \frac{F}{m}. \quad (9.2)$$

Ифодадаги m масса скаляр, F куч ва a тезланиш вектор катталиқ бўлиб, тенглик вектор кўринишида қуйидагича ёзилади:

$$\vec{F} = m\vec{a} \text{ ёки } \vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt}. \quad (9.3)$$

Демак, жисмга таъсир этувчи куч қиймати шу жисм массаси билан унинг шу куч таъсирида олган тезланиши кўпайтмасига тенг бўлиб, тезланиш вектори йўналиши куч векторининг йўналиши билан бир хил бўлади.

Ньютоннинг иккинчи қонунидан, хусусий ҳолда, жисмга таъсир этувчи натижавий куч нолга тенг ($F=0$) бўлса, унинг олган тезланиши ҳам нолга тенг ($a=0$) бўлади; жисмга ташқи таъсир бўлмаса, у тезланиш олмайди, яъни жисм ўзининг тинч ёки тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатини сақлайди. Демак, Ньютоннинг биринчи қонуни иккинчи қонунининг хусусий ҳолидир.

Милтиқ патронидаги порох ёнмаган ҳолда ўқ тинч туради, чунки унга ҳаракатлантирувчи куч таъсир этмайди. Порох ёқилса, унинг ёнишидан ҳосил бўлган газларнинг босим кучи ўқни ҳаракатга келтиради, (9.2) формулага асосан, у ствол ичида тезланиш билан ҳаракат қилади ва $a = \frac{F}{m}$ тезланишда отилиб чиқади. Порох заряди қанчалик кўп бўлса, газнинг босим кучи ва демак, ўқнинг тезланиши шунчалик катта бўлади. Ўқ массаси қан-

чалик катта бўлса, аксинча, унинг тезланиши шунчалик кичик бўлади.

Қайиқда ўтирган одам эшакларни қанчалик катта куч билан ҳаракатга келтирса, шу куч таъсир этиш давомида қайиқнинг олган тезланиши ҳам шунчалик катта бўлади. Аксинча, қайиқ ва одам массалари ҳамда ишқаланиш кучлари катта бўлса, тезланиш кичик бўлади.

Икки моторли самолётнинг тезланиши унинг икки моторининг тортиш кучига пропорционал бўлса, тўрт моторли самолёт тезланиши ундан икки баравар катта бўлади.

Си системасида масса бирлиги кг, тезланиш бирлиги м/с, куч бирлиги «ньютон» бўлганлиги учун 1 ньютон кучга қуйидагича таъриф берилади: *1 ньютон куч деб, 1 кг массали жисмга 1 м/с² тезланиш бера оладиган куч катталигига айтилади ва қуйидагича белгиланади:*

$$1\text{Н} = 1\text{кг} \cdot 1 \frac{\text{м}}{\text{с}^2} = 1 \text{кг} \frac{\text{м}}{\text{с}^2}.$$

1 кг массали жисм эркин тушаётганда 9,8 м/с² тезланиш олади ва $F=1 \text{ кг} \cdot 9,8 \text{ м/с} = 9,8 \text{ Н}$ кучни техникада 1 кГ куч деб юритилади. Демак, тинчликдаги массаси 1 кг жисмнинг оғирлиги $P=mg$ 1 кГ кучга тенг; 5 кг массали жисмнинг оғирлиги 5 кГ кучга тенг ва ҳоказо.

Жисм нисбатан кичик баландликдан эркин тушганда оғирлик кучи таъсирида текис тезланувчан ҳаракатланади. Жисмнинг оғирлик кучи унинг массасига тўғри пропорционал бўлади. Масалан, 1 кг массали жисмга қараганда 10 кг массали жисмга 10 марта катта оғирлик кучи таъсир қилади. Ер сиртига яқин нуқталарда жисмнинг массаси неча марта ортса, оғирлик кучи ҳам шунча марта ортади. Шунинг учун эркин тушувчи барча жисмларнинг тезланиши бир хил

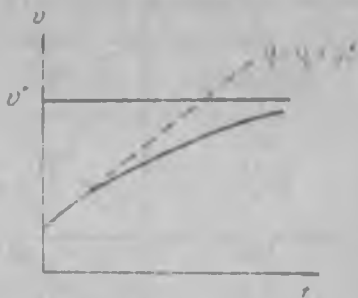
$$\frac{P_1}{m_1} = \frac{P_2}{m_2} = \dots = g = \text{const} \text{ бўлиб, } g = 9,81 \text{ м/с}^2 \text{ га тенг.}$$

Агар жисми Ердан бирор h баландликка кўтарилса, унинг оғирлик кучи (Ер билан жисм орасидаги тортишиш кучи

$$P = G \frac{Mm}{(R+h)^2}) \text{ камаяди, лекин массаси ўзгармайди ва}$$

Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан жисмнинг эркин тушиш тезланиши $(g_h = \frac{P_h}{m})$ камаяди. Масалан, 400 км баландликка кўтарилган ракета эркин тушса, тахминан $g = 8,67 \text{ м/с}^2$

тезланиши билан тушади ва Ерга яқинлашганда унинг тезланиши $9,81 \text{ м/с}^2$ га етади. Оғирлик кучи Ойда Ерга нисбатан тахминан олти марта кичик бўлганлиги учун (жисм массаси Ойда ҳам, Ерга ҳам бир хил) Ойга тушувчи метеоритларнинг эркин ту-



34- расм.

шиниш тезланиши ($g_k = \frac{P_k}{m}$) Ерга нисбатан олти марта кичик бўлади.

Жисмлар ҳавода эркин тушганда, ҳавонинг қаршилик кучи ҳам таъсир қилади ва Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан:

$\vec{g} = \frac{\vec{P} + \vec{F}_{k,k}}{m}$ ёки $g = \frac{P - F_{k,k}}{m}$ га тенг бўлади. Тезлик сртиши билан қаршилик кучи $F_{k,k}$ оғирлик кучи P билан тенглашгунга қадар ҳаракат потекис тезланувчан, ундан кейин эса ($g = 0$, $P - F_{k,k} = 0$) жисм ўзгармас тезлик билан тушади. Жисмларнинг ҳавода тушиш тезлигининг ортиши ҳавонинг қаршилик кучи таъсирида камайиб боради ва тезлик чизиқли ($v_t = v_0 + gt$) ортиб бормай, балки бирор барқарорлашган v^* тезлик қийматига яқинлашади (34-расм).

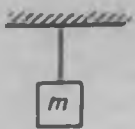
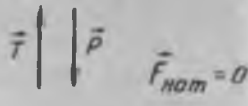
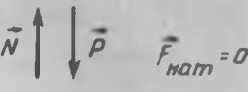
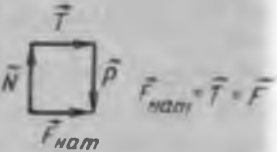
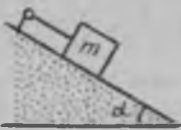
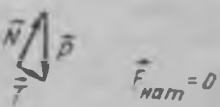
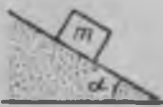
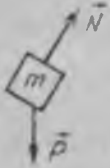
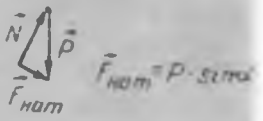
Қайд қилиб ўтиш лозимки, жисмга тезланиш берувчи $\vec{F}$ натижавий куч векторидир. Жисмга бир неча куч таъсир этганда $\vec{F}$ куч айрим таъсир этувчи кучларнинг вектор йиғиндиси га тенг бўлади.

35-расмда келтирилган айрим ҳоллар учун натижавий куч ва тезланиш қийматларини кўриб чиқайлик.

а) m массали жисмга иккита куч таъсир этади: пастрга йўналган жисмнинг $\vec{P}$ оғирлик кучи ва юқорига йўналган илнинг $\vec{T}$ таранглик кучи. Бу кучлар ўзаро мувозанатда, натижавий куч ва демак, тезланиш нолга тенг бўлади:

$$F_{\text{нат}} = P - T = 0; \quad a = \frac{F_{\text{нат}}}{m} = 0.$$

б) Жисм тинч турибди. $\vec{P}$ оғирлик кучи ва юқорига йў-

a) 		 $\vec{F}_{\text{нат}} = 0$
б) 		 $\vec{F}_{\text{нат}} = 0$
в) 		 $\vec{F}_{\text{нат}} = \vec{T} = \vec{F}$
г) 		 $\vec{F}_{\text{нат}} = 0$
д) 		 $\vec{F}_{\text{нат}} = P \cdot \sin \alpha$

35- расм.

налган $\vec{N}$ реакция кучи ўзаро мувозанатда. Натижавий куч ва тезланиш нолга тенг:

$$F_{\text{нат}} = P - N = 0; \quad a = \frac{P - N}{m} = 0.$$

в) Горизонтал йўналишда таъсир этувчи $\vec{F}$ куч ипнинг $\vec{T}$ таранглик кучини яратади ва таранглик кучи жисмга таъсир этади, $\vec{P}$ оғирлик кучини $\vec{N}$ реакция кучи мувозанатлайди:

$$F_{\text{нат}} = P - N + T = T; \quad a = \frac{T}{m}.$$

г) Жисми қия текисликда ип тутиб турибди. Ипнинг $\vec{T}$ таранглик кучи $\vec{N}$ нормал реакция кучи билан $\vec{P}$ оғирлик кучларининг вектор йигиндисига, натижавий куч эса нолга тенг:

$$F_{\text{нат}} = 0; \quad a = \frac{F_{\text{нат}}}{m} = 0.$$

д) Тутиб турувчи ипни олиб ташласак, жисмга тезланиш берувчи натижавий куч нолга тенг бўлмайди (ишқаланиш кучини кичик деб ҳисобласак):

$$F_{\text{нат}} = P \cdot \sin \alpha; \quad a = \frac{F_{\text{нат}}}{m} = g \cdot \sin \alpha.$$

Жумладан, поездга паровознинг тортиш кучидан ташқари ҳавонинг қаршилик кучи ва рельсларнинг ишқаланиш кучлари таъсир қилишини ҳисобга олсак, Нютоннинг иккинчи қонунини вектор кўринишда

$$a = \frac{\vec{F}_{\text{т.к}} + \vec{F}_{\text{к.к}} + \vec{F}_{\text{и.к.}}}{m} = \frac{\vec{F}_{\text{нат}}}{m} \quad (9.4)$$

ва скаляр кўринишда

$$a = \frac{F_{\text{т.к}} - F_{\text{к.к}} - F_{\text{и.к.}}}{m} = \frac{F_{\text{нат}}}{m} \quad (9.5)$$

деб ёзиш мумкин.

Ҳавонинг қаршилик кучи ва ишқаланиш кучлари паровознинг тортиш кучига тенглашгандан сўнг ($a=0$), поезд ўзгармас тезлик билан текис ҳаракат қила бошлайди. Тортиш кучини янада орттирилса, поезд тезлашувчан ҳаракатга ўтади.

Спортчи мотоциклчилар мусобақаларида кузатиш мумкинки, баъзи спортчилар старт берилгандан бошлаб, кучдан ютиш учун, мотоцикл олдинги ғилдирагини Ер (муз) дан кўтариб олади. Бу билан (9.5) формулага ҳосан, ишқаланиш кучини камайтириб, тезроқ катта

тезланиш олишга ва катта тезликка эришишга интиладилар.

Ўзгарувчан массали жисм учун Ньютоннинг иккинчи қонуни. Ньютон яшаган даврда жисмлар массасининг ҳаракат тезлигига боғлиқ равишда ўзгариб бориши маълум эмас эди. Жисмнинг массаси унда бор бўлган модда миқдори деб тушунилар эди. Массани ўзгармас миқдор деб ҳисоблаб, дифференциал белгиси остига киритиб ёзилса, Ньютоннинг иккинчи қонунини

$$\vec{F} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} \quad (9.6)$$

кўринишда ифодалаш мумкин. У ҳолда динамиканинг иккинчи қонунини қуйидагича таърифлаш мумкин: жисм ҳаракат миқдорининг ўзгариши жисмга таъсир этувчи кучга пропорционал бўлиб, йўналиши эса таъсир қилувчи куч йўналишида бўлади. (9.6) ифодага кўра инерция қонунини қуйидагича изоҳлаш мумкин: жисмга ташқаридан таъсир этувчи куч бўлмаса ($F=0$), унинг ҳаракат миқдори ($m\vec{v}=const$) ўзгармайди, яъни тинч ёки тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатини сақлайди. Агар жисмга кучининг таъсир этиши жуда тез ва қисқа вақт оралиғида юз берса у ўз инерциясига кўра аввалги тинч ёки текис ҳаракат ҳолатини сақлайди (тўнкарилган бутилка тагидан қоғозни тез тортиб олинганда унинг тик туриб қолишини эсланг), яъни ҳаракат миқдорининг ўзгариши сезилмайди.

Жисм массасининг унинг тезлигига кўпайтмаси ҳаракат миқдори деб аталган. Бу ном жисм массасининг қадимий таърифига боғлиқ равишда, яъни масса жисмда бор бўлган модда миқдори бўлса, $\vec{p}=m\vec{v}$ ҳаракат миқдори мазмунида қабул қилинган. Эйнштейннинг нисбийлик назариясига кўра, жисм массаси унинг тезлигига боғлиқ равишда ўзгаради:

$$m_v = \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}, \quad \vec{F} = \frac{m_0 \vec{a}}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \quad (9.7)$$

Нисбийлик назариясининг бу ифодаларига кўра, жисмнинг массаси тезлик ортиши билан ортиб боради ва шунинг учун масса жисмда бор бўлган модда миқдори эмас. Шу бонсдан жисм массасини унинг ҳаракат тезлигига кўпайтмасини ҳаракат импульси деб атаган маъқул бўлади.

Жисмга таъсир этувчи F кучнинг шу куч таъсир этиш вақти dt га кўпайтмасидан иборат Fdt вектор катталнк *куч импульси* дейилади. Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан жисм ҳаракат импульсининг ўзгариши унга таъсир этувчи куч импульсига тенг:

$$d\vec{p} = \vec{F}dt \text{ ва } d\vec{p} = \vec{p}_2 - \vec{p}_1 = \int \vec{F}dt, \quad (9.8)$$

бунда $\vec{p}_1$ ва $\vec{p}_2$ жисмнинг t_1 ва t_2 вақтдаги ҳаракат импульсларидир.

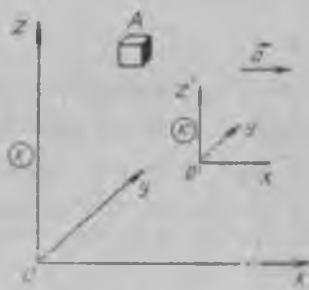
Агар жисмнинг массаси унинг тезлиги ўзгарганлиги учун эмас, ҳаракат давомида жисмдаги модда миқдорининг ажралиши ёки қўшилиши эвазига ўзгарса (масалан, ракета ҳаракатида ёнилғи массасининг камайиши) илгариланма ҳаракат қонуни Мещерский тенгламаси орқали ифодаланади:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F} + (\vec{v}_1 - \vec{v}) \frac{dm}{dt}, \quad (9.9)$$

бунда m ва $\vec{v}$ масса ва тезлик, $\vec{F}$ ташқи куч, $\vec{v}_1$ — ажралиб чиқувчи $\left(\frac{dm}{dt} < 0\right)$ ёки қўшилувчи $\left(\frac{dm}{dt} > 0\right)$ модда тезлиги. $\vec{F}_p = (\vec{v}_1 - \vec{v}) \frac{dm}{dt} = \vec{u} \frac{dn}{dt}$ куч эса жисмга қўшимча таъсир этувчи *реактив куч* дейилади.

Ньютоннинг иккинчи қонунининг (9.9) кўриниши инерциал саноқ системаларида бажарилади. K инерциал саноқ системада тинч турган A жисм a тезланиш билан ҳаракатланаётган K' нонинерциал саноқ системага нисбатан ($-a$) тезланишга эга бўлади (36-расм). K' нонинерциал саноқ системада Ньютоннинг иккинчи қонуни бажарилмайди, вақоланки ҳеч қандай куч таъсирида бўлмаган (K — системада) тинч турган жисм бу K' системада ($-a$) тезланишга эга бўлади. Ньютоннинг иккинчи қонуни K инерциал саноқ системасида қуйидаги кўринишга

$$\vec{F} = m\vec{a} \quad (9.10)$$



36-расм.

эга бўлса, K' нонинерциал саноқ системада бу қонун бажарилиши учун $\vec{F}$ ташқи таъсир кучига $\vec{F}_и$ инерция кучини қўшиш зарур, яъни

$$\vec{F} + \vec{F}_и = m\vec{a}. \quad (9.11)$$

Жисмга таъсир этувчи барча кучларни қўшиб, унинг ҳаракат тенгламасини статик тенглама кўринишига келтириш мумкин (Даламбер принципи). Механиканинг динамик масалаларни статика методлари билан ечиш усулларига асосланган бу бўлим кинетостатика дейиладди. Кинетостатика методлари айниқса машина ва механизмлар назарияси курсида кўп қўлланилади.

Ньютоннинг иккинчи қонунини қўлланишига доир мисоллар

1. Пружинали тарозида турган одамга унинг $\vec{P}$ оғирлик кучи ва пружинанинг $\vec{N}$ эластиклик кучи таъсир этадди.

а) Одам тинч турибди дейлик. Одамнинг оғирлик кучи пружинанинг эластиклик кучи билан мувозанатда бўлиб, уларнинг сон қийматлари ўзаро тенг, йўналишлари эса қарама-қаршидир, Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан:

$$\vec{a} = \frac{\vec{P} + \vec{N}}{m}; \quad P = N; \quad a = \frac{P - N}{m} = 0.$$

б) Одам тезланишли ҳаракат қилиб тиззаларини буксини. Одам тезланишли ҳаракати давомида юқорига йўналган $\vec{N}$ куч пастга йўналган $\vec{P}$ оғирлик кучидан кичик бўлади. У ҳолда натижавий куч вектори $\vec{P} + \vec{N}$ ва демак, $\vec{a}$ тезланиш вектори ҳам пастга қараб йўналган, унинг қиймати эса қуйидагига тенг:

$$a = \frac{P - N}{m}.$$

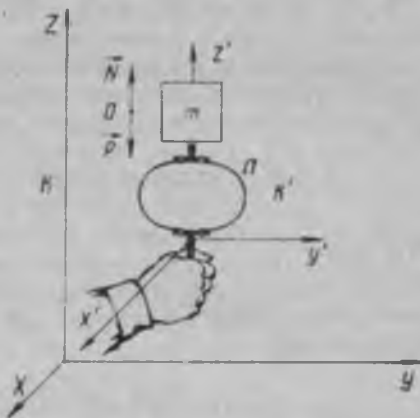
в) Одам тезланишли ҳаракат қилиб, тиззаларини тиклаб дастлабки ҳолатига қайтганда эса пружинанинг $\vec{N}$ эластиклик кучи $\vec{P}$ оғирлик кучидан катта бўлади. Натижавий $\vec{F}$ куч вектори ва $\vec{a}$ тезланиш вектори ҳам юқорига йўналган бўлади, тезланиш қиймати эса қуйидаги тенгликдан топилади:

$$a = \frac{F}{m} = \frac{N - P}{m}. \quad (9.12)$$

Юқорида келтирилган мисолни қуйидаги тажрибадан ҳам тушуниш мумкин. Ҳалқасимон пружинадан иборат бўлган Π куч ўлчагични вертикал ҳолатда тутиб турайлик (37-расм).

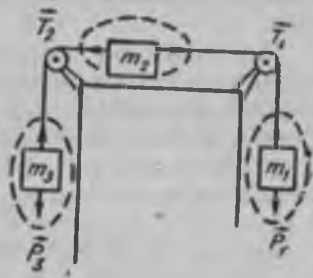
Унинг юқори қисмига m массали жисмни ўрнатайлик. Қўлни ўзгармас тезлик билан юқорига ёки пастга ҳаракатлантирилганда пружинанинг сиқилиш даражаси ўзгармайди (K' система K га нисбатан ўзгармас тезлик билан ҳаракат қилади). Агар аксинча, қўлни юқорига ёки пастга тезланиш билан ҳаракатлантирсак, пружина мос равишда кўпроқ ёки камроқ қисилади, яъни P куч $\bar{N}$ дан мос равишда катта ёки кичик бўлади.

Кундалик турмушда ушбу ҳолатни лифтда кўтарилганда ёки тушганда, айниқса лифтнинг қўзғалиши ва тўхташ пайтларида аниқ сезиш мумкин. Агар лифт юқорига a тезланиш билан ҳаракат қилса, оғирлигимиз $P = mg$ эмас $mg + ma$ га тенг бўлиб, оёқларимиз босим кучининг ортаганлигини сезади. Аксинча, пастга қараб тезланиш билан тушганда эса $P = mg - ma$ бўлиб, оёқларимизга тағлиқнинг таъсири камайганлигини сезамиз. Тасодифан, лифт сими узилиб кетиб лифт билан биргаликда «эркин» тушсангиз $a = g$ бўлиб вазнингиз, яъни тағлиқка босим кучингиз $P = m(g - g) = 0$ бўлади ва вазнсизлик ҳолати ҳосил бўлади. Вазнсизлик ҳолатида сизнинг оғирлигингиз, яъни Ернинг тортишиш кучи $F = mg$ нолга тенг эмас, лекин вазнингиз тағлиқка босим кучи нолга тенг бўлади.



37-расм.

Кундалик турмушда ушбу ҳолатни лифтда кўтарилганда ёки тушганда, айниқса лифтнинг қўзғалиши ва тўхташ пайтларида аниқ сезиш мумкин. Агар лифт юқорига a тезланиш билан ҳаракат қилса, оғирлигимиз $P = mg$ эмас $mg + ma$ га тенг бўлиб, оёқларимиз босим кучининг ортаганлигини сезади. Аксинча, пастга қараб тезланиш билан тушганда эса $P = mg - ma$ бўлиб, оёқларимизга тағлиқнинг таъсири камайганлигини сезамиз. Тасодифан, лифт сими узилиб кетиб лифт билан биргаликда «эркин» тушсангиз $a = g$ бўлиб вазнингиз, яъни тағлиқка босим кучингиз $P = m(g - g) = 0$ бўлади ва вазнсизлик ҳолати ҳосил бўлади. Вазнсизлик ҳолатида сизнинг оғирлигингиз, яъни Ернинг тортишиш кучи $F = mg$ нолга тенг эмас, лекин вазнингиз тағлиқка босим кучи нолга тенг бўлади.



38-расм.

2. 38-расмда келтирилган қурилма классик Ативуд машинасининг асосини ташкил этади. m_1 , m_2 ва m_3 массали учта жисмни биргаликда битта система деб ҳисоблаб, системанинг тезланишини топиш мумкин. Ньютоннинг иккинчи қонунини татбиқ этсак, қуйидаги ифода ҳосил бўлади:

$$F = P_1 - P_2, \quad a = \frac{P_1 - P_2}{m} = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2 + m_3} g, \quad (9.13)$$

P_1 , P_2 ва P_3 — жисмларнинг оғирлик кучлари.

Агар m_1 , m_2 ва m_3 массали жисмларнинг ҳар бирини алоҳида система деб қаралса, уларнинг ҳар бири учун Ньютоннинг иккинчи қонунини татбиқ этиб, учта тенглама ҳосил қиламиз:

$$\left. \begin{aligned} m_1 g - T_1 &= m_1 a \\ T_1 - T_2 &= m_2 a \\ T_2 - m_3 g &= m_3 a, \end{aligned} \right\} \quad (9.14)$$

бунда T_1 ва T_2 — таранглик кучлари.

Системани биргаликда ечиб, тезланишни аниқлаймиз:

$$m_1 g - m_3 g = (m_1 + m_2 + m_3) a; \quad a = \frac{m_1 - m_3}{m_1 + m_2 + m_3} g. \quad (9.15)$$

3. Тинч турган автомобиль тезланиш олиб ҳаракатлансин. Ер билан боғлиқ бўлган K системани инерциал санок система деб фараз қилайлик. Ерга нисбатан a тезланиш билан ҳаракатланаётган автомобиль билан боғлиқ бўлган K' ноинерциал санок системасида автомобильга қуйидаги кучлар таъсир этади: $F_u = -ma$ ноинерциал санок системасида таъсир этувчи инерция кучи, N_1 ва N_2 — вертикал йўналишда, йўл томонидан олдинги ва орқадаги ўқларга таъсир этувчи кучлар, P — автомобиль оғирлик кучи, $F_{\text{ишқ}}$ — орқадаги тортувчи ғилдираклар билан йўл орасидаги ишқаланиш кучи.

K' ноинерциал санок системасига нисбатан тинч турган автомобилнинг мувозанат шартларини ўрта мактабдан маълум қондаларга асосланиб ёзамиз: барча кучларнинг геометрик йиғиндиси нолга тенг ва автомобиль ихтиёрий нуқтасига нисбатан барча кучлар моментларининг йиғиндиси нолга тенг, яъни

$$\left. \begin{aligned} N_1 + N_2 - mg &= 0 \\ F_u - F_{\text{ишқ}} &= 0 \\ Pl_2 - N_1(l_1 + l_2) - F_u(h) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (9.16)$$

Автомобиль жуда катта тезликка эришганда олдинги гилдиракларн ердан кутарилнб орқага тўнтарилиб кетиши ҳам мумкин. Тўнтарилиш ҳолатидан аввал олдинги гилдиракларнинг Ерга босим кучи нолга тенг ва демак, (9.16) тенгламадан $N_1 = 0$; $N_2 = mg$ бўлади, яъни тўла огирлик орқадаги гилдиракларга тушади. Шу боисдан автомобилнинг олдинги гилдиракларига камроқ, орқа гилдиракларга эса кўпроқ ҳаво босими берилади.

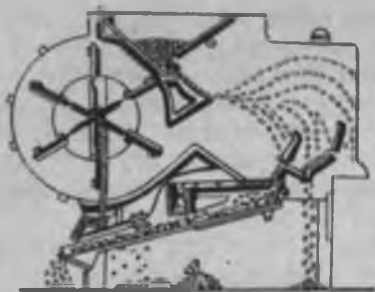
Ишқаланиш кучи ортиб, $F_{\text{ишқ}} = kN_2 = kmg$ ва $F_{\text{и}} = kmg$ га тенг бўлади. Инерция кучи ифодасини (9.16) тенгликка қўйиб, қуйидаги муносабатларни ҳосил қиламиз:

$$Pl_2 - kmg h = 0; mgl_2 = kmg h; k = \frac{l_2}{h}. \quad (9.17)$$

Сўнгги $l_2 = kh$ тенглама автомобиль олдинги гилдиракларининг Ердан ажралнш шартидир. Агар $k < \frac{l_2}{h}$ бўлса, ҳар қандай тезликларда ҳам гилдираклар Ердан узилмайди, $k > \frac{l_2}{h}$ бўлган ҳолда автомобиль орқага тўнтарилиб кетиши мумкин.

Демак, автомобилни ағанаб кетмаслиги, яъни турғунлигини ошириш учун унинг ўқлари орасидаги масофа каттароқ, масса марказининг Ердан баландлигини эса кичикроқ қилиб ясаш зарур экан. Бинобарин, юк машиналарига нисбатан катта тезликларга мўлжалланган енгил машиналарнинг узунлигини сақлаган ҳолда, нисбатан масса марказини Ерга яқин қилиб ясалиши ҳам Ньютон қонунларига асослангандир.

Ернинг сунъий йўлдошларини орбитага чиқаришда, яъни катта космик тезлик қийматига эришишда, Ньютоннинг иккинчи қонунини амалий аҳамиятга эга. Бунда одатда кўп босқичли баллистик ракеталардан фойдаланилади. Дастлаб, ракета биринчи босқич двигатели ёрдамда вертикал йўналишда ҳаракат олади. Ракета маълум баландликда етарлича тезликка эришгач, махсус қурилмалар ёрдамда ракетанинг ўқи вертикал йўналишдан бурилади. Ракета бир неча ўнлаб километр баландликка кутарилнб, (7000—7500) км/соат тезликка эришганда биринчи босқич ёнилғи тугайди ва бўш ёқилғи баклари ҳамда двигатель ва қўшимча қисмлар автоматик равишда ракетадан ажралади. Массаси анча камайган ракетага иккинчи босқич двигатели янада катта тезланиш беради. Иккинчи босқич охирида авто-



39- расм.

да ишлатиладиган кўпчилик машина ва механизмларнинг ишлаш принципи асосида Ньютон қонунлари ётади. Қишлоқ хўжалик соҳасида донларни тозалаш ва навларга ажратиш учун мўлжалланган машиналарда оғирлик кучи таъсирида тушаётган дон зарраларига ҳаво оқими таъсир қилади (39- расм).

Ҳаво оқимининг таъсир кучи ҳар хил массали дон зарраларига турлича тезланиш беради. Массаси катта, йирик дон зарралари нисбатан кичик тезланиш олади ва яқинроққа тушади. Массаси кичик, майда дон зарралари эса катта тезланиш олиши натижасида узоқроққа тушади, натижада доннинг майда бўлаклари алоҳида, йирик бўлаклари алоҳида йигилади.

10- §. Ньютоннинг учинчи қонуни

Ньютоннинг биринчи қонун ташқаридан ҳеч қандай таъсир остида бўлмаган жисм ҳаракати ҳақидаги қонун эди. Иккинчи қонуни эса ташқи таъсир бўлган ҳолда жисмнинг олган тезланишини унинг массасига ва таъсир кучига боғланишини ифодалайди. Лекин бу қонунларни ўрганишда, таъсир остида бўлган жисмнинг таъсир берувчи жисм билан динамик боғланиш қонунияти назардан четда қолди. Таъсир остида бўлган жисмнинг таъсир берувчи жисм билан динамик боғланиш қонуни «таъсир ва акс таъсир» қонунидан иборат бўлиб, Ньютоннинг учинчи қонунининг мазмунини ташкил этади.

Ньютоннинг иккинчи қонунига кўра, паровознинг тортиш кучи катта бўлса, вагонга катта тезланиш берар эди. Агар паровознинг двигатели билан ғилдиракларини

рельсларга теккизмай кўтариб қўйсақ, паровознинг ўша қувватли двигатели вагонга тезланиш бера оладими? Албатта, **йўқ**. Нега? Бу ҳолда Ньютоннинг иккинчи қонуни бажарилиши учун, яъни паровоз вагонга таъсир эта олиши ва Ерга нисбатан бирор йўналишда тезланиш олиши учун у Ерга таяниши ва унга тескари йўналишда тезланиш бериши керак. Рельс билан ғилдираклар орасидаги ишқаланиш туфайли паровоз Ерни ўзидан итаради ва Ер паровозга куч билан таъсир этиб тезланиш беради. Ньютоннинг иккинчи қонунига кўра, Ернинг массаси нисбатан жуда катта бўлганлиги учун унинг ҳаракат ҳолати деярли ўзгармайди. Шунингдек, автомобиль асфальт йўлда керакли тезланиш олиши мумкин, қор ёки муз билан қопланган йўл бўлагидея эса двигатель тортиш кучи ўзгармаган ҳолда катта тезланиш олиши қийин. Ернинг акс таъсир кучи бўлмаса, паровоз ёки автомобиль ҳаракатга кела олмайди.

Демак, кучлар жисмларнинг ўзаро таъсиридан намоён бўлади. Жисмларнинг таъсирлашуви эса ўзаро бўлиб, таъсир ва акс таъсирдан иборатдир. Бинобарин, Ер сиртида тинч турган жисм ўз вазнига кўра тағлиққа p босим кучи билан таъсир этса, тағлиқ томонидан жисмга N реакция кучи таъсир этади. Ипга осилган жисм оғирлиги ипга таъсир этади ва уни бирор тарангликда чўзади, ўз навбатида ип юкни сон жиҳатдан унинг оғирлигига тенг куч билан юқорига кўтаради; бу сўнгги куч бўлмаганда жисм Ерга тушиб кетган бўларди.

Токаръ станогининг кескичи бирор куч билан ишлов берилаётган жисмга таъсир этади, жисм ўз навбатида кескичга таъсир этади, вақт ўтиши билан кескич ўтмас бўлиб қолади.

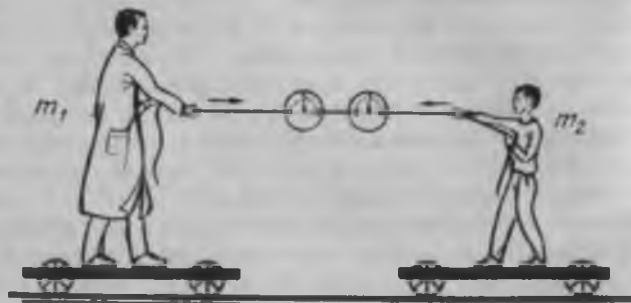
Футболчи тўпни қанчалик катта куч билан тепса, тўп ҳам, унинг оёғига шунчалик катта куч билан таъсир этади (40-расм).

F_2 акс таъсир кучининг қиймати F_1 таъсир кучи қиймати-га тенг бўлиб, йўналиши қарама-қаршидир. Раида дастасига ёки арра дастасига қўл кучи билан таъсир этиб, дастанинг қўлимизга таъсирини хусусан, кафтимизнинг эзилганини сезамиз.



40- расм.

Хуллас, кучлар жисмларнинг ўзаро таъсири маҳсулидир. Механикада ягона куч, ягона таъсир бўлмайди, фақат жуфт кучлар мавжуд бўлиб, жисмларнинг таъсири ўзаро, яъни таъсир ва акс таъсирдан иборат бўлади. Таъсир ва акс таъсирнинг моҳияти шундан иборатки, бир жисм иккинчи жисмга бирор куч билан таъсир этса, иккинчи жисм ҳам ўз навбатида биринчи жисмга таъсир этади. Таъсир ва акс таъсир кучлар ҳар хил жисмларга қўйилган.



41- расм.

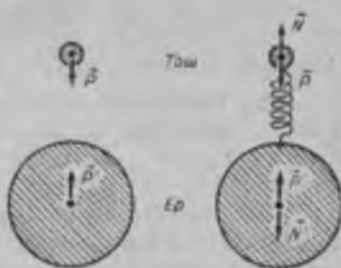
Тажрибалар шуни кўрсатадики, массалари қандай бўлишидан қатъи назар, икки жисмнинг ўзаро таъсир кучлари сон жиҳатидан бир-бирига тенг, йўналишлари эса қарама-қарши бўлади (41-расм). Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан m_2 массали бола катта тезланиш олса, аксинча, массаси m_1 бўлган киши кичик тезланиш олади. Тажрибани қуйидаги ҳолларда бажариб кўриш мумкин: бола ҳам, киши ҳам ҳар иккаласи арқонни тортадилар; иккинчиси махсус тортмаган ҳолда улардан бири арқонни тортади. Барча ҳолларда ҳам динамометрлар кўрсатишлари бир хил, яъни таъсир ва акс таъсир кучлари тенг. Ўзаро таъсирлашувчи жисмларнинг тезланишлари қарама-қарши йўналишда бўлади.

42-расмда чўзилган ёйсимон пружина, иккала қўлга қийматлари тенг, йўналишлари бўйича қарама-қарши бўлган F_1 ва F_2 кучлар билан таъсир этади. Пружина бир қўлда тутиб турилганда деформацияланмайди ва куч ҳам таъсир этмайди.

Ер ва тош мисолида (43-а расм) ҳар иккала жисм орасида ўзаро P тортиш кучи мавжуд. Ер ҳам, тош ҳам



42- расм.



43- расм.

массаларига пропорционал равишда тезланиш олиб бир-бирига яқинлашади. Лекин Ернинг массаси тошнинг массасидан жуда катта бўлганлиги учун тезланиши жуда кичик бўлади ва Ернинг тош томонга қараб силжишни сезиш қийин. Шунинг учун, аслида, Ердан туриб юқорига отилган барча жисмлар тортиш кучи таъсирида Ерга тезланиш билан қайтиб тушади. Улар орасига эластик пружина жойлаштирилса (43-б расм), ўзаро тортишиш кучларини мувозанатловчи икки куч ҳосил бўлади. Энди ҳар бир жисмга қийматлари тенг, йўналишлари қарама-қарши бўлган иккитадан $\vec{P}$ ва $\vec{N}$ ҳамда $\vec{P}_1$ ва $\vec{N}'$ кучлар таъсир этади ва ҳар бир жисм бир-бирига нисбатан тинч ҳолатда қолади. Жисмларнинг ўзаро таъсирини ўрганиш учун кўплаб тажриба ва мисолларни келтириш мумкин.

Ньютон ўзаро таъсир қонуниятларини ўрганиб, ўзаро таъсирда бўлган икки жисм бир-биринга сон қийматлари тенг, лекин йўналишлари қарама-қарши бўлган кучлар билан таъсир қилади, деган хулосага келади, яъни

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}, \quad (10.1)$$

бунда $\vec{F}_{12}$ — биринчи жисмнинг иккинчи жисмга таъсир кучи, $\vec{F}_{21}$ — иккинчи жисмнинг биринчи жисмга таъсир кучи.

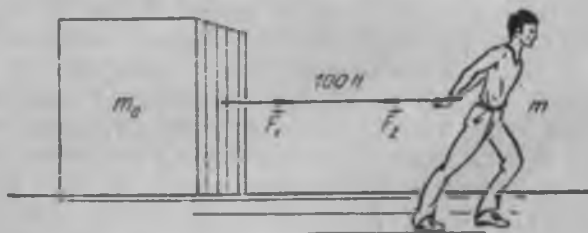
$\vec{F}_{12}$ ва $\vec{F}_{21}$ куч векторлари икки жисмни туташтирувчи тўғри чизиқ устида ётади. (10.1) ифода Ньютоннинг учинчи қонунининг математик ифодасидир. Динамиканинг иккинчи қонунидан фойдаланиб, бу ифодани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$m_1 \vec{a}_1 = -m_2 \vec{a}_2; \quad m_2 = - \left(\frac{\vec{a}_1}{\vec{a}_2} \right) m_1. \quad (10.2)$$

Агар биринчи жисм массаси масса эталони қилиб олинса, жисмлар тезланишларининг муносабатини ўлчаш натижасида иккинчи жисм массаси m_2 ни аниқлаш мумкин.

(10.1) ва (10.2) ифодалардаги минус ишораси таъсир ва акс таъсир кучларининг йўналиши қарама-қаршилигини ва таъсирлашувчи жисмлар ҳаракатга келса, уларнинг олган тезланишлари қарама-қарши йўналишда бўлишлигини билдиради. Қайд қилиб ўтиш лозимки, иккинчи жисмга биринчи жисм томонидан таъсир этувчи $\vec{F}_{12}$ куч иккинчи жисмга қўйилган, $\vec{F}_{21}$ куч эса биринчи жисмга қўйилган. Шунинг учун бу кучларни ўзаро қўшиш ёки уларнинг таъсир этувчисини топиш мумкин эмас.

Таъсир ва акс таъсир. Ер устидаги ўзаро таъсирлашувчи иккита жисмнинг бир йўналишдаги механик ҳаракати содир бўлишлиги учун фақат икки жисм ўзаро таъсир кучларининггина бўлиши етарли эмас. Одатда, от аравани, электровоз вагонни, одам бирор юкни куч билан таъсир этиб ҳаракатга келтиради, деб айтилади;



44- расм.

бунда ўзаро таъсир ва акс таъсир кучлари билан биргаликда ишқаланиш ҳамда қаршнлик кучларини ҳам ҳисобга олиш керак бўлади. Масалан, одам ердаги юкни судрай олса, ҳар иккала ўзаро таъсирлашувчи жисмлар — одам ва юк бир йўналишда ҳаракатга келади (44- расм). Одамнинг юкка таъсир кучи $F_1 = 100 \text{ Н}$ бўлсин. Ньютоннинг учинчи қонунига асосан юк ўз навбатида одамга $F_2 = 100 \text{ Н}$ куч билан тескари йўналишда таъсир этади. У ҳолда ип 100 Н куч билан таранг тор-

тилади. Юк массаси m_0 , одам массаси m бўлсин. Юк билан Ер орасида ҳаракат йўналишига тескари $F_{1\text{ишқ}}$ ишқаланиш кучи ҳам таъсир этади. Одам оёқлари билан Ер орасида $F_{2\text{ишқ}}$ ишқаланиш кучи таъсир этади. Одамнинг ҳаракатга келиши учун имконият берувчи муҳим куч ҳам ма-на шу $F_{2\text{ишқ}}$ ишқаланиш кучидир, одам оёқларини Ерга тираб, Ерни ўнгдан чапга итаради ва натижада ўзи ўнгга ҳаракатланади. Юк ва одам учун Ньютоннинг иккинчи қонуни алоҳида қуйидагича ёзиш мумкин:

$$100\text{Н} - F_{1\text{ишқ}} = m_0 a,$$

$$F_{2\text{ишқ}} - 100\text{Н} = m a.$$

Бу икки тенгламадан қуйидаги муносабатни ҳосил қиламиз:

$$F_{2\text{ишқ}} - F_{1\text{ишқ}} = (m_0 + m) a. \quad (10.3)$$

Агар одам оёқларининг Ерга $F_{2\text{ишқ}}$ ишқаланиш кучи юк билан Ер орасидаги $F_{1\text{ишқ}}$ ишқаланиш кучидан катта бўлса, одам яшикка тезланиш бера олади ва иккала жисм бир йўналишда ҳаракатга келади. Демак, динамиканинг учинчи қонунига асосан акс таъсир бўлмаса, таъсир ҳам бўлмайди ва аксинча.

Ҳар қандай жисм ўзидан бошқа ҳеч бўлмаганда битта ташқи жисм билан таъсирлашмагунча ўз-ўзидан ҳаракатга кела олмайди, масалан, осиб қўйилган мотоцикл ва автомобиль гилдираклари қанчалик айланмасин ўрнидан қўзғалмайди; ракета ҳам ёнилғи газлари билан, Ер ва атмосфера билан таъсирда бўлади. Келтирилган мисолларни ҳаётда у ёки бу кўринишда ҳар биримиз кузатганмиз. Ҳақиқатан ҳам, лой йўлда тиқилиб қолган автомобилга қўшимча одамлар ўтқазиб ёки юк ортиб ишқаланиш кучини $F = kP$ орттириш натижасида чиқиб кетиш ҳолларини кўрганмиз.

Икки киши куч синашмоқчи бўлиб, арқоннинг икки учидан қарама-қарши томонга тартади. Таъсир ва акс таъсир қонунига кўра, ҳар бир киши арқонни қандай куч билан тортса, арқон ҳам уни шундай, лекин қарама-қарши йўналишдаги куч билан тартади. Улардан қайси бирининг оёқлари билан Ер орасидаги ишқаланиш кучи катта бўлса, рақибини судраб кетади. Паровоз, электро-возларнинг огирлиги, одатда, оддий вагонларникига

нисбатан катта бўлади. Чунки бир неча вагонлардан иборат бўлган катта юкни ҳаракатга келтириш учун уларнинг ғилдираклари билан рельслар орасида етар-лича ишқаланиш кучи бўлиши керак.

Таъсир ва акс таъсир кучларининг тенглиги милтиқ отилганда намоён бўлади. Порох газлари ўққа қанчалик куч билан таъсир этса, шундай катталикидаги акс таъсир кучи милтиққа тескари тезланиш беради. Милтиқ масса-си ўқнинг массасига нисбатан минглаб маротаба катта бўлганлиги учун тепки кучи унчалик катта бўлмайди (10.2 тенгликка қаранг).

Реактив снаряд ичида етарли миқдорда ёнувчи порох заряди бўлади. Махсус ёниш камерасида юқори босим-ли ва температурали газлар ҳосил бўлади. Газлар каме-ра орқа деворининг махсус тешигидан катта тезлик билан чиқиб, реактив эффект беради. Ньютоннинг учин-чи қонунига асосан чиқаётган газлар снарядга газ оқи-мига қарама-қарши йўналишда таъсир этади. Порох қанчалик узоқ вақт ёниб, снарядга узоқ муддат таъсир қилиб турса, куч импульси ва снаряд тезлиги шунчалик катта бўлади ва унинг учиш масофаси ҳам ортади.

Автоматик қуролларда: автомат, пулемёт, пистолет-ларда тепки кучидан қуролни қайта автоматик равишда ўқлаш мақсадида ҳам фойдаланиш мумкин. Порох газ-ларининг босим кучи махсус механизмни суриб, фойда-ланилган патрон гильзасини чиқариб ташлайди ва стволга янги патронни киритади. Тепки кучининг кама-йиши пистолет ва автоматик қуроллардан нишонга тегиш аниқлигини оширади.

Парракли ва барча янги хилдаги реактив самолётлар ҳаракати ҳам таъсир ва акс таъсир қонунига асослана-ди. Самолёт паррагн айланганда ҳавони катта тезлик билан орқа томонга итиради. Акс таъсир қонунига кўра реактив куч парракларга таъсир этиб, самолётни илга-риланма ҳаракатга келтиради.

Ракеталар ва реактив двигателли самолётлар ҳара-кати уларнинг ўзларининг ичидаги ёнилғининг ёниши натижасида ҳосил бўлган газ массасининг отилиб чиқи-шига, яъни тўғри реакция принципига асосланган: ўзаро таъсирлашувчи жисмлар системаси «газ — ракета», «газ — самолёт» дан иборат. Тўғри реакция принци-пининг моҳияти шундан иборатки, система массасининг бир қисми орқага йўналган бирор $m_1 v_1$ ҳаракат импульси олса, қолган қисми тескари томонга, яъни олдинга йўнал-

ган $m_2 v_2$ ҳаракат импульси олади. Бунда система умумий масса марказининг ҳолати ўзгармайди.

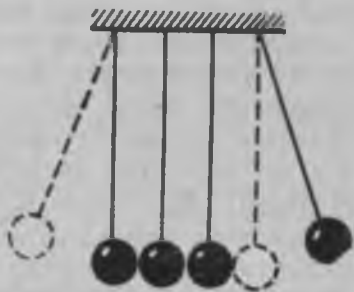
11-§. Ҳаракат импульси.

Импульсининг сақланиш қонуни ва унинг баъзи бир татбиқлари

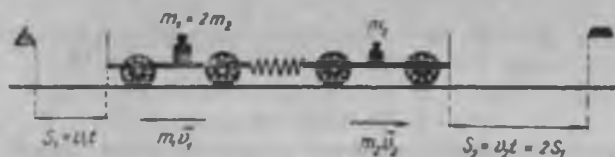
Оддий милтиқ ўқининг массаси кичик бўлиб, тахминан 2 г келади. Бундай ўқни улоқтириб юборилса, осонгина тутиб оламиз. Лекин шу ўқ милтиқдан отилиб чиқса-чи? Қўл билан эмас, тўрт қават қўлқоп кийиб ҳам тута ололмаймиз. Демак, жисмнинг массаси кичик бўлса ҳам тезлиги катта бўлса тўхтатиш қийин масала экан.

Агар биз томонга болалар ўйинчоқ аравачаси юриб келаётган бўлса, оёғимизни тўсиб осонгина тўхтатамиз. Агар худди шундай тезлик билан юк машинаси келаётган бўлса, оёғимизни олиб қочамиз. Нега? Чунки, тезлиги кичик бўлса ҳам массаси катта жисмни тўхтатиш қийин. Демак, жисм массасини тезлигига кўпайтмаси муҳим катталиқ экан. Жисм массасининг унинг тезлигига кўпайтмаси $p = mv$ алоҳида физик катталиқ бўлиб, ҳаракат импульси дейилади. Импульс вектор катталиқдир. Жисмнинг ҳаракат импульси уни тўхтатиш учун маълум вақт ораллиғида қандай куч билан ўзлуксиз таъсир этиш кераклигини кўрсатади. Ёки тинч турган жисм шу тезлиги даражасига эришгунча қандай куч билан ўзлуксиз таъсир этиш кераклигини билдиради.

Ньютоннинг иккинчи қонунига кўра, жисм ҳаракат импульсининг ўзгариши куч импульси билан ўлчанади (9.6 формулага қаранг). Ҳаракат импульси, унинг ифодасига кирувчи айрим m ва v физик катталиқларга нисбатан фундаментал катталиқ ҳисобланади ва сақланиш қонунига бўйсунди. Лекин импульс асосий, фундаментал физик катталиқ бўлишига қарамасдан унинг бирлиги махсус ном билан аталмаган. СИ системасида импульс, масса ва тезлик кўпайтмаси



45- расм.



46- расм.

бирлиги $\text{кг} \cdot \text{м/с}$ да ўлчанади.

Штативга осилган математик маятник кўринишидаги, тўртта бир хил массали пулат шарчадан (45- расм) ўнг-даги биттасини кичик бурчакка оғдириб қўйиб юборсак, қолган шарчаларга урилиб тўхтайтиди. Чапдаги энг сўнгги битта шарча эса ҳаракатга келади, ўнгдагисини кўтариб қўйиб юборилган шарча қандай бурчакка оғдирилган бўлса, бу шарча чап томонга шундай бурчакка оғади. Ўртадаги эластик шарчалар фақат таъсир кучини узатувчи жисмлар вазифасини ўтайди. Қўйиб юборилган шарча тўқнашиш пайтида $\vec{v}$ тезликка ва $\vec{p} = m\vec{v}$ импульсга эришади. Тўқнашгандан сўнг чапдаги шарча ҳаракатга келиб $\vec{p} = m\vec{v}$ импульс олади. Тажрибадан хулоса қилиб шунни айтиш мумкинки, жисмлар системасининг импульси тўқнашгунча қандай бўлса, тўқнашгандан кейин ҳам шундайлигича сақланади.

Жисмлар ҳаракати қарама-қарши йўналишда бўлса ҳам тўла импульснинг сақланишини кузатиш мумкин (46- расм). Массалари бир-биридан икки марта фарқ қилувчи, сиқилган эластик пружина билан бириктирилган иккита аравачани олайлик. Дастлабки ҳолатида ҳар бир аравача тинч турибди ва системанинг тўла импульси нолга тенг. Пружинани бўшатиб юборилса, Ньютоннинг учинчи қонунига асосан аравачаларга қиймати жиҳатидан тенг, лекин йўналиши қарама-қарши бўлган кучлар таъсир этади. Ҳар бир аравача қарама-қарши йўналишда $\vec{p}_1 = m_1 \vec{v}_1$ ва $\vec{p}_2 = m_2 \vec{v}_2$ импульс олади. Аравачаларнинг тенг вақт оралиғида босиб ўтган s_1 ва s_2 йўллари ҳар хил бўлиб, ўнгдаги енгил аравача, нисбатан икки марта катта йўл босади. $s_1 = v_1 t$, $s_2 = v_2 t$ ва $m_1 = 2m_2$ бўлганлиги учун $v_2 = 2v_1$ га тенг. У ҳолда $m_1 v_1 = -m_2 v_2$ га тенг, яъни аравачаларнинг олган импульслари қиймати жиҳатидан тенг, йўналишлари қарама-қаршидир. Системанинг тўла импульси $\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0$ га тенг.

Тажрибаларнинг аниқ чиқиши учун ҳар бир таъсирлашаётган жисмга уларнинг бир-бирига кўрсатаётган таъсир кучларидан бошқа кучлар таъсир этмаслиги керак. Аввалги тажрибада (45-расмга қаранг) шарчалар ипларининг осилиш нуқтасида ишқаланиш кучлари бўлмаслиги, ҳозирги тажрибада эса аравачалар ғилдираклари деярли ишқаланишсиз айланиши керак.

Кўриб ўтилган ҳар икки тажрибадан аниқ бир хулосага келиш учун очиқ ва ёпиқ система тушунчаларини кўриб ўтайлик. Системага ташқи жисмлар томонидан таъсир кучи бўлмаса, бундай система *ёпиқ система* деб аталади. Система таркибидаги жисмларнинг ўзаро таъсир кучларини *ички кучлар*, системадан ташқарндаги жисмларнинг таъсир кучларини эса *ташқи кучлар* деб аталади.

Ер устидаги ўзаро таъсирлашувчи ҳар қандай жисмлар системасига Ернинг тортиш кучи таъсир қилади. Шунинг учун назарий олганда, Ер устидаги бирор жисмлар системасини ёпиқ система деб бўлмайди. Бу жисмлар системасини Ер билан биргаликда қўшган ҳолда ёпиқ система дейиш мумкин. Лекин бундан деярли ҳеч нарса ўзгармайди, чунки Ер массаси жуда катта бўлганлиги учун, унинг тезлиги ва импульси деярли ўзгармайди. Шунинг учун кўп масалаларда Ернинг ёпиқ системага таъсири ҳисобга олинмайди.

Горизонтал йўналишдаги тўқнашув ҳодисаларида айрим системаларни ёпиқ система деб ҳисоблаш мумкин. Масалан, термос ичидаги суюқлик молекулалари ўзаро таъсирлашади, лекин улар ташқи муҳит билан импульс ва энергияни деярли алмашмайди. Ер билан Ой орасидаги ўзаро таъсир кучини асосий, бошқа планеталар билан таъсир кучларини эса нисбатан кичик деб олинса, Ер ва Ойдан иборат системани ёпиқ система деб қараш мумкин. Баъзи амалий масалаларда Қуёш системасини ёпиқ система деб қаралади. Гарчи, Қуёш ва унинг атрофидаги планеталар бошқа юлдузлар билан таъсирлашса ҳам, бу ташқи таъсир кучлари Қуёш ва унинг планеталари орасидаги ички кучлардан анча кичик деб ҳисобланади. Системага бир неча ташқи кучлар таъсир этса, ва улар ўзаро мувозанатлашса, бундай системани ёпиқ деб ҳисоблаш мумкин.

Юқорида келтирилган тажрибалардан хулоса қилиб, импульснинг сақланиш қонунини қуйидагича изоҳлаш мумкин. Таъсир кучларининг табиатидан қатъи назар,

ўзаро таъсирлашувчи икки жисм тўла ҳаракат импульси ўзгармас сақланади. Бу қонуннинг математик ифодасини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 = m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = \text{const.} \quad (11.1)$$

$\vec{p}_1$ ва $\vec{p}_2$ — мос равишда биринчи ва иккинчи жисм импульси векторлари.

Ёпиқ система ўзаро таъсирда бўлган N та жисмдан иборат бўлса ҳам, системанинг тўла импульси ўзгармас сақланади ва импульснинг сақланиш қонуни қуйидагича ифодаланади:

$$\vec{p} = \sum_{i=1}^N \vec{p}_i = \text{const.}, \quad (11.2)$$

бунда i — системадаги жисмнинг тартиб номери, N — ўзаро таъсирлашувчи жисмлар сони.

(11.2) кўринишда ифодаланувчи импульснинг сақланиш қонунини қуйидагича ҳам таърифлаш мумкин: ёпиқ системада барча жисмлар импульсларининг вектор йиғиндиси ўзгармас сақланади. Импульснинг сақланиш қонуни табиатда маълум бўлган асосий сақланиш қонунларидан биридир.

Тўқнашувчи жисмлар туфайли ёпиқ система таркибидаги ҳар бир жисмнинг импульси албатта ўзгариб туради, лекин биринчисининг импульси камайса, иккинчисиники ортади, учинчисиники ортса, тўртинчисиники камаяди ва ҳоказо. Импульснинг сақланиш қонунига кўра, ички кучлар система айрим жисмларнинг қисман ёки тўлиқ импульс алмашишига сабаб бўлади. Ўзаро импульс алмашувлар система тўла импульсининг ўзгаришига олиб келмайди. Тўқнашувлар икки назарий ҳолда, абсолют эластик ва абсолют ноэластик кўринишда ўрганилади.

Маълумки, табиатда «абсолют» ибора билан характерланувчи ҳеч нарса йўқ. Эластик ва ноэластик тушунчалари ҳам нисбийдир. Абсолют қаттиқ ёки эластик жисмнинг ўзи йўқ. Лекин туб маънода абсолют қаттиқ ёки эластик жисмлар моделларига хос ҳодисалар назарий ўрганилганда қаттиқлик даражаси етарлича юқори бўлган жисмларга оид ҳодисалар назарда тутилади. Жисмлар тўқнашувида улар деформацияланса, лекин урилишдан сўнг аввалги шакли тикланса, тўқнашув эластик бўлади. Бунда кинетик энергия потенциал энер-

гияга, ўз шаклини тиклаш натижасида эса потенциал энергияси кинетик энергияга айланса, тўқнашув абсолют эластик урилишга яқин бўлади. Ноэластик урилишда эса аксинча, урилишдан сўнг ҳам жисмлар деформацияси сақланади. Деформацияланиш учун сарф бўлган кинетик энергия яна қайта кинетик энергияга тўла айланмайди. Энергиянинг қолган қисми жисмлар ички энергиясига айланади. Ноэластик тўқнашувлардан сўнг жисмлар биргаликда умумий тезлик билан ҳаракатланади ёки нисбатан тинч ҳолатга ўтади. Эластик урилган жисмлар эса, деформацияланиши тикланиши натижасида, ҳар бири аввалгидек мустақил жисмлар сифатида алоҳида ҳаракатланади. Эластиклик даражаси юқори бўлган фил суяги, пўлат каби моддалардан иборат жисмларнинг урилиши абсолют эластик урилишга яқин бўлади. Лой, пластилин, қўрғошин каби моддалардан иборат жисмларнинг урилиши абсолют ноэластик урилишга мисол бўлади.

Абсолют эластик урилишда система импульсининг сақланиш қонунин (11.1) ва (11.2) кўринишда ифодаланса, ноэластик урилишда эса

$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = (m_1 + m_2) \vec{v} \quad (11.3)$$

кўринишга эга бўлади. Бунда $\vec{v}_1$ ва $\vec{v}_2$ жисмларнинг тўқнашувигача бўлган тезликлари бўлса, $\vec{v}$ эса иккала жисм бирикмасидан иборат системанинг умумий тезлигидир.

Жисмнинг релятивистик массаси унинг тезлигига боғлиқ ва катта тезликлар учун импульс қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\vec{p} = m\vec{v} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cdot \vec{v}, \quad (11.4)$$

бунда m_0 — жисмнинг тинчликдаги массаси, $\vec{v}$ — тезлиги, c — ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлиги, m — ҳаракатдаги масса ёки релятивистик масса деб аталади. Эластик тўқнашувда тинчликдаги массалари m_{01} ва m_{02} бўлган иккита жисмдан ташкил топган ёпиқ система импульсининг сақланиш қонунин қуйидагича ифодаланади:

$$\frac{m_{01}}{\sqrt{1 - \frac{v_1^2}{c^2}}} \vec{v}_1 + \frac{m_{02}}{\sqrt{1 - \frac{v_2^2}{c^2}}} \vec{v}_2 = \frac{m_{01}}{\sqrt{1 - \frac{v_1'^2}{c^2}}} \vec{v}_1' +$$

$$+ \frac{m_{02}}{\sqrt{1 - \frac{v_2^2}{c^2}}} \vec{v}_2. \quad (11.5)$$

Ноэластик тўқнашишда эса импульснинг сақланиш қонунини

$$\frac{m_{01}}{\sqrt{1 - \frac{v_1^2}{c^2}}} \vec{v}_1 + \frac{m_{02}}{\sqrt{1 - \frac{v_2^2}{c^2}}} \vec{v}_2 = \frac{(m_{01} + m_{02})}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \vec{v} \quad (1.6)$$

кўринишда ифодаланади.

Ер устидаги макроскопик жисмлар ҳаракатлари учун $\frac{v^2}{c^2} \ll 1$ ва массанинг тезликка боғлиқлигини ҳисобга олмасам ҳам бўлади. Ҳақиқатан ҳам, биринчи космик тезлик билан ҳаракатланиётган жисм учун $\left(\frac{v}{c}\right)^2 = \frac{7.9}{300000} = 7 \times 10^{-10}$ га тенг. Бундай тузатмани назарга олмаслик мумкин.

Масса ва импульснинг тезликка боғлиқ равишда ўзгаришини микро дунё физикасида, элементар зарралар динамикасида албатта ҳисобга олиш керак бўлади. Махсус тезлатилган зарралар массаси ва импульси (11.4) ифодага асосан тезлик ортиши билан тез ортиб боради ва ёруғлик тезлигига яқинлашганда релятивистик эффект кескин намоён бўлади.

Импульс сақланиш қонунининг баъзи татбиқлари. Епиқ системада массалар маркази ўзгармайди. Шунинг учун жуда сирпанчиқ музда югуриш, ёнилғини орқага чиқармай туриб ракетани ҳаракатга келтириш қийин. Ўт ўчирувчиларнинг шлангдан кучли босим остида чиқаётган сув оқимини аланга томон йўналтирилган ҳолда тутиб туриши учун катта куч керак эканлигини биламиз.



47- расм.

Сегнер паррагида эгилган найчалардан оқиб чиқаётган сув (47- расм) найчани оқим йўналишига қарама-қарши томонга итарди. Аравачага ўрнатилган ва оғзини тиккин билан беркитилган сувли пробиркани қайнаш даражасигача иситилганда тиккиннинг

бир томонга отилишини, аравачининг эса пробирка билан биргаликда тескари томонга ҳаракатга келишини мактаб физика курсидан биламиз. Бу ҳодисалар табиатнинг муҳим қонунин — импульснинг сақланиш қонунини акс эттиради.

Импульснинг сақланиш қонуни кундалик ҳаётимизда кўп-лаб учраб туради. Қирғоққа яқин тинч турган ($p = 0$) қайиқдан қирғоққа $\vec{v}_1$ тезлик билан сакрасак, қайиқ тескари йўналишда $\vec{v}_2$ тезлик билан қирғоқдан узоқлашади ($m_2 \vec{v}_2 = -m_1 \vec{v}_1$). Милтиқдан отилган ўқ $\vec{v}_1$ тезлик билан стволдан чиқиб кетса, милтиқ тескари йўналишда $\vec{v}_2$ тезлик билан ҳаракатга келади ва елкага тепки кучи таъсир этади. Отилиб чиққан енгил ўқнинг ҳаракат импульси сон жиҳатдан оғир милтиқнинг ҳаракат импульсига тенг. Ўқ ва милтиқнинг ҳаракат йўналиши эса уларнинг импульс векторларининг йўналишлари билан белгиланади.

Шу ҳодисага хос амалий масалани кўриб чиқайлик. Массаси 4,5 кг бўлган милтиқдан 11 г массали ўқ 800 м/с тезлик билан отилиб чиқади. Милтиқнинг тепки тезлигини топиш керак. Импульснинг сақланиш қонунига асосан

$$m_1 \vec{v}_1 = -m_2 \vec{v}_2 \quad (11.7)$$

$$\vec{v}_1 = -\frac{m_2}{m_1} \vec{v}_2 = \frac{0,011 \cdot 800 \text{ м/с}}{4,5 \text{ кг}} = 2 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Бундай тезлик етарлича катта бўлиб, қўндоқнинг елкага катта куч билан урилишини кўрсатади. Агар милтиқни елкага қаттиқ тираб туриб отилса, импульснинг сақланиш қонуни қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\vec{v}_1 = -\frac{m_2}{(m_1 + m_2)} \cdot \vec{v}_2. \quad (11.8)$$

Бу ерда m_2 одамнинг массаси бўлиб, уни 100 кг десак, $\vec{v}_1 = -0,084 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ га

тенг бўлади. Ҳақиқатан милтиқ массасига одамнинг массаси қўшилиши натижа-сида тепки кучининг кўп марта камайишини турмушдан биламиз.



48- расм.

Ракета ёки реактив снарядларда порох заряди секин-ас-та ёниб, ёнилги газлари орқа тирқишдан чиқади. Ракета ва ундан чиқаётган ёнилги газларини битта система деб қараб, импульсининг сақланиш қонунини қўллаш мумкин (48-расм): $(M_0 - m) \vec{v} = m \vec{u}$; t вақтдан кейинги ракета массаси $M =$

$= M_0 e^{-v/u}$ га тенг бўлиб, бу тенглама ракетанинг ҳаракат тенгламаси дейилади.

Ёпиқ системада ички кучлар системанинг масса марказини ҳам, тўла импульсини ҳам ўзгартира олмайди. Система тўла импульсини унинг таркибидаги барча жисмлар импульсининг йиғиндиси ($\vec{p} = m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 + \dots$) ёки система тўла массасининг масса маркази тезлигига кўпайтмаси ($\vec{p} = M \vec{v}_c$) шифатида кўриш мумкин. Система масса маркази C нинг радиус-вектори қуйидагича топилади:

$$\vec{r}_c = \frac{\sum_{i=1}^N m_i \vec{r}_i}{\sum_{i=1}^N m_i} = \frac{\sum_{i=1}^N m_i \vec{r}_i}{M} \quad (11.9)$$

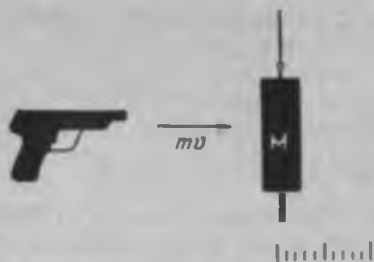
Система масса марказининг тезлиги эса радиус-вектордан олинган дифференциалга тенг:

$$\vec{v}_c = \frac{d\vec{r}_c}{dt} = \frac{\vec{p}_c}{M}, \quad \vec{p}_c = M \vec{v}_c. \quad (11.10)$$

Система импульсининг кейинги кўриниши масса марказининг тезлигини топиш керак бўлган ҳолатда қўл келади. Масалан, тасмали узатмада ҳар бир шкивнинг оғирлик маркази айланиш ўқи устида ётади. Шкивларнинг айланишига қарамай уларнинг масса марказлари ва демак, системанинг масса маркази қўзғалмайди. Тасманинг юқори қисми ўнгга, пастки қисми эса чапга ҳаракатга келади (21-расмга қаранг), лекин бу ҳаракатлар «шків—тасма—шків» системанинг масса марказини ўзгартирмайди. Системанинг масса маркази ўзгармаганлиги учун тасмали узатманинг импульси ҳам нолга тенг бўлади. Ракета ҳамда милтиқдан отилган ўқ мисолнда ҳам система тўла импульси нолга тенг бўлиб, ички кучлар система импульсини ўзгартира олмайди.

Нисбатан кичик тезликларни, масалан, велосипедчи,

мотоцикл ёки автомобиль тезлигини осонгина ўлчашни биламиз: бунинг учун босиб ўтган йўлни ва вақтни ўлчаш kifoya. Бу усул билан нисбатан катта тезликларни, масалан, ўқнинг тезлигини ўлчаш кийин. Бунинг учун эса импульснинг сақланиш қонунидан фойдаланиш мумкин. u тезлик билан



49-расм

отилган m массали ўқ массаси M бўлган оғир жисмга бориб урилиб, унинг ичига киради (49-расм). Ҳар иккала жисм биргаликда (ноэластик урилиш) ўнг томонга u тезлик билан ҳаракатга келади. Бу умумий тезликни иккита фотоэлемент ва электрон соат ёрдамида осонгина ўлчаш мумкин. Ўқ тезлигини эса (11.7) формуладан ёки баллистик маятник тебранма ҳаракат қонунларидан осонгина ҳисоблаб топиш ҳам мумкин ($u = \omega_0 x_0$; $\omega_0 = \frac{2\pi}{T}$,

x_0 — силжиш). Ноэластик тўқнашувда энергиянинг сақланиш қонунидан фойдаланиш маъқул эмас. Чунки ноэластик урилишда кинетик энергиянинг бир қисми жисм ички энергиясига айланади.

Жисмга ёки жисмлар системасига ташқин мувозанатланмаган куч таъсир этса, ҳаракат импульси ўзгаради. Ҳаракат импульсининг ўзгариши ҳақидаги қонунга кўра, бирор вақт оралиғида система импульсининг ўзгариши рўй берса, у ўша вақт оралиғида таъсир этувчи ташқин куч импульси билан ўлчанади.

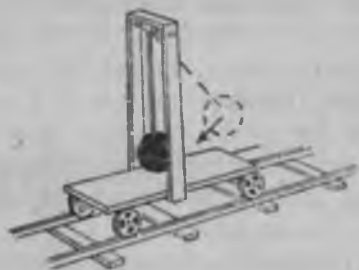
Ҳаракат импульсининг ўзгариши ҳақидаги тушунчани қуйидаги амалий масалага татбиқ этайлик. Темир йўл станциясида юклари билан турган бир неча вагон тизмасининг массасини тарозига киритмасдан аниқлаш керак бўлсин. Поезд тизмаси импульсининг ўзгариши унга таъсир этувчи натижавий ташқин куч импульси билан белгиланади. Тепловоз билан вагонлар орасига динамометр ўрнатиб бирор вақтдаги ўртача тортиш кучини ва бу вақт охиридаги поезд тизмаси тезлигини ёзиб олсак, унинг массасини топиш қийин бўлмайди. Айтайлик, $\Delta t = 2$ минут давомида динамометр ўртача $F = 100,8$ т кучни кўрсатди, спидометр кўрсатиши $v =$

$= 57,08$ км/соат га етди дейлик. Ишқаланиш коэффициенти $k = 0,02$ бўлса,

$$mv = (F - kP') \Delta t. \quad (11.11)$$

Бу ерда F — тортиш кучи, $F_{\text{ишқ}} = kP'$ ишқаланиш кучи бўлиб, $\frac{P'}{9,8} \cdot 16 = (100,8 - 0,02 P') \cdot 120$ га тенг. У ҳолда $P' = 3000$ тонна куч, $m \simeq 3000$ тонна экан.

Импульс вектор катталиқ бўлиб, импульснинг сақланиш қонуни вектор кўринишда ҳам бажарилиши керак. Бошқача айтганда, агар $p = \text{const}$ сақланса, унинг ташкил этувчилари p_x , p_y ва p_z ҳам сақланади. Масалан, системага вертикал йўналишда оғирлик кучи таъсир этгани билан бу кучнинг бирор горизонтал йўналишдаги ташкил этувчиси нолга тенг бўлса, $p_x = \text{const}$ шарт бажариллиши керак, яъни система импульсининг горизонтал ташкил этувчиси ўзгармас сақланади. Буйга қуйидаги оддий ҳаётий тажриба асосида ишонч ҳосил қилиш мумкин. Горизонтал рельсда деярли ишқаланишсиз ҳаракатланиши мумкин бўлган аравачага массаси етарлича каттароқ бўлган маятник ўрнатилган (50-расм). Аравачани тутиб туриб маятникни бирор бурчакка оғдирамиз ва ҳар иккаласини бараварига қўйиб юборамиз. Маятник тебраниши билан аравача ҳам рельслар бўйлаб қайтма-



50- расм.

илгариланма ҳаракатга, яъни тебранма ҳаракатга келади. Аравача тезлиги ҳар доим маятник масса маркази тезлигининг горизонтал ташкил этувчиси йўналишига тескари йўналишда бўлади. Маятник шарчаси тебранишнинг чекка нуқталарида бир он тўхтаб, тебраниш йўналишини ўзгартирганда, аравача ҳам

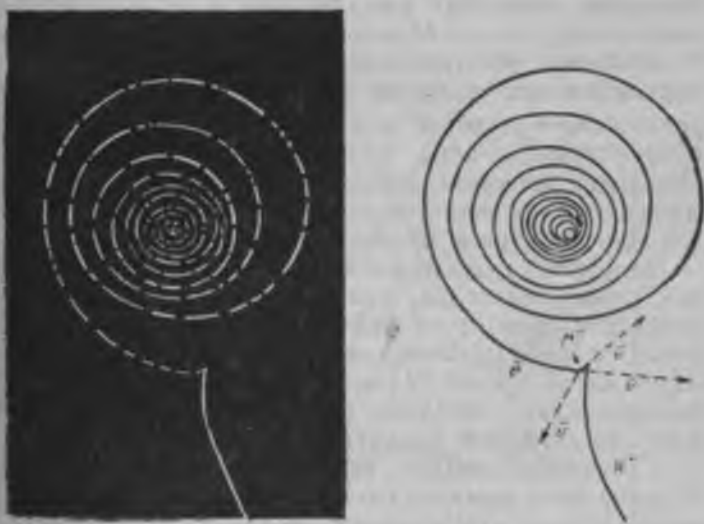
тўхтаб ҳаракат йўналишини ўзгантиради.

Отилган снаряд ҳавода портласа, унинг айрым бўлаклари шундай ҳаракат қиладики, уларнинг импульсларининг вектор йиғиндиси системанинг тула импульс векторига тенг бўлади. Бу шарт снаряд бўлаклари тезликлари қиймати ва йўналишига маълум чеклашлар қўяди. Бинобарин, снаряд траекториянинг ўртасида тенг икки бўлакка бўлинган бўлсин. Улардан бирининг

бўлингандagi тезлиги портлашдаги тезлигига тенг бўлиб, горизонтал тескари йўналишда бўлса, унинг тезлик қиймати нолга айланади ва ўзи вертикал йўналишда пастга тушадн. Чунки импульснинг сақланиш қонуни бажарилиши учун иккинчи бўлагн олга томон йўналган, қиймати эса портлашгача бўлган тезликдан икки баробар катта бўлган горизонтал тезликка эга бўлиши керак: бўлкачанинг импульси снаряднинг портлашгача бўлган импульси mv га тенг. Снаряд иккинчи бўлагининг портлашдан кейинги учиш масофаси эса (горизонтал йўналишда) портлаш рўй бермаган ҳолдаги снаряднинг учиш масофасидан икки марта катта бўлади.

Табиатда шундай ҳодисалар рўй берадики, уларни бевосита кузатиш қийин. Хусусан, микро дунё ҳодисаларини билвосита ўрганамиз. Физика қонунларини билнш атом ва ядро физика соҳасида содир бўлаётган кўзга кўринмас ҳодисаларни тушуннш ва баъзи ҳодисаларни олдиндан айтиб бериш имкониятини беради.

Импульс сақланиш қонунининг ядровий реакцияларга татбиқи янги зарра «антинейтрино»нинг очилишига олиб келди. 51-расмда антинейтринонинг очилиши билан боғлиқ π мезоннинг μ мюон чиқариши ва μ^- мюоннинг ўзидан электрон чиқариб парчаланиш ҳо-



51- расм.

дисаси акс эттирилган. π^- зарра тезлиги камайиб тўхтайди ва ўздан μ^- мюон чиқариб парчаланади (парчаланиш даври 10^{-6} с). Расмда қисқа ва йўғон парчаланиш маҳсулига хос чизиқ μ^- деб кўрсатилган. Парчаланишдан аввал π^- зарра изининг йўғонлашиши унинг тезлигининг камайишини билдиради. π^- зарра секинлашиб тўхтаб, ҳаракат йўналишдан четга фақат битта зарра μ^- чиқариши билан парчаланиш содир бўлиши мумкин эмас. π^- зарранинг парчаланишида ҳаракат йўналишидан четга томон йўналган μ^- зарранинг импульси билан қўшилиб π^- зарранинг дастлабки импульсини берувчи яна бошқа зарра бўлиши керак. Бу заррани антинейтрино деб аташган. Парчаланиш реакциясини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}.$$

Лекин камерада μ^- зарранинг изидан бошқа из қолмаган эди. Камерада барча зарралар магнит майдонида ҳаракатланади. Антинейтрино электр зарядига эга бўлмагани учун из қолдирмайди. Кейинги $\mu^- \rightarrow e^-$ парчаланишда ($\sim 10^{-6}$ с) ҳам μ^- зарра тезлиги камайиб бориб тўхтайди ва кейин парчаланиш рўй беради. Электрон етарлича импульс олиш учун камида яна иккита зарра ҳосил бўлиши керак.

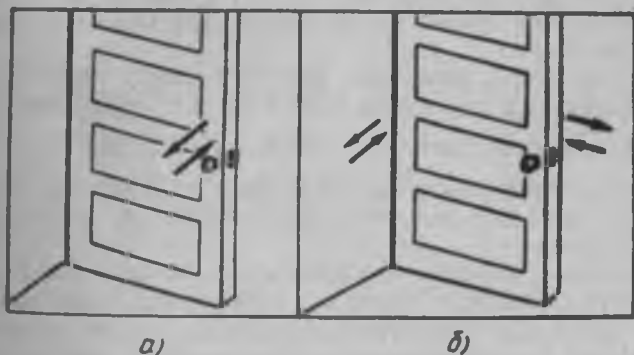
Қўшимча маълумотлардан маълумки, μ^- мюоннинг парчаланишида электрон билан нейтрино ва антинейтрино ҳосил бўлади: $\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$. Албатта, нейтрино ва антинейтринони кўра олмаймиз, лекин импульснинг сақланиш қонунига асосан уларнинг импульсларининг йиғиндиси электрон импульсига тенг бўлиб, йўналиши эса қарама-қарши бўлиши керак.

Электрон траекториясининг спиралсимон кўриниши эса унинг тезлигини камайиб боришини ва траекториясига Лоренц кучи таъсирининг тобора ортиб боришини билдиради. Чизиқларнинг кенглиги электроннинг жуда катта тезлик билан (ингичка чизиқ), бошқа зарраларнинг эса нисбатан кичик тезликлар билан ҳаракат қилганлигини кўрсатади.

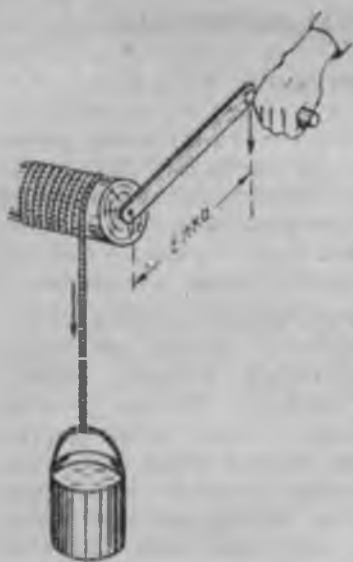
Табиатнинг муҳим сақланиш қонунларидан бири бўлмиш импульснинг сақланиш қонун фазонинг бир жинслигининг натижасидир.

12-§. Куч моменти

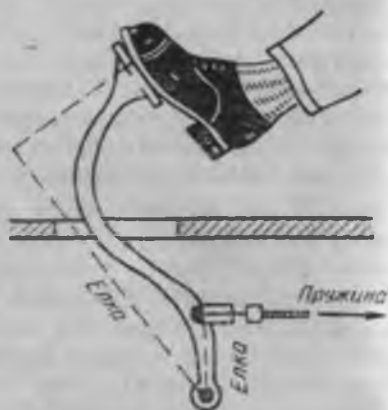
Илгариланма ҳаракат динамикасида ҳаракат ҳодисаларини ҳаракатлантирувчи куч катталиги ва йўналиши белгилар эди. Айланма ҳаракат динамикаси қонунлари эса куч моменти ва импульс моменти тушунчалари билан боғлиқ. Қўзғалмас ўққа ўрнатилган дискка унинг айланиш ўқидан ўтувчи чизик йўналишида бирор $\vec{F}$ куч билан таъсир этсак, жисм айланма ҳаракатга келмайди. Ташқи таъсир кучи жисмни ва унинг ўқини фақат бир оз деформациялаши мумкин, холос. Агар таъсир кучи йўналиши айланиш ўқидан ўтмаса, жисм айланма ҳаракатга келади. Уйдаги эшик дастасини тортиш ёки итариш билан эшикни очиш ёки ёпиш мумкин (52-а расм). Агар таъсир кучимиз йўналиши ошиқ-мошиқларни туташтирувчи (айланиш ўқи) вертикал чизикдан ўтса, эшикни оча олмаймиз ҳам, ёпа олмаймиз ҳам (52-б расм). Демак, жисмни айланма ҳаракатга келтириш учун таъсир этувчи мувозанатлашмаган натижавий кучнинг ўзигина етарли бўлмай, бу куч йўналиши билан айланиш ўқи орасидаги масофа ҳам нолга тенг бўлмаслиги керак экан. Айланиш ўқидан таъсир этувчи куч йўналишига туширилган перпендикуляр узунлиги *куч елкаси* дейилади. Кучнинг куч елкасига кўпайтмаси сон жиҳатдан куч моментига тенг. Куч моменти қанчалик катта бўлса, жисмни ай-



52- расм.



53- расм.



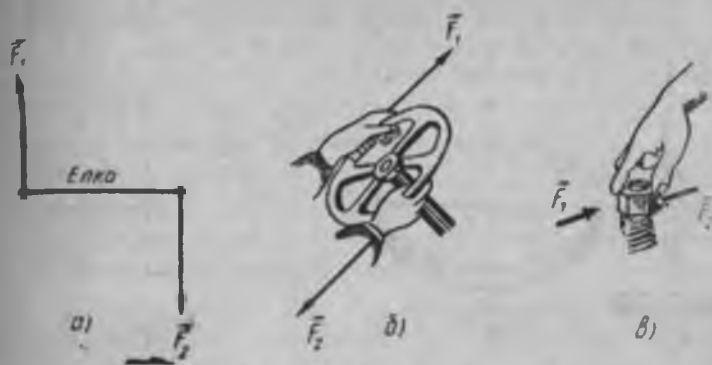
54- расм.

ланма ҳаракатга келтириш шунчалик осон бўлади. Бунда куч елкаси катта бўлган ҳолда, кичик куч таъсирида ҳам ричаглар ёрдамида эришиш мумкин. Масалан, оддий қудуқлардан сувли челақни тортиб олиш учун ричагдан фойдаланамиз (53- расм).

Ричаглар мувознати икки ва ундан кўп кучлар моментларининг мувозанатидан иборат бўлиб, табиатда ва техникада кўп ишлатилади. Хусусан, ҳайдовчи тормоз педалини босиш билан бирор куч моментини яратадн (54- расм).

Иккита ўзаро параллел, сон қийматлари тенг, лекин йўналишлари қарама-қарши бўлган (жуфт) кучларнинг тенг таъсир этувчиси нолга тенг. Шунга қарамасдан, F_1 ва G_2 жуфт кучлар таъсирида жисм айланма ҳаракатга келади (55- а, б, в расм). Чунки бу кучлар моменти ҳеч қачон нолга тенг бўлмайди.

Айланма ҳаракат динамикасида жисмни ҳаракатга келтирувчи ташқи сабабнинг миқдорий характери-каси сифатида куч тушунчаси эмас, куч моменти тушунчасидан фойдаланилади. Куч моменти ҳар қандай моментлар каби вектор катталиқдир. Каттиқ жисмининг



55-расм.

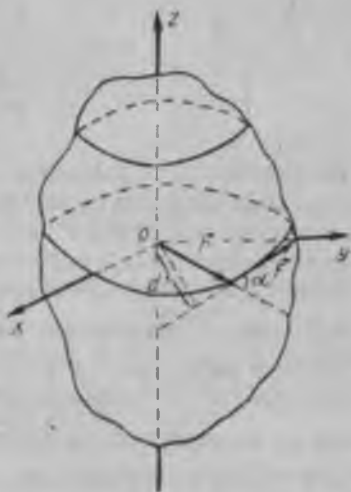
бирор нуқтасига куч таъсир этаётган бўлсин (56- расм).

Бу кучнинг қўзғалмас O нуқтага нисбатан M моменти деганда O нуқтадан кучнинг қўйилиш нуқтасига ўтказилган радиус-вектор (r) ва F кучнинг вектор кўпайтмаси тушунилади, яъни

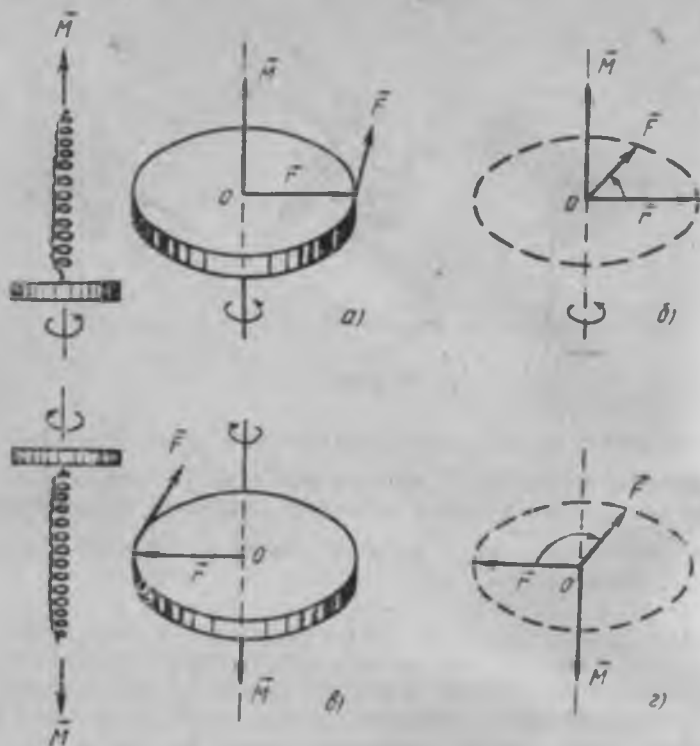
$$\vec{M} = [\vec{r} \vec{F}] \quad (12.1)$$

куч моментининг модули $M = F r \sin \alpha$ ифодани расмдан осонгина ҳосил қилиш мумкин.

Ҳақиқатан ҳам, таърифга кўра $M = Fd$ да $d = r \sin \alpha$ га тенг, α — r радиус-вектор билан F куч вектори орасидаги бурчак. Куч моменти M вектори r радиус-векторга ҳамда F куч векторига перпендикуляр вектор бўлганлиги учун расмда $ХОУ$ текислигига перпендикуляр M вектор сифатида тасвирланган. Таъсир этувчи кучнинг қўзғалмас нуқтага нисбатан моменти умумий ҳолда айланиш ўқи-



56-расм



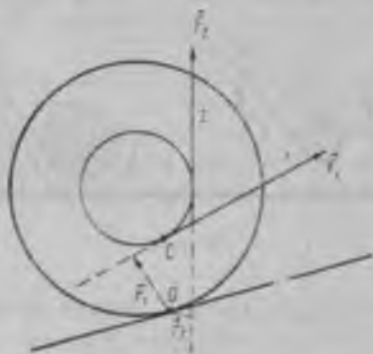
57- расм.

да ётмайди. Хусусий ҳолда $\vec{r}$ радиус-вектор билан $\vec{F}$ таъсир кучи айланиш ўқиға перпендикуляр текисликда бўлганда, кучнинг қўзғалмас нуқтага нисбатан моменти айланиш ўқи устида ётади. Қўзғалмас нуқтага нисбатан куч моменти вектор катталик бўлиб, унинг йўналиши жисмнинг айланиш йўналишини белгилайди. Куч моменти векторининг йўналиши фақат $\vec{F}$ куч йўналиши билан эмас, $\vec{F}$ ва $\vec{r}$ векторлари йўналтишлари билан белгиланади. 57- а расмда айланиш ўқи устида ётувчи O қўзғалмас нуқта жисмга таъсир этувчи $\vec{F}$ кучнинг йўналишига нисбатан чапда жойлашган. (12.1) ифодага асосан $\vec{M}$ куч моменти вектори юқорига томон йўналган бўлади. Юқоридан қараганда дискнинг айланиши соат стрелкасининг ҳаракат йўна-

лишига тескари йўналишда бўлиб, куч моменти вектори йўналиши билан жисмнинг айланиш йўналиши ўнг винт (парма) қондаси асосида боғланган: ўнг винтни қаттиқ жисмнинг айланиш йўналишида бураганда, винт илгариланма ҳаракатининг йўналиши бурувча куч моменти $\vec{M}$ векторининг йўналишини кўрсатади.

57-б расмда $\vec{r}$, $\vec{F}$ ва $\vec{M}$ векторларининг оддий математик боғланиши, яъни икки векторнинг ўзаро вектор кўпайтмасидан иборат вектор кўриниши тасвирланган. 57-в расмда эса, жисмга таъсир этувчи $\vec{F}$ куч йўналиши аввалгидек йўналишда бўлиб, қўзғалмас O нуқта эса кучнинг таъсир йўналишига нисбатан ўнгда жойлашган. Айланмиш марказидан кучнинг қўйилиш нуқтаси томон ўтказилган $\vec{r}$ радиус-вектор йўналиши аввалгига нисбатан тескари йўналишда бўлиб, гўёки жисмга $\vec{M} = [(-\vec{r})\vec{F}] = -[\vec{r}\vec{F}]$ момент таъсир этади. Демак, куч моменти вектори пастга томон йўналган ва шунинг учун жисм тескари йўналишда айланма ҳаракатга келади (57-г расм).

Қўзғалмас нуқтага нисбатан куч моменти-нинг вектор характери-ни қуйидаги тажрибада кузатиш мумкин. Картон қоғози ёки ти-ниқ плексигласдан ясалган ғалтакка ип ўралган бўлсин (58-расм). Тажриба аниқ-роқ чиқиши учун ғал-так цилиндри радиуси-ни унинг ёлдираклари радиусидан тахминан икки барабар кичик қи-либ олган маъқул бў-лади. Ғалтакни стол устига қўйиб, ипнинг цилиндр паст-ки сиртидан чиққан C учидан биринчи чизиқ йўналишида тортсак, ғалтак ипи ечилиш ўрнига, аксинча, ғалтакка яна ўралади ва ғалтакнинг ўзи ўнгга думалайди. Ипни иккинчи чизиқ йўнал-лишида тортсак ип ечи-либ, ғалтак-нинг чапга думала-шини кузатамиз. Ҳар иккала ҳолда, мос равишда, қўзғалмас O нуқтага нисбатан куч момен-

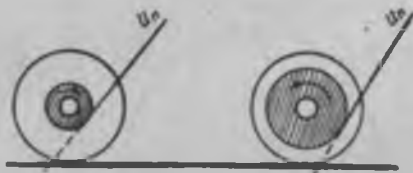


58- расм.

тидан куч момен-тидан кичик қилиб олган маъқул бўлади. Ғалтакни стол устига қўйиб, ипнинг цилиндр пастки сиртидан чиққан C учидан биринчи чизиқ йўналишида тортсак, ғалтак ипи ечилиш ўрнига, аксинча, ғалтакка яна ўралади ва ғалтакнинг ўзи ўнгга думалайди. Ипни иккинчи чизиқ йўнал-лишида тортсак ип ечи-либ, ғалтак-нинг чапга думала-шини кузатамиз. Ҳар иккала ҳолда, мос равишда, қўзғалмас O нуқтага нисбатан куч момен-

ти векторлари $\vec{M}_1 = [\vec{r}_1 \vec{F}_1]$ ва $\vec{M}_2 = [\vec{r}_2 \vec{F}_2]$ бўлиб, уларнинг йўналишлари қарама-қарши бўлади ва шунинг учун ҳам ғалтак у ёки бу томонга думалайди. Бунда ғалтак ўзининг симметрия маркази атрофида эмас, балки оний айланиш маркази O нуқта атрофида айланади. Оний айланиш маркази O нуқта ғалтакнинг думалашн натижасида горизонтал йўналишда силжийди, лекин бу нуқта ҳар бир онда «айланиш маркази» бўлганлиги учун «қўзғалмас» нуқта ҳисобланади. Масалан, катта тезлик билан кетаётган поезднинг, тезлиги нолга тенг бўлган нуқталари ҳам бор дейилади. Поезд гилдиракларининг қўзғалмас рельсга тегиб турган нуқталари оний айланиш марказлари ҳисобланади ва, демак, у нуқталар оний тезлиги нолга тенг бўлган нуқталардир.

Қўзғалмас нуқтага нисбатан куч моментининг вектор характери кундалик турмушда ҳам намоён бўлади. Айтайлик, оддий ғалтакли ип қўлимиздан полга тушиб думалаб кетди дейлик. Уни ипнинг қўлимизда қолган учидан тортиб чиқаришга ҳаракат қилайлик. Ипнинг учидан тортганимизда баъзи ип ғалтаклари итоаткорлик билан биз томонга думаласа, баъзилари ипдан



59- расм.

тортилган сари аксинча, биздан нарига кетади. Бу қизиқ ҳодиса юқорида қўрилган тажрибанинг амалда намоён бўлишидир. Ипнинг учидан горизонтга нисбатан бир хил бурчак остида тортганимизда, ип ўрамлари

сони кам қолган ғалтак итоаткорлик билан биз томон думаласа, ип ўрамлари сони анча кўп бўлган ғалтак, аксинча, ип ўрамлари тобора ечила бориб биздан қолади (59- расм).

Биринчи ҳолда куч моменти вектори биздан расм текислиги томон йўналган бўлса, ўнг винт қондасига кўра ғалтак соат стрелкаси бурилиши йўналишида айланади ва демак, ўнг томонга думалайди. Аксинча, иккинчи ҳолда эса радиус-вектор йўналиши аввалги ҳолга нисбатан тескари бўлиб, куч моменти вектори расм текислигидан биз томон йўналган. Натижада, ғалтак соат стрелкаси бурилишига тескари йўналиш-

да айланади ва чап томонга думалайди. Агар ипни жуда ётиқ ҳолда, горизонтал билан кичик бурчак ҳосил қилган куч йўналишида тортсак ҳар қандай ғалтакни ҳам бўйсиндириш мумкин.

Қайд қилиб ўтиш лозимки, кучнинг қўзғалмас нуқтага нисбатан моменти билан кучнинг айланиш ўқиға нисбатан моменти тушунчалари бир хил тушунчалар эмас: кучнинг ўқда ётувчи қўзғалмас нуқтага нисбатан моменти вектор катталиқдир, кучнинг ўққа нисбатан моменти эса скаляр катталиқ бўлиб, ўқда ётувчи нуқтага нисбатан куч моменти векторнинг мазкур ўққа проекциясидир.

Куч моменти СИ системаснда Н·м (Ньютон-метр) бирликларида ўлчанади ва унинг ўлчамлиги — L^2MT^{-2} .

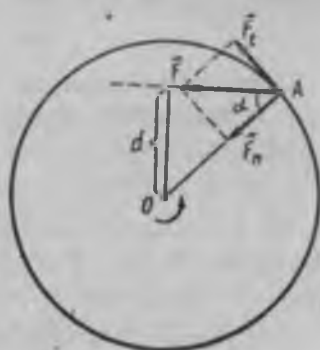
13- §. Моддий нуқтанинг айлана бўйлаб ҳаракати. Инерция моменти

Моддий нуқта айлана бўйлаб ҳаракатланиши учун марказга интилма куч уни айланага уринма йўналишидан доимо буриб туриши керак. Марказга интилма куч чизиқли тезликка перпендикуляр бўлгани учун моддий нуқта тезлигининг фақат йўналишини ўзгартириб, қийматини ўзгартирмайди.

Моддий нуқтанинг айлана бўйлаб ҳаракатини қуйидаги тажрибадан кузатайлнк (60- расм). Ингичка рельслардан ясалган, юқори қисми узилган, доиравий сиртмоқ тарновининг юқори қисмидан кичик шарчани қўйиб юборсак, сиртмоқ айланаси бўйлаб барқарор



60- расм.



61- расм.

ҳаракат қилади ва қурилманинг иккинчи учидан бирор тезлик билан чиқиб кетади. Тарновнинг пастроқ қисмидан қўйиб юборсак, шарча сиртмоқнинг айлана чизиги бўйлаб фақат айланибгина улгуради, лекин сиртмоқ юқори нуқтасида пастга тушиб кетмайди. Ундан ҳам пастроқдан қўйиб юборсак, шарча сиртмоқнинг юқори нуқтасига етиб бормай парабола чизиб пастга қайтиб тушади. Шарчанинг чизиқли тезлик вектори ҳар доим траекторияга уринма йўналишда бўлганлиги учун у рельсга таъсир кўрсатмайди. Тажрибадан кўрнадик, шарчага таъсир этувчи марказга интилма куч рельсларнинг реакция кучи эмас. Бундай ҳаракатнинг чизиқли ва бурчакли тезлигини ўзгартириш учун радиал йўналишда эмас, балки тангенциал йўналишда куч таъсир этиши лозим.

Моддий нуқтанинг айлана бўйлаб ҳаракати учун Ньютон тенгламаларига ўхшаш тенгламани ҳосил қилайлик. Бунинг учун $r = OA$ радиусли айланада (61-расм) вазнсиз стержень ёрдамда тутиб турилган m массали A моддий нуқтанинг ҳаракатини кўриб чиқайлик. Айтайлик, A нуқтага $\vec{F}$ доимий куч таъсир этаётган бўлсин. Агар бу куч йўналиши A моддий нуқтанинг радиус вектори билан α бурчак ҳосил қилаётган бўлса, у ҳолда унинг $F_n = F \cos \alpha$ нормал ташкил этувчиси бевосита стерженни қисади. $F_t = F \sin \alpha$ тангенциал ташкил этувчиси эса моддий нуқта тезлиги катталигини ўзгартирувчи a_t тангенциал тезланиш ҳосил бўлишига олиб келади. Бу тезланиш траекторияга уринма бўйлаб йўналган. Тангенциал тезланиш учун Ньютоннинг иккинчи қонунини қўйидагича ёзиш мумкин:

$$ma_t = F \cdot \sin \alpha. \quad (13.1)$$

Бурчакли тезланиш ва тангенциал тезланиш орасидаги $a_t = \epsilon r$ боғланишга асосан (13.1) тенглик қўйидаги кўринишга келади:

$$F \cdot \sin \alpha = m r \epsilon. \quad (13.2)$$

Бу тенгламанинг иккала томонини r радиусга кўпайтириб, қўйидаги тенгликни ҳосил қиламиз:

$$F r \sin \alpha = m r^2 \epsilon. \quad (13.3)$$

Куч йўналишига айланиш марказидан туширилган перпендикуляр узунлиги $d = r \sin \alpha$ га тенг. Сон қиймати F кучнинг куч елкаси $r \sin \alpha$ га кўпайтмасига тенг бўлган

$M = F \cdot r \sin \alpha$ катталикини O нуқтага нисбатан куч моменти дейилади.

Моддий нуқта массасининг унинг айланиш марказигача масофаси квадратига кўпайтмасига тенг бўлган $I = mr^2$ катталikka моддий нуқтанинг O нуқтага нисбатан инерция моменти дейилади, у ҳолда

$$M = I \cdot \varepsilon \quad (13.4)$$

тенглама моддий нуқтанинг айлана бўйлаб ҳаракати учун Ньютоннинг иккинчи қонунини ифодалайди.

Ҳақиқатан ҳам, моддий нуқтанинг илгариланма ҳаракати учун динамиканинг иккинчи қонуни $F = ma$ ифодасидаги куч ўрнида, айланма ҳаракатда жисмни ҳаракатга келтирувчи ташқи сабабнинг миқдорий ҳарактеристикаси бўлган куч моменти, чизиқли тезланиш ўрнида бурчакли тезликнинг вақт бирлиги ичида қанчалик ўзгаришини ифодаловчи катталик — бурчакли тезланиш бор. У ҳолда инерция моменти I ҳам, илгариланма ҳаракатдаги масса инерция ўлчови бўлгани каби, жисмнинг айланиш вақтидаги инертлик ўлчови ҳисобланади.

Жисмнинг массаси ўзгармас бўлса, унинг инерция моменти оsonгина ўзгартириш мумкин. Бинобарин, юқорида кўрилган моддий нуқтадан иборат оддий ҳолда ҳам, инерция моменти фақат масса катталигигагина эмас, балки унинг айланиш ўқидан қанчалик узоқ жойлашганига ҳам боғлиқ эди. Шунинг учун моддий нуқтани стержень бўйлаб айланиш ўқидан узоқлаштириш йўли билан бундай системанинг инерция моменти ни орттириш мумкин ва аксинча. Инерция моменти ўлчамлиги L^2M бўлиб, СИ системасида $\text{кг} \cdot \text{м}^2$ бирликларда ўлчанади.

14- §. Қаттиқ жисмларнинг инерция моментлари

Қаттиқ жисм деганда зарралари ораларидаги масофалар ўзгармайдиган моддалар тушинилади. Шунинг учун қаттиқ жисмни фикран массалари Δm , ҳажми ΔV бўлган майда элементар бўлакчалар тўплами деб қараш мумкин. У ҳолда, қўзгалмас айланиш ўқига эга бўлган қаттиқ жисмнинг инерция моменти, унинг ҳар бир элементар бўлакчаларининг мазкур ўққа нисбатан инерция моментларининг йиғиндисига тенг, яъни

$$I = \sum_{i=1}^N \Delta m_i \cdot r_i^2 \quad (14.1)$$



62- расм.

бунда Δm_i — жисмнинг i - бўлаги массаси, r_i — унинг айланиш ўқигача бўлган масофаси.

Қаттиқ жисмнинг инерция моменти шу жисм массасининг қўзғалмас ўққа нисбатан тақсимооти билан характерланади. Жисмнинг массаси айланиш ўқига яқин жойлашса, инерция моменти кичик бўлади. Жисмнинг массаси ўқдан қанчалик узоқда жойлашса, инерция моменти шунчалик катта бўлади. Масалан, симметрия марказидан ўтувчи ай-

ланиш ўқига нисбатан ҳалқасимон қаттиқ жисмнинг инерция моменти унинг айрим бўлақчалари инерция моментлари йнғиндисига тенг (62- расм):

$$I = \sum_{i=1}^N I_i = \Delta m_1 r^2 + \Delta m_2 r^2 + \dots = (\Delta m_1 + \Delta m_2 + \dots) r^2. \quad (14.2)$$

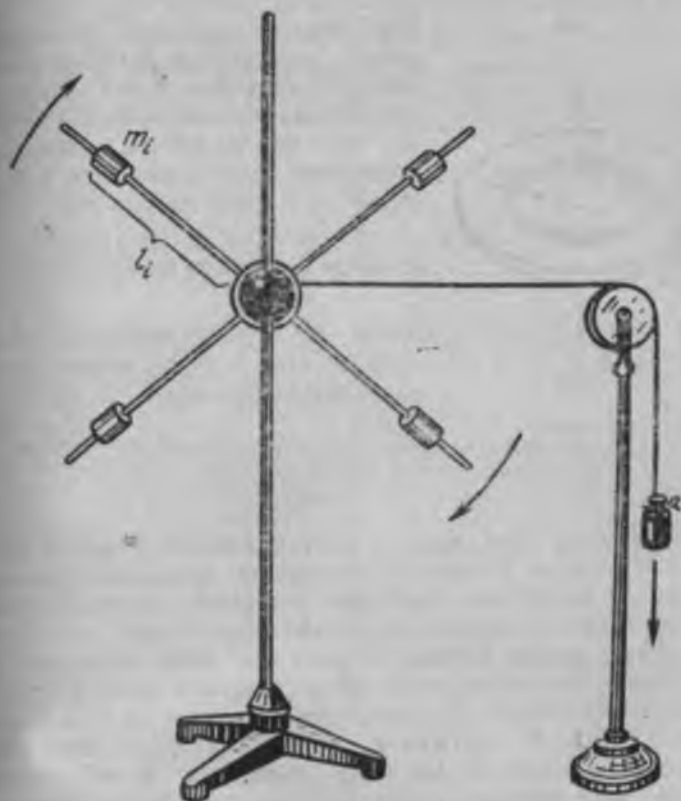
Жисм айрим бўлақлари массаларининг йнғиндисига қаттиқ жисмнинг массасига тенг бўлгани учун (14.2) ифодани

$$I = m r^2$$

кўринишда ёзиш мумкин; бунда m — қаттиқ жисмнинг тўла массаси, r — ҳалқа радиуси.

Горизонтал ўқ атрофида айлана оладиган, ўзаро перпендикуляр ҳолатда жойлашган енгил стерженлардан иборат қурилмага Обербек маятниги дейилади (63- расм). Стерженларга тўртта юк кийдирилган бўлиб, уларни стрежень узунлиги бўйлаб силжитиш натижасида қурилманинг инерция моментини ўзгартириш мумкин. Енгил стерженлар ва шкивнинг массаларини ҳисобга олмаган ҳолда, маятникнинг горизонтал ўққа нисбатан инерция моменти тахминан тўртта юк инерция моментларининг йнғиндисига тенг бўлади:

$$I = \sum_{i=1}^4 I_i = \sum_{i=1}^4 m_i l_i^2 = 4 m_0 l^2, \quad (14.3)$$



63- расм.

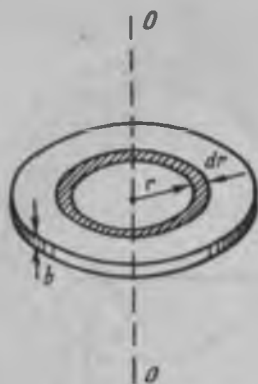
бунда m_0 — стерженга кийдрилган юк массаси, l — айланиш ўқидан юкларгача бўлган масофа.

Жисм массасининг зичлиги орқали ифодаланса, (14.1) тенглик қуйидаги кўринишга келади:

$$I = \sum_{i=1}^N \rho_i r_i^2 \Delta V_i. \quad (14.4)$$

Пигинди белгисини интеграл белгиси билан алмаштириб, ихтиёрий жисм инерция моментини ҳисоблаш формуласини ҳосил қиламиз:

$$I = \int \rho r^2 dV. \quad (14.5)$$



64- расм.

Бир жинсли дискнинг (64- расм) унинг текислигига перпендикуляр бўлган симметрия ўқиға нисбатан инерция моментини аниқлаш учун уни кенглиги dr бўлган ҳалқаларға ажратамиз. Диск қалинлиги b бўлса, $dV = b \cdot 2\pi r dr$ га тенг ва

$$I = 2\pi b \int_0^{R_0} r^2 dr = 2\pi b r \frac{R_0^4}{4}. \quad (14.6)$$

Бунда R_0 — диск радиуси, $m = \pi b R_0^2$ га тенг. У ҳолда дискнинг инерция momenti

$$I = \frac{1}{2} m R_0^2$$

га тенг.

Кўпчилик масалаларда қаттиқ жисмни ўзининг масса марказидан ўтувчи ўқ атрофида айланиши ўрганилади. Думалаётган жисмлар инерция моментларини ҳисоблашда, уларнинг оний айланиш ўқиға нисбатан ҳисоблаш қулай бўлади. Маълумки, оний айланиш ўқи жисмнинг тагликка тегиб турган нуқтаси орқали ўтади. Бундай ҳолларда Штейнер теоремасидан фойдаланиш қулай бўлади: жисмнинг бирор OO' ўққа нисбатан инерция momenti I_0' шу ўққа параллел бўлиб, жисм масса марказидан ўтувчи OO ўққа нисбатан инерция momenti I_0 билан жисм массасининг ўқлар орасидаги d масофа квадратига кўпайтмасининг йиғиндисига тенг, яъни

$$I_0' = I_0 + md^2. \quad (14.7)$$

Штейнер теоремасига асосан дискнинг оний айланиш ўқи OO' га нисбатан инерция momenti:

$$I_0' = \frac{1}{2} m R_0^2 + m R_0^2 = \frac{3}{2} m R_0^2. \quad (14.8)$$

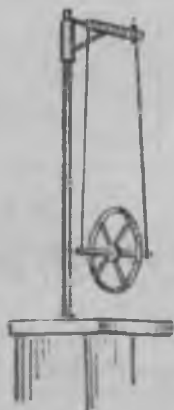
Шу усулда аниқланган турли шаклдаги жисмларнинг инерция моментларини 5-жадвалда берилган.

Жисм айланма ҳаракатда бўлиш ёки бўлмаслигидан қатъи назар, у ихтиёрый ўққа нисбатан бирор инерция моментига эга. Инерция momenti жисмнинг айланиш

Жисмларнинг инерция моментлари

Жисм шакли	Жисмнинг кўриниши	Инерция моментлари	
		Масса марказидан ўтувчи ўққа нисбатан	Сирт нуқтасидан ўтувчи ўққа нисбатан (оний айл. ўқи)
Ҳалқа		mR^2	$2mR^2$
Қалин деворли цилиндр		$\frac{1}{2}m(R_1^2 + R_2^2)$	$\frac{1}{2}m(R_1^2 + 3R_2^2)$
Бир жиқсли яхлит диск		$\frac{1}{2}mR^2$	$\frac{3}{2}mR^2$
Говак шар		$\frac{2}{3}mR^2$	$\frac{5}{3}mR^2$
Яхлит шар		$\frac{2}{5}mR^2$	$\frac{7}{5}mR^2$
Бир жиқсли юққа стержень		$\frac{1}{12}ml^2$	$\frac{1}{3}ml^2$

вақтидаги инертлик ўлчови ҳисобланади ва илгариланма ҳаракатдаги масса ролини бажаради. Илгариланма ҳаракат ҳодисаларида жисмнинг массаси ўзгармас бўлса, айланма ҳаракат ҳодисаларида жисм инерция моменти осон ўзгариши мумкин. Берилган жисмда массанинг ўққа нисбатан тақсимотини ўзгартириш натижасида жисмнинг айланиш вақтидаги инертлик ўлчови ўзгаради.



65- расм.

Қуйидаги тажрибага муражаат қилайлик. Ўқининг учларидан иккита ипга осилган ғилдиракни олайлик (65-расм). Ипларни ўққа ўрасак ғилдирак кўтарилади. Бу асбоб Максвел маятнини бўлиб, қаттиқ жисм ҳаракатининг қатор қизиқарли қонуниятларини очишга имкон беради. Хусусан, қаттиқ жисм инерция моментининг инерция ўлчови эканлигини намоён қилиш мумкин. Энди ғилдиракни қўйиб юбурсак у туша бориб, тезроқ айлана бошлайди. Пастки нуқтага етгач ипларга силтов бериб, тўхтаб қолмай, ўз инерциясига кўра айланишда давом этади ва ҳаракат йўналишини ўзгартириб юқорига кўтарилади. Мана шундай тебранишларини у тўхтагунча давом эттиради. Дискнинг айланма ҳарака-

тида унинг масса маркази вертикал йўналишда илгариланма ҳаракат қилади. Энг пастки нуқтада эса илгариланма ҳаракат йўналиши тескарига ўзгаради. Ипларга берилган силтов ўз навбатида илгариланма ҳаракатда инерциянинг намоён бўлишидир.

Тажрибани турли шаклдаги, турли радиусли ғилдираклар билан такрорлаш шуни кўрсатадики, маятникнинг тебраниш даври уларнинг массасига боғлиқ бўлмай, балки радиусига, массанинг ўққа нисбатан жойлашишига боғлиқ бўлар экан. Тебраниш даври ғилдирак радиусига деярли тўғри пропорционалдир:

$$T = 2 \sqrt{\frac{2l}{g} \left(1 + \frac{I}{mr^2} \right)}; \quad (14.9)$$

бунда l — ипнинг узунлиги, r — ғилдирак ўқининг радиуси. I — инерция моменти, R — дискнинг радиуси. 5-жад-

валдан кўринадики, жисмлар шакллари қандай бўлишидан қатъи назар уларнинг инерция моментлари mR^2 катталигини бирор соннинг улуши $C = \frac{A}{B}$ га кўпайтмасига тенг, яъни

$$I = CmR^2$$

Маятникнинг тузрилишига тегишлича кичик ўзгартиришлар киритиб, тажрибани жадвалда келтирилган турли кўринишдаги жисмлар билан бажариб кўриш ва жисмнинг инерция momenti айланма ҳаракат ҳодисаларида инерция ўлчови эканлигига ишонч ҳосил қилиш мумкин.

15-§. Қаттиқ жисм айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси

Ушбу мавзуда қаттиқ жисмнинг айланма ҳаракати деганда, унинг огирлик марказидан ўтувчи қўзғалмас ўқ атрофида айланиши назарда тутилади. Бунда қаттиқ жисмнинг барча нуқталари айланалар чизади, барча айланалар марказлари бир тўғри чизиқ устида ётади, бу чизиқни *айланиш ўқи* дейилади. Қаттиқ жисмнинг айланма ҳаракатини ишлаб чиқаришнинг турли соҳаларида, техникада, саноатда, қишлоқ хўжалигида ва бошқа соҳаларда кузатиш мумкин. Ҳар хил машиналарда валлар, маховиклар, станокларнинг шкивлари, қишлоқ хўжалиги техника воситаларининг барабанлари, вентиляторлари, турли чиғириклар, тегирмон тошлари айланма ҳаракат қилади.

Ташқи таъсир бўлмаса, қаттиқ жисм ўзининг огирлик марказидан ўтувчи ўқ атрофида мувозанатда тинч туради. Уни айланма ҳаракатга келтириш учун нолга тенг бўлмаган бирор куч momenti ёки жуфт куч momenti таъсир этиши лозим. Қаттиқ жисмнинг ўқларида ишқаланиш кучлари мавжуд бўлиб, жисмга ташқи куч ҳамда ишқаланиш кучидан иборат жуфт куч momenti таъсир ётади. Кўпчилик ҳолларда ўқларни мойлаш ва подшипниклар қўйиш билан ишқаланиш кучларини камайтиришга ҳаракат қилинади.

Қуйида ишқаланиш кучларини йўқ даражада деб ҳисоблаб, қаттиқ жисмнинг куч momenti таъсирида, қўзғалмас ўқ атрофида айланма ҳаракати динамикаси билан танишайлик. Обербек маятниги юklarини суриб стерженларнинг учларига маҳкамлайлик (63-расмга қаранг). Мазкур ҳолатда маятник энг катта инерция

моментиға эга бўлади. Жисм инерция моменти ўзгармас бўлганда жисмга таъсир этувчи куч моменти билан унинг бурчакли тезлигининг ўзгариши орасидаги боғланишни кўрайлик. Кичик диаметрли шкивга ўралган ипнинг учига P юк осайлик; секундомер ёрдамида юкнинг Ерга тушиш вақтини ўлчаймиз. Ипнинг учига P юкни икки, уч ва ҳоказо марта орттириб, тажрибани такрорлаймиз. Ўлчашлар кўрсатадики, таъсир этувчи куч ва демак, куч моменти икки марта ортса, маятник бурчакли тезлигининг ўзгариши ($\Delta\omega = \epsilon\Delta t$) ҳам икки марта ортади. ϵ бурчакли тезланиш M куч моментиға пропорционал $\epsilon \sim M$ равишда ўзгаради. Ипнинг учига осилган юкни ўзгартирмаган ҳолда, ўралган ипни диаметри биринчи шкив диаметридан икки марта катта бўлган иккинчи шкивга ўтказиб, тажрибани такрорласак ҳам юқоридаги натижага келамиз. Бу ҳолда юк ўзгармас қолса ҳам куч елкаси икки марта ортганлиги учун куч моменти ва бурчакли тезланиш икки марта ортади.

Юкларни стержеиларнинг ўртасига силжитиб, жисмнинг инерция моментини тахминан тўрт марта камайтирамиз ва тажрибани айнан такрорлаймиз. Ҳар бир ҳолда маятникнинг тезлиги аввалгига нисбатан ортиб боради, юкларнинг Ергача тушиш вақти тахминан тўрт марта камаяди. Демак, маятникнинг бурчакли тезланиши шунча марта ортади. Ўлчашлар кўрсатадики, маятникнинг бурчакли тезланиши унинг инерция моментиға тескари пропорционал $\epsilon \sim \frac{1}{I}$ равишда ўзгаради. Ҳар иккала тажриба натижаларини умумлаштирган ҳолда қуйидаги қонуният ҳосил бўлади:

$$\epsilon \sim \frac{M}{I} \text{ ёки } M \sim I \epsilon, \quad (15.1)$$

яъни қаттиқ жисмнинг бурчакли тезланиши унга таъсир этувчи куч моментиға тўғри пропорционал, жисмнинг инерция моментиға эса тескари пропорционал равишда ўзгаради. Ушбу муносабатни оддий назарий усул билан ҳам ҳосил қилиш мумкин. Айланаётган қаттиқ жисмнинг ҳар бир кичик элементи учун қуйидаги тенглик ўринли:

$$F r_i \sin \alpha_i = m r_i^2 \epsilon_i. \quad (15.2)$$

Барча элементар бўлаклари бўйича олинган йиғинди

$$\sum_{i=1}^N F_i \sin \alpha_i = \sum_{i=1}^N m_i r_i^2 \varepsilon_i \quad (15.3)$$

тенгликнинг чап томонидаги йиғиндини қаттиқ жисмга таъсир этувчи натижавий куч моменти $M = \sum_{i=1}^N M_i$ деб қараш мумкин. Қаттиқ жисм ва унинг бўлаклари учун ε бурчакли тезланишнинг умумийлигини ҳисобга олсак, $I = \sum_{i=1}^N J_i$ инерция моменти қаттиқ жисмнинг айланиш ўқиға нисбатан инерция моментиدير. У ҳолда:

$$M = J \varepsilon \quad (15.4)$$

тенглама ҳосил бўлади.

Бу тенглама қаттиқ жисм айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенграмаси дейилади. Бу тенграмани илгариланма ҳаракат динамикасининг асосий тенграмаси:

$$F = ma \quad (15.5)$$

билан таққослайлик. Кўриниб турибдики, ушбу ҳолда чизиқли тезланиш, масса ва куч ролини мос равишда бурчакли тезланиш, инерция моменти ва куч моменти ўтайди. M куч моменти ε бурчакли тезланиш илгариланма ҳаракатни тавсифлашдаги уларға мос катталиклар — куч, чизиқли тезланишлар каби вектор катталиклардир. Бу $\vec{M}$ ва $\vec{\varepsilon}$ векторлар айланиш ўқида ётади, уларнинг йўналиши парма қондасидан аниқланади (57-расмға қаранг), яъни дастаси жисм билан бир хил йўналишда айланаётган парманинг илгариланма ҳаракати йўналишига тўғри келади. У ҳолда (15.4) муносабат вектор кўринишда қуйидагича ёзилади:

$$\vec{M} = J \cdot \vec{\varepsilon}. \quad (15.6)$$

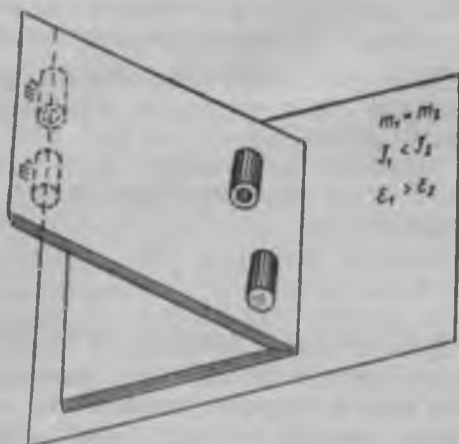
Агар жисмға ташқи куч моменти таъсир этмаса, $\vec{M} = 0$, $\vec{\varepsilon} = 0$, $\vec{\omega} = \text{const}$ ва демак, жисм ўзининг тинч ёки текис айланма ҳаракат ҳолатини сақлайди. Бу хулоса Ньютоннинг биринчи қонунини эслатади. Реал шаронгта, айланма ҳаракат қилаётган жисм ишқаланиш кучлари моменти таъсирида секин-аста тўхтайди. Жисм текис айланма ҳара-

кат ҳолатини сақлаши учун ишқаланиш кучлари моментига мувозанатловчи ташқи куч momenti таъсир этиб туриши лозим.

Ҳақиқатан ҳам, автомобиль текис ўзгармас чизикли тезликда ғилдираклари эса текис айланма ҳаракатда бўлишлиги учун ҳайдовчининг оёғи акселератор педалидан бутунлай узилмайди, аксинча, кичик куч билан таъсир этиб, ишқаланиш кучлари моментини мувозанатловчи ташқи куч momenti яратиб туради.

Айланма ҳаракат динамикаси асосий қонунининг баъзи татбиқлари. Айланма ҳаракат динамикасининг асосий қонунига кўра, бир хил куч momenti таъсирида ҳар хил инерция моментига эга бўлган жисмлар турлича бурчакли тезланиш олади: инерция momenti катта бўлган жисмнинг бурчакли тезланиши кичик, яъни бундай жисм ўзининг тезлигини осонликча ўзгартира олмайди, инертлиги катта бўлади.

Ҳақиқатан ҳам, қуйидаги ҳаётий тажриба юқорида қайд этилган фикрларни тасдиқлайди. Қия текисликда диаметри ва массаси бир хил бўлган иккита цилиндрни, уларнинг ўқлари бир тўғри чизик устида ётадиган қилиб ушлаб туриб барабарига қўйиб юборамиз (66-расм). Улардан бири ёғочдан ясалган бутун цилиндр бўлиб массаси ҳажм бўйича текис тақсимланган. Иккинчиси эса, юпқа металдан ясалган ичи бўш цилиндр,



66- расм.

массаси айланиш ўқидан анча узоқда жойлашган. Тажриба кўрсатадики, ёғочдан ясалган бутун цилиндр катта тезланиш олади ва металл цилиндрдан анча узиб кетади. Цилиндрлар диаметрлари бир хил ва қия текислик улар учун умумий бўлганлиги учун ҳар иккала цилиндрга таъсир этувчи айлантирувчи куч momenti

ҳам бир хил бўлади ва $M_1 = M_2 = [r P]$ га тенг. Жисмларнинг бир хил куч momenti таъсирида ҳар хил тезланиш олишини, уларнинг инерция ўлчовларининг ҳар хиллиги билан тушунтириш мумкин.

Ҳақиқатан ҳам, металл цилиндрнинг массаси айланиш ўқидан анча узоқда жойлашган бўлганлиги учун унинг инерция momenti ёғоч цилиндрга нисбатан анча катта, айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламасига кўра унинг бурчакли тезланиши аксинча, анча кичик бўлади. Жисмнинг ташқи куч momenti таъсирида олган бурчакли тезланиши инерция momentига тескари пропорционал бўлганлиги учун жисм массаси айланиш ўқига яқин жойлашган ва кучнинг қўйилиш нуқтаси ўқдан узоқда бўлса, уни айланма ҳаракатга келтириш осон бўлади.

Шунинг учун амалда юкни қўзғатувчи рнчаг дасталари иложи борица енгил ва узун қилиб ясалади. Урнидан осон қўзғалувчи, тез орада юқори тезликка эришиш имкониятига эга бўлган енгил автомобиль филдиракларини нисбатан кичик диаметрли бўлишлиги ҳам бежиз эмас, уларнинг инерция momentининг кичик бўлиши тезланиш олишини осонлаштиради. Филдиракнинг баллонларни тутиб турувчи дисклари массаси ҳам иложи борица кичик бўлган маъқул. Бунинг учун қаттиқ ва енгил материалдан фойдаланилади. Дисклардаги тешикчалар ҳам уларга фақат чирой бериш учунгина эмас, балки уларнинг чидамлилигини сақлаган ҳолда массаси ва инерция momentини кичрайтириш мақсадида қолдирилади. Шу нуқтан назардан қаралганда маховикнинг асосий массасини айланиш ўқига яқин жойлаштириш лозимдек туюлади. Аслида эса аксинча, асосий массаси ўқдан узоқроқда жойлашган бўлади. Маховикнинг тезда катта бурчакли тезликка эришиши муҳим масала бўлмай, унинг асосий вазифаси двигателлар ёки баъзи механизмларнинг силкинмай, бир меъёردа ишлашини таъминлашдан иборат ва шунинг учун унинг инерция momenti билан бир қаторда айлан-

ма ҳаракат кинетик энергиясининг катта бўлиши ҳам мақсадга мувофиқдир.

Илгариланма ҳаракат динамикаси қонунларига кўра жисм ташқи куч йўналишида тезланиш олар эди. Агар куч таъсири тўхтатилса, жисм ўзининг инерциясига кўра тўғри чизиқли текис ҳаракатни сақлар эди. Шунингдек, айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламасидан кўринадики, куч моменти таъсири тўхтаса ($M=0$), жисм ўзининг бурчакли тезлиги вектори йўналишини ва ҳаракат ҳолатини сақлайди.

Ҳақиқатан ҳам, тез айланма ҳаракатга келтирилган жисмнинг бурчакли тезлиги ҳамда айланиш ўқиинг фазодаги вазияти сақланади. Масалан, болалар ўйинчоқлари — пилдироқ, бизбизакни айлантириб Ерга қўйиб юборсак, оғирлик маркази таянч нуқтасидан анча юқорида бўлишига қарамасдан йиқилмайди. Айланма ҳаракатда бўлмаган ғилдиракни ерга қўйсак йиқилади, думалатиб юборсак йиқилмайди, чунки айланма ҳаракатда инерция моменти инерция ўлчови ролини ўтайди ва ҳаракат ҳолати сақланади. Юриб кетаётган велосипед ҳам бурчакли тезлик ва тезланиш векторлари йўналиши сақланиши эвазига йиқилмайди.

Қаттиқ жисмни хусусан, ғилдиракни ҳам фикран жуда кўп элементар бўлакчалардан ташкил топган деб кўриш мумкин. Қаттиқ жисмнинг айланишида бу ҳар бир бўлакчалар инерциясига кўра тўғри чизиқ бўйлаб ҳаракат қилишга интилади. Аммо уларнинг ҳар бири битта қаттиқ жисм бўлаклари бўлганликлари учун умумий ўқ атрофида айланишга мажбур бўлади. Ҳар бир элементга таъсир этувчи марказдан қочма куч жисмнинг бошқа бўлаклари орасида боғланиш кучи билан мувозанатлашади. Шунинг билан бир қаторда жисмнинг ҳар бир элементи ўз инерциясига кўра айланиш ўқиға перпендикуляр текисликдан ога олмайди. Натижада қаттиқ жисмнинг фазодаги айланиш ўқининг йўналиши сақланади. Барқарор айланма ҳаракатдаги қаттиқ жисм сифатида Ерни мисол қилиб келтириш мумкин. Ер Қуёш атрофида эллиптик орбита бўйлаб кучиб юрганда ўз ўқи атрофида айланма ҳаракат қилади ва ўқининг фазодаги вазияти сақланади. Унинг инерция моменти $I = \frac{2}{5} mR^2$ га тенг бўлиб, айланма ҳара-

катда инерция ўлчови вазифасини ўтайди. Ернинг ҳозирги барқарорлашган ҳаракатида унга таъсир этувчи айлантирув-

чи куч моменти деярли йўқ даражада ва шунинг учун у ўзгармас бурчакли тезлик ($\omega = 7,292 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$) билан ҳаракат қилади. Унинг айланиш даври $T = 24 \text{ соат} = 86400 \text{ с}$ бўлиб, 1 сутка вақт оралиғига тенг. Аниқроқ фикрлаш учун Ойнинг Ерга таъсирини, океан сувларининг кўтарилиши ва қайтиши натижасида ҳосил бўладиган ишқаланиш кучларининг моментини ҳисобга олиш керак.

Милтиқ стволи ички томондан винтсимон ўйилган бўлиб, отилган ўқ стволдан маълум бурчакли тезликка эга бўлиб чиқади. Айланиш ўқига нисбатан J инерция моментига эга бўлган ўқ ўз инерциясига кўра айланиш ўқи йўналишини сақлашга интилади, натижада узоқ масофага ва мўлжалга етиб боради. Спортчи велосипедчилар мусобақасида велосипеднинг орқадаги ғилдирагини массив ва дисксимон ғилдирак билан алмаштириб олганларини учратамиз, бу билан ғилдиракнинг инерция моменти катта бўлишига эришилади. Старт бошида тезланиш бирмунча қийин бўлса-да, инерция моментининг ортиши спортчининг катта тезликка эришиб олгандан кейин барқарор тезлигини узоқ муддат сақлашига ёрдам беради ва нисбатан узоқроқ масофаларда ёки каттароқ вақт оралиғида юқори ўртача тезлик қийматларини сақлаш имкониятини беради.

Техника ва транспорт соҳасида, машина ва механизмларнинг иш жараёнида айлантурувчи қисмларининг бурчакли ва чизиқли тезлик ҳамда тезланишлари уларга қўйилган куч моментлари билан белгиланади. Кучларнинг таъсир ва узатилиши тишли ғилдираклар, шкив, шестерня ва барабанларнинг радиусига тўғридан-тўғри боғлиқ;

уларнинг радиуси куч елкаси вазифасини ўтайди. Ғилдирак ёки шкив радиуси қанчалик катта бўлса, айлантурувчи куч моменти шунчалик катта бўлади. Тишли узатмаларда буровчи куч моменти кичик радиусли ғилдиракдан катта радиусли ғилдиракка узатилганда кучайтирилса, катта радиусли ғилдиракдан кичик радиусли ғилдиракка узатилганда эса камаяди (67-расм).



67- расм.

Айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламасини горизонт билан α бурчак ташкил этувчи қия текисликдан сирпанишсиз думалаб тушаётган R радиусли массив цилиндр ҳаракатига татбиқ этайлик. Цилиндрга учта куч оғирлик кучи $\vec{P}$, реакция кучи $\vec{N}$ ва ишқаланиш кучи $\vec{F}$ таъсир этади. Лекин оғирлик кучи билан реакция кучининг цилиндр масса марказидан ўтувчи айланиш ўқиға нисбатан моментлари нолға тенг. Цилиндрнинг айланма ҳаракатидаги бурчакли тезланиши қиймати ишқаланиш кучи моменти ва жисм инерция моменти катталикларига боғлиқ:

$$J \frac{d\omega}{dt} = FR. \quad (15.7)$$

Жисм масса марказининг чизиқли тезланишини эса ишқаланиш кучи билан оғирлик кучининг ҳаракат йўналишидаги ташкил этувчиси белгилайди:

$$ma = P \sin \alpha - F. \quad (15.8)$$

Чизиқли ва бурчакли тезланишлар орасидаги $a = \epsilon R$ боғланишни назарда тутган ҳолда (15.7) ва (15.8) тенгламалар системасидан

$$a = \frac{P \cdot \sin \alpha}{m + \frac{J}{R^2}} = \frac{g \cdot \sin \alpha}{1 + \frac{J}{mR^2}}. \quad (15.9)$$

$$F = \frac{P \cdot \sin \alpha}{1 + \frac{mR^2}{J}} \quad (15.10)$$

муносабатларни ҳосил қиламиз ва жисмнинг инерция моменти қанчалик кичик бўлса, унинг тезланиши шунчалик катта бўлади ва аксинча хулосаға келамиз. Жисмнинг инерция моменти қанчалик катта бўлса, ишқаланиш кучи шунчалик катта бўлади.

Айланиш ўқиға нисбатан жисмнинг массаси симметрик тақсимланадиган бўлиши керак, акс ҳолда, айланма ҳаракатдаги жисм турли қисмларининг инерция моментлари турлича бўлиши оқибатида бу айрим қисмларига таъсир этувчи марказдан қочма кучлар ҳам турлича бўлиб, улар бир-бирини мувозанатлай олмайди оқибатда, жисмнинг айланишида ўққа қўшимча куч

таъсир этади. Масалан, 2 шатуни 1 кривошипнинг айланма ҳаракатида (68-расм) ўққа мувозанатланмаган, F марказдан қочма куч таъсир қилади.

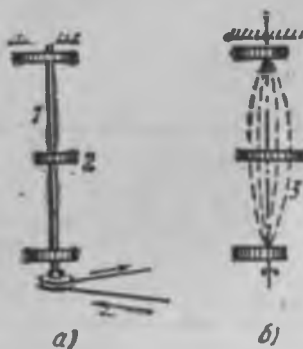
Марказдан қочма кучни мувозанатлаш учун қаттиқ жисмнинг турли қисмларининг ўққа нисбатан инерция моментларини тенглаштирилади. Бунинг учун, массанинг носимметрик тақсимотини тўғрилаш мақсадида қўшимча юкчалар қўйилади. Жисмнинг ўққа нисбатан қайси қисмида масса камроқ бўлса, шу то-



68- расм.

монга қўшимча юкча қўйилади; албатта юкчанинг ўрни ва массаси ҳам танлаб қўйилади. Юкчага таъсир этувчи марказдан қочма куч кривошип томонидан ўққа таъсир этувчи кучни мувозанатлай оладиган бўлиши керак.

Автомобиль ғилдиракларини балансировка қилиш моҳияти ҳам шунинг ўзгинасидир. Машина ва механизмлар айланувчи қисмлари ўқларининг йўналиши, масса марказидан ўтувчи геометрик ўқи йўналиши билан устма-уст тушадиган қилиб ясалади. Агар геометрик ва айланиш ўқлари устма-уст тушмаса, бурчакли тезликнинг катта қийматларида айланиш ўқи ва ўқнинг подшипник ҳамда шарнирларига катта динамик нагрузка тушади. Дарҳақиқат, кўпчилик машина ва механизмларнинг қисмлари катта бурчакли тезлик билан айланади. Масалан, оддий комбайннинг барабанининг минутига айланишлар сони мингдан ортади, техник вентиляторлар 150 000 айл/мин, буғ трубина-



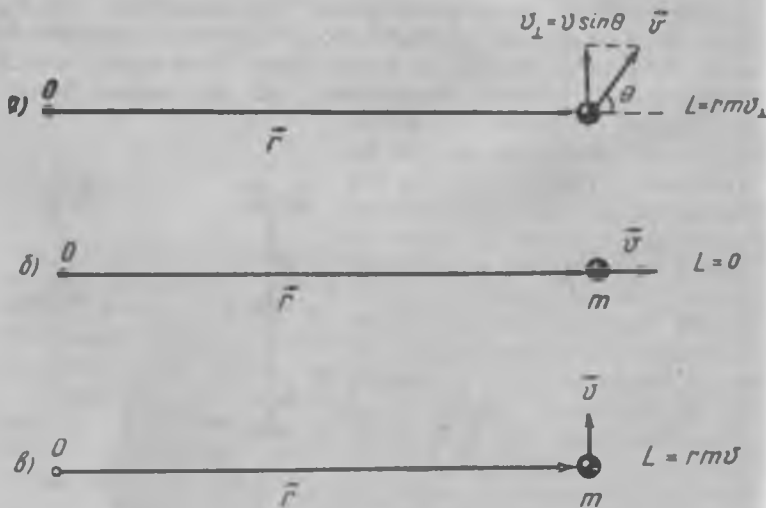
69- расм.

сининг ишчи гилдираги 30000 айл/мин бурчакли тезликлар билан айланади.

Динамик нагрукани камайтириш мақсадида, жуда тез айланувчи, массив механизмлар ва ишчи гилдираклар эгилувчан, эластик I валга ўрнатилади (69-а расм). Катта айланишларда I валнинг эгилиши (69-б расм) натижасида айланувчи жисм оғирлик маркази унинг I геометрик ўқиға яқинлашади. Ҳар қандай жисмларда уларнинг масса марказидан ўтувчи ва ўзаро бир-бирига перпендикуляр бўлган эркин ўқлар мавжуд бўлиб, жисмнинг бу ўқлари атрофида айланиши энг барқарор ҳаракат бўлади.

16-§. Моддий нуқта импульс моменти ва унинг сақланиш қонуни

Илгариланма ҳаракат динамикасида моддий нуқтага таъсир этувчи натижавий куч нолга тенг бўлса, унинг импульси ўзгармас сақланади, деган муҳим сақланиш қонунини биламиз. Табиатда жуда муҳим бўлган сақланиш қонунларидан яна бири импульс моменти нинг сақланиш қонуни бўлиб, бу қонун айланма ҳаракат ҳодисаларида муҳим аҳамиятга эга. m массали мод-



70- расм.

дий нуқта $\vec{v}$ тезлик билан ҳаракатланаётган бўлсин (70-а расм).

Моддий нуқтанинг импульс моменти ундан айланиш ўқиғача бўлган масофа билан импульснинг перпендикуляр ташкил этувчиси кўпайтмасига тенг:

$$L = r \cdot p_{\perp} = r m v_{\perp} = r m v \cdot \sin \theta, \quad (16.1)$$

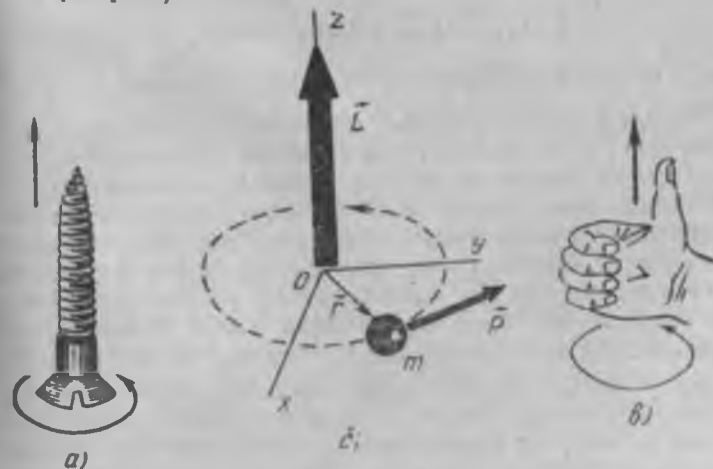
бунда θ тезлик $\vec{v}$ вектори йўналиши билан $\vec{r}$ радиус вектори орасидаги бурчак бўлиб, $v_{\perp} = v \cdot \sin \theta$ га тенг бўлади. Чизиқли ва бурчакли тезликлар орасидаги $v = \omega r$ боғланишдан фойдаланиб (16.1) ифодани

$$L = m r^2 \omega \sin \theta = J \omega \sin \theta \quad (16.2)$$

кўринишда ёзиш мумкин. $J = m r^2$ — моддий нуқтанинг айланиш ўқиға нисбатан инерция моменти дидир. Агар $\theta = 0^\circ$ бўлса, (70-б расм) $L = 0$ ва $\theta = 90^\circ$ бўлса, (70-в расм) импульс моменти қуйидагича бўлади:

$$L_z = J \omega = r m v. \quad (16.3)$$

Барча моментлар каби $\vec{L}$ импульс моменти ҳам вектор катталики бўлиб, моддий нуқта $\vec{r}$ радиус вектори билан $\vec{p}$ ҳаракат импульси векторларининг вектор кўпайтмасига тенг (71- расм):



71- расм.

$$\vec{L} = [\vec{r} \vec{p}] = [\vec{r} m \vec{v}] = J \vec{\omega}. \quad (15.4)$$

Импульс моменти $\vec{L}$ вектори айланиш ўқи устида ётади (71-б расм) ва унинг йўналиши ўнг винт (71 а, б, в-расм) қондасига асосан аниқланади. Импульс моментидан вақт бўйича олинган ҳосила импульс моментининг вақт ўтиши билан ўзгариш қонуниятини беради:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \left[\frac{d\vec{r}}{dt} \vec{p} \right] + \left[\vec{r} \frac{d\vec{p}}{dt} \right]. \quad (16.5)$$

(16.5) да $\vec{v}$ тезлик ва $\vec{p}$ импульс векторлари йўналишлари бир хил бўлганлиги учун биринчи қўшилувчи ҳад нолга тенг. Иккинчи қўшилувчи ҳадда $\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}$ моддий нуқтага таъсир этаётган куч вектори бўлиб

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = [\vec{r} \vec{F}] = \vec{M} \quad (16.6)$$

тенглик ҳосил бўлади. $\vec{L}$ вектор импульс моменти вектори бўлса $\vec{M}$ таъсир этувчи куч моменти векторидир. Демак, импульс моментининг ўзгариши таъсир этувчи кучнинг моменти билан белгиланади. Агар моддий нуқтага таъсир этувчи кучнинг моменти нолга тенг бўлса, унинг импульс моменти ўзгармас сақланади ва қуйидагича белгиланади:

$$\vec{L} = J\vec{\omega} = J_1\vec{\omega}_1 = J_2\vec{\omega}_2 = \text{const.}$$

$$L = mr_1^2\omega_1 = mr_2^2\omega_2 = \text{const}; \quad \omega_1 r_1^2 = \omega_2 r_2^2. \quad (16.7)$$

Моддий нуқта импульс моментининг сақланиш қонунини (16.7) ни қуйидаги тажрибада текшириб кўрайлик. Енгил стержень бўйлаб осонгина силжийдиган m массалари тенг бўлган иккита шарча стерженга кийдирилган. Шарчалар айланиш ўқидан бир хил узоқликда жойлашган бўлиб, ўзаро ингичка ип билан боғланган. Стержень шарчалари билан қаттиқ тагликка ўрнатилган. Қурилмани бирор ω_1 бурчакли тезлик билан айлантирайлик. Бу ҳолда шарчалар $L_1 = mr_1^2\omega_1$ импульс моментига эга бўлади. Агар ипни ёқиб юборсак, шарча сирпаниб стержень учларига кўчади. Уларнинг инерция моментлари ортади ва импульс моментлари $L_2 = mr_2^2\omega_2$ га тенг бўлади. Ишқаланиш кучлари кичик бўлган ҳолда, ташқи куч мо-

менти нолга тенг бўлса, $L_2 = L_1 = \text{const}$ ўзгармас сақланади. Ҳақиқатан ҳам, қурилманинг бурчакли тезлиги камайиб

$\omega_2 = \omega_1 \frac{r_1^2}{r_2^2}$ тенгликка бўйсунди. Тажрибани тескари тар-

тибда бажариб кўриш ҳам мумкин. Шарчаларни пружина билан туташтирамиз. Дастлабки ҳолатда умумий ип орқали шарчаларни стержень учларига яқин жойлаштирамиз ва қурилмани айланма ҳаракатга келтирамиз. Ипни ёқиб юборилса шарчалар айланиш маркази томон пружина таъсирида кўчади ва инерция моменти камаяди. Импульс моменти-нинг сақланиш қонуни (16.7) га кўра эса уларнинг бурчакли тезлиги, аксинча, ортади.

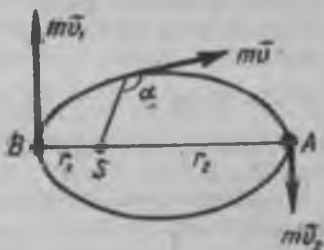
Импульс моменти сақланиш қонунининг қўлланиши. Моддий нуқта импульс моментининг сақланиш қонунининг Қуёш системаси таркибидаги планеталар ҳаракатига татбиқ этайлик. Планеталарнинг ўлчамлари уларнинг Қуёшгача бўлган масофаларга нисбатан кўп марта кичик бўлиб, уларнинг ҳар бирини моддий нуқта деб қараш мумкин (72-расм). Барча планеталар ҳаракатининг Қуёшга нисбатан қаралганда айланиш ўқи Қуёш марказидан ўтади. Қуёш томонидан планеталарга таъсир этувчи кучлар Қуёш маркази томон йўналган бўлганлиги учун уларнинг моментлари нолга тенг бўлади. У ҳолда барча планеталарнинг Қуёш марказидан ўтувчи айланиш ўқи-га нисбатан импульс моменти ўзгармас сақланади:

$$L = mvr = \text{const}. \quad (16.8)$$

Ихтиёрий планета учун унинг массаси ўзгармаган ҳолда

$$v_1 r_1 = v_2 r_2 = \dots = \text{const} \quad (16.9)$$

тенглик ўринли бўлади, яъни планетадан Қуёшгача бўлган масофа r энг кичик r_1 га тенг бўлганда (перигелий) унинг тезлиги энг катта ва r энг катта $r = r_2$ бўлганда (афелий) энг кичик бўлади. Траекториянинг бошқа нуқталарида $r \sin \alpha > r_1$ ва тезлик перигелийда- ги тезликдан кичикдир. r радиус векторнинг бирлик вақт ичида чизган юзасини асосан v га ва баландлиги



72- расм.

r га тенг бўлган учбурчак юзаси деб қараш мумкин. У ҳолда (16.9) тенгликка асосан траекториянинг ихтиёрий нуқталарида радиус векторнинг бир бирлик вақтда чизган юзалари ўзаро тенг бўлиб, (16.9) тенглик эса Кеплернинг иккинчи қонунини ифодалайди, яъни Қуёшдан планеталар томон ўтказилган радиус вектор тенг вақтлар оралиғида тенг юзалар чизади.

Афсуски, Кеплерга импульс моментининг сақланиш қонунини маълум эмас эди. Агар бу қонун билан таниш бўлганида ўзининг планеталар ҳаракати ҳақидаги иккинчи қонунини оддий кичик ип булагини ва кичик шарча ёрдамида кашф этиши ҳам мумкин эди. Масалан, кичикроқ найча ичидан ўтказилган ипнинг учига шарчани боғлаб айлантирайлик. Шарча r_1 радиусли айлана бўйлаб v_1 тезлик билан ҳаракат қилади ва $L_1 = mv_1r_1$ импульс моментига эга бўлади. Найча ичидаги ипни бироз тортиб r_2 айлана радиусигача кичрайтирилса, шарча $L_2 = L_1 = mv_2r_2$ импульс моментига эга бўлади. Айлана радиуси неча марта камайса, шарчанинг тезлиги шунча марта ортади ва $v_2 = v_1 \frac{r_1}{r_2}$ га тенг бўлади, инерция моментининг камайиши ўз навбатида бурчакли тезлигининг ортишига олиб келади.

Ернинг сунъий йўлдошлари ҳам эллиптик орбиталар бўйлаб ҳаракат қилади. Ерга энг яқин ва энг узоқ нуқталарда сунъий йўлдошнинг тезлиги, мос равишда, энг катта ва энг кичик қийматларга эришади.

Импульс моментининг сақланиш қонунини универсал қонун бўлиб, уни ҳаётнинг турли соҳаларида кузатиш мумкин. Кундалик турмушда Ер устида ҳаракатда бўлган поездлар, автомобиллар, тракторлар, ҳайвонлар-у одамлар ҳаракати ҳам импульс моментининг сақланиш қонунига бўйсунлади. Ер сирти бўйлаб қадам қўйишимизда, Ерни бироз орқага итарамиз, ўзимизни эса олдинга итарамиз, лекин бу билан фақат ўзимиз ҳаракат қилаёмиз деб ўйлаймиз. Аслида Ернинг импульси ва импульс momenti ҳам ўзгаради ва фақат системанинг тўла импульс momenti ўзгармай қолади. Лекин Ернинг массаси жисмлар ва одамлар массасидан кўп марта катта бўлганлиги учун унинг импульс моментининг ўзгариши кўп марта кичик бўлиб, деярли сезилмайди.

Планеталар ҳаракатига оид мисоллардан кўринадики, Кеплернинг биринчи ва иккинчи қонунлари импульс моментининг сақланиш қонунини ўз ичига олар

экан. Қуёш системасини ёпиқ система деб қаралса, унинг импульс моменти ўзгармас сақланади. Икки жисм — Қуёш ва планетадан иборат системани тахминан ёпиқ система деб қараш мумкин. Аниқ ҳисоблашлар учун бошқа планеталарнинг ҳам таъсирини ҳисобга олиш зарур. Юпитер, Венера ва бошқа планеталар таъсири натижасида Ернинг орбитаси ўзгаради. Тақрибан 25000 йилдан сўнг Ернинг орбитаси доиравий кўринишга келиши мумкин. Планеталарнинг ўзаро таъсири натижасида деярли барча планеталарнинг импульс моменти Қуёш системасининг тула моменти атрофида бурилади. Планеталар орбита текислигининг бурилиш ҳодисаси *прецессия* дейлади.

Моддий нуқталар системасининг тула импульс моменти система таркибидаги айрим зарралар импульс моментларининг геометрик йигиндисига тенг:

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^N \vec{L}_i = \sum_{i=1}^N [m_i \vec{r}_i \vec{v}_i], \quad (16.10)$$

бунда m_i , $\vec{r}_i$ ва $\vec{v}_i$ — система таркибидаги i -моддий нуқтанинг массаси, радиус вектори ва чизиqli тезлик вектори.

Система таркибидаги айрим зарраларнинг ўзаро таъсири бўлган ҳолда, ташқаридан таъсир бўлмаса, бундай система ёпиқ система бўлади. Ёпиқ системанинг тула импульс моменти эса ўзгармас сақланади:

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^N \vec{L}_i = \text{const.} \quad (16.11)$$

Система импульс моментининг сақланиш қонуни табиат ҳодисаларини тушунишга имкон беради. Күрсимизнинг кириш қисмида бир неча Галактика туркумлари борлиги ҳақида, хусусан, бизнинг Галактикамиз унинг айланиш ўқиға параллел йўналишда сиқилганлиги, шаклан болалар ўйинчоғи бизбизак шаклини эслатиши ҳақида гапирилган эди.

Галактикалараро ўзаро таъсирларини ҳисобга олмаган ҳолда, айрим Галактика системасини тақрибан ёпиқ система деб қараш мумкин. Галактика таркибидаги барча юлдузлар орасида ўзаро гравитациявий таъсир кучлари мавжуд. Ўзаро тортишиш кучлари радиал кучлар бўлиб, уларнинг буровчи моментлари нолға тенг. У ҳолда, ёпиқ система сифатида кўрилатган биз-

нинг Галактикамининг дастлабки импульс моменти ўзгармас сақланиши лозим.

Галактика таркибидаги барча юлдузларнинг бири-бирига тортилиши натижасида унинг ҳажми сиқилади. Сиқилиш асосан гарвитацион тортилиш ҳисобига бўлгани учун экваториал текисликда сиқилиш нисбатан чекланган бўлади. Тула импульс моменти L векторига параллел йўналишда сиқилиш кучлироқ бўлиб, Галактика кўриниши пилдиरोқ шаклига ўхшаб кетади. Галактика умумий массаси ўзгармаган ҳолда, ҳажмининг сиқилиши натижасида айланиш ўқиға нисбатан инерция момент камайдн. Импульс моментининг сақланиш қонуниға кўра, инерция моментининг камайишиға система бурчакли тезлигининг ортиши мос келади. Катта бурчакли тезлик билан айланаётган Галактика таркибидаги ҳар бир юлдузлар эса Галактика айланиш ўқиға нисбатан ўзларининг тутган ўринларига мос бўлган чизиқли тезликлар билан ҳаракат қилади.

Қуёш эса Галактика айланиш ўқидан тахминан $r \sim 10^4$ парсек $= 3 \cdot 10^{20}$ м масофада туради. У Галактика ўқи атрофида орбита бўйлаб $v = 3 \cdot 10^5 \frac{м}{с}$ тезлик билан ҳаракат қилади (космик тезликлар билан таққослаб кўринг).

17-§. Қаттиқ жисм импульс моментининг сақланиш қонуни

Ҳар биримиз фигурачиларнинг муз майдонидаги чиқишларини, жозибали тугаллашларини ҳайратланиш ва завқ билан кузатганмиз. Улар битта конькиларини айланиш марказига қўйиб, қўлларини кенг ёйганларича иккинчи конькилари билан итарилиб, анчагина бурчакли тезликда айланишға эришадилар ва кейин тезгина қўлларини таналарига ёпиштириб оладилар. Шундан сўнг айланиш бурчак тезлиги кескин ортади. Бунинг сабаби нимада? Фақат қўлларини танасига ёпиштириб ва қўшимча ҳеч қандай куч сарфламай фигурачи ўз айланиш бурчак тезлигини қандай қилиб кескин оширишға эришади?

Бу саволға қаттиқ жисм импульс моментининг сақланиш қонуни жавоб беради. Қонуннинг моҳиятини тушуниш учун қуйидаги тажрибаға мурожаат этайлик. Вертикал ўқ атрофида шарикли подшипникларда деярли ишқаланишсиз эркин айлана оладиган курсида



73- расм.

(Жуковский курсисида) ўтирган одам айланма ҳаракатга келеин (73- расм). Курси билан биргаликда у бирор ω_0 бурчакли тезлик билан айланади. Агар у қўлларини ёзиб юборса бурчакли тезлиги камайиб ω га тенг бўлади. Тажриба эффектини кучайтириш учун одам қўлларига оғир гантел тошларини олади. Тошларини айланиш ўқидан узоқлаштирганда (73-б расм) инерция моменти бир неча марта ортади, лекин бурчакли тезлиги эса шунча марта камаяди. Бу ҳолатдаги инерция моментини J_2 ва бурчакли тезлигини ω_2 деб белгилайлик. Одам тошларни танасига ёпиштириб олса (73-а расм) инерция моменти камайиб J_1 бўлиб қолади, бурчакли тезлиги, аксинча, бир неча марта ортади ва ω_1 га тенг бўлади. Тажриба натижаларига кўра айланма ҳаракатдаги жисмнинг бурчакли тезлиги инерция моментига тескари пропорционал $\omega \sim \frac{1}{J}$ ўзгаради:

$$J\omega = \text{const}; \quad J_1\omega_1 = J_2\omega_2 = \dots = \text{const}. \quad (17.1)$$

(17.1) муносабат ишқаланиш кучлари ва қаршилиқ кучлари қанчалик кичик бўлса, шунчалик ўринли бўлади, яъни айланма ҳаракатдаги жисмга ташқи таъсир бўлмаса, унинг инерция моменти билан бурчакли тезлигининг кўпайтмаси ўзгармас сақланади.

Илгариланма ҳаракатда жисм массасининг унинг тезлигига кўпайтмасини ҳаракат импульси деб аталар эди. Айланма ҳаракатда m масса ролини J инерция моменти ўтаса, қизиқли тезлик v ролини бурчакли тез-

лик ω ўтади. Шунинг учун $J\omega$ ни айланма ҳаракат импульси деб аталади керакдек туюлади. Лекин $J\omega$ ни L билан белгиланади ва жисмнинг импульс моменти деб аталади. Демак, тажриба натижаларига кўра, айланма ҳаракатдаги жисмга ташқи таъсир бўлмаса унинг импульс моменти ўзгармас сақланади.

Қаттиқ жисм айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламасини келтирайлик:

$$\vec{M} = J \vec{e} = J \frac{d\vec{\omega}}{dt}. \quad (17.2)$$

Қаттиқ жисмнинг қўзғалмас ўққа нисбатан инерция моменти ўзгармаслигини назарга олиб, (17.2) тенгликни қуйидагича ёзиш мумкин:

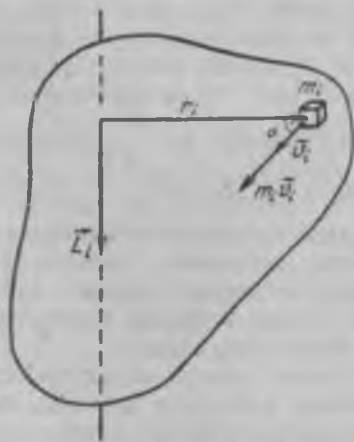
$$\vec{M} = \frac{d(J\vec{\omega})}{dt} = \frac{d\vec{L}}{dt}. \quad (17.3)$$

(17.3) тенглама моментлар тенгламасидир; қаттиқ жисмнинг айланиш ўқига нисбатан импульс моменти дан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосила, шу ўққа нисбатан жисмга таъсир этувчи ташқи кучлар моментига тенг.

Агар айланма ҳаракатдаги жисмга унинг айланиш ўқи га нисбатан таъсир этувчи ташқи кучлар моменти $\vec{M}$ нолга тенг бўлса, жисмнинг айланиш ўқига нисбатан $\vec{L}$ импульс моменти ўзгармас сақланади:

$$\vec{L} = J\vec{\omega} = \text{const}. \quad (17.4)$$

Бу қонун қаттиқ жисм импульс моментининг сақланиш қонуни бўлиб, тажриба натижаларини тасдиқлайди. (17.4) ифодада J — қаттиқ жисмнинг айланиш ўқига нисбатан инерция моменти; $\vec{L}$ — қаттиқ жисмнинг айланиш ўқига нисбатан импульс моменти.



74-расм.

Қаттиқ жисмни фикран айрим элементар бұлақчаларга ажратиш мумкин (74-расм). Элементар бұлақчалар ұлчалари айланиш ўқиғача бұлган масофаларга нисбатан жуда кичик ва уларни моддий нуқта деб қаралади. У ҳолда қаттиқ жисмнинг айланиш ўқиға нисбатан тўла импульс моменти, унинг айрим элементар бұлақлари импульс моментларининг алгебраик йиғиндисига тенг:

$$L = \sum_{i=1}^N L_i = \sum_{i=1}^N r_i m_i v_i. \quad (17.5)$$

Қаттиқ жисмнинг $\vec{L}$ тўла импульс моменти унинг элементар бұлақчалари $\vec{L}_i$ импульс моментларининг вектор йиғиндисига тенг:

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^N \vec{L}_i. \quad (17.6)$$

Бунда $\vec{L}_i = [\vec{r} \ m \ \vec{v}_i]$ бўлиб, $L_i = r_i m v_i \sin \alpha$ га тенг, α — радиус вектор $\vec{r}_i$ билан $\vec{p}_i = m_i \vec{v}_i$ импульс вектори орасидаги бурчак.

Муз майдонидаги фигурачининг ҳаракатларига боғлиқ импульс моментининг сақланиш қонунини қуйидаги модель асосида тушуниш мумкин (75-расм). Фигу-



75- расм.

рачи гавдасини радиуси 15 см, массаси 60 кг бўлган цилиндр билан, қўлларини айланиш ўқидан 80 см узоқликдаги умумий массаси 4 кг бўлган юк билан алмаштирилса, моделнинг тўла импульс моменти қуйидагига тенг бўлади:

$$[0,5 \cdot 60 \text{ кг} (0,15 \text{ м})^2] \omega + [4 \text{ кг} (0,80 \text{ м})^2] \omega = \\ = 0,68\omega + 2,6\omega.$$

Фигурачи қўлларининг импульс моменти масса айланиш ўқидан узоқда бўлганлиги учун гавда импульс моментидан тўрт марта катта бўлади. Агар дастлабки бурчакли тезлиги $\omega = 3,1 \text{ рад/с}$ бўлса, тўла импульс моменти $L_0 = (3,3 \text{ кг/м}^2) (3,1 \text{ рад/с}) = 10 \text{ кг м}^2/\text{с}$ га тенг бўлади. Фигурачи қўлларини танасига ёпиштириб олгандан сўнг тўла импульс моменти ўзгармас сақланиши учун кейинги бурчакли тезлигини қуйидаги тенгликдан топамиз:

$$10 \text{ кг} \frac{\text{м}^2}{\text{с}} = 0,68\omega + 4 \text{ кг} (0,15 \text{ м})^2 \cdot \omega = (0,77 \text{ кг} \cdot \text{м}^2) \cdot \omega;$$

$$\omega = 13 \frac{\text{рад}}{\text{с}}.$$

Демак, бурчакли тезлиги тўрт мартадан кўпроқ ортар экан. Фигурачи бурчакли тезликларининг ҳар хил бўлишлиги унинг инерция моментининг ўзгаришига боғлиқ. Фигурачи қўлларини танасига ёпиштириб олганда импульс моментининг сақланиш қонунига асосан инерция моментининг камайиши натижасида бурчакли тезлиги ортади. Аксинча, қўлларини ёзганда унинг инерция моменти ортади, бурчакли тезлиги эса камаяди; ҳар иккала ҳолда ҳам I ва ω кўпайтмаси ўзгармас сақланади.

Импульс моменти сақланиш қонунининг қўлланишига мисоллар

Бу қонуннинг амалда қўлланишига жуда кўплаб мисоллар келтириш мумкин. Спорчи турли салт ҳаракатларини бажариш учун танасини букнб инерция моментини камайтиради, бунда унинг бурчакли тезлиги ортади. Керакли айланишлар сони бажарилгач сакровчи яна танасини ростлаб олиб, кичик бурчакли тезлик билан тушади. Балет ўйинчисининг ҳаракати ҳам спортчи ва фигурачи ҳаракатларининг айнан ўзгинаси-

дир. У пируэт бажараётганда қўллари ва оёқлари айланиш ўқиға яқинлашган бўлиб инерция моменти кичик, бурчакли тезлиги эса катта бўлади. Айланишдан тўхташ учун балет ўйинчиси қўлларини ёзиб, оёқларини ён томонга чўзади ва инерция моментини ошириш эвазига бурчакли тезлигини камайтиради.

Шу каби ҳодисаларни турникда машқ бажараётган гимнастлар, циркдаги акробатлар ҳаракатларида ҳам кузатиш мумкин.

Қундалик турмушда ҳар биримиз бирор ариқ устига ташланган тахтача ёки тўсин устидан ўтишда беихтиёр қўлларимизни ён томонга чўзиб оламиз, инерция моментимизни орттириб тўсин атрофида бурчакли тезлигимизнинг камроқ бўлишига, яъни йиқилиб кетмасликка олдиндан тайёргарлик кўрамиз. Дорбозларнинг таёғи инерция моментини оширади, сим ёки арқонга нисбатан бурчакли тезлигини эса камайтиради, яъни дорбознинг сим устида турғунлигини таъминлайди.

Биз яшаб турган Ер шари ҳам Жуковский курсисини эслатади. Ернинг инерция моментининг ўзгариши айланиш бурчакли тезлигини ўзгаришига олиб келади, назарий қаралганда тоғларнинг йўқолиши, пайдо бўлиши, вулканлар, одамларнинг бир жойдан кўплаб, ер массасини олиб бошқа жойда баланд бинолар қуриши, метеоритларнинг тушиши, денгиз ва океанларда сув сатҳининг тебраниб туриши ва ҳоказолар унинг инерция моментининг ва демак, бурчакли тезлигининг ўзгаришига олиб келади. Ернинг бурчакли тезлигини, яъни кеча ва кундуз давомийлигини ўзгаришига кўпроқ ташқи таъсирлар сабаб бўлади. Асосан, Ой Ерға тормоз беради. Унинг гравитацион тортиши билан боғлиқ денгиз ва океанлардаги сув сатҳининг кўтарилиши ва тушиши натижасида ҳосил бўладиган ишқаланиш кучлари моменти таъсир қилади.

Ҳисоблашлар кўрсатадики, кеча ва кундуз давомийлиги юз йилда тахминан $1,640 \cdot 10^{-3}$ секундга узаяди. Шунинг учун, кириш қисмида айтилгандек, вақт эталони «секунд» бирлиги Ернинг ўз ўқи ёки Қуёш атрофида айланиш давридан олинмасдан, кварц кристалли панжарасининг тебраниши ҳамда атом ва молекулаларнинг спектрал чизиқлар нурланишига мос тебранишлари ёрдамида белгиланади. Балки қачонлардир Ер ҳам ўз навбатида Ойга таъсир кўрсатиб, ўз ўқи атрофида айланиш тезлигининг камайишига сабабчи

бўлгандир. Ойнинг массаси ва ўз ўқиға нисбатан инерция моменти нисбатан кичик бўлганлиғи учун у айланишдан тўхтаб улгурган, натижада, биз томонға фақат бир томони билан қараб қолган.

Алоҳида қайд қилиб ўтиш лозимки, импульс моменти нинг сақланиш қонунини жисмлар системасиға татбиқ этилганда, кўпчилик ҳолларда, жисмларни моддий нуқта деб қараш тўғри бўлмайди. Чунки қаттиқ жисм ўз ўқи атрофида ҳам айланиши мумкин ва уни моддий нуқта деб қараш оқибатида жисмнинг хусусий импульс моменти назардан четда қолиб кетади. Қўрилган мисолларда биз, асосан, импульс моментининг миқдорий сақланиши билан танишдик.

Импульс моменти векторининг сақланишини қуйидаги тажрибаларда кузатиш мумкин. Жуковский курсисида демонстратор қўлида оғирлаштирилган гардишли велосипед филдирагини унинг ўқини вертикал ҳолатда тутиб турибди (76- расм). Бу система импульс моментига эға бўлиши мумкин бўлган икки қисмдан, яъни одами билан биргаликда Жуковский курсиси ва ўз ўқи атрофида айланиши мумкин бўлган велосипед филдирагидан иборат (76-а расм). Дастлабки ҳолатда



76- расм.

системанинг тўла импульс моменти $\vec{L}$ нолга тенг, чунки унинг ҳар бир қисмларининг импульс моментлари $\vec{L}_1$ ва $\vec{L}_2$ нолга тенг. Демонстратор ғилдиракни соат стрелкаси йўналиши бўйича қаттиқ айлантирса, унинг ўзи курси билан биргаликда ғилдиракнинг айланишига тескари йўналишда айлана бошлайди. Системанинг бирор қисмида $\vec{L}_2 = J_2 \vec{\omega}_2$ импульс моменти ҳосил бўлса, тўла импульс моменти $\vec{L}$ ўзгармас сақланиши учун, бошқа қисмида унга сон жиҳатидан тенг, лекин йўналиши қарама-қарши бўлган $\vec{L}_1 = J_1 \vec{\omega}_1$ импульс моменти ҳосил бўлади: $\vec{L}_1 = -\vec{L}_2$, яъни $J_1 \vec{\omega}_1 = -J_2 \vec{\omega}_2$ бўлиб, тўла импульс моменти $\vec{L} = \vec{L}_1 + \vec{L}_2$ га тенг бўлади.

Демонстратор қўли билан айланаётган ғилдиракни тутиб қолса, унинг ўзи ҳам ғилдирак билан бир зумда айланишдан тўхтайдди, яъни $\vec{L}$ ўзгармас сақланади. Агар тинч турган демонстратор қўлида айланаётган ғилдиракни 73-б расмда тасвирланган ҳолга бурса, ғилдиракнинг импульс моменти $J_2 \vec{\omega}_2$ тескарига ўзгаради. Системадаги импульс ўзгариши ички кучлар таъсирида рўй берганлиги учун курси ва одам ғилдиракнинг дастлабки йўналишида импульс моменти олади.

Тажирибалардан кўринадикки, айланма ҳаракатда бўлган жисм ёки жисмлар сисетмасининг тўла импульс моменти вектори ўзгармас сақланади. Турли пилдироқлар, бизбизак ўйинчоқлардан тортиб, катта кемалар чайқалишини пасайтирувчи, замонавий техник гироскоплар ҳаракати асосида импульс моменти векторининг сақланиш қонуни ётади.

Мактаб физика курсидан маълумки, ўзининг геометрик ўқи атрофида тез айланувчи, ўқига нисбатан симетрик жисм *гироскоп* деб аталар эди. Айланаётган гироскоп ўзгармас импульс моменти тига эга, бу импульс



77- расм.

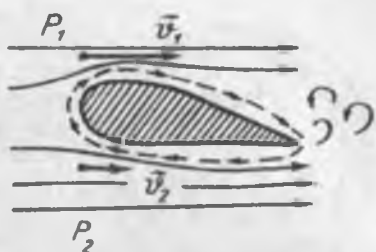
моментининг вектори гироскопнинг ўқи бўйлаб йўналилади. Импульс моменти векторининг сақланиш қонунига кўра, гироскоп айланиш ўқи йўналиши сақланади ва шунинг учун у йиқилмайди (77-расм). Гироскопнинг бундай хоссаси жуда хилма-хил навигация асбоблари гирогоризонт, гироскопас ва бошқаларни ясашда муҳимдир. Механика соҳасида гироскопнинг бу хоссасидан битта рельсда юривчи, икки гилдиракли вагонларнинг мувозанатини сақлашда фойдаланилади. Францияда битта рельсли йўлда поездлар соатига 130 км дан ортқ тезлик билан ҳаракат қилади.

Агар гироскоп қия ҳолатда айлантириб юборилса унга P оғирлик кучи ва реакция кучларидан иборат жуфт M куч моменти таъсир қилади. Бу момент гироскопнинг вертикал ўқ атрофидаги прецессиясини вужудга келтиради. Прецессия ҳаракати йўналиши Грюз — Жуковский қондасига асосан аниқланади: гироскоп ўз айланиш ўқи йўналишининг ташқи куч моменти йўналиши томон буради. Гироскопнинг прецессион ҳаракати техникада турли мақсадларда қўлланилади.

Ер ҳам ўз ўқи атрофида айланувчи гироскопнинг ўзгинасидир. Ойнинг таъсири натижасида унинг айланиш ўқи фазода прецессия ҳаракати қилади ва айланиш ўқи билан орбита текислиги орасидаги бурчак ўзгариб туради.

Ҳар биримиз қаттиқ жисм импульс моменти векторининг сақланиш қонунидан кундалик турмушда фойдаланамиз. Бинобарин, электр манбага уланмаган вентилятор тинч туради, унинг тўла импульс моменти нолга тенг: $L = 0$. Вентиляторни ток манбаига уласак, парраги айланма ҳаракатга келади. Системанинг бир бўлагида нолдан фарқли $L_1 = J_1 \omega_1$ импульс моменти вужудга келади, яъни паррак ва ҳаво оқими айланма импульс олади. Импульс моментининг сақланиш қонунига кўра вентиляторнинг ўзи эса парракнинг импульс моментига сон жиҳатдан тенг, лекин йўналиши қарама-қарши $L_2 = J_2 \omega_2$ импульс моментига эга бўлади. $L_2 = -L_1$ бўлганлиги учун системанинг тўла импульс моменти ўзгармай қолади. Парракнинг олдидан қараганимизда у соат стрелкаси йўналиши бўйлаб ҳаракатга келган бўлсин дейлик. Дастлаб, вентилятор горизонтал йўналишда ҳаво оқими яратади, L_2 векторнинг вертикал ташкил этувчиси

нолга тенг бўлади ва штатив тинчлик ҳолатини сақлайди. Паррак айланиш ўқи йўналиши горизонтал йўналишдан бурилса, юқоридан қараганда, штатив ўқи соат стрелкасига тескари йўналишда секин ҳаракатга келади, чунки $\vec{L}_2$ импульс моментининг вертикал ташкил этувчиси нолдан фарқли бўлади. Вентилятор ток манбаидан узилганда унинг вертикал ўқ атрофида айланиши секинлашиб бориб аввал бир он тўхтайди ва яна тескари йўналишда бироз айлانгандан кейин батамом тўхтайди. Бунинг сабаби мотор ротори ва вентилятор парраги подшипниклардаги ишқаланиш кучлари моменти таъсирида уларнинг тўла айланма ҳаракат импульс моменти йўқолиб, филофга ўтади. Филоф импульс моментининг вертикал ташкил этувчиси эса тескари йўналишдаги кичик айланма ҳаракат кўринишида сезилади.



78- расм.

Импульс моментининг сақланиш қонунини татбиқ этиб самолёт қаноти кўтариш кучининг ҳосил бўлишини осонгина тушуниш мумкин (78-расм). Тинч турган қанот ва ҳаво системаси тўла импульс моменти $\vec{L}$ нолга тенг. Парраklar айланиши натижасида қанотлар томон тўғри йўналган ҳаво оқими ҳосил бўлади. Қанотлар орқа қирраси яқинида эса соат стрелкасига тескари йўналишда ҳавонинг кучли, уярмавий айланма ҳаракати ҳосил бўлади, уярмавий айланма ҳаракатдаги ҳаво массаси L_1 импульс моментига эга бўлади. Парраklar айланишлар сони катта қийматларга эришганда қанотлар томон йўналган кучли ҳаво оқими қанот орти уярмавий ҳаракатни олиб кетади. Импульс моментининг сақланиш қонунига биноан, йўналиши уярмавий ҳаво оқими ҳаракатига тескари йўналишда бўлган, қанотни сирпаниб айланувчи кучли ёпиқ ҳаво оқими ҳосил бўлади. Унинг импульс моменти $\vec{L}_2$ сони қиймати $\vec{L}_1$ нинг сон қийматига тенг ва йўналиши қарама-қаршидир. Қанотнинг уст қисмидаги сирпаниб айланувчи ёпиқ ҳаво оқимининг тезлик вектори йўналиши парракнинг қанот томон йўналтирганда ҳаво оқими тезлиги йўналиши билан бир хил

бўлиб, улар қўшилади. Қанот тагида эса, аксинча, бу оқимлар тезликлари қарама-қарши йўналган. Гидродинамика қонунларига биноан v_1 тезлик катта бўлган қанотнинг уст қисмида p_1 босим кам бўлиб, қанот осгида эса p_2 босим катта бўлади. Қанот юзасига таъсир этувчи натижавий босим кучи юқорига йўналган бўлиб, кўтариш кучини ташкил этади.



79- расм.

К. Э. Циолковский ракетанинг фазода йўналишини ўзгартириш учун импульс моментининг сақланиш қонунидан фойдаланиш йўллари кўрсатиб берган эди. Космик кема ичида ўзаро перпендикуляр бўлган ўқларга ўрнатилган учта маховикни галма-гал айлантириш натижасида кемага керакли йўналиш бериш мумкин (79-расм). Шу усулда бошқарилувчи гироскопик системалар галма-гал ишга туширилиб, «Луна-3» да ўрнатилган объективлар доимо Ойга аниқ йўналтирилиб турили-

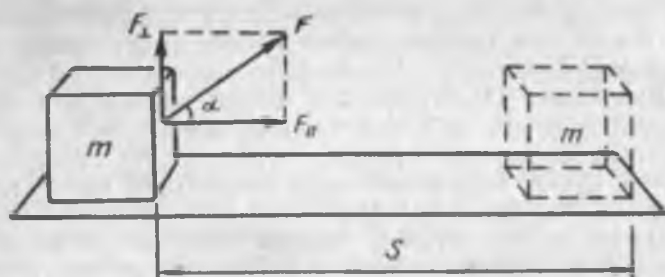
ши натижасида Ойнинг орқа томони суратлари олинishi муваффақ бўлинди.

IV. 6 о 6. ИШ, ҚУВВАТ, ЭНЕРГИЯ

18- §. Иш ва қувват

Кундалик турмушда ва ишлаб чиқаришда иш ҳақида кўп гапирилади: айланаётган мотор ёки станок иш бажаради, юк ташувчи ишчи ёки юк кўтараётган кран иш бажаради ва ҳоказо. Иш тушунчаси энергия тушунчаси билан узвий боғланган. Мотор ёки станок иш бажариши учун электр манбаига уланган бўлиши ва ундан энергия олиши керак. Ишчи ишлай олиши учун овқатланиши, автомобиль ёки самолёт иш бажариши учун бензин ёқилиши, паровоз ёки пароход иш бажариши учун кўмир ёқиш керак ва ҳоказо.

Иш бажариш жараёнида жисмларнинг кучлар ёки куч моментлари воситасида ўзаро таъсирлашиши рўй беради. Уларнинг таъсирлашуви натижасида жисмлар кўчади ёки айланма ҳаракатга келади. Агар F куч таъ-



80- расм.

сирида жисм бирор s масофага кўчган бўлса, у ҳолда F куч билан таъсир қилган жисм иш бажарган ҳисобланади. F куч ўзгармас бўлган ва жисм шу куч йўналишида кўчган энг содда ҳолда ишни шу катталиклар кўпайтмаси аниқлайди:

$$A = F \cdot s. \quad (18.1)$$

Агар куч кўчиш векторига нисбатан α бурчак остида йўналган бўлса (80-расм), у ҳолда уни икки ташкил этувчига: кўчиш вектори бўйлаб йўналган $F_{\parallel} = F \cos \alpha$ бўйлама ташкил этувчига ва унга тик йўналган $F_{\perp} = F \sin \alpha$ кўндаланг ташкил этувчига ажратиш мумкин. Бундай ҳолда кучнинг иши фақат унинг бўйлама ташкил этувчиси билан аниқланади:

$$A = F_{\parallel} \cdot s = F \cdot \cos \alpha \cdot s. \quad (18.2)$$

(18.2) формула $\vec{F}$ ва s векторларининг скаляр кўпайтмасидир:

$$A = (\vec{F} \cdot \vec{s}).$$

Шундай қилиб, ўзгармас $\vec{F}$ кучнинг жисмнинг $\vec{s}$ кўчишида бажарган иши ўша икки векторнинг скаляр кўпайтмасига тенг бўлган скаляр катталиқдир.

Жисм буровчи M куч моменти таъсирида φ бурчакка бурилса, бажарилган элементар иш:

$$dA = M \cdot d\varphi \quad (18.3)$$

га тенг бўлади. У ҳолда тўла иш $A = \int_0^{\varphi} M \cdot d\varphi$ ифодага

кўра аниқланади. Агар ишчи вагонеткага куч билан таъсир этса, лекин уни ўрнидан силжита олмаса ҳеч қандай иш бажармаган бўлади.

Шунингдек, (18.2) ифодага асосан жисмга куч таъсир қилиб кўчиш рўй берса, аммо $\alpha = 90^\circ$ бўлса, кучнинг иши нолга тенг бўлади, чунки $\alpha = 90^\circ$ бўлганида кучнинг кўчиш йўналишига проекцияси ҳам нолга тенг бўлади ва иш бажарилмайди.

Демак, айлана бўйлаб ҳаракатланаётган жисм кўчишида тик йўналган марказга интилма кучнинг иши ҳамма вақт нолга тенг. Ишнинг таърифига асосан ҳонада оғир яшikki қанча кўтариб турсак ҳам таъсир кучи йўналиши билан горизонтал йўналиш орасидаги бурчак $\alpha = 90^\circ$ бўлгани учун бажарилган иш $A = F \cdot s \times \times \cos 90^\circ = 0$ га тенг. Ҳеч қандай иш бажарилмаслиги тўғрими? Ҳар биримиз мободо шундай иш билан шуғуллансак, қанчалик чарчашлигимизни, мускулларимизнинг оғирлигини биламиз.

Горизонтал йўналишда иш бажарилмаслиги ва (18.2) иш ифодаси тўғри формуладир. Жисмни кўтариб юриш учун унга вертикал йўналишда куч билан таъсир этамиз. Жисмни кўтариб туриш учун бизнинг мускулларимизга куч тушади ва кичик силжишлар рўй бериши мумкин. Қўллардаги ҳар бир ричаг ишида бир нечтадан мускул қатнашади. Ричаг ишлаганда мускуллар таранглашган бўлиб, бир-бирига қарама-қарши йўналишда таъсир қилади. Акс таъсирлашувчи мускулларнинг узлуксиз бўшашиб ва таранглашиб туришида кичик силжишлар рўй бериб туради. Кичик силжишлар бўлмаган тақдирда ҳам, юкни тутиб туриш учун қўл мускуллари юкнинг оғирлик кучига қарши иш бажаради. Шунинг учун чарчаймиз, мускулларимиз ҳақиқатан оғрийди. Лекин бу чарчашлик юкка горизонтал йўналишда тезланиш бериш ва уни кўчиришда бажарилган иш эвазига бўлмайди.

Иш тушунчаси системанинг бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтишида механик энергиянинг ўзгариши билан боғлиқ. Система энергиясининг ўзгариши таъсир этаётган ташқи кучлар бажарган ишга тенг бўлади. Механик иш фақат механик энергияга эмас, балки бошқа турдаги энергияларга ҳам ўтади. Масалан, ишқаланиш кучлари бажарган иш иссиқлик энергиясига ўтса, динамомашина ротори айланганда бажарилган иш эса

электромагнит энергияга айланади. СИ системасида иш бирлиги $1 \text{ Н} \cdot 1 \text{ м} = \text{Жоуль}$.

$$\begin{aligned} \text{СГС системасида } 1 \text{ дина} \cdot \text{см} &= 1 \text{ г} \frac{\text{см}^2}{\text{с}^2} = \text{эрг бўлиб, } 1 \text{ Ж} = \\ &= 1 \text{ кг} \frac{\text{м}^2}{\text{с}^2} = 10^7 \text{ эрг. га тенг.} \end{aligned}$$

MKS (метр-килограмм секунд) системасида куч бирлиги сифатида 1 килограмм-куч (1 кгс) ишлатилади. Шу сабабли, техникада иш бирлиги сифатида 1 кГм (килограммометр) бирлик ҳам кўп ишлатилади. $1 \text{ кГ} = 9,8 \text{ Н}$ бўлса, $1 \text{ кГм} = 9,8 \text{ жоульга}$ тенг.

Берилган иш ҳажмини ҳар хил кишилар ёки турли механизмлар ҳар хил вақтларда бажаради. Бинобарин, эски уйдаги лифтингнинг сизни бешинчи қаватга кўтариш учун бир минут талаб этилса, баланд бинолардаги замонавий тезкор лифтлар учун бир неча секунд kifоя. Иккала механизмнинг огирлик кучига қарши бажарган иши бирдай бўлса-да, лекин у ҳир хил вақт ичида бажарилган. Кишиларнинг ва механизмларнинг ишни бажариш тезлигини қувват тушунчаси орқали ифодаланади. Қувват ишнинг бажарилиш тезлигини ифодалайди. Бир бирлик вақт ичида бажарилган иш қувват дейилади. А ишни бажариш учун t вақт кетган бўлса,

$$\bar{N} = \frac{A}{t} \quad (18.4)$$

ўртача қувват дейилади.

Оний қувват

$$N = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{dA}{dt} \quad (18.5)$$

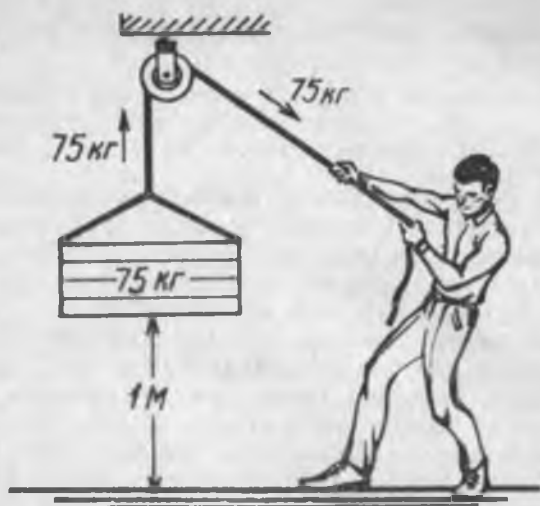
ифодадан аниқланади.

$$\begin{aligned} \text{СИ системасида қувват бирлиги } [N] &= \frac{1 \text{ Ж}}{1 \text{ с}} = 1 \text{ Ватт} = \\ &= 10^7 \frac{\text{эрг}}{\text{с}}. \end{aligned}$$

Буг машинасининг саноатда қўлланишига сабабчи бўлган Шотландиялик инженер Жеймс Уатт (1736—1819) қувват бирлиги сифатида «1 от кучи» бирлигини киритган:

$$\text{Бир от кучи (1 о.к.)} = 746 \text{ Вт} \simeq \frac{3}{4} \text{ кВт} = 0,75 \text{ кВт}.$$

Бир от кучи қувват бирлигини тасаввур этиш учун техникада қўлланиладиган 1 кГм иш бирлигини эслай-



81- расм.

лик. 1 кГм иш бирлиги 1 кГ юкни 1 метр баландликка кўтаришда бажарилган ишга тенг эди. Оғирлиги 75 кг бўлган юкни 1 м баландликка 1 секундда кўтара оладиган одам ёки механизм қувватини «1 от кучи» дейилади (81- расм):

$$1 \text{ о. к.} = 75 \frac{\text{кГ} \cdot \text{м}}{\text{с}} \approx 746 \frac{\text{Н} \cdot \text{м}}{\text{с}} = 746 \text{ Вт.}$$

(18.4) формуладаги ишни (18.1) тенгликка асосан ифодаласак:

$$\bar{N} = \frac{F \cdot s}{t} = F \cdot \bar{v}, \quad (18.6)$$

$\bar{v}$ — ўртача тезлик бўлиб, қувват ҳаракатлантирувчи кучнинг ҳаракат тезлигига кўпайтмаси билан ифодаланади.

Массаси 1 кг жисмга 1 Н куч таъсир этиб, унинг тезлигини 1 м/с га етказганда, бажарилган ишни ва ўртача қувватни топайлик. Жисмнинг тезланиши $a = \frac{F}{m} = 1 \frac{\text{м}}{\text{с}^2}$ га тенг бўлади. Кучнинг таъсир этиш масофасини $v^2 = 2as$ ифодадан топсак, $s = 0,5 \text{ м}$ бўлади.

1 кг массали жисмни 1 м/с тезликкача тезлантирувчи кучнинг бажарган иши $A = 1 \text{ Н} \cdot 0,5 \text{ м} = 0,5 \text{ Ж}$. Қувват ифо-

дасн (18.6) да $\bar{v} = 1 \frac{m}{c}$, чўнки $\bar{v}$ — ўртача тезлик, яъни $\bar{v} =$
 $= \frac{0 + 1 m}{2 c} = 0,5 \frac{m}{c}$.

Шунинг учун қувват

$$\bar{N} = 1 H \cdot 0,5 \frac{m}{c} = 0,5 \text{ Вт ва } A = 0,5 \text{ Вт} \cdot 1 \text{ с} = 0,5 \text{ Ж.}$$

Машина ва механизмлар қуввати улар ҳаракатланувчи қисмларнинг ишни қанчалик тез узатиб беришига боғлиқ. Механизмнинг иш бажаришида унинг ҳаракатланувчи қисмлари бирор кучлар билан таъсирлашади ва қисман деформацияланади, хусусан, айлантирадиган қайиш таранг тортилса, двигатель валлари ва цилиндрлар айланади. Механизмнинг деформацияланган ишчи қисмларнинг чиқиқли ва бурчакли тезликларини ўлчаб унинг қувватини аниқлаш мумкин.

(18.6) ифодага кўра, ҳаракатланувчи қисмлар тезликларининг яратувчи кучга кўпайтмаси механизмнинг қувватини ифодалайди. Қувватни ошириш учун ҳаракатланувчи қисмлар яратувчи кучни ёки уларнинг тезлигини ошириш керак. Кучни ошириш учун эса ҳаракатланувчи қисмлар ўлчамларини ошириш керак. Валнинг узатувчи кучини ошириш учун унинг диаметрини катталаштириш зарур бўлади.

Одатда, қувватни ошириш учун механизм ўлчамларини сақлаган ҳолда унинг ҳаракатланувчи қисмлари тезлигини ошириш зарур бўлади.

Тишли узатмаларда ўлчамлари турлича гилдираклар ҳар хил бурчакли тезликларга эга бўлади: тезлиги катта гилдирак кичик буровчи момент яратади, катта гилдирак эса катта буровчи момент яратади, лекин унинг тезлиги кичик бўлади. Ҳар биримиз қия тепалikka кўтарилаётган автомобиль тезлиги камайиб боришини сезганмиз. Нега бундай бўлади, автомобиль моторининг қуввати ўзгараётirmi? Йўқ, автомобиль мотори қуввати Ер шароитларига қараб ўзгармайди. Автомобилни қия тепалikka тортиб чиқариш учун (32-расмга қаранг) оғирлик кучининг $P_t = P \cos \alpha$ ташкил этувчисига қарши қўшимча иш бажариш керак. Шунинг учун қия текисликда катта тортиш кучи талаб этилади. Қувват формуласи (18.6) га асосан автомобиль тортиш кучини ошириш учун унинг тезлигини пасайтириш зарур бўлади ва шунинг учун тезликлар алмаштириш қутисининг қўйи узатиш ҳолатига ўтилади.

Жоуль	
10^{52}	Квазарнинг чақнаши
10^{48}	
10^{44}	
10^{40}	
10^{36}	Юлдузнинг чақнаши
10^{32}	
10^{28}	
10^{24}	
10^{20}	Ернинг Қуёшдан олган йиллик энергияси
10^{16}	
10^{12}	
10^{18}	
10^{14}	Кучли Ер қимирлаши
10^{10}	
10^6	
10^2	
10^{-4}	Чакмоқ
10^{-8}	
10^{-12}	
10^{-16}	
10^{-20}	Химиявий боғланиш
10^{-24}	
10^{-28}	
10^{-32}	

19-§. Энергия турлари

Ерда тинч ётган тош иш бажармайди. Лекин уни бирор баландликка кўтарсак, пастга тушиб иш бажариши мумкин. Баландликка кўтарилган оғир жисмларнинг иш бажара олиш қобилиятидан иморатлар қурилиши мўлжалланган ерларни шиббалаш, у ерларга иморат ости қозиқларини қоқиш мақсадларида фойдаланилади. Юқорига кўтарилган болға мнхга урилиб уни тахтага киритади ва иш бажаради. Сиқилган ёки чўзилган пружина қўйиб юборилганда, унга маҳкамланган юкни суриб иш бажаради. Ҳаракатдаги ҳаво тегирмонининг паррагини ва тошни айланттириб донни майдалайди ва унга айланттириб беради.

Автомобиль двигатели цилиндрларндаги ёнилғининг ёниши натижасида двигатель иш бажаради. Бунда сиқилган газ ёки юқори босим остндаги буғ машинанинг поршенларини суриб иш бажаради.

Соглом ҳар бир киши иш бажариши мумкин, лекин уларнинг иш бажариш қобилиятлари турлича ва чекланган. Иш бажариш қобилиятига эга ҳар бир жисм ва ҳар

бир киши энергияга эга дейилади. Энергия жисм ёки жисмлар системасининг иш бажара олиш қобилиятини кўрсатади.

Табиатда жисмлар энергияларининг чегаравий қийматлари билан 6-жадвалдан танишиш мумкин. Табиатда бир неча энергия турлари мавжуд: механик энергия, электр ва магнит майдон энергияси, нурланиш энергияси, иссиқлик, химиявий ва ядровий энергиялар. Иссиқлик, химиявий ва ядровий энергиялар моддаларнинг асосан ички тузилиши билан боғлиқ бўлиб, *ички энергия* дейилади.

Жисмларнинг иссиқлик энергияси уларнинг таркибий қисмлари — атом ва молекулаларнинг кинетик, потенциал ва тебранма ҳаракат энергияларидан иборат. Химиявий энергия эса жисмда мужассамланган бўлиб, бирор кимёвий ҳодиса ёки реакция рўй берганда ажралиб чиқади. Масалан, портловчи моддалар, ёқилғи модда энергияси, зарядланган аккумулятор, сундирилмаган оҳак энергиялари химиявий энергиядир. Электр токи, зарядланган конденсатор, магнит ва электромагнитлар электр ва магнит майдон энергияларига эга.

Радио тўлқинлари, иссиқлик нурланиши, ёруғлик, рентген нурлари ва бошқалар эса табиатан электромагнит энергияга эга бўлса-да, нурланиш энергиясига эга деб айтилади. Атом ёки ядровий энергия ядроларнинг радиоактив парчаланишида ёки ядровий реакцияларда ажралади. Қуёш ва кўпчилик юлдузлар нурланишлари уларнинг ичида рўй бераётган ядровий реакциялар билан боғлиқ бўлиб, ядровий энергия нурланишларидир.

Биз бу бобда, асосан, механик энергия турлари, кинетик ва потенциал энергия билан батафсилроқ танишамиз. Бошқа тур энергиялар ҳақида фақат тегишли бўлимларда фикр юритамиз. Жисмнинг ёки жисмлар системасининг механик энергияси деганда, уларнинг вазиятига ва ҳаракат ҳолатига боғлиқ энергиялари, яъни потенциал ва кинетик энергиялари тушунилади.

Жисмнинг потенциал энергияси унга турли кучларнинг таъсири натижасидир. Макроскопик жисмга, асосан, гравитация кучи ва электрик кучлар таъсир қилади. Шунинг учун жисмнинг потенциал энергияси икки хил: гравитацион потенциал энергия $E_p^{гп}$ ва электрик потенциал энергия $E_p^{эл}$ дан иборат бўлади.

Жисмнинг масса маркази кўчганда у илгариланма ҳаракат кинетик энергияси $E_k^{ил}$ га эга бўлади. Жисмнинг масса маркази тинч қолиб, унинг ўзи қўзғалмас ўқ атрофида айланиши мумкин. Бу ҳолда жисмнинг илгариланма ҳаракат кинетик энергияси $E_k^{ил} = 0$. Аммо жисмнинг айланишида унинг айрим элементар бўлаклари айланалар бўйлаб ҳаракатда бўлади. Жисмнинг айланиши билан боғлиқ энергияси айланма ҳаракат кинетик энергияси $E_{ал}$ дейилади. Жисмнинг айланма ҳаракатида унинг масса маркази ҳам кўчса, кинетик энергияси икки қисмдан: ҳам илгариланма, ҳам айланма ҳаракат кинетик энергияларидан иборат бўлади. Жисм энергияси унинг иш бажариш қобилиятининг кўрсатади, деган эди. Механик энергия жисмларнинг механик ҳолатига боғлиқ бўлади: думалаётган ғилдирак катта тезлик билан ҳаракат қилаётган бўлса, катта иш бажара олади, кичик тезлик билан думалаётган бўлса, кичикроқ иш бажара олади. Тўхтаб турган ғилдирак энергияга эга бўлмаганлиги учун иш бажара олмайди.

Чўзилган пружина чўзилиши катта бўлса, катта иш бажариши мумкин, кам чўзилган пружинанинг иши ҳам озгина бўлади. Умуман чўзилмаган пружина эса иш бажармайди, яъни энергияга эга эмас дейилади. Жисмнинг иш бажариши жараёнида унинг иш бажариш қобилияти, яъни энергияси ўзгариб боради: бажарилган иш миқдори ортиб бориши билан жисмнинг энергияси камайиб боради. Мисол учун узоқ масофага югурувчи спортчининг босиб ўтган йўли s ва демак, бажарган иш миқдори ортган сари унинг иш бажара олиш қобилияти ва тезлиги камайиб боради. Иш бажарувчи машина ва механизмларда эса иш узлуксиз бажарилади: уларнинг иш бажариш қобилияти, яъни энергияси ўзгармас сақланиши учун энергия манбаидан узлуксиз энергия келиб туради.

Иш қандай бирликларда ўлчанса, энергия ҳам ўшандай бирликларда ўлчанади. СИ системасида энергия бирлиги ҳам $1 \text{ жоуль} = 1 \text{ Ж} = 10^7 \text{ эрг}$. Иссиқлик энергияси бирлиги сифатида, одатда калория (кал.), килокалория (ккал) бирликлари ишлатилади. 1 кал иссиқлик энергияси 0,24 жоуль ишга эквивалентдир:

$$1 \text{ кал} = 0,24 \text{ Ж}; 1 \text{ Ж} = 4,18 \text{ кал}.$$

20-§. Кинетик энергия

Илгариланма ҳаракатда кинетик энергия. Жисмнинг ҳаракат энергияси *кинетик энергия* дейилади. Ҳаракат қилаётган жисм кинетик энергияга эга бўлади; ҳаракатдан тўхтаса, кинетик энергияси йўқолади. Кинетик энергия ҳаракат тезлигига боғлиқ. Бир хил тезлик билан кетаётган, массалари ҳар хил бўлган шарчалар бирор тўсиққа урилса, турлича иш бажаради: массаси кичик жисм тўсиққа урилиш натижасида тўхтаб қолса, массаси катта жисм тўсиқни йиқитиб ўз ҳаракатини давом эттириши ҳам мумкин. Демак, массаси катта жисмнинг кинетик энергияси ҳам катта бўлади.

Ҳовли дарвозасидан ҳар кун кириб чиқиб юрган енгил машина тасодифан дарвоза деворига тегиб кетса, девор унчалик шикастланмаслиги мумкин. Юк машинаси эса (айниқса, юки билан) дарвоза деворига кичик тезлик билан тегиб ўтса ҳам анча «катта иш» бажариб кетиши мумкин: ҳаракатдаги жисмнинг иш бажариш қобилияти унинг фақат тезлигигагина эмас, балки массасига ҳам боғлиқ.

Жисмнинг кинетик энергияси унинг массаси ва тезлигига қандай боғлиқ эканлигини кўриб чиқайлик. Тинч турган жисм F куч таъсирида тезланиш олиб, s масофани босиб ўтади ва бирор $v = \sqrt{2as}$ тезликка эришади. Жисм тезланиши $a = \frac{F}{m}$ бўлса, $v^2 = 2 \frac{F}{m} s$ ёки $F \cdot s = \frac{mv^2}{2}$ га тенг бўлади. Ишқаланиш ва қаршилик кучлари бўлмаганда, F кучнинг s кўчишда бажарган иши $A = F \cdot s$ эвазига жисм v тезликка ва $E_k = A$ кинетик энергияга эга бўлади:

$$E_k = \frac{mv^2}{2}. \quad (20.1)$$

Демак, жисмнинг кинетик энергияси массанинг биринчи даражасига ва тезликнинг квадратига пропорционал бўлади: жисмнинг массасига боғлиқ бўлган ҳолда, асосан тезликнинг ўзгариши билан белгиланади. Жисмнинг олган кинетик энергияси унинг устида бажарилган иш миқдори билан аниқланади. Масалан, милтиқ отилганда порох массасининг ёнишидан ҳосил бўлган F босим кучи ўққа тезланиш бериб, уни стволдан чиққунча $s = \frac{af^2}{2}$ масофага кўчириб иш бажаради ва унга $E_k = F \cdot s = \frac{mv^2}{2}$ кинетик энергия беради.



82- расм.

Ствол узунлиги s катта бўлган милтиқда F куч ўққа узоқ муддат таъсир этиб катта тезланиш, тезлик ва демак, катта кинетик энергия беради. Бинобарин, узун стволли милтиқдан отилган ўқ тезлиги кичик стволли тўпончадан отилган ўқ тезлигидан катта бўлади.

Кинетик энергиянинг жисм массаси ва тезлигига боғлиқлигини қуйидаги мисолда кўриб ўтайлик. Материаллар мустаҳкам-

лигини текширишда, одатда, уларни қаттиқ пўлатдан қуйиб ишланган чўмичсимон оғир K қуйма билан уриб синалади (82- расм). F кучнинг S кўчишда бажарган иши эвазига жисмнинг олган кинетик энергияси тушунчасига асосан, пўлат қуйманинг текширилаётган жисмларга урилиш тезлигини баҳолайлик. O нуқтада ишқаланиш жуда камайтирилган ва $OK = 0,981$ м бўлсин. Жисм A нуқтадан B нуқтага ўз оғирлик кучи таъсирида кўчади. Бажарилган A иш эвазига у $E_k = \frac{mv^2}{2}$ кинетик

энергияга эга бўлади: $E_k = A = P(h_0 - h)$ бўлиб, h_0 — дастлабки A ҳолатнинг баландлиги, h — сўнгги B ҳолатнинг баландлиги: $h_0 - h = AB = 2 OK$ га тенг ва

$$P \cdot 2 \cdot OK = \frac{P \cdot v^2}{2g}.$$

Бундан $v = \sqrt{4g \cdot OK}$ эканлигини топамиз. OK қанчалик катта бўлса, v ҳам ва демак, кинетик энергия ҳам шунчалик катта бўлади.

Айланма ҳаракатда жисм кинетик энергияси. Жисм айлана бўйлаб ёки ўз ўқи атрофида айланма ҳаракатда бўлганида кинетик энергияга эга бўлади. Айланиш ўқидан r масофада бўлган моддий нуқтанинг чизиқли ва бурчакли тезликлари $v = \omega r$ боғланишда бўлиб, инерция моменти $J = mr^2$ га тенг. Унинг кинетик энергияси

$$E_k^{ал} = \frac{mv^2}{2} = \frac{J\omega^2}{2}. \quad (20.2)$$

Қаттиқ жисм элементар бұлақчасининг кинетик энергияси

$$E_i = \frac{\Delta m_i v_i^2}{2}$$

бўлганлиги учун айланаётган жисмнинг кинетик энергияси шу жисмни ташкил этувчи элементар бұлақчалари кинетик энергияларининг йигиндисига тенг:

$$E_k = \sum_{i=1}^N E_i = \frac{\omega^2}{2} \sum_{i=1}^N \Delta m_i r_i^2.$$

$$J = \sum_{i=1}^N \Delta m_i r_i^2 \text{ қаттиқ жисмнинг айланиш ўқига нисбатан}$$

инерция моменти эканлигини ҳисобга олиб, қуйидаги ифодани ёзамиз:

$$E_k^{\text{а.л.}} = \frac{J\omega^2}{2}. \quad (20.3)$$

Қўзғалмас ўқ атрофида айланувчи қаттиқ жисмнинг кинетик энергияси унинг айланиш ўқига нисбатан инерция моменти J_0 билан бурчакли тезлиги ω квадрати кўпайтмасининг ярмига тенг бўлади. Илгариланма ҳаракатда кинетик энергия жисм массаси билан чизиқли тезлиги квадратига пропорционал ўзгарса, айланма ҳаракатда эса масса ролини ўтовчи инерция моменти билан бурчакли тезлиги квадратига пропорционал ўзгарар экан.

Умумий ҳолда, қаттиқ жисмнинг тўла кинетик энергияси илгариланма ва айланма ҳаракат кинетик энергиялари йигиндисига тенг:

$$E_k = E_k^{\text{ил.}} + E_k^{\text{а.л.}} = \frac{mv^2}{2} + \frac{J\omega^2}{2}. \quad (20.4)$$

Милтиқ стволидан отилган ўқ айланмасдан чиқса, кинетик энергияси $\frac{mv^2}{2}$ га тенг, айланма ҳаракатланиб чиқса, унинг кинетик энергияси $\frac{J\omega^2}{2}$ қадар катта бўлар экан.

Демак, милтиқ стволи ички қисмининг винтсимон қилиб ясалиши бир томондан ўқнинг нишонга бориб тегиш аниқлигини оширса, иккинчи томондан ўқнинг умумий энергияси ва зарб кучининг ошириш имконини беради. Техника соҳасида кўпчилик машина ва механизм-

лар стационар ҳолатда ишлайди ва уларнинг асосан айланувчи қисмлари иш бажаради. Газ турбиналари, электромоторлар, токарь, фрезер ҳамда дурадгорлик станоклари ва бошқа қирқиш ҳамда йўнишга мўлжалланган қурилмалар айланувчи қисмларнинг энергияси уларнинг бурчакли тезликларига боғлиқ бўлади. Шунинг учун ҳам бундай қурилмалар айланувчи қисмлари, одатда, катта бурчакли тезликларга эга бўлади.

Ҳақиқатан токарь станогининг вали минутига 10000, оддий электромоторлар 20000—50000 айланишлар қилса, баъзи замонавий электромоторлар 120000 айл/мин, бурчакли тезликлар билан ишлайди. Жисмларнинг массаси ортиши билан ҳам кинетик энергияси ортади. Масалан, милтиқдан отилган ўқ ва замбарак ўқи тезликлари бир хил бўлган ҳолда, замбарак ўқининг массаси милтиқ ўқининг массасидан неча марта катта бўлса, унинг кинетик энергияси ҳам шунча марта катта бўлади. Машина ва механизмларда массасининг ортиши билан уларнинг ўлчамлари ортади, ихчамлиги йўқолади, инерция ортиши натижасида тезкорлиги сусаяди ва ўзларининг энергия сарф қилиши ортади.

Механизмлар айланувчи қисмларининг массасини ошириш эса инерция моментларининг ортишига олиб келади ва уларнинг валларга ҳамда аланиш ўқининг таянч нуқталарига таъсири кучаяди, масса ортиши билан марказга интилма куч $F = m\omega r^2$ ҳам ортади.

Қайд қилиб ўтиш лозимки, энергия тушунчаси нисбий тушунча бўлиб, жисмнинг кинетик энергияси ҳам нисбий катталиқдир. Жисмнинг ҳаракат тезлиги турли санок системалари учун ҳар хил қийматларга эга бўлганлиги сабабли кинетик энергияси катталиги ҳам санок системаларига боғлиқ бўлади. Масалан, ҳаракатдаги автомобилнинг йўл чеккасида турган кузатувчига нисбатан тезлиги $v_0 = 36 \frac{\text{км}}{\text{соат}}$ бўлса, у билан ёнма-ён кетаётган худди шундай тезликдаги автомобилга нисбатан

тезлиги $v'_0 = 0$ га тенг. Кинетик $E_k = \frac{mv^2}{2}$ энергия ифодасида қатнашувчи v тезлик нисбий тезлик бўлиб, энергия қиймати қайси санок системасига нисбатан олинishiга боғлиқ.

Автомобилнинг турган кузатувчига нисбатан кинетик энергияси, тахминан,

$$E_k \simeq \frac{10^3 \text{ кг} \cdot 10^2 \text{ м}^2}{2 \text{ с}^2} = 50 \text{ кЖ}$$

бўлса, ўзи билан ёнма-ён кетаётган автомобилга нисбатан эса $E_k = 0$ га тенг.

Демак, турли саноқ системалари учун жисмнинг кинетик энергияси турлича бўлиб, унинг иш бажариш қобилиятини кинетик энергиянинг қиймати эмас, унинг ўзгариши белгилар экан. Ҳақиқатан, милтиқдан отилган ўқ унга нисбатан тинч турган жисм учун катта энергияга эга ва катта иш бажариши мумкин. Лекин ўқ йўналишида ўқнинг тезлигига тенг тезлик билан ҳаракатдаги ракетада ўтирган одам қўллари билан ўқни бемалол тутиб олиши мумкин, чунки ўқнинг нисбий тезлиги ва нисбатан иш бажариш қобилияти нолга тенг. Шунга ўхшаш мисолларни кундалик турмушдан кўплаб келтириш мумкин. Футболчи зарб билан тепган тўпни дарвозабон қўллари билан тутганда даставвал қўллариини тўпнинг ҳаракат йўналишида бироз ҳаракатга келтиради. Бу билан у тўпнинг нисбий тезлигини ва иш бажариш қобилиятини бироз бўлса-да, камайтиради. Қурувчилар гиштини бир-бирларига улоқтириб узатаётганда гиштнинг келиб тушиш онларида қўллариини гишт йўналишида бироз ҳаракатга келтиради ва гиштнинг қўл устида иш бажариш қобилиятини, яъни кинетик энергиясини камайтиради.

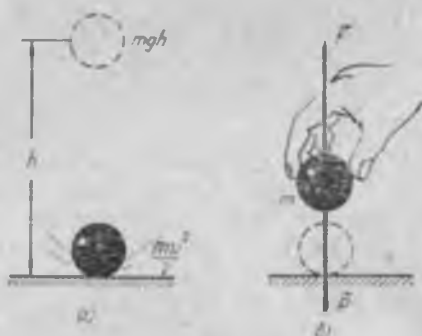
21- §. Потенциал энергия

Ер сатҳидан h баландликда турган жисмга $P = mg$ оғирлик кучи таъсир этади. Агар жисм қўйиб юборилса бу куч таъсирида Ерга тушади. Ерга урилиш пайтида v тезликка ва оғирлик кучининг h кўчишда бажарган иши эвазига $E_k = \frac{mv^2}{2}$ кинетик энергияга эга бўлади (83-а расм):

$$A = P \cdot h = mgh = \frac{mv^2}{2}. \quad (21.1)$$

(21.1) тенгликка асосан h баландликда турган жисм иш бажара олиш қобилиятига эга дейиш мумкин, h баландликда турган жисм $E_p = mgh$ потенциал энергияга эга дейилади.

Ер сиртида турган m массали жисмни жуда секинлик билан кўтарайлик. F мускул кучи dh масофада $dA = Fdh$



83- расм.

иш бажаради (83-б расм). Жисм секин, тезланишсиз кўтарилганда ҳар бир дақиқаларда $\vec{F}$ мускул кучи йўналиши $\vec{P}$ га қарама-қарши ва сон жиҳатдан оғирлик кучи $\vec{P}$ га тенг бўлади:

$$dA = -P dh.$$

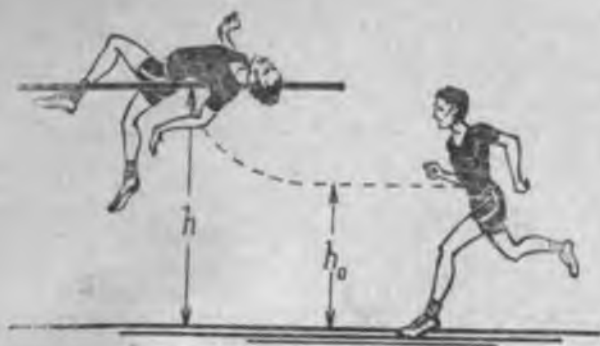
Шу йўсинда жисмни h баландликка кўтарилганда бажарилган тула иш жисмнинг оғирлик кучини енгилш учун сарф қилиниб,

$$A = \int dA = - \int_0^h P dh = - mgh \quad (21.2)$$

га тенг бўлади.

Бу ҳолда биз жисм устида $A = mgh$ иш бажарган бўламыз. Оғирлик кучи таъсирида жисмнинг h баландликдан тушишида бажарилган иш эса биз бажарган ишга сон жиҳатидан тенг, лекин ишораси қарама-қарши бўлади. Спортчи баландликка сакраганда унинг оёқлари мускул кучлари оғирлик кучига қарши $A = P(h - h_0)$ иш бажаради ва уни (21.2) ифодага асосан h баландликка кўтаради. Бунда h баландлик сифатида спортчи оғирлик маркази баландлигининг ўзгариши $(h - h_0)$ тушунилади (84- расм).

Қадим замонлардан механиканинг «кучдан ютсанг, масофадан ютқазасан» деган олтин қондаси маълум. Масалан, юк қия текислик бўйича кўтарилса, оғирлик кучига қарши куч иш бажаради (ишқаланиш кучларига қарши бажариладиган ишни кичик деб ҳисоблай-

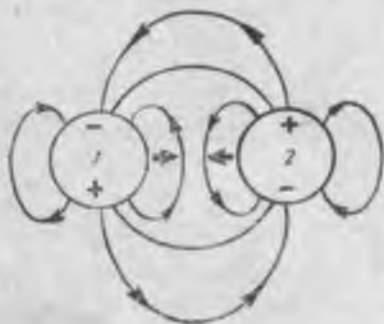


84- расм.

мнэ). Агар қия текислик ётиқроқ бўлса, у ҳолда йўл узун, лекин юкка кичикроқ куч қўйиш мумкин. Тикроқ текислик бўйича юкни кўтариш оғирроқ, лекин шунинг эвазига йўл қисқароқ бўлади. m массали жисмни h баландликка кўтариш учун бажарилган A иш ҳамма ҳолларда бир хил бўлиб, mgh га тенг. Бу оғирлик кучининг энг муҳим хоссасидир: иш йўлнинг шаклига боғлиқ эмас, балки у фақат жисмнинг бошланғич ва охири вазиятлари билан аниқланади. Шундай хоссага эга бўлган кучлар *потенциал кучлар* ёки *консерватив кучлар* дейилади. Улар учун потенциал энергияни аниқлаш мумкин. Одатда, Ер сиртида потенциал энергия қийматини нолга тенг деб танлаб олинади. У ҳолда ихтиёрий нуқтада потенциал энергия жисмни Ер сатҳидан шу нуқтага кўчиришда бажарилган ишга тенг бўлади.

Потенциал энергия кинетик энергия билан бирга жисмнинг тўла механик энергиясини ташкил этади. Агар жисм потенциал кучлар майдонида бўлса, унинг тўла энергияси сақланади. Дарҳақиқат, Қуёш системасидан чиқиб кета оладиган ракета учириш учун унга жуда катта ($v \sim 11$ км/с) тезлик бериш керак. Чунки ракетанинг Ердан узоқлашшида потенциал энергиянинг ошиши кинетик энергиянинг камайиши ҳисобига юз беради. Фақат оғирлик кучларигина эмас, балки электростатик ўзаро таъсир кучлари ҳам потенциал кучлардир. Кулон қонуни ($F \sim \frac{q_1 q_2}{r^2}$) Ньютоннинг бутун

олам тортишиш қонунига ($F \sim \frac{m_1 m_2}{r^2}$) жуда ўхшаш бўлиб, ҳаттоки потенциал энергия формулалари ҳам деярли бир хил: иккала ҳолда ҳам энергия ўзаро таъсирлашаётган жисмлар орасидаги масофага тескари пропорционал- $E_p \sim \frac{q_1 q_2}{r}$ ва $E_p \sim \frac{m_1 m_2}{r}$.



85- расм.

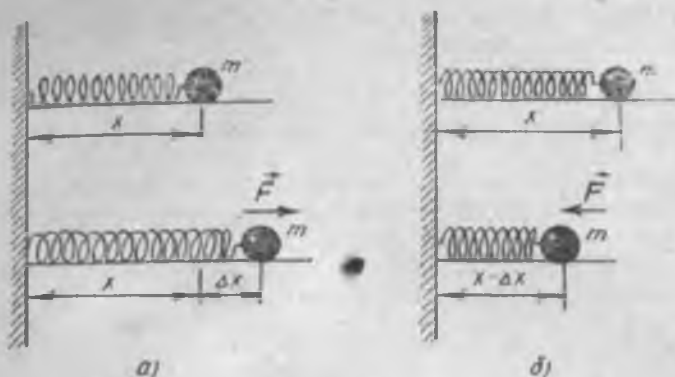
Аммо ишқаланиш кучлари иши йўлининг шаклига боғлиқ ва бундай кучлар *нопотенциал кучлар* ёки *ноконсерватив кучлар* дейилади. Потенциал энергия ёрдамида микродунёда зарралар, масалан, икки атом ўзаро таъсирини тушунтириш қулай. Ҳар бир нейтрал (1) атом бошқа (2) атомнинг электр майдони таъсири остида кичик диполга айланади ва бу диполлар

бир-бирига тортилади (85-расм).

Шунинг учун атомлар яқинлашганда уларни тутиб туриш ва бу кучларга қарши манфий иш бажариш зарур бўлади. Атомлар орасидаги масофалар жуда кичик бўлганда, аксинча, ядроларнинг ўзаро итаришиш кучлари таъсир қилади. Бу ҳолда атомларни яқинлаштириш учун мусбат иш бажариш керак. Атомлар потенциал энергиясининг улар орасидаги масофага боғлиқлиги деформацияланган (сиқилган ёки чўзилган) эластик пружинанинг потенциал энергиясини тушунишга имкон беради. Пружинани чўзувчи $\vec{F}$ куч ундаги эластиклик кучига қарши иш бажаради ва бу иш эвазига чўзилган (86- а расм) ёки сиқилган (86- б расм) пружина иш бажариш қобилиятига, яъни потенциал $E_p = \frac{k\Delta x^2}{2}$ энергияга

эга бўлади. Сиқилган ёки чўзилган пружина потенциал энергияси E_p милтиқларда, тўппонча ва тўпларда тепкини ҳаракатга келтиришда қўлланилади. Буралган пружиналар потенциал энергияси соатлар, граммофон, болалар уйинчоқлари ва турли ёзув асбобларининг ишлашини таъминлайди.

Осма соатларда эса P юкни h баландликка кўтариб қўйилади. Юкнинг $E_p = mgh$ потенциал энергияси осма



86- расм.

соат механизмларини ҳаракатга келтиради. Тўғонларда h баландликка кўтарилган сувнинг потенциал энергияси гидростанциялар турбиналарини ҳаракатга келтиради. Қисилган пружина, эгилган рессоралар, таранг тортилган камон ва бошқа эластик деформацияланган жисмлар эластиклик $E_p^{эл}$ потенциал энергияга эга бўлади.

Эластик деформацияланган жисмлар потенциал энергияси жисмдаги атомларнинг ўзаро силжиши билан боғлиқ бўлиб, табиатан электрик $E_p^{эл}$ потенциал энергиядан иборат.

Ердан h баландликка кўтарилган ва Ерга нисбатан $E_p^{г} = mgh$ энергияга эга бўлган барча жисмлар потенциал энергияси эса, уларнинг Ерга тортилиш кучига қарши бажарилган иш билан боғлиқ бўлиб, табиатан гравитацион $E_p^{г}$ потенциал энергиядан иборатдир. Барча энергия тушунчалари каби потенциал энергия ҳам нисбий тушунчадир. Жисм потенциал энергияси нимага тенг деганда, « mgh » га тенг деб айтиш тўғри бўлавермайдн. Чунки h баландлигининг қаердан ҳисобланиши аниқ эмас. Жисмни қудуққа ёки шахта чуқурлигига ташлаб юборсак, у қўшимча кинетик энергияга эга бўладику? Демак, Ер сиртидаги жисм потенциал энергияси, аслида, нолга тенг эмас. Шу боисдан ихтиёрий нуқтадаги жисмнинг абсолют потенциал энергияси тушунчаси физик маънога эга эмас. Фақат икки нуқта, икки баландлик орасидаги потенциал энергиялар айирмаси мазмунга эга. Жисмнинг иш бажариш қобилияти эса унинг

нинг бир қисми йўқолади ва сақланиш қонуни бажарилмайди.

Бир неча жисмлардан иборат механик системада ташқи ва ички кучлар таъсир этганда ҳар бир жисм ҳаракати Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан ифода-ланади:

$$\begin{aligned} m_1 \frac{d\vec{v}_1}{dt} &= \vec{F}_1 + (\vec{f}_{12} + \vec{f}_{13} + \dots + \vec{f}_{1n}) \\ m_2 \frac{d\vec{v}_2}{dt} &= \vec{F}_2 + (\vec{f}_{21} + \vec{f}_{23} + \dots + \vec{f}_{2n}) \\ &\dots \dots \dots \\ m_n \frac{d\vec{v}_n}{dt} &= \vec{F}_n + (\vec{f}_{n1} + \vec{f}_{n2} + \dots + \vec{f}_{n,n-1}) \end{aligned} \quad (22.1)$$

бунда $m_1, m_2, m_3 \dots$ жисмлар массалари, $\vec{f}_{12}, \dots, \vec{f}_{n,n-1}$ — ички кучлар, $\vec{F}_1, \dots, \vec{F}_n$ — ташқи кучлар.

Ихтиёрий m_i массали жисм dt вақтда $d\vec{x}_i = \vec{v}_i \cdot dt$ га силжиши мумкинлигини ҳисобга олиб, барча тенгламалар-нинг йиғиндисини қуйндагича ёзиш мумкин:

$$\sum_{i=1}^n m_i (\vec{v}_i d\vec{v}_i) = \sum_i \sum_{j=1}^{n-1} \vec{f}_{ij} d\vec{x}_i = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i d\vec{x}_i. \quad (22.2)$$

Бу ифодада $\sum_{i=1}^n m_i (\vec{v}_i d\vec{v}_i) = \sum_{i=1}^n d\left(\frac{m_i \vec{v}_i^2}{2}\right)$ система кинетик энергиясининг ўзгариши бўлса, тескари ишорада олинган — $\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^{n-1} \vec{f}_{ij} \cdot d\vec{x}_i$ эса системада таъсир этувчи барча ички консерватив кучларнинг иши, яъни система потенциал энергиясининг ўзгариши бўлади. У ҳолда, $\sum_{i=1}^n \vec{F}_i d\vec{x}_i = dA$ системага таъсир этувчи барча ташқи кучларнинг бажарган иши-ди:

$$dA = dE_k + dE_p \text{ ёки } A = d(E_k + E_p). \quad (22.3)$$

(22.3) тенгликдан кўринадикки, механик системага ташқи кучлар таъсир этса, система тўла энергиясининг ўзгариши ташқи кучларнинг система устида бажарган

ишига тенг бўлар экан. Бу хулоса берк бўлмаган система учун ўринлидир. Агар системага ташқи кучлар таъсир этмаса, яъни система ёпиқ система бўлса,

$$\sum_{i=1}^n \vec{F}_i d\vec{x}_i = A \equiv 0$$

га тенг, у ҳолда

$$d(E_k + E_p) \equiv 0. \quad (22.4)$$

Демак, ёпиқ системанинг тўла энергияси доимий сақланади:

$$E_k + E_p = \text{const}. \quad (22.5)$$

Ёпиқ системанинг кинетик ва потенциал энергиялари йиғиндиси ўзгармас сақланади. Бу қонун механик энергиянинг сақланиш қонунидир. Юқоридаги тажрибаларга асосан, системага ташқи таъсир жуда кичик деб ҳисобланганда, яъни ҳавонинг қаршилик кучи ва ишқаланиш кучлари етарлича кичик бўлганда, жисм кинетик энергиясининг ортинши билан потенциал энергияси камаяди ва аксинча, жисм ҳаракат траекториясининг ҳар бир нуқтасида кинетик ва потенциал энергиялари йиғиндиси эса ўзгармас сақланади.

Хусусан, Ер ва ундан h баландликда турган жисмдан иборат системада уларга ташқи кучлар таъсир этмаса, системанинг кинетик ва потенциал энергиялари йиғиндиси ўзгармас сақланади (43-расмга қаранг). h баландликда тош $E_p = mgh$ потенциал энергияга эга бўлса, Ерга тушганда $E_k = \frac{mv^2}{2}$ кинетик энергияга эга бўлади ва $E_p - E_k = mgh = \frac{mv^2}{2}$ га тенг.

Тош ергача тушиш жараёнида, ҳаракатнинг ҳар бир нуқталарида тўла энергия $mgh + \frac{mv^2}{2} = E_p + E_k$ ўзгармас сақланади.

Механик системада ҳавонинг қаршилик кучи, ишқаланиш кучлари каби ноконсерватив кучлар таъсири сезиларли бўлса, (22.1) тенгламалар системасида уларнинг бажарган ишларини ҳисобга олиш натижасида (22.4) тенглик ўрнида

$$d(E_k + E_p) = \sum_{i=1}^n \vec{f}_i \cdot d\vec{x}_i = dA' \quad (22.6)$$

ифода ҳосил бўлади.

Бу ерда dA' — ноконсерватив кучларнинг бажарган иши. Сўнги (22.6) тенгликдан кўринадик, ноконсерватив кучларнинг бажарган иши туфайли системанинг тўла механик энергияси ўзгаради. Лекин умумий тўла энергия йўқолмайди, фақат механик энергиянинг бир қисми бошқа турдаги энергияларга айланади. Системада ишқаланиш кучлари таъсир этганда, одатда механик энергиянинг камайиши, яъни механик ҳаракат энергиясининг иссиқлик ҳаракат энергиясига қисман айланиши кузатилади.

Энергиянинг сақланиш қонуни умуман табиатда маълум бўлган барча турдаги энергияларга оид бўлиб табиатда муҳим бўлган сақланиш қонунларидан биридир. Табиатда содир бўладиган хилма-хил ҳодисаларда механик энергия қисман электр энергияга, иссиқлик ва нурланиш энергиясига, химиявий ва ядровий энергиялар иссиқлик ва механик энергияларга ва аксинча, электр ва магнит майдон энергиялари ўз навбатида механик, нурланиш энергияларига айланиши мумкин.

Энергиянинг бир турдан иккинчи турга ўтишида биринчи тур энергия қанча камайса, иккинчи тур энергия шунча ортади ва барча турдаги энергиялар учун қуйидаги сақланиш қонуни ўринли бўлади: *энергия йўқдан бор бўлмайди, бордан йўқ бўлмайди, фақат бир турдан иккинчи турга айланиб, бир жисмдан (ёки жисмлар системасидан) бошқа жисмга (ёки жисмлар системасига) ўтади*. Бу қонун табиат умумий қонунларидан бири — материя ва ҳаракат сақланиш қонунининг намоён бўлишидир.

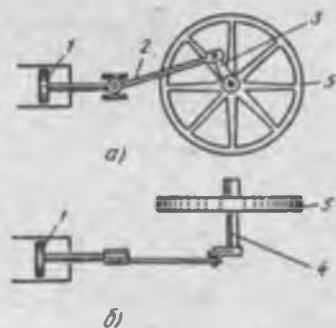
Энергиянинг сақланиш қонуни — амалда. Табиатда ҳар бир тирик организм овқатланади, ҳазм қилган озуқадан ажралиб чиққан энергия ҳисобига механик ҳаракат қилади, юради, туради, яшайди. Электр станцияларида двигателлар, айланувчи буғ турбиналари механик энергияси ёки h баландликдан тушаётган сувнинг потенциал энергияси электр энергияга айланади. Милтиқнинг ўқи, снарядлар, минаялар, порох зарядининг портлашидан ажралиб чиқадиган химиявий энергия ҳисобига кинетик ва потенциал энергия ҳосил бўлади. Трамвай, троллейбус, метро поездлари ва бошқа электр моторли машиналар электр токи энергияси ҳисобига механик энергияга эга бўлади.

Қадим замонларда ҳам кишилар механик энергияни иссиқлик энергиясига айлантиришни билганлар — чақ-

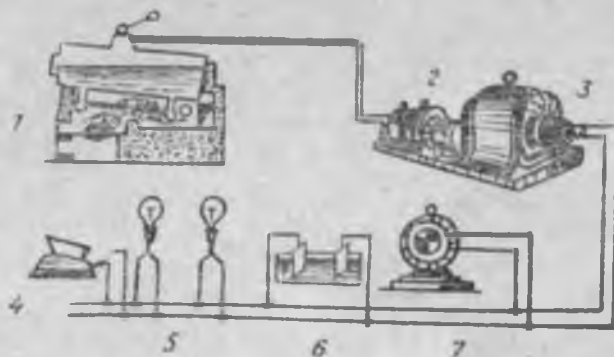
моқ тошни бир-бирига уриб олов ёққанлар. Қуёш нурлари энергияси Ер, сув ва ҳавони иситади ва бизга ҳаёт бағишлайди. Сўндирилмаган оҳакка сув қуйилса, химиявий энергия иссиқлик энергиясига айланади, сувга сульфат кислота ёки спирт қўшилса исийди ва ҳоказо. Автомобиллар, тракторлар, қишлоқ хўжалиги ва транспорт соҳасида ишлатиладиган

турли машина ва механизмларнинг механик ҳаракат энергияси уларнинг ички ёнув двигателларидаги ёнилғининг ёнишидан ҳосил бўлган иссиқлик энергияси эвазига ҳосил бўлади (89-расм). Ёнилғининг ёниши натижасида босим ортади ва газ кенгайиб, (1) поршеньни цилиндр бўйлаб итарди. Буровчи момент таъсирида эса (2) шатун ва (3) кривошип ёрдамида (4) тирсакли вал айланма ҳаракатга келади. Тирсакли валга ўрнатилган (5) маховик энергияси валнинг бир текисда айланишини таъминлайди. Валнинг етарлича бир текисда айланишига ҳамда катта қувватга эришиш учун двигателларни кўп цилиндрли одатда, тўрт цилиндрли қилиб ясалади. Двигатель цилиндрларидаги газнинг кенгайишидан ҳосил бўлган қувват ёнилғининг таркибига, унинг солиштира ёниш иссиқлигига боғлиқ. Бу қувватнинг бир қисми ишқаланиш кучларини енгил учун кетса, асосий қисми двигатель ёрдамчи механизмларини ҳаракатга келтириш учун ва поршеньни дастлабки ҳолатига қайтариш учун сарф бўлади. Машинанинг механик энергияси айланувчи тирсакли валнинг қуввати билан белгиланади.

Гурмушда фойдаланиладиган оддий электр чироқларидан тарқалаётган ёруғлик энергияси, токарё ёки дурадгорнинг станогини юритаётган электр энергияси бир неча энергия айланишлари натижасида ҳосил бўлади. ГРЭС лар мисолида (90-расм) (1) буғ қозони ўтхонасида ёнаётган ёқилғининг химиявий энергияси иссиқлик энергиясига айланади ва қозон деворлари орқали сувга берилади. Қайнаш натижасида ҳосил бўлган буғ босим остида қувурлар орқали (2) турбинага боради ва буғ-



89- расм.



90-расм.

нинг иссиқлик энергияси турбина роторининг механик айланма ҳаракат энергиясига айланади. Турбина ротори айланиш натижасида (3) электр генераторининг якори айланма ҳаракатга келади. Ҳосил қилинган электр энергия (4) дазмолларда иссиқлик, (5) лампочкаларда ёруғлик, (6) электролитик ваннада химиявий ва (7) моторда механик энергияси сифатида сарф бўлади.

ГЭСларда эса тушаётган сувнинг механик энергияси турбинанинг айланма ҳаракат энергиясига айланади. Турбина ротори эса генератор якорини айлантиради ва натижада айланма ҳаракат механик энергияси электр энергиясига айланади.

Табиатда кузатиладиган ҳар бир ҳодисаларда энергиянинг бир турдан иккинчи турга ёки бир вақтнинг ўзида бир неча турларга айланиши рўй бериб туради. Энергиянинг сақланиш ва айланиш қонуни табиатнинг муҳим сақланиш қонунларидан бири бўлиб, оқибатда материя ҳаракатининг йўқ бўлмаслигини, ҳаракатнинг фақат бир турдан бошқа турга ўтишини кўрсатади.

23-§. Оддий механизмлар. Механиканинг олтин қонуни

Иш ва энергия тушунчалари кундалик турмушда оддий механизмларнинг ишлаш жараёнида яққол намоён бўлади. Оддий механизмлар деганда, кучнинг қийматини ёки йўналишини алмаштириб берувчи қурilmалар тушунилади. Блок ва полиспаст, ричаг, винт домкрат, пона, чигир ва бошқалар оддий механизмлар

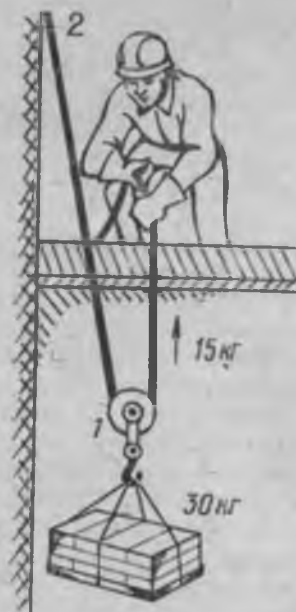
дир. Ишқаланиш ва қаршилиқ кучлари кичик бўлганда оддий механизмнинг бажарган иши унинг устида бажарилган ишга тенг бўлади. Масалан, қўзғалмайдиган блок ипининг бир учидан тортаётган ишчининг бажарган иши ип иккинчи учининг юкни кўтаришда бажарган ишга тенг. Шунингдек, ишчининг лом устида бажарган иши ломнинг тошни кўтаришда бажарган ишга тенг.

Иш катталиги кучнинг йўлга кўпайтмасидан иборат бўлганлиги учун йўл қанчалик катта бўлса, куч шунчалик кичик бўлади ва аксинча. Демак, йўлдан қанча ютқазсак, кучдан шунча ютамыз. Хусусан, ишчининг қўли ҳаракатлантираётган ломнинг учи тошни кўтараётган иккинчи учига қараганда уч марта катта йўл юрса, ишчи қўли тошнинг оғирлигидан уч марта кам куч сезади. Барча машина ва механизмлар учун ўринли бўлган бу қонуни механиканинг олтин қонуни дейилади ва қисқача «*кучдан қанча ютилса, йўлдан шунча ютқазилади ва аксинча, йўлдан қанча ютилса, кучдан шунча ютқазилади*» деб юритилади.

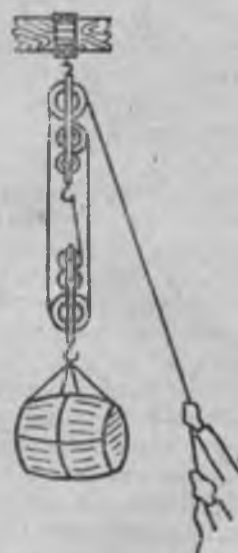
Блок ва полиспастлар. Қўзғалмас блок оддийгина дисксимон ғилдиракдан иборат бўлиб, унинг гардиши тарнов шаклида ясалган. Блок устидан ўтказилган сим арқонининг бир учига юк осилади. Блоклар, одатда, юкларни кўтариш мақсадларида қўлланилади. Блок ипининг бўш учидан пастга тортиб юкни юқорига кўтарилади. Бунда ипнинг ҳар иккала учи ҳамда юк бир хил йўл босади. Ипнинг юкни кўтаришда бажарган иши ишчининг ипни тортишдаги бажарган ишга тенг. Демак, қўзғалмас блокдан фойдаланиш кучдан ҳам, йўлдан ҳам ютуқ бермайди. Юқорига тортишдан кўра пастга тортиш қулай бўлганлиги учунгина бу тонфа блоклардан фойдаланиш мақсадга мувофиқ ҳисобланади.

Кучар блокдан фойдаланиш (91-расм) кучдан икки марта ютуққа олиб келади. Блок (1) дан ўтказилган ипнинг (2) учи маҳкамлаб қўйилади. Ипнинг бўш учидан кўтарилганда йўлдан икки марта ютқазамиз: блок s масофага кўтарилганда ипнинг учи $2s$ йўл юради. Механиканинг олтин қонунига кўра эса кучдан икки марта ютилади ва расмдагидек 30 кГ юкни 15 кГ куч билан юқорига кўтариш мумкин бўлади.

Бир қисқичга кетма-кет ўрнатилган бир неча блоклар тўплами полиспаст дейилади. 92-расмда кўрса-



91- расм.

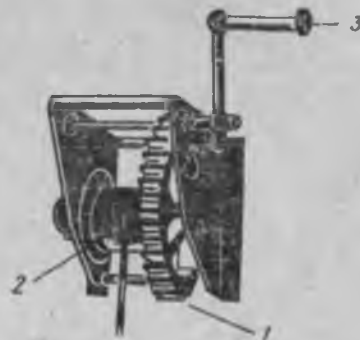


92- расм.

тилган полиспастнинг учта блоки қўзғалувчан бўлганлиги учун ипнинг бўш учининг юрган йўлига қараганда кўтарилаётган юкнинг юрган йўли $2 \times 3 = 6$ марта кўп Юкни кўтариш учун керак бўлган куч эса, аксинча, юкнинг огирлик кучидан 6 марта кичик бўлади. Блокларнинг гилдираклари ўрнатилган ўқлар ва подшипникларнинг мойлаш патижасида ишқаланиш кучларини имкон борида камайтирилади. Лекин, шунга қарамасдан, ип ва блок орасидаги ҳамда ўқлардаги ишқаланиш кучларини туфайли 4, 5, 6 ва ундан кўп блокли полиспастларнинг 6 мартадан ортиқроқ кучдан ютуқ бериши қийин эканлиги. Кучдан янада кўпроқ ютиш учун полиспастларнинг маҳсулоти тури — айирма полиспастлардан фойдаланилади. Айирма полиспаст битта кўчар блок ва битта кўчмас блокдан иборат. Кўчмас блок мураккаб бўлиб, бир ўққа ўрнатилган, ўзаро маҳкамланган икки хил диаметрли қўшма блокдан иборатдир. Кўчар ва кўчмас блоклар узлуксиз — ҳалқасимон занжир билан туташтирилади. Мураккаб кўчмас блок таркибидаги блокларининг диамет



93- расм.



94- расм.

метрлари ҳар хил бўлганлиги учун юк юқориға кўтарилади. Айирма полиспастнинг кучдан ютуқ бериши ва ипни ҳам шу диаметрлар айирмаси билан боғлиқдир. Айирма полиспастлар автомобиль устaxonаларида, гаражларда ва ишлаб чиқаришнинг турли соҳаларида огир юкларни кўтаришда қўлланилади (93- расм).

Чигир. Чигир (1) тишли узатма билан (2) сим ўралавчи ғалтак бирикмасидан иборат бўлиб, катта юкларни кўтаришда ишлатилади. Чигир (3) дастаси кичик диаметрли тишли гилдиракни айлантиради. Тишли узатманинг катта гилдираги ғалтак ўқиға ўрнатилган (94- расм). Бу қурилмада йўлдан ютқазиниш ва кучдан ютиш, биринчидан, чигир дастаси узунлиги билан ғалтак радиуси орасидаги фарққа боғлиқ бўлса, иккинчидан, тишли узатма гилдиракларни радиуслари фарқиға катталиги чигир дастаси узунлигининг ғалтак радиусига нисбати билан узатма тишли гилдиракларни радиуслари нисбатининг кўпайтмасига тенг. Чигирлар ишлаб чиқариш корхоналарида, юк кўтариш кранларида, юк ташувчи кемаларда уларнинг якорлари ва юкларини кўтариш ҳамда туширишда қўлланилади.

Қия текислик. Қия текисликда ётган жисмнинг $\vec{P}$ огирлик кучи иккита $\vec{P}_n$ ва $\vec{P}_t$ кучларға ажралади (32- расмға қаранг). $\vec{P}_n$ куч қия текисликка перпендикуляр йўналган

ва уни эгншга интилади. P_i куч қия текислик бўйлаб йўналиш билан ва жисмини пастга силжитилади. Ишқаланиш кучини ҳисобга олмаганда жисмини юқорига силжитиб, уни h баландликка кўтариш учун P_i кучни енгиб $A = P_i \cdot s$ иш бажарилади. Энергиянинг сақланиш қонунига кўра, мазкур ишнинг жисмини вертикал йўналишда h баландликка кўтаришда бажариладиган ишга тенг:

$$P_i \cdot s = P \cdot h \text{ бундан } \frac{P}{P_i} = \frac{s}{h}.$$

Демак, қия текислигининг h баландлиги текислик узунлигидан неча марта кичик бўлса, юкни қия текислик бўйлаб юқорига силжитувчи куч ҳам унинг оғирлигидан шунча марта кичик бўлади: h ортинин билан P_i ҳам ортинин билан ва аксинча.

Темир йўл ҳамда автомобиль йўлларининг ўнг томонида $3/1000$ ёки $5/100$ каби ёзуви бор ўстунчаларни учратиш мумкин. Бу ёзувлар йўлнинг ҳар 1000 метрда 3 метрга ёки 100 метрда 5 метрга кўтарилишини билдирилади. Ҳаракатланаётган поезд ёки автомобиль ишқаланиш кучларидан ташқари, ўз оғирлигининг ҳар мин метрда $3/1000$ ёки ҳар юз метрда $5/100$ қисмига тенг қўшимча кучни енгиб бориши керак бўлади. Масалан, қия йўлдан кўтарилаётган, массаси бир тонна бўлган енгил автомобиль двигатели $5/100$ рақамни, ҳар 100 метрда унга 50 кг дан қўшимча юк қўшиб борилаётгандай сезади.

Винт. Домкрат. Винт ўймали цилиндр бўлиб, унинг ҳар бир ўймаси цилиндрга ўралган қия текислиқни эълантилади. Ёнма-ён икки ўймалар орасидаги l масофа *винт қадами* дейилади (95-расм). Болт бир марта тўла буралганда унинг гайкага кириш масофаси винтнинг қадамига тенг бўлади. Қия текислик билан таққосланганда винтнинг қадами қия текислик баландлигини эслатса, винт айланаси узунлиги эса қия текислик узунлигига тенг келади.



95- расм.

Домкрат винтдан ва уни айлатириш учун зарур бўлган ричаг-даст

тадан иборат. Домкрат дастасини ҳаракатлантириш билан вертикал ўрнатилган винтнинг гайкага киритиладиган иш қиларилади, натижада домкрат автомобилни юқорига кўтарди ёки туширади. Домкрат дастасини ҳаракатлантирувчи кучнинг бажарган иши винтнинг юкни кўтаришда бажарган ишига тенг. Домкрат дастасининг босиб ўтган йўли винт қадамдан неча марта катта бўлса, винтнинг гайкага босим кучи ҳам дастани ҳаракатлантирувчи кучдан шунча марта катта бўлади. Винтли домкрат ёрдамида жуда катта кучларни ҳосил қилиш мумкин. Шунинг учун винтли домкратлардан оғир юкларни, иморатларни кўтаришда, қадимий ёдгорлик бинолари деворларини ўрнидан силжитиш, баъзи тиклаш ишларини бажаришда ва бошқа мақсадларда фойдаланилади.

V. 606. БУТУН ОЛАМ ТОРТИШИШ ҚОНУНИ

24- §. Табиатда фундаментал кучлар. Ер билан Ойнинг ўзаро таъсир кучи ҳақида

Қундалиқ турмушда турли куч тушунчаларига дуч келамиз: эшикни очувчи ёки ердаги юкни кўтарувчи мускул кучи, юк кранининг кўтариш кучи, автомобиль ёки паровознинг тортиш кучи, эшиклардаги ҳамда транспорт воситалари қисмларидаги пружинанинг эластиклик кучи, Ернинг Ой ҳаракатига таъсир кучи, тормозларни бошқарувчи суюқликнинг гидравлик кучи ёки тўсатдан машина бориб урилгандаги тўсиқнинг тўхтатувчи механик кучи ва бошқалар.

Амалда биз ишлатадиган ёки уни енгиб ўтишимиз керак бўлган барча кучлар, уларнинг номлари қанчалик турли-туман бўлишлигидан қатъи назар, табиатда мавжуд бўлган тўрт хил фундаментал кучларнинг турли шароитлардаги кўринишларидир. Табиатдаги барча воқеа ва ҳодисаларни бошқарувчи бу кучлар — гравитацион таъсир кучи, электромагнит таъсир кучи, ўта қисқа масофаларда намоён бўлувчи кучли ядровий таъсир кучи ва занф таъсир кучларидир.

Қундалиқ турмушдаги турли-туман ҳодисаларда, асосан, гравитацион таъсир кучи ҳамда электромагнит таъсир кучлари кўпроқ намоён бўлади. Масалан, Ернинг Ойга таъсири гравитацион таъсир бўлса, ишқаланиш кучлари, газ молекулаларининг барометрга ва

бошқа жисмларга босим кучлари, аккумуляторнинг электр юритувчи кучи ва бошқалар электромагнит таъсир кучларининг намоён бўлишидир. Бу кучлар узоқдан таъсир этувчи кучлар ҳисобланади ва анча катта масофаларда ҳам эффектив таъсир кўрсатади.

Ядровий кучли таъсир ва кучсиз таъсир кучлари, асосан, атомлар дунёсида, ядро ўлчамларига яқин бўлган қисқа масофаларда намоён бўлади. Шу боис бу кучлар яқиндан таъсир кучлари деб юритилади. Яқиндан таъсир кучлари ядровий реакцияларни бошқаради ва инсон ҳаётида жуда катта аҳамиятга эга. Бинобарин, Ер устидаги ҳаёт, Қуёшдан тарқалаётган энергия ундаги бўлаётган ядровий реакциялар натижасидир. Хуллас, мураккаб дунё, табиат қонунлари ва ҳаракат ҳодисалари атиги тўрт хил фундаментал кучлар билан бошқарилиб туради. Балки, бу тўрт хил куч ҳам ўз навбатида иккита ёки битта умумий фундаментал кучнинг турли кўринишидир, деган фикрга ҳам келиш мумкин.

Дарҳақиқат, юқори энергияли элементар зарралар устида олиб борилган сўнгги тажрибалар электромагнит таъсир, кучли ядровий таъсир ҳамда заиф таъсир кучлари орасида ўзаро боғланиш борлигини кўрсатади. Классик механика қонунлари, жумладан гравитацион қонунлар ҳам, махсус нисбийлик назарияси механикасининг хусусий ҳолларидир.

Маълумки, «электр» бўлими қонунлари ва алоҳида «магнетизм» бўлими қонунлари ўрганилади. Оқибатда электр ва магнетизм бўлиmlари қонунлари. Максвеллнинг ягона электромагнит назариясининг хусусий ҳоллари эканлигига ишонч ҳосил қиламиз. Шу боис, гравитацион таъсир ҳамда электромагнит таъсир қонунлари ҳам, юқоридагидек, бирор ягона фундаментал таъсир қонунларининг хусусий кўринишлари эмасмикин? Гравитацион таъсир қонуни билан электр зарядлари орасидаги таъсир қонунларининг ўхшашлиги, ўз навбатида масса ва энергия орасидаги боғланишни гравитацион ва электромагнит таъсирлар эса майдонлар таъсирлари эканлигини ҳамда материянинг модда ва майдон кўриниши, майдоннинг моддага ва модданинг майдон кўринишига ўтишини эсласак, юқоридаги фикрларни тўғрилигига ишонч ҳосил қиламиз. Вақт ўтиши билан илмуфан ва табиатнинг ривожланиши натижасида дунё ва табиат ҳодисаларини иккита ёки битта фундаментал куч

асосида изоҳлаш мумкин бўлса, ажаб эмас. Лекин бугунги кунда табиатдаги барча ҳаракат ҳодисаларни юқорида келтирилган тўрт хил фундаментал кучлар бошқаради деб тушунамиз.

Ер билан Ойнинг ўзаро таъсири. И. Ньютон Вулстхоп боғида сайр қилиб юриб, дарахтдан узилиб тушган олманинг Ерга тушишини кузатар экан: «Агар ҳеч нарсага боғланмаган эркин олма Ерга тушса, нега ҳеч нарсага боғланмаган эркин Ой Ерга тушмайди?» — деб ўйланиб қолади. У Ойнинг Ер атрофини айлана бўйлаб 27,3 кунда бир марта айланиб чиқишини билар эди. Лекин у бундай ҳаракатнинг сабабини, моҳиятини тушуна олмас эди. Юксак фикрлаш қобилиятига эга бўлган Ньютон, Ойнинг Ерга нисбатан ҳаракатини кинематик ва динамик таҳлил қилишга кирншади. Унинг фикрича Ой Ерга томон тўғри йўналишда ҳаракат қилмайди, балки доиравий чизиқ бўйлаб Ер атрофида айланади. Унинг айланиш даври $\tau = 27,3$ кеча-кундузга тенг. Траекториянинг ҳар бир нуқтасида чизиқли тезлиги қиймати деярли ўзгармайди. Лекин эгри чизиқли ҳаракатда у марказга интилма $Q_n = \frac{v^2}{r}$ тезланишга эга. Шу-

нинг учун ҳам у v йўналишида узоқлашиб кета олмай Ерга «тушади» ва айлана бўйлаб ҳаракат қилади (96-расм). Ньютонда олманинг Ерга тушиши билан Ойнинг b «тушиши» га сабаб Ернинг тортиш кучи эмасмикин деган савол туғилади ва Ойнинг «тушиш» тезланишини унинг орбитаси параметрларидан аниқлашга киришади. Ердан Ойгача бўлган масофа Ер радиусидан 60 марта катталлиги ($r = 60 R$) Ньютонга маълум эди.

Ойнинг чизиқли тезлиги қуйидагича ҳисобланади:

$$v = \frac{2\pi r}{\tau} = \frac{2\pi \cdot 3,84 \cdot 10^8 \text{ м}}{27,3 \cdot 86400 \text{ с}} = 1,02 \cdot 10^3 \text{ м/с.}$$

У ҳолда Ойнинг марказга интилма тезланиши

$$a_n = \frac{v^2}{r} = \frac{(1,02 \cdot 10^3 \text{ м/с})^2}{3,84 \cdot 10^8 \text{ м}} = 2,72 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}^2$$



96-расм.

га тенг, яъни Ой $a_n = 2,72 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}^2$ га тенг бўлган, кичик тезланиш билан «тушар» экан.

Ойнинг «тушиш» тезланиши жисмларнинг Ер сиртига яқин нуқталардаги эркин тушиш тезланишидан кўп марта кичик. Ер сирти яқинида барча жисмлар бўшлиқда бир хил ($g = 9,8 \frac{\text{м}}{\text{с}^2}$) тезланиш билан тушишлиги Галилей тажрибаларидан маълум эди. Ньютоннинг ўзи ҳам олтин, қўргошин, шиша, қум, туз, сув, ёғоч, бугдой каби моддаларнинг туپламидан фойдаланган ҳолда тажриба ўтказиб, барча жисмлар ҳавосиз фазода бир хил тезланиш билан тушишини аниқлаган. Бу тезланишлар фарқини тушиниш учун у ўзининг оптика соҳасидаги билимларига таянди. Ёруғлик интенсивлиги манбадан узоқлашган сари масофа квадратига тескари пропорционал $I \sim \frac{1}{r^2}$ равишда камайиб боради.

Ньютон Ернинг сиртига яқин турган жисмларга ва Ойга гравитацион таъсир кучи ҳам фазода ёруғлик каби текис тарқалиши керак деб ҳисоблайди. Бундан Ернинг гравитацион тортиш кучи ҳам масофа квадратига тескари пропорционал ўзгаради деган хулосага келади ($F \sim \frac{1}{r^2}$). Ер билан Ой орасидаги r масофа уларнинг масса марказлари орасидаги масофа бўлишлигини кўрсатади. Ньютон Ернинг тўла массаси жисмларга ва Ойга гравитацион таъсир этишини тушунди. Ер марказидан Ойнинг марказигача бўлган масофа r , Ер марказидан унинг сиртигача бўлган R масофадан 60 марта катта. Шунинг учун Ернинг Ойга таъсир кучи Ер сиртидаги нуқтада бўлган жисмга таъсир кучидан 60 марта кичик бўлишлиги керак.

Ушбу мулоҳазалар асосида Ойнинг «тушиш» тезланиши

$$a = \frac{1}{(60)^2} \cdot g = \frac{9,8 \text{ м/с}^2}{3600} = 2,72 \cdot 10^{-3} \frac{\text{м}}{\text{с}^2}.$$

Демак, Ер билан Ойнинг ўзаро гравитацион тортишиш кучининг улар орасидаги масофа квадратига тескари пропорционал боғланишидан аниқланган, Ойнинг «тушиш» тезланиши билан унинг орбитаси параметрларидан аниқланган тезланиши бир-бирига аниқ мос келади. Ньютон ҳисоблашларининг бу натижалари, Ер билан Ой орасидаги гравитацион куч масофа квадратига тескари пропорционал ўзгаради, деган фаразнинг тўғрилигини исботлайди. Бироқ, Ойнинг марказга ин-

тилма тезланишнинг жисмларнинг Ерга эркин тушиш тезланиши билан таққослашда, масофалар ҳақиқатан ҳам Ернинг марказидан ҳисобланиши кераклигини аниқ исботлаб бера олмагани учун И. Ньютон барча ҳисоблашлар натижаларини у пайтда эълон қилишга шоянча шилмади. Унинг бутун олам тортишиш қонуни орадан 21 йил ўтгач 1687 йили дунёга келади.

25-§. Кеплер қонунлари.

Ньютоннинг бутун олам тортишиш қонуни.
Галактикалар жойлашиши

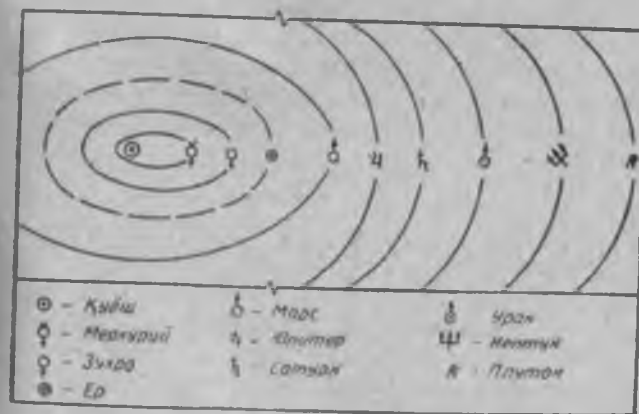
Немис олими Иоганн Кеплер, даниялик астроном Тихо Брагенинг кўп йиллар давомида Қуёш системасидаги сайёралар ҳаракатини, хусусан, Марс ҳаракатини кузатишлари натижаларини қайта ишлаб чиқиб ўзининг учта қонунини яратди:

1-қонун, сайёралар эллиптик орбиталар бўйлаб ҳаракатланади; эллипс фокусларидан бирида Қуёш туради (97-расм).

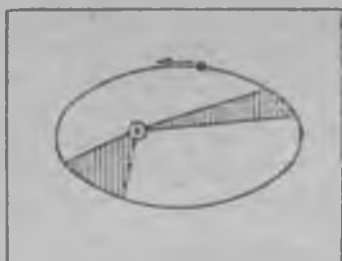
2-қонун, Қуёшдан сайёрага ўтказилган радиус-вектор тенг вақтлар оралиғида тенг юзалар чизади (98-расм).

3-қонун, эллипслар катта ярим ўқлари кублари айланмиш даврлари квадратларига пропорционалдир.

Кеплер қонунларига ҳамда ўзининг динамика қонунларига таянган ҳолда И. Ньютон осмон жисмлари ҳа-



97-расм.



98- расм.

ракатларини ўрганди. У ўзининг яратган дифференциал ва интеграл ҳисоби математик амаллари ёрдамида бир жинсли сферик жисмлар массаларини уларнинг марказида мужассамланган деб қараш мумкинлигини кўрсатди. Шу билан бирга у Ер ва Ой, Қуёш ва сайёралар ораси-

даги таъсир кучларини ҳисоблашдаги масофалар уларнинг масса марказлари орасидаги масофалар эканлигини исботлади.

Ньютон ўзи яратган динамика қонунларида, Ерининг m массали жисмга таъсир кучи жисм массасига пропорционал $F_{\text{тг}} \sim m$ деб ҳисоблади. Динамиканинг учинчи қонунига кўра эса, жисмнинг ўз наъбатида Ерга худди шундай $F \sim M$ куч билан таъсир кўрсатишини назарга олиб, у ўзининг бутун олам тортишиш қонунини яратди:

$$F_{\text{тг}} = G \frac{M+m}{r^2} \quad (25.1)$$

Пропорционаллик коэффициенти гравитацион доимий дейилади ва $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/\text{кг} \cdot \text{с}^2$ га тенг. Бу қонун универсал қонун бўлиб, Ер билан Ой, Қуёш билан сайёралар, юлдузлар билан юлдузлар ва умуман ихтиёрий икки жисм орасидаги гравитацион таъсир қонунидир: *икки жисм орасидаги ўзаро гравитацион тортишиш кучи жисмлар массаларининг кўпайтмасига тўғри пропорционал ва улар масса марказлари орасидаги масофанинг квадратига тескари пропорционалдир:*

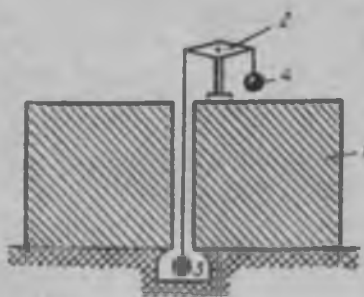
$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2} \quad (25.2)$$

бунда m_1 ва m_2 ихтиёрий икки жисм массалари.

Ердан Ойгача бўлган масофа Ер радиусидан тахминан 60 марта катта бўлганлиги учун Ойнинг бир бирлик массасига Ер устидаги бир бирлик массага қараганда $r^2 = 60^2 = 3600$ марта кичик куч таъсир қилади. Демак, Ой устидаги жисмлар, асосан, Ойнинг гравитацион таъсир кучи остида бўлади ва у ерда қўлдан чиқиб кетган жисм Ойга тушади. Ихтиёрий жисмнинг массаси Ер ус-

тида ҳам, Ой устида ҳам бир хил. Лекин Ой устидаги жисмининг Ойга тортилиш кучи унинг Ер устида Ерга тортилиш кучидан кичик, яъни жисмлар Ой устида Ергадагига нисбатан енгил бўлади.

Ердаги жисмларга фақат Ернинг тортиш кучи таъсир қилиб қолмасдан, уларнинг орасида ўзаро тортишиш кучи ҳам мавжуддир. Фақат уларнинг массалари нисбатан кичик бўлганликлари учун ўзаро тортишиш кучларини сезиш қийин. Агар улардан бирининг массаси етарлича катта (масалан, бир неча ўнлаб тонналар миқ-рида) бўлса, уларнинг ўзаро гравитацион таъсир кучини амалда лаборатория шаронтиларида ҳам сезиш мумкин.



99- расм.

Қуйидаги тажрибага мурожаат этайлик (99- расм). Массаси бир неча ўнлаб тонна бўлган (1) қўرғошин плитаси устидаги (2) торози елкаларига массалари бир хил бўлган иккита шарча осайлик. Тарозининг ўнг палласи босиб кетади: плита тагидаги (3) шарча оғирлигининг нисбатан кичиклигини кузатамиз. Бу шарчага пастга йўналган Ернинг тортиш кучи билан бир қаторда юқорига йўналган плитанинг сезиларли гравитацион тортиш кучи ҳам таъсир қилади. Унинг оғирлиги қиймати $P_1 = F_{\text{Ер}} - F_{\text{пл}}$ га тенг. Юқоридаги (4) шарчага эса плита томонидан қўшимча гравитацион куч, Ернинг тортиш кучи йўналишида таъсир этади ва унинг оғирлиги $P_2 = F_{\text{Ер}} + F_{\text{пл}}$ га тенг. Плита массасини ва Ер радиусини билган ҳолда шарчалар оғирлигининг ўзгаришини аниқ ўлчаб Ер массасининг $M = 6 \cdot 10^{24}$ кг га тенглигини аниқлаймиз.

Ернинг массасини бутун олам тортишиш қонунидан назарий ҳисоблаб ҳам топиш мумкин, дарҳақиқат

$$F_{\text{гп}} = G \frac{M \cdot m}{R^2}; \quad F_{\text{гп}} = P = mg.$$

Иккала тенгликдан Ернинг массаси учун $M = \frac{gR^2}{G}$ ифода ҳосил бўлади. g , R ва G нинг сон қийматларини қўйсақ,

$$M = \frac{9,8 \text{ м/с}^2 (6,38 \cdot 10^3 \text{ м})^2}{6,67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/\text{кг} \cdot \text{с}^2} = 5,98 \cdot 10^{24} \text{ кг.}$$

Ернинг ўртача зичлиги эса қуйидагига тенг:

$$\rho = \frac{M}{V} = \frac{g R^3 / G}{4/3 \pi R^3} = \frac{3g}{4 \pi G R} \approx 5,5 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3.$$

Бутун олам тортишиш қонуни ифодасининг амалий исботи сифатида қуйидаги мулоҳазаларни келтириш мумкин. Қуйидаги $r = 3,84 \cdot 10^8 \text{ м}$, $m_{\text{о.н}} = 7,35 \cdot 10^{22} \text{ кг}$, $M_{\text{Ер}} = 5,98 \times 10^{24} \text{ кг}$ катталикларни билган ҳолда, Ернинг Ойни тортиш кучини ҳисоблайлик:

$$F_{\text{гр}} = G \frac{m_{\text{о.н}} M_{\text{Ер}}}{r^2} = 6,67 \cdot 10^{-11} \frac{\text{Н} \cdot \text{м}^2}{\text{кг}^2} \frac{7,35 \cdot 10^{22} \text{ кг} \cdot 5,98 \cdot 10^{24} \text{ кг}}{(3,84 \cdot 10^8 \text{ м})^2} = 2 \cdot 10^{20} \text{ Н.}$$

Айнан шу натижани, юқорда келтирилган Ойнинг марказга интилма тезланиши қийматидан фойдаланган ҳолда ҳам ҳосил қилиш мумкин (24-§ га қаранг). Ойга таъсир қилувчи куч унинг массаси билан тезланиши кўпайтмасига тенг:

$$F_{\text{м.н}} = m \cdot a_n = 7,35 \cdot 10^{22} \text{ кг} \cdot 2,7 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}^2 = 2 \cdot 10^{20} \text{ Н.}$$

Демак, Ойга таъсир этиб уни Ер атрофида айланишга мажбур этувчи $F_{\text{м.н.}} = m \omega^2 r$ марказга интилма куч Ернинг гравитацион таъсир кучи $F_{\text{гр}} = G \frac{m M}{r^2}$ экан.

Кўпчиликл сийёралар орбиталарининг айланадан кўп фарқ қилмаслигини назарда тутилса, бутун олам тортишиш қонуни асосида $G \frac{m M}{r^2} = \frac{4 \pi^2}{T^2} m r$ ифодадан $T^2 = \left(\frac{4 \pi^2}{G M} \right) \cdot r^3$ қонуният келиб чиқади, яъни сийёралар айланиш даврларининг квадратлари улар орбиталари радиуслари кубига пропорционалдир. Бу қонун Кеплернинг эмпирик қонунининг ўзгинасидир.

Гравитация кучи сезиладиган фазонинг бўлаги гравитация майдон дейилади. Ҳар қандай жисмлар ўз атрофида фазода гравитация майдонига эга. Ернинг узоқдаги Ойга таъсири Ернинг майдони орқали рўй беради. Массаси катта бўлган жисмлар атрофида кучли гравитация майдони, массаси кичик бўлган жисмлар атрофида эса кучсиз гравитация майдони мавжуд бўлади. Жисмдан узоқлашиб борган сари гравитацион куч сусайиб боради. Гравитацион куч фақат чексизликда нолга айланади. Гравитация майдонидаги ҳар қан-

дай жисмга майдон томонидан гравитацион куч таъсир этади. Масса бирлигига таъсир этувчи куч қанчалик катта бўлса, майдон шунчалик кучли дейилади ва аксинча. Масса бирлигига таъсир этувчи куч катта бўлса, жисмнинг олган тезланиши ҳам катта бўлади. Майдоннинг берилган нуқтасида масса бирлигига таъсир этувчи $g = \frac{F_{гп}}{m}$ кучни майдон кучланганлиги дейиш мумкин.

Ер сиртига яқин нуқталарда барча жисмлар эркин тушишида бир хил g_0 тезланиш олади. Ердан бирор h баландликда турган жисмларга Ернинг $F_h = G \frac{mM}{(R+h)^2}$ гравитацион тортиш кучи таъсир этади ва эркин тушиш тезланиши $g_h < g_0$ бўлади.

Ердан $h = 6$ км баландликда:

$$\frac{g_h}{g_0} = \frac{P_h}{P_0} \approx 1 - 0,002 = 1 - 2 \frac{h}{R},$$

яъни эркин тушиш тезланиши, тахминан, ўзининг денгиз сатҳига мос қийматининг 0,002 қисмига камаяди.

Ерда содир бўладиган кўпчилик ҳодисаларда тортишиш кучининг масофага боғлиқ ўзгариши, одатда, унчалик сезиларли бўлмайди. Масофага боғлиқ бўлган гравитацион кучининг ўзгариши денгиз ва океанлардаги сув сатҳининг суткалик кўтарилиши ҳамда пасайишида муҳим роль ўйнайди. Ойнинг гравитацион тортиш кучи Ерга ва ундаги барча жисмларга тезланиш беради. Ернинг турли нуқталари Ойдан турлича масофаларда бўлганлиги учун турлича тезланишлар олади. Бу тезланишларнинг фарқи Ер сиртининг ҳар бир нуқтасида, бир кеча-кундуз давомида, сув сатҳининг икки марта кўтарилиши ва пасайишига олиб келади.

Ойнинг тортиш кучи таъсирида бутун Ер массасининг олган тезланишини Ер марказига жойлашган ва массаси Ер массасига тенг бўлган моддий нуқта тезланиши билан алмаштириш мумкин:

$$g_0 = G \frac{m_0}{r_0^2},$$

бунда m_0 — Ойнинг массаси, r_0 — Ой ва Ер марказлари орасидаги масофа, G — гравитацион доимийлик.

Ернинг Ойга яқин томонида жойлашган сув массаси қуйидагича тезланиш олади:

$$g_1 = G \frac{m_a}{r_1^2} = G \frac{m_a}{(r_0 - R)^2},$$

бунда R — Ернинг радиуси, аксинча, Ернинг қарама-қарши томонидаги сув массаси эса

$$g_2 = G \frac{m_a}{r_2^2} = G \frac{m_a}{(r_0 + R)^2}$$

тезланишига эга бўлади.



100- расм.

Бу ерда $g_1 > g_0 > g_2$ бўлганлиги учун Ернинг Ой томонидаги сув массаси Ернинг қаттиқ қобиғидан ўзиб кетиши натижасида кўпроқ тортилиб, сув сатҳининг кўтарилишига сабаб бўлади ва сув дўнглигини ҳосил

қилади (100-расм). Қарама-қарши томондаги сув массаси эса кичик тезланишга эга бўлганлиги учун Ернинг қаттиқ қобиғидан аксинча, орқада қолиб кетади ва аввалги сув сатҳига нисбатан сувнинг кўтарилишига, сув дўнглигининг ҳосил бўлишига олиб келади.

Сув сатҳларининг кўтарилиши ($g_1 - g_0$) ва ($g_0 - g_2$) тезланишлар фарқи билан белгиланади:

$$g_1 - g_0 \approx g_0 - g_2 = Gm_0 \left(\frac{1}{(r_0 - R)^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) \approx \frac{2Rm_0G}{r_0^3} \quad (25.3)$$

Шундай қилиб, Ойнинг тортиш кучи таъсирида ва тортиш кучининг масофага боғлиқлиги туфайли Ернинг икки томонида сув сатҳининг кўтарилиши кузатилади. Ернинг ўз ўқи атрофида даврий айланишида бу сув сатҳларининг кўтарилиши 12 соатлик давр билан такрорланиб туради. Ойнинг Ер атрофидаги силжишини ҳисобга олинганда, сув сатҳининг кўтарилиш даври 12 соат эмас, балки 12 соат-у 25 минут бўлади. Ернинг айланиши натижасида сув дўнгликларининг ўринлари ҳам Ер сирти бўйлаб силжиб боради. Сув дўнгликлари ўрнида пасайишлар ва аксинча, пасайишлар ўрнида дўнгликлар алмашилиб келади. Оқибатда Ернинг қаттиқ қобиғи билан сув қатламлари орасида ишқаланиш кучлари юзага келади.

Бу ишқаланиш кучлари ўз навбатида Ернинг бур-

чакли тезлигининг камайишига олиб келади. Шу нуқтадан назардан қаралганда, қадимда Ой ҳам ўз ўқи атрофида сезиларли айланишда бўлган, дейиш мумкин. У иссиқ суюқлик ёки пластик ҳолатидаги жисм бўлган даврларда Ернинг тортиш кучи туфайли суюқлик сатҳининг кўтарилиши ва пасайиши, суюқлик қатламлари билан марказий қаттиқ қобиқ орасидаги ишқаланиш кучлари унинг бурчакли тезлигини камайтириб келган. Оқибатда унинг ўз ўқи атрофида айланиш даври, унинг Ер атрофида айланиш даврига тенг ҳолга келган. Ҳозирги кунда у бизга фақат бир томони билан қараб қолган бўлиб кўринади.

Галактикалар жойлашиши ҳақида. Осмон жисмларининг ҳаракати заминида бутун олам тортишиш қонуни ётади. Гравитацион тортишиш кучи туфайли Ой Ернинг атрофида айланади. Аниқроқ қилиб айтганда, Ер билан Ой бир вақтнинг ўзида уларнинг умумий оғирлик маркази атрофида айланади. Улар орасида тортишиш кучи бўлмаганда, Ой ўзининг чизиқли тезлик вектори v йўналишида Ердан ажралиб узоқлашиб кетган бўлур эди. Ернинг гравитацион тортишиш кучи Ойга марказга интилма куч сифатда таъсир этиб, унинг тезлик вектори йўналишини буриб туради ва айлана бўйлаб ҳаракат ҳолатини яратади. Шунингдек, Қуёш системасининг бўлиниб, тарқалиб кетмаслигига сабаб Қуёш билан сайёралар орасидаги гравитацион тортишиш кучидир (97-расмга қаранг).

Қуёш Ердан тақрибан $1,5 \cdot 10^{11}$ м масофада бўлиб, $M = 2 \cdot 10^{30}$ кг массага, $R \approx 6,9 \cdot 10^8$ м радиусга ва $\rho = 1,4 \cdot 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ ўртача зичликка эга. Бу масофани ёруғлик

$499 \text{ с} \approx 8 \frac{1}{3}$ минутда ўтади. Бу масофани «астрономик birlik» дейилади ва уни қисқача а. б. кўринишда белгиланади. Қуёшдан энг узоқ бўлган Плутон сайёраси ундан тақрибан 39,75 а. б. масофада туради.

Қуёш атрофида бир нечта йирик сайёралар айланиб юради: Меркурий, Зухро, Ер, Марс, Юпитер, Сатурн, Уран, Нептун ва Плутон. Уларнинг айримлари ўз сайёралари — йўлдошларига эга. Ернинг йўлдоши битта (Ой), Марсники эса иккита. Энг катта сайёра Юпитер ўн битта йўлдошга эга. Сайёралар Қуёш атрофида қандай айлана, уларнинг йўлдошлари ҳам сайёралар атрофида шундай айланиб юради. Гравитацион таъсир

кучи масофа ортиши билан жуда тез $F_{гp} \sim \frac{1}{r^2}$ камайиб ке-

тади. Шунинг учун ҳам сайёраларнинг йўлдошлари ўта катта массали Қуёш системаси таркибида бўлишлигига қарамадан, асосан ўз сайёраси таъсирида ҳаракат қилади.

Сайёралар орбиталари шакли ва ўлчамлари гравитацион ва инерция кучлари қийматлари билан белгиланади. Сайёраларо ўзаро таъсир кучлари ҳам бўлганлиги учун орбиталар шакли идеал эллипсдан бироз фарқ қилади, лекин бу четлашишлар унчалик катта эмас. Шунини қайд қилиб ўтиш лозимки, (1) Қуёшга энг



101- расм.

яқин бўлган (2) Меркурий сайёраси орбитаси эллиптик кўринишда бўлиб, орбитанинг кучсиз прецессияси ҳаракати кузатилади (101-расм). Меркурий Қуёшга энг яқин жойлашган бўлганлиги учун, энг катта тезликка эга ва унинг гравитацион ҳаракати қонунида релятивистик эффектни ҳисобга олиш зарур бўлади. Гравитация қонунларида релятивистик эффектнинг назарга олиниши зарурлигини асримизнинг бошларида А. Эйнштейн назарий кўрсатиб берди.

Қуёш ўзининг сайёралар системаси билан бирга Галактика юлдузларидан бири эканлиги ҳақида айтиб ўтган эдик. Бизнинг Галактикамиз тақрибан $2 \cdot 10^{11}$ юлдуздан иборат. Унга ташқаридан қараганимизда, марказига томон қалинлашиб борувчи дисксимон тузилмани эслатади. Бу диск бир жинсли эмас; у спираль кўринишни эслатади ва дискнинг марказий соҳалари катта чеккалари кичикроқ бўлган ўзгарувчан бурчакли тезлик билан айланади.

Галактикалар ўлчамлари ва уларнинг оралиқ масофалари жуда катта бўлиб, одатда, «парсеклар» билан ўлчанади: 1 парсек (1 пс) = $3 \cdot 10^{16}$ м $\approx 3,2$ ёруғлик йили = 206265 а.б. Ёруғлик нури бир йилда босиб ўтадиган масофа 1 «ёруғлик йили» дейилади. 1 ё.й. = $9,45 \times 10^5$ м. Қуёш ўзининг сайёралари билан Галактика че-

тига яқин, унинг марказидан 10000 пс масофада жойлашган. Баъзи галактикалар, масалан, Геркулес юлдузлар туркуми шарсимон юлдузлар тўпланиши эслатади. Нима учун галактикаларда юлдузлар тўпланган, улар нега тарқалиб кетмайди?— деган савол туғилиши мумкин. Бунга сабаб юлдузлар орасидаги гравитацион тортитиш кучларидир. Бу фикрни якка галактикаларнинг кам учраши яна бир бор тасдиқлайди. Одатда, юзлаб ва минглаб галактикалар алоҳида тўдаларни ҳосил қилади. Галактика таркибидаги юлдузларнинг сочилиб кетмагани каби, тўдалар ҳам айрим галактикаларга сочилиб кетмайди. Уларни ҳам, бошқаларни ҳам ўзларининг гравитацион тортитиш кучлари ушлаб туради, яъни гравитацион боғланган объектлар ҳисобланади.

Метагалактикада, Коинотнинг кузатиладиган қисмида навбатдаги ўта йирик таркибий уюшмалар («ўта тўдаланишлар») мавжуд. Галактика, уларнинг тўдалари, ўта тўдалари — булар ҳужайраларнинг структура элементларини эслатади. Ҳужайраларнинг ўлчамлари юзлаб мегапарсекки, улар «девор»ларининг қалинлиги 2—4 мпс ни ташкил этади. Йирик тўдалар ҳужайраларнинг тугунларида жойлашса, ўта тўдалар шу ҳужайраларнинг структуранинг элементларини ташкил этади. Минг мегапарсекдан катта масштабларда Коинот структурасиз, деб ҳисобланади.

26- §. Оғирлик кучи. Вазнсизлик ва унинг қўлланиши

Ер сиртидан h баландликда турган жисмга Ернинг

$$F = G \frac{mM}{(R+h)^2}$$

гравитацион тортитиш кучи таъсир этади. Бу куч жисмга g_h тезланиш беради ва Ерга тушншга мажбур этади. Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан m массали жисмга

$$P = mg = G \frac{mM}{(R+h)^2}$$

куч таъсир этади.

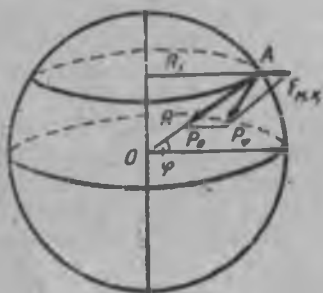
Жисмнинг Ерга гравитацион тортитиш кучи

$$\vec{F}_{гп} = \vec{P} = m \vec{g}$$

унинг оғирлик кучи дейилади.

Демак, жисм Ердан узоқлашган сари оғирлик кучи P ва эркин тушиш тезланиши g камайиб боради. Шунинг учун Ердан Ой қадар узоқликда бўлган жисмнинг эркин тушиш тезланиши Ер яқинидаги жисмга нисбатан 3600 марта кичик бўлиб, Ойнинг Ерга эркин тушиш тезланиши $a_h = g_h = 0,00272 \frac{m}{c^2}$ га тенг бўлади.

Жисм ҳавода ёки бирор суюқлик ичида тушаётганда унга ҳавонинг қаршилиқ, ишқаланиш, Архимед кучлари таъсир қилади. Бу кучлар тезликнинг бирор қийматида Ернинг гравитацион тортиш кучини мувозанатлайди. Оқибатда $g=0$ бўлади ва жисмнинг дастлабки тезланувчан ҳаракати текис ҳаракатга ўтади. Ёмғир томчиси, қор зарраси, парашютчи ҳам Ерга яқинлашгач, ўзгармас тезлик билан тушади.



102- расм.

Ер устида турган жисм унинг билан биргаликда айланма ҳаракатда қатнашганлиги сабабли жисмга марказдан қочма инерция кучи таъсир этади (102- расм). Бирор φ жўгрофик кенгликдаги A жисмнинг натижавий оғирлик кучи $\vec{P}_\varphi = \vec{P}_0 + \vec{F}_{нк}$ бўлиб, унинг ўша кенгликдаги оғирлигини ифодалайди ва

$$P_\varphi = P_0 \left(1 - \frac{\omega_0^2 R}{g_0} \cos^2 \varphi \right) \quad (26.1)$$

га тенг бўлади. Бунда ω_0 — Ернинг доиравий айланиш частотаси, R — радиуси.

Демак, Ер сиртида турган жисмнинг оғирлик кучи қутбларда максимал

$$P = P_0 = G \frac{mM}{R^2}$$

га тенг бўлиб, экваторда эса энг кичик

$$P = P_0 \left(1 - \frac{\omega_0^2 R}{g_0} \right)$$

га тенг бўлади.

Эркин тушиш тезланиши ҳам мос равишда қутбларда

энг катта $g = 9,832 \frac{м}{с^2}$, экваторда эса энг кичик $g = 9,780 \frac{м}{с^2}$ қийматга эга бўлади. Жисмнинг φ жўғрофик

кенгликдаги $\vec{P}_\varphi = \vec{P}_o + \vec{F}_{м.к}$ оғирлик кучи натижавий таъсир этувчи эффектив оғирлик кучи бўлиб, жисмнинг осмага таъсир кучини ифодалайди. Османинг йўналиши жисмнинг жўғрофик кенгликдаги натижавий оғирлик кучи $\vec{P}_\varphi$ йўналишида бўлиб, Ернинг айнан маркази томон йўналган эмас. Оғирлик кучининг йўналиши фақат қутбларда ва экваторда Ер радиуси билан устма-уст тушади ва ҳамда Ер маркази томон йўналган бўлади. Ер сиртининг бошқа нуқталарида эса, тикнинг йўналиши Ер радиуси чизиги билан устма-уст тушмайди. Миқдор жиҳатидан марказдан қочма инерция кучи Ернинг гравитацион тортиш кучидан кўп марта кичик бўлиб, бу нисбат экваторда тақрибан

$$\frac{F_{м.к}}{P_o} \approx \frac{R}{R_o g_o} = \frac{\omega_o^2 R}{g_o} \approx 0,00348$$

га тенг; бунда R — Ернинг радиуси, g_o — эркин тушиш тезланиши, ω_o — Ернинг доиравий айланиш частотаси.

Аслида жисмнинг натижавий оғирлик кучи $\vec{P}_\varphi$ вектори йўналиши гравитацион тор-

тишиш кучи $\vec{P}_o$ йўналишидан кўп фарқ қилмайди. Шу сабабли юк боғланган иппнинг йўналиши деярли вертикал йўналишни кўрсатади. У қурилишнинг турли соҳаларида, иморатлар ва улар деворлари ҳамда устунларининг вертикаллигини аниқлашда, техника ва халқ хўжалигининг айрим амалий масалаларида тош осилган ипдан фойдаланилади.



103-расм.

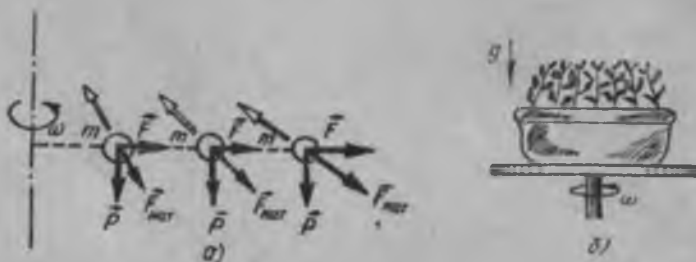
Жисмларнинг Ерга нисбатан ҳаракатларида марказдан қочма кучлар сезиларли даражада катта бўлиши мумкин. Етарлича

катта бўлган $\frac{\omega^2 R}{g}$ нисбатга лаборатория шаронтларида ҳам эришиш мумкин. Масалан, вертикал ўққа ўрнатилган шарсимон шиша идиш ичига m массали шарчани қўйиб, идишни айлантирайлик (103-расм). Ишқаланиш туфайли шарча идиш билан биргаликда айланади. Қурилманинг бурчакли тезлиги ортиши билан марказдан қочма инерция кучи $F_{м.к} = m\omega^2 r$ ортиб боради ва жисм оғирлиги таъсирини енгиши натижасида шарча идишнинг ички деворлари бўйлаб айланиб, юқорига кўтарилади. ω бурчакли тезлигининг бирор ўзгармас қийматида ўзгармас r_0 радиусли айлана бўйлаб ҳаракатга ўтади. Шарча оғирлик кучи, реакция кучи ва марказдан қочма куч таъсирида бўлади. Марказдан қочма куч етарлича катта бўлганда натижавий куч таъсири йўналиши горизонтал йўналишга яқинлашиб боради.

Циркларда баъзи аттракцион чиқишларини, вираж манежларида мотоцикл ҳайдовчининг вертикал девор бўйлаб айланиб юқорига кўтарилишларини кўриб ҳайратда қолгансиз. Марказдан қочма инерция кучи оғирлик кучидан катта $\frac{mv^2}{r} > mg$ бўлган ҳолда, яъни мотоциклчининг чизикли тез-

лиги $v > \sqrt{gR}$ бўлганда, у худди шиша идишдаги шарча каби вертикал девор бўйлаб бемалол айланиб чиқиши мумкин. Бунинг учун унинг тезлиги қиймати жуда катта бўлишлиги шарт эмас. Оддий ҳисоблашлар кўрсатадики, аттракцион хона радиуси (3—4) м атрофида бўлганда мотоциклчининг вертикал текисликда ҳаракатлана олиши учун $v \simeq (20 - 25) \frac{\text{км}}{\text{соат}}$ га тенг чизикли тезлик етарли бўлади.

Агар Ердаги таглик айланаётган бўлса, ундаги ҳар бир жисмга гравитация $P_0 = mg$ ва марказдан қочма $F = m\omega^2 r$ кучлар таъсир этади (104 а-расм). Бу куч-



104- расм.

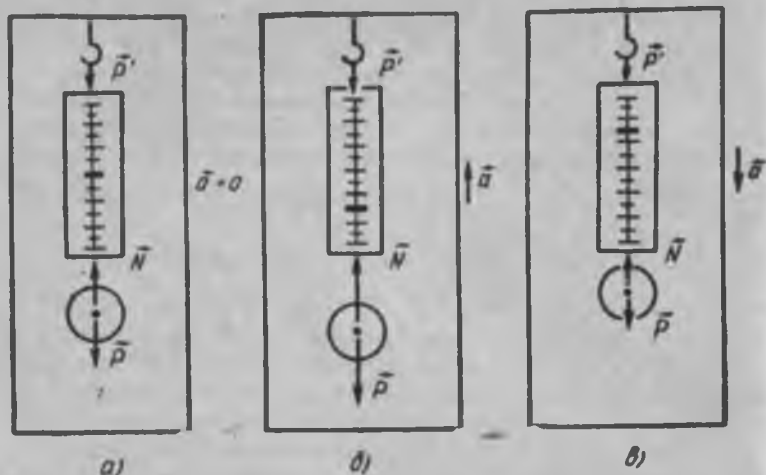
ларнинг йигиндисидан иборат натижавий куч жисмнинг оғирлигини ифодалайди. Расмда айланиш марказидан турли масофаларда бўлган учта бир хил жисм берилган. Уларга таъсир этувчи оғирлик кучлари бир хил бўлиб, марказдан қочма куч эса айланиш ўқидан узоқлашган сари ортиб боради. Бу жисмлар ҳар бирининг тагликка таъсири $\vec{F}_{\text{нат}}$ йўналишлари билан $\vec{P}$ оғирлиги йўналишлари бир-биридан фарқ қилади. Айланиш ўқидан узоқлашган сари, жисмга таъсир этувчи натижавий кучнинг йўналиши ўзгариб боради. Бунда $\vec{F}_{\text{нат}}$ билан $\vec{P}$ йўналиш орасидаги фарқ ортиб боради. Етарлича катта ω бурчакли тезликда айланаётган жисм учун «вертикал» йўналиш Ерга нисбатан вертикал йўналишдан бутунлай фарқ қилади.

Ҳақиқатан ҳам, айланувчи тагликдаги контейнерда ўстирилган ўсимликлар учун «вертикал» йўналиш айланиш билан боғлиқ бўлиб, Ерга нисбатан вертикал йўналишдан тубдан фарқ қилади (104-б расм).

Вазн ва вазнсизлик. Кўп вақт тик турсак ёки юрсак товонларимиз оғришини сезамиз. Чунки, Ернинг бизни тортиши туфайли товонларимиз билан Ерга таъсир кўрсатамиз. Динамиканинг учинчи қонунига кўра Ер томонидан товонларимизга реакция кучи таъсир этади ва оқибатда оёғимиз товонлари эзилади, оғрийди. Тажрибадан биламизки, вазни катта, оғир одамлар товонлари оғришини нисбатан тезроқ сезишади. Массалари 70 кг ва 140 кг бўлган икки кишининг турникка осилишдан сўнг кафтларини кузатсак, оғир одамнинг кафтлари ва бармоқлари кўпроқ эзилган бўлади.

Кўринадикки, жисмнинг оғирлик кучи тушунчаси билан бир қаторда жисмнинг оғирлиги, вазни тушунчалари ҳам кўп ишлатилади. Жисмнинг оғирлиги, вазни деганда унинг ўзи турган тагликка ёки осилган осмага кўрсатадиган таъсир кучи тушунилади. Жисмнинг оғирлиги таянчга ёки осмага қўйилган куч бўлиб, куч бирликларида ўлчанади. Бир қарашдан, жисмнинг оғирлигини унинг оғирлик кучи яратаётгандай туюлади. Аммо, аслида ундай эмас: биринчидан, оғирлик кучи осмага қўйилган кучдир; иккинчидан, жисмнинг оғирлиги сон жиҳатидан оғирлик кучига фақат унинг Ерга нисбатан тинч ёки тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатларидагина тенг бўлади.

Ҳавосиз бўшлиқда Ерга эркин тушаётган жисмга нолдан фарқли P оғирлик кучи ҳар доим таъсир этиб



105- расм.

туради ва у тезланувчан ҳаракатда бўлади. Лекин жисмнинг эркин тушиши жараёнида у таянчга эга эмас, оқибатда на таянчга, на осмага таъсир эта олади ва унинг P' оғирлиги нолга тенг бўлади. Жисмнинг оғирлиги унинг тагликка ёки осмага таъсир этганидагина намоён бўлади. Агар жисм Ерга нисбатан тезланишли ҳаракатда бўлса, унинг тагликка ёки осмага таъсир кучи тезланиш қайматига ва йўналишига кўра турлича бўлади. Бунга ишонч ҳосил қилиш учун қуйидагича тажрибани ўтказайлик. Лифтнинг шипига маҳкамланган пружинали оддий тарози — динамометрнинг пастки учига массаси 5 кг бўлган тарози тоши осиб қўйилган (105-а расм). Тошга бир-бирини мувозанатлайдиган иккита куч: P оғирлик кучи ва N пружинанинг таранглик (реакция) кучи қўйилган бўлади. Осмага эса N реакция кучига сон қиймати тенг, лекин йўналиши бўйича қарама-қарши бўлган $P' = -N$ оғирлик таъсир этади.

Лифт Ерга нисбатан тинч турганда динамометр тошининг осмага таъсир кучи $P' = 5$ кг эканлигини кўрсатади. Тошининг оғирлиги унинг оғирлик кучига тенг $P' = P$ бўлади. Демак, жисм Ерга нисбатан тинч ёки тезланишсиз ҳаракатда бўлгандагина унинг оғирлиги оғирлик кучига тенг бўлади.

Энди лифтни ишга тушириб юқорига a тезланиш билан

ҳаракатга келтирсак (105-б расм), дастлабки пайтда, тош инерциясига кўра аввалги ҳолатини сақлайди ва ҳали тезланиш олиб улгурмайди. Динамометр пружинаси чўзилиб боради, бу эса $\vec{N}$ ва $\vec{P}'$ кучларнинг ортишига сабаб бўлади. Вақт ўтиши билан тошнинг олган тезланиши лифтнинг тезланишига тенглашгандан сўнг кучлар ўзгариши тўхтайди. Илгариланма ҳаракат динамикасининг асосий қонунига кўра тошнинг ҳаракат тенгламаси

$$m\vec{a} = \vec{P} + \vec{N} \quad (26.2)$$

кўринишда бўлади. $\vec{N} = -\vec{P}'$ бўлганлиги учун

$$m\vec{a} = \vec{P} - \vec{P}'$$

бўлади. Тенгламанинг скаляр $ma = P - P'$ кўринишдан юкнинг оғирлиги ифодасини ҳосил қиламиз:

$$P' = P + ma = P + F$$

$$P' = m(g + a). \quad (26.3)$$

Демак, жисм Ерга нисбатан юқорига томон тезланиш билан ҳаракатда бўлса, унинг оғирлиги оғирлик кучидан инерция кучи $F = ma$ қиймати қадар катта бўлар экан. Лифт ичидаги тажрибани кузатувчи киши, дастлабки пайтда, Ерга нисбатан тинч ҳолатини сақлайди. Лифт кўтарилаётганда тагликнинг оёқларга реакция кучининг ортишини сезади. Кузатувчи тезланиши лифт тезланишига тенглашгандан сўнг эса оёқларга ўзгармас таъсир сақланади.

Космонавтлар бу ҳодисани жуда аниқ сезишади. Космик кемани орбитага олиб чиқувчи ракета Ердан старт олгандан сўнг катта тезланиш билан юқорига кўтарилади. Бунда космонавтга ва кемага тезланиш берувчи жуда катта $F = ma$ инерция кучи таъсир этади. Космонавтнинг ўриндиққа таъсир кучи, яъни P' оғирлиги унинг P оғирлик кучидан $F_{ин} = ma$ қадар катта бўлади. Натнжада космонавт жуда катта қўшимча оғирлик сезади.

Агар лифт a тезланиш билан пастга томон ҳаракатга келса (105 в-расм), инерциясига кўра осилган тош дастлабки пайтда тезланиш олиб улгурмайди. Лифт билан биргаликда шипдаги осма пастга томон силжийди ва динамометр пружинасининг чўзилишн камайиб боради, бу эса динамометр кўрсатишининг, яъни $\vec{N}$ ва $\vec{P}$ кучларнинг камайиши-

га олиб келади. Тош тезланиши лифт тезланишига тенглашгандан сўнг кучлар ўзгариши тўхтайди ва қуйидаги ифодани ҳосил қилиш мумкин:

$$P' = m(g - a). \quad (26.4)$$

Демак, жисм пастга тезланиш билан ҳаракат қилаётган бўлса, унинг P' оғирлиги P оғирлик кучидан инерция кучи $F = ma$ қиймати қадар кичик бўлар экан.

Лифтдаги кузатувчи дастлабки пайтда, инерцияси туфайли аввалги тинч ҳолатда қолади. Оёқлар остидаги таглик эса пастга томон силжийди, натижада, одамнинг тагликка кўрсатадиган таъсир кучи камаёди. Лифт ва кузатувчи тезланишлари тенглашгандан сўнг унинг оёқлари ўзгармас куч таъсирида бўлади. Қайд қилиб ўтиш лозимки, барча ҳолларда тош ва одамнинг оғирлик кучи деярли ўзгармас сақланади. Уларнинг оғирликлари эса таянч ёки османинг тезланиши қийматига ва йўналишига боғлиқ равишда ўзгариб турар экан. Тезланишли ҳаракатда бўлган ҳар қандай жисм инерция кучи туфайли, қўшимча оғирлик — ортикча юкланиш сезади.

Эгри чизикли ҳаракат тезланишли ҳаракат бўлганлиги учун тўғри кетаётган жисмларнинг (автомобиль, трамвай, мотоцикл, самолёт) бурилишида қўшимча оғирлик — ортикча юкланиш сезилади. Масалан, учувчига самолётнинг «шўнғиш» ҳолатидан чиқаришда $\bar{P}$ оғирлик кучи ва юқорига йўналган $\bar{N}$ реакция кучи билан бир қаторда $\bar{Q}$ марказдан қочма инерция кучи таъсир этади (29-расмга қаранг). У ҳолда, учувчининг тагликка сиқувчи оғирлик кучи $P' = P + \frac{mv^2}{R}$ га тенг бўлиб, $m = 80$ кг,

$R = 1000$ м ва $v \sim 1000 \frac{\text{км}}{\text{соат}}$ бўлганда 660 кг га тенг

бўлади. Оғирлик кучи атиги 80 кг бўлган учувчи ўриндиққа саккиз марта катта 660 кг куч билан босилар экан, бу ҳолда учувчи саккиз каррати оғирлик (юкланиш) сезади, дейилади.

(25.6) ва (25.7) ифодаларга асосан, жисмнинг тезланиши $a = g$ бўлса, $P' = 0$ бўлади, яъни эркин тушаётган жисмнинг оғирлиги (вазни) нолга тенг бўлади. Бу ҳолатни жисмнинг *вазнсизлик ҳолати* дейилади.

Демак, ҳар қандай жисм эркин тушганда вазнсизлик ҳолатида бўлади. Ҳаво қаршилигини ҳисобга олмаганда, жойимизда туриб юқорига сакрасак ёки бирор баланд-

ликдан пастга сакраб тушишда вазнсизликка яқин ҳолатда бўламиз. Парашютчи парашютини очгунга қадар вазнсизликка яқин ҳолатда бўлади. Оғирликнинг бирданига камайиб кетиши (вазнсизлик) одамда ёқимли ҳис уйғотмайди. Масалан, баланд трамплиндан сувга сакраганда ёки тез кетаётган автомобиль қавариқ кўприкчадан ўтиб, йўлнинг пастроқ қисмига «эркин» тушганида вужудимиз шу-у-ув этиб, вазнсизлик ҳолатининг қанчалик «ёқимлилигини» биламиз.

Шунингдек, учиб кетаётган самолёт ҳавоси сийрак жойда бироз тушиб ўтганида бу ҳиссиётни аниқ сезиш мумкин. Ердаги ҳодисаларда вазнсизлик ҳолатини қисқа вақт оралиқларида яратиш мумкин. Космик кеманинг орбита бўйлаб ҳаракатида эса, унинг Ойга ўхшаб Ерга узлуксиз «тушиш»лари натижасида, узоқ муддатли вазнсизлик ҳолат кузатилади.

Вазнсизлик ҳолатида Архимед кучи натижавий тортиш кучи нолга тенг бўлганлиги учун космонавтлар танасидаги қон ҳам вазнсиз ҳолатда бўлади. Танадаги қоннинг тақсими ўзгармайди.

Вазнсизлик ҳолатида Архимед кучи нолга тенг бўлади ва моддалар оғирликларига кўра бир-биридан ажралмайди. Шунинг учун, космик лаборатория шаронтиларида, зичликлари ҳар хил бўлган моддалардан таркиб топган бир жинсли аралашмалар материаллар — янги хоссали пенометаллар, ярим ўтказгич хоссали моддалар, мураккаб таркибли композицион материаллар олиш мумкин.

Маълумки, иссиқлик алмашинув жараёни табиий конвекция — иссиқлик конвекцияси туфайли юз беради. Табиий конвекция Архимед кучи таъсиринда рўй беради. Шунинг учун тагидан олов ёқилган чойнакдаги сув бутун ҳажми бўйлаб қайнайди, уйларда умумий марказли иситиш қурилмаси батареялари бутун хонани текис иситади ва ҳоказо. Вазнсизлик шаронтида эса Архимед кучи бўлмайди ва табиий конвекция юз бермайди, натижада, иссиқлик алмашинувнинг бошқача ноқонвекцион жараёни содир бўлади.

Суюқликка ботирилган жисмнинг зичлиги суюқлик зичлигига тенг бўлса, Архимед кучи оғирлик кучига тенг бўлади. Бу ҳолда жисм вазнсизлик ҳолатида бўлади.

Оддий шаронтиларда, капеллярлик ҳодисаларида суюқлик устунининг гидростатик босими, сирт таранглик билан боғлиқ бўлган Лаплас босимини мувозанатлайди.

га олиб келади. Тош тезланиши лифт тезланишига тенглашгандан сўнг кучлар ўзгариши тўхтайди ва қуйидаги ифодани ҳосил қилиш мумкин:

$$P' = m(g - a). \quad (26.4)$$

Демак, жисм пастга тезланиш билан ҳаракат қилаётган бўлса, унинг P' оғирлиги P оғирлик кучидан инерция кучи $F = ma$ қиймати қадар кичик бўлар экан.

Лифтдаги кузатувчи дастлабки пайтда, инерцияси туфайли аввалги тинч ҳолатда қолади. Оёқлар остидаги таглик эса пастга томон силжийди, натижада, одамнинг тагликка кўрсатадиган таъсир кучи камаяди. Лифт ва кузатувчи тезланишлари тенглашгандан сўнг унинг оёқлари ўзгармас куч таъсирида бўлади. Қайд қилиб ўтиш лозимки, барча ҳолларда тош ва одамнинг оғирлик кучи деярли ўзгармас сақланади. Уларнинг оғирликлари эса таянч ёки османинг тезланиши қийматига ва йўналишига боғлиқ равишда ўзгариб турар экан. Тезланишли ҳаракатда бўлган ҳар қандай жисм инерция кучи туфайли, қўшимча оғирлик — ортиқча юкланиш сезади.

Эгри чизиқли ҳаракат тезланишли ҳаракат бўлганлиги учун тўғри кетаётган жисмларнинг (автомобиль, трамвай, мотоцикл, самолёт) бурилишида қўшимча оғирлик — ортиқча юкланиш сезилади. Масалан, учувчига самолётни «шўнғиш» ҳолатидан чиқаришда $\vec{P}$ оғирлик кучи ва юқорига йўналган $\vec{N}$ реакция кучи билан бир қаторда $\vec{Q}$ марказдан қочма инерция кучи таъсир этади (29-расмга қаранг). У ҳолда, учувчини тагликка сиқувчи оғирлик кучи $P' = P + \frac{mv^2}{R}$ га тенг бўлиб, $m = 80$ кг,

$R = 1000$ м ва $v \sim 1000 \frac{\text{км}}{\text{соат}}$ бўлганда 660 кг га тенг бўлади. Оғирлик кучи атиги 80 кг бўлган учувчи ўриндиққа саккиз марта катта 660 кг куч билан босилар экан, бу ҳолда учувчи саккиз каррати оғирлик (юкланиш) сезади, дейилади.

(25.6) ва (25.7) ифодаларга асосан, жисмнинг тезланиши $a = g$ бўлса, $P' = 0$ бўлади, яъни эркин тушаётган жисмнинг оғирлиги (вазни) нолга тенг бўлади. Бу ҳолатни жисмнинг *вазнсизлик ҳолати* дейилади.

Демак, ҳар қандай жисм эркин тушганда вазнсизлик ҳолатида бўлади. Ҳаво қаршилигининг ҳисобга олмаганда, жойимизда туриб юқорига сакрасак ёки бирор баланд-

ликдан пастга сакраб тушншда вазнсизликка яқин ҳолатда бўламиз. Парашютчи парашютини очгунга қадар вазнсизликка яқин ҳолатда бўлади. Оғирликнинг бирданига камайиб кетиши (вазнсизлик) одамда ёқимли ҳис уйғотмайди. Масалан, баланд трамплиндан сувга сакраганда ёки тез кетаётган автомобиль қавариқ кўприкчадан ўтиб, йўлнинг пастроқ қисмига «эркин» тушганида вужудимиз шу-у-ув этиб, вазнсизлик ҳолатининг қанчалик «ёқимлилигини» биламиз.

Шунингдек, учиб кетаётган самолёт ҳавоси сийрак жойда бироз тушиб ўтганида бу ҳиссиётни аниқ сезиш мумкин. Ердаги ҳодисаларда вазнсизлик ҳолатини қисқа вақт оралиқларнда яратиш мумкин. Космик кеманинг орбита бўйлаб ҳаракатида эса, унинг Ойга ўхшаб Ерга узлуксиз «тушиш»лари натижасида, узоқ муддатли вазнсизлик ҳолат кузатилади.

Вазнсизлик ҳолатида Архимед кучи натижавий тортиш кучи нолга тенг бўлганлиги учун космонавтлар танасидаги қон ҳам вазнсиз ҳолатда бўлади. Танадаги қоннинг тақсими ўзгармайди.

Вазнсизлик ҳолатида Архимед кучи нолга тенг бўлади ва моддалар оғирликларига кўра бир-биридан ажралмайди. Шунинг учун, космик лаборатория шаронтиларида, зичликлари ҳар хил бўлган моддалардан таркиб топган бир жинсли аралашмали материаллар — янги хоссали пенометаллар, ярим ўтказгич хоссали моддалар, мураккаб таркибли композицион материаллар олиш мумкин.

Маълумки, иссиқлик алмашинув жараёни табиий конвекция — иссиқлик конвекцияси туфайли юз беради. Табиий конвекция Архимед кучи таъсирида рўй беради. Шунинг учун тагидан олов ёқилган чойнакдаги сув бутун ҳажми бўйлаб қайнайди, уйларда умумий марказли иситиш қурилмаси батареялари бутун хонани текис иситади ва ҳоказо. Вазнсизлик шаронтида эса Архимед кучи бўлмайди ва табиий конвекция юз бермайди, натижада, иссиқлик алмашинувнинг бошқача ноқонвекцион жараёни содир бўлади.

Суюқликка ботирилган жисмнинг зичлиги суюқлик зичлигига тенг бўлса, Архимед кучи оғирлик кучига тенг бўлади. Бу ҳолда жисм вазнсизлик ҳолатида бўлади.

Оддий шаронтларда, капеллярлик ҳодисаларида суюқлик устунининг гидростатик босими, сирт таранглик билан боғлиқ бўлган Лаплас босимини мувозанатлайди.

Вазнсизлик ҳолатида суюқлик устунининг вазни йўқолиши туфайли капиллярлик ҳодисаларининг роли кескин ортади. Ўз ҳолига қўйилган суюқлик томчиси сферик шаклни олади. Идишни ҳўлламайдиган суюқлик идишнинг ичида учиб юриши мумкин. Шу сабабли, вазнсизлик шароитида материалларга идишсиз ишлов бериш имконияти туғилади.

Одамлар вазнсизлик ҳодисасидан қадим замонларда ҳам фойдаланишни билишган. Саноатда, ҳозирги кунда ҳам сочма ўқ қўйиш минораларида вазнсизлик ҳолатидан фойдаланилади. Баландлиги 30—20 м бўлган миноранинг юқори қисмидан оқиб тушаётган суюқ қўрғошин махсус турдан ўтказилади. Турдан чиққан суюқ қўрғошин томчилари эркин тушишида вазнсизлик ҳолатида бўлади. Вазнсизлик ҳолатидаги ҳар бир суюқ қўрғошин томчиси сирт таранглик кучи таъсирида шар шаклини олади ва тушиш йўлида қўшимча ҳаво оқими таъсирида совутилгандан сўнг пастдаги сувга тушади. Сувдан олинган шарчаларга махсус айланувчи барабанларда қўшимча ишлов берилади, яъни улар силлиқланади. Шарчаларни зинапоё кўринишида ўрнатилган қия текисликлардан ўтказиб навларга ажратилади.

27- §. Космик тезликлар. Ернинг сунъий йўлдошлари. Табиатда тезликлар

Осмон механикаси элементларини тўлиқроқ тушуниш мақсадида қўйидаги назарий тажрибни кўриб чиқайлик. Ер сиртига яқин нуқтадан горизонтал йўналишда снаряд отилган бўлсин (атмосфера ва ҳаво қаршилиги ҳисобга олинмайди). Кинематика ва динамика қонунларига асосан, снаряд тезлиги кичик бўлганда, у бирор масофага бориб Ерга тушади. Снаряднинг горизонтал йўналишдаги тезлиги қандай бўлганда у Ой каби Ер атрофида бирор ўзгармас масофада даврий айланма ҳаракат қилади?

Снаряд Ой каби Ер атрофида узлуксиз айланма ҳаракатда бўлиши учун у чизиқли тезлик v вектори йўналишида Ердан узоқлашиб кетмаслиги ва траекториянинг ҳар бир нуқталарида Ерга томон узлуксиз эркин тушиб бориши керак. Айлана бўйлаб v чизиқли тезлик билан ҳаракатда бўлган жисм $a_n = \frac{v^2}{R}$ нормал тезланишга эга бўлади. Снарядга нормал тезланишни Ернинг тортиш кучи

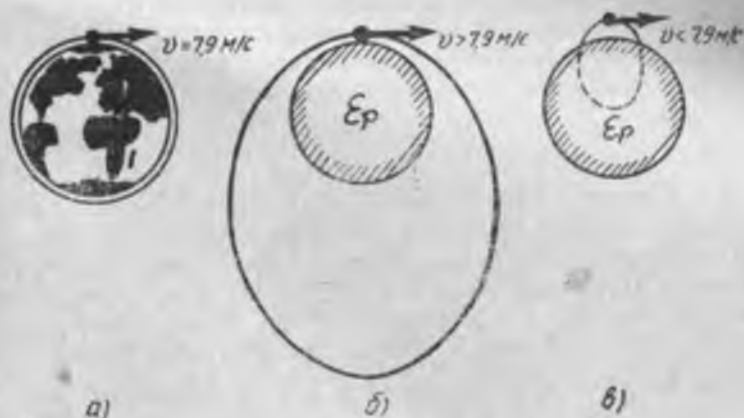
беради, яъни гравитацион тортиш кучи снарядга марказга интилма куч сифатида таъсир этиб, унинг тезлиги йўналишини буриб туради ва айлана бўйлаб ҳаракат қилишга мажбур этади:

$$G \frac{mM}{R^2} = \frac{mv^2}{R} = mg_0$$

$$v = \sqrt{G \frac{M}{R}}; \quad v = \sqrt{g_0 R}. \quad (27.1)$$

Эркин тушиш тезланиши $g_0 = 9,81 \frac{м}{с^2}$ ва Ернинг радиуси $R = 6,4 \cdot 10^6$ м қийматларини қўйсак, $v = 7,9$ км/с га тенг бўлади. Демак, снаряд горизонтал йўналишда $v = 7,9 \frac{км}{с}$ чизиқли тезлик билан отилса, Ер сиртига яқин айлана бўйлаб ҳаракат қилади ва Ой каби Ернинг кичик йўлдошига айланади (106 а-расм).

(27.1) ифодани Ой учун $v = \sqrt{g_{о\oplus} r_{о\oplus}}$ кўринишда ёзиш мумкин. У ҳолда, Ойнинг Ерга эркин тушиш тезланиши $g_{о\oplus} = 2,72 \cdot 10^{-3} \frac{м}{с^2}$ ва Ойнинг Ердан узоқлиги $r = 60 R$ эканлигини назарда тутсак, $v_{о\oplus} = 1,02 \frac{км}{с}$ ҳосил бўлади (24 -§ га қаранг).



106- расм.

Шунингдек, Ердан h баландликда бўлиб, айлана бўйлаб ҳаракат қилувчи йўлдошнинг тезлик қиймати унинг баландлигига боғлиқ бўлади ва

$$v_1 = \sqrt{g_n(R+h)} = \sqrt{G \frac{M}{R+h}} \quad (27.2)$$

ифодадан аниқланади.

(27.1) ва (27.2) ифодалар биринчи космик тезлик ифодаси дейилади. Ерга энг яқин бўлган сунъий йўлдош тезлиги $v = 7,9$ км/с ни биринчи космик тезлик қиймати, деб қабул қилинган. Биринчи космик тезлик мазмунан жисмларнинг Ер атрофида айлана бўйлаб узлуксиз ҳаракатда бўлиши учун зарур бўлган тезликдир.

Ернинг табиий йўлдоши Ойнинг чизиқли тезлиги сунъий йўлдошлар тезлигидан

$$\frac{v_1}{v_{\text{Ой}}} = \sqrt{\frac{R+h}{R}} = \sqrt{1 + \frac{h}{R}}$$

марта кичик бўлади, хусусан,

$$\frac{v_1}{v_{\text{Ой}}} = \sqrt{1 + \frac{60R}{R}} = 7,84$$

ёки

$$\frac{v_1}{v_{\text{Ой}}} = \frac{8 \text{ км/с}}{1,02 \text{ км/с}} = 7,84$$

Сунъий йўлдошлар айланиш даврлари ҳам уларнинг Ердан қанчалик баландликка чиқарилганлигига кўра турлича бўлишлиги тушунарлидир. Уларнинг айланиш даврларини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$T_h = \frac{2\pi(R+h)}{v_h} \quad (27.3)$$

Йўлдошлар параметрлари h ва v_h ларни билган ҳолда айланиш даврларини аниқлаш қийин эмас. Бинобарин, $h \sim 200$ км, $v_0 = 7,9$ км/с бўлса, айланиш даври бир ярим соатлар атрофида $T = 5100$ с бўлади. (27.3) ифодадан кўринадик, сунъий йўлдош траекторияси Ердан узоқлашган сари унинг орбитадаги чизиқли тезлиги камайиб боради. Айлана бўйлаб ҳаракат учун $v = 7,9 \frac{\text{км}}{\text{с}}$ тезлик энг катта тезлик ҳисобланади ва Ер сиртига энг яқин нуқталар учун тегишлидир.

Чизиқли тезлик $v < 7,9 \frac{\text{км}}{\text{с}}$ бўлса, $h \ll R$ масофалар учун снаряд айлана бўйлаб ҳаракат қила олмайди, унинг траекторияси эллипсдан иборат бўлади (106-в расм). Аслида эса расмда кўрсатилганидек, эллипснинг асосий қисми Ернинг ички қисмига тўғри келади ва унинг фақат яхлит чизиқ билан ифодаланган сиртқи қисмигина реал бўлиб, снаряд бирор s масофага бориб тушади. Ер сиртидан узоқроқдаги ҳар қандай нуқталар учун айлана бўйлаб ҳаракат қилишга зарур бўлган тезликлар қийматн $v = 7,9 \frac{\text{км}}{\text{с}}$.

Агар $v > 7,9 \frac{\text{км}}{\text{с}}$ бўлса, снаряд траекторияси эллипс кўринишида бўлиб, Ер маркази эллипс фокусларидан бирида туради (106-б расм).

Бошланғич тезлик қанчалик кичик бўлса, эллипс шунчалик чўзинчоқ бўлади ва аксинча, катта бўлса параболага яқинлашади. Снаряд

$$v_2 > \sqrt{2 g_0 R_0} = 11,2 \frac{\text{км}}{\text{с}}$$

тезлик билан ҳаракатланганда, траекторияси параболадан иборат бўлади. У ҳолда унинг траекторияси очиқ бўлиб, Ерни айланмайди.

Жисмларнинг Ернинг майдонида параболик траекторияга ўтиши учун зарур бўлган тезлик *иккинчи космик тезлик* дейилади. Параболик траекторияга ўтган жисм Қуёш атрофида ҳаракатланиб, унинг сунъий йўлдошнга айланади. Бунинг учун жисмнинг бошланғич кинетик энергияси Ернинг гравитацион тортиш кучини енгиш учун етарлича бўлиши керак:

$$\frac{mv^2}{2} = \int_{R_0}^{\infty} G \frac{m M}{r^2} dr = G \frac{m M}{R_0}$$

Бу тенгликдан юқоридаги

$$v_2 = \sqrt{2 g_0 R_0} = 11,2 \frac{\text{км}}{\text{с}}$$

ифода ҳосил бўлади. Иккинчи космик тезлик $v_2 = 11,2 \text{ км/с}$ мазмунан, жисмнинг Ернинг гравитацион тортиш майдонидан чиқиб кетиши учун зарур бўлган тезликдир.

Ердан старт олган жисмнинг, Қуёш системаси гра-

витацион тортиш кучи майдонидан чиқиб кетиши учун зарур бўлган

$$v = \sqrt{30 g_0 R_0} = 43 \frac{\text{км}}{\text{с}}$$

тезликни учинчи космик тезлик дейилади.

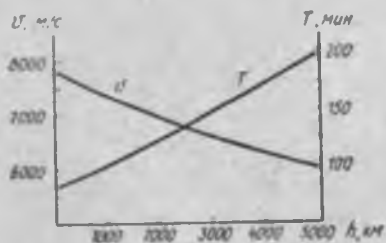
Ернинг Қуёш атрофида орбита бўйлаб ҳаракатидаги чизиқли тезлиги $v = \frac{2\pi r}{T} = 29,5 \text{ км/с}$ га тенг ($r = 1,49 \times$

$\times 10^8 \text{ км}$, $T = 365,2 \text{ кун}$). Ердан учирилган жисмнинг v тезлик вектори йўналиши муҳим аҳамиятга эга бўлиб, унинг йўналиши Ернинг орбитадаги чизиқли тезлик вектори $v_{\text{Ер}}$ йўналиши билан бир хил бўлса, бу тезликлар қўшилиб, учинчи космик тезлик $v_3 = 43 \text{ км/с}$ ни беради.

У ҳолда, Қуёш системасидан чиқиб кетиши учун жисмга $v_3 = (43 - 29,5) \frac{\text{км}}{\text{с}} = 13,5 \frac{\text{км}}{\text{с}}$ қўшимча тезлик бериш зарур бўлади.

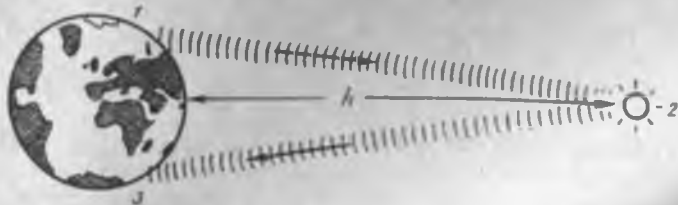
Синхрон сунъий йўлдошлар. Сунъий йўлдошларнинг яратилиши алоқа соҳасидаги сўнгги муҳим ютуқлардан биридир. Синхрон сунъий йўлдошлар, ультра қисқа электромагнит тўқинларнинг қайтариб турувчи жисмлар сифатида, Ер шарининг турли томонларидаги қитъалар, мамлакатлар, шаҳарлар орасида радио ва телеалоқаларни ўрнатиш имкониятларини беради. Ҳозирги кунда кураётган турли шаҳарлараро телекўприк кўрсатувлар, жумладан, Вашингтон — Москва — Тошкент, Париж — Киев — Тошкент ва бошқалар, синхрон алоқа йўлдошлар туфайли амалга оширилади.

Синхрон сунъий йўлдош нима? Синхрон йўлдош ҳам Ер атрофида айлана траектория бўйлаб ҳаракат қилувчи сунъий йўлдошдир. Фақат унинг орбитаси Ернинг



107-расс.

экватор текислигида ётади ва Ер атрофида айланиш даври Ернинг ўз ўқи атрофида айланиш даврига, яъни 24 соатга тенг. Бундай йўлдошларнинг Ердан қандай h баландликда бўлганида қандай v чизиқли тезликларга эга бўлишлари кераклигини (27.3) фор-



108- расм.

мула асосида 107-расмдан билиб олиш қийин эмас. Агар синхрон йўлдош Ербдан Шарққа томон ҳаракатда бўлса, Ердаги кузатувчига у гўёки бирор нуқтада қўзғалмай тургандай туюлади. Чунки синхрон йўлдош ва кузатувчи битта радиал чизиқ устида ётади, уларнинг чизиқли тезликлари ҳар хил бўлса-да, бурчакли тезликлари бир хилдир. Синхрон сунъий йўлдошлар ретрансляцион узатувчи, яъни қайта олиб эшиттирувчи қурилмалар сифатида ишлатилади (108-расм). Ер шарининг (1) пунктдан тарқатилган тўлқин (2) синхрон йўлдош томонидан қабул қилиниб (3) қабул қилувчи пункт томон узатилади.

Ердан h баландликдаги синхрон йўлдошнинг айланмиш даври:

$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi(R+h)}{v}$$

бўлиб, v_h (29.9) тенгликдан аниқланади ва

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{GM}} (R+h)^{3/2}, \quad (27.4)$$

бунда G — гравитацион доимий, M — Ернинг массаси, R — Ернинг радиуси.

(27.4) ифодага асосан, синхрон йўлдош даври $T = 24$ соат $= 86400$ с га тенг бўлиши учун:

$$R_0 + h = \sqrt{\frac{86400^2 \text{ с}^2 \cdot 5,98 \cdot 10^{24} \text{ кг} \cdot 6,67 \cdot 10^{-11} \frac{\text{Нм}^2}{\text{кг}^2}}{2 \cdot 3,14}} = 4,257 \cdot 10^7 \text{ м}$$

ва $R=6378$ км бўлса, $h=38200$ км га тенг бўлади. Демак, синхрон сунъий йўлдошлар Ернинг экватор текислигида Ердан 36200 км баландликда учирилиши лозим

экан. Бир-бирларидан тахминан 120° бурчакли масофада жойлашган, учта синхрон йўлдошлар бутун Ер шарининг радио ва теле-алоқа билан боғлаш учун старли бўлади.

Табиатда тезликлар. Тезликлар қийматлари ҳақида фикр юритилганда, одатда кундалик турмушимиздан таниш бўлган ҳодисалар, воқеаларнинг юз бериш тезлиги ёки жисмлар, қурилмалар, машина ва механизмлар тезликлари кўз ўнгимизга келади. Табиатда эса секундига бир неча микрондан тортиб секундига бир неча юз минг километргача оралиқлардаги тезликларда ҳаракат ҳодисалари кузатилади. Жумладан, одам бошидаги сочи секундига $5 \cdot 10^{-9}$ метр, энг тез югурувчи спортчи секундига 10 метр, автомобиль 70 м, реактив самолёт 2000 м, миллиондан отилган ўқ секундига 800 метр тезликка эга бўлади (4-жадвалга қаранг).

Секундига (1000—2000) метр тезликни жуда катта тезлик деб ҳисоблаймиз ва уни таърифлаш учун ўқдек учади деб айтамыз. Чунки табиатда барча тушунчалар нисбий бўлиб, ўқ тезлиги пиёда ва велосипедчи, трактор ва баъзи қишлоқ хўжалик машиналари, автомобиль ва поездлар тезликларидан катталигини биламиз. Нисбатан катта ҳисобланган ўқнинг тезлиги, космик тезликлар — 7,9 км/с, 11,2 км/с ва 43 км/с дан кўп марта кичик тезликдир. Жисмнинг Ер атрофида айлана бўйлаб шунчаки текис ҳаракатда бўлиши учун ўқнинг тезлигидан ҳам 7—8 марта катта тезлик зарур бўлар экан.

Ер ўз траекторияси бўйлаб Қуёш атрофида секундига 30 км тезлик билан ҳаракат қилиши ҳақида айтилган эди. Бу тезлик ўқнинг тезлигидан тақрибан 30 марта, биринчи ва иккинчи космик тезликлардан эса бир неча марта катта тезликдир. Қуёш ўзининг планеталари билан биргаликда галактика маркази атрофида 250 км/с тезлик билан айланади.

Космос доимий эволюцияда бўлиб, унинг кенгайиб бориши аниқланган. Масалан, бир-биридан 1 МПС ($3,086 \cdot 10^{22}$ м) масофада бўлган галактика тўдалари 75 км/с га яқин нисбий тезлик билан бир-биридан узоқлашади. Ердан 10 ПС масофадаги галактика тўдалари 50 км/с га яқин тезлик билан бир-биридан узоқлашади. 10^9 ПС масофадаги тўдаларнинг 10^5 км/с тезлик билан узоқлашиши маълум ва ҳоказо.

Табиатдаги тезликлар қийматларини таққослаш на-

тижасида, чексиз коинотнинг оддий бир юлдузи бўлиши Қуёшнинг сайёраси — Ердаги илм-фан, техника ва умумий тараққиётнинг бугунги кунда инсониятнинг тезликлар соҳасидаги эришган ютуқлари ҳали юқори даражада эмаслигига ишонч ҳосил қиламиз. Лекин микродунё соҳасида етарлича катта тезликларни яратиш имкониятига эгамиз. Масалан, электрон ва протонларга махсус қурилмалар ёрдамида жуда катта тезликлар бера оламиз. Телевизорларда ўрнатилган 20 киловольтли электрон нур замбараги $8 \cdot 10^7$ м/с ёки $v=0,3$ с тезликларда электронлар чиқаради. Серпухово шаҳридаги тезлатгич протонларга 0,9999 с, Стекфорд шаҳридаги тезлатгич эса электронларга 0,999999999 с га яқин тезлик бера олади. Бунда $c=3 \cdot 10^8$ м/с ёруғлиқнинг бушлиқдаги тезлиги бўлиб, Эйнштейн нисбийлик назариясига кўра ундан катта тезликка эришиш мумкин эмас, c — энг катта, чегаравий тезлик қиймати ҳисобланади.

VI. 606. СУЮҚЛИК ВА ГАЗЛАР МЕХАНИКАСИ

28-§. Суюқлик ва газлар босими. Ишлаб чиқаришда босимдан фойдаланиш

Нормал шароитда суюқлик ва газлар аниқ шаклга эга эмас. Улар маълум оқувчанликка эга ва қандай шаклдаги идишга солинса, ўша идиш шаклини олади. Қаттиқ jismining атом ва молекулалари орасидаги ўзаро таъсир кучлари уларни мувозанат вазияти ҳолатларида тутиб турса, суюқлик молекулалари орасидаги кучлар анчагина кичик бўлиб, молекулалар бир-бирига нисбатан кўчиб юра олади. Суюқликни бир идишдан иккинчи идишга қуйиш мумкин, яъни у оқувчанликка эга.

Газларда эса нормал шароитда молекулалар орасидаги ўзаро боғланиш кучи жуда кичик ва улар ўзи солинган ҳар қандай идишнинг бутун ҳажмини эгаллайди. Суюқлик ва газларнинг оқувчанлиги, уларнинг ўзи солинган идиш шаклини олиши, улар билан идиш ички деворлари орасида боғланиш ва таъсирлашиш борлигини билдиради. Бу боғланиш ўзаро таъсирга асосланган бўлиб, суюқлик ва газ молекулалари томонидан идишнинг ички деворлари сиртига таъсир кучи билан белгиланади. Суюқлик ёки газ молекулалари томонидан идиш

ички деворининг бир бирлик сирт юзига перпендикуляр таъсир кучи катталиги босимни ифодалайди:

$$p = \frac{F}{S}. \quad (28.1)$$

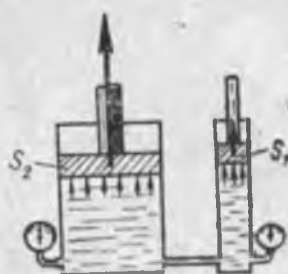
СИ системасида босим $1 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2} = 1 \text{ Па}$ бирликларда ўлчанади. Бу бирлик француз олими Блез Паскаль шарафига қўйилган. Амалда $1 \text{ гПа} = 100 \text{ Па}$, $1 \text{ кПа} = 1000 \text{ Па}$, атм — физик атмосфера, ат — техник атмосфера, мм сим. уст. — миллиметр симоб устуни, кг/см^2 бирликлар ҳам ишлатилади.

Босим таъсир кучининг умумий катталиги билан эмас, балки юз бирлигига туғри келган куч билан белгиланади. Масалан, эни 20 см ўткир учининг қалинлиги 1 мм бўлган куракка одам оёғи 10 кг куч билан босганда ерга 5 кг/см босим беради. Ўткир қирраси қалинлиги 0,1 мм, узунлиги 20 см бўлган пичоқ атиги 1 кг куч таъсирида ўшандай босим ҳосил қилади. Нинаси учининг юзи 0,01 мм дан кичик ари эса 10 г дан ҳам кичик куч таъсирида 100 кг/см дан катта босим ҳосил қилади. Болта ёки пичоқ ўткирланганда унинг кесувчи қирраси қалинлиги камайтирилиб, ўтин ёки бошқа жисмлар билан таъсир юзи кичрайтирилади ва натижада босим ортади. Шунингдек, одам конькида, чанғида ёки оёқ кийимда турганида унинг оғирлиги бир хил бўлса-да, юзага боғлиқ босим эса турлича бўлади.

Суюқлик ва газларда босимни манометрлар ҳамда барометрлар ёрдамида ўлчанади. Уларнинг турлари хилма-хил бўлиб, махсус адабиётларда батафсил баён этилган. Айрим ҳолларда босим датчиклари қўлланилади, бунда газ ёки суюқликнинг босими электр, пневматик ёки бошқа турдаги кириш сигналига айлантирилади. Кундалик турмушда автомобиль баллонларига ҳаво босимини ўлчаш учун қўлланиладиган манометр турлари, двигателдаги мой босимини кўрсатувчи босим датчиклари, ўқув лабораторияларида қўлланиладиган барометрлар турлари, завод ва фабрикаларда, ишлаб чиқариш қорхоналарида ишлатиладиган айрим манометр турларининг кўрганмиз. Сийраклаштирилган газлардаги паст босимни ўлчаш учун мўлжалланган асбобларни *вакуумметрлар* дейилади.

Оқувчанлик суюқлик ва газларнинг характерли хоссаларидан бири бўлиб, босим уларнинг ҳар бир нуқта-

сига ўзгаришсиз узатилади. Бу ўрта мактаб физика курсидан маълум бўлган Паскаль қонунининг ўзгинасидир. Паскаль қонунига асосан ишлайдиган гидравлик механизмлар *гидравлик машиналар* дейилади. Гидравлик пресс ҳам пресслаш мақсадида ишлатиладиган гидравлик машинадир (109-расм). Кичик поршеннинг юзи S_1 , каттасининг юзи S_2 , Паскаль қонунига асосан, суюқликнинг барча қисмларида гидравлик босим бир хил бўлади ва



109-расм.

$$p_1 = p_2 = \frac{F_1}{S_1} = \frac{F_2}{S_2} \quad (28.2)$$

ифодадан $F_2 = F_1 \left(\frac{S_2}{S_1} \right)$ ҳосил бўлади.

Гидравлик пресс катта поршеннинг юзи кичик поршеннинг юзидан неча марта катта бўлса, гидравлик пресс кучидан шунча марта катта ютуқ беради. Гидравлик машинанинг турли кўринишлари ёғоч чиқиндиларидан фанер ва картон тайёрлашда, ёғ заводларида, ўсимликлар уруғларидан (чиғит, кунжут, зиғир, pista) ёғ сиқиб чиқаришда, консерва заводларида помидор ва мевалардан шарбат ажратиб олишда, қишлоқ хўжалигида эса пахта, пичан ва сомон кабиларни пресслашда қўлланилади.

Италиянинг Икома кран қуриш фирмасида яратилган, гидравлик пресс принципи асосида ишлайдиган, гидравлик кран 40 тонна оғирликдаги контейнерларни бемалол кўтаради.

Халқ хўжалигида юқори босим билан бир қаторда паст босим ҳам кўп қўлланилади. Гилам ва шолчаларни, кийим ҳамда мебелларни тозалашда чангюткичдан фойдалангансиз. Электр насоснинг яратган паст босими таъсирида чанг зарралари ва айрим енгил буюмлар сўргич орқали тортиб олинади. Қишлоқ хўжалиги соҳасида пахта териш машиналари ишида ҳам паст босимдан фойдаланилади. Чаноқлардаги пахта махсус қурилмалар ёрдамида териб олиниб, қабулхонасига узатилади. Қабулхонага тушган пахта паст босим остида сўриб олинади ва бункерга узатилади.

Демак, қумлоқ тупроқли ерда пойдевор юзи девор юзига тенг бўлганда 10 м баландликдаги иморат қуриш мумкин экан. Агар пойдевор юзини девор юзидан икки марта катта қилиб қурилса, ўша ернинг ўзида ундан икки барабар баланд ($h=20$ м) бўлган иморат қуриш мумкин бўлади.

Суюқлик устуни баландлигининг босими $p=\rho gh$ фақат суюқлик табиатига (ρ) ва суюқлик устуни баландлиги h га боғлиқ бўлиб, суюқлик қуйилган идишнинг шаклига боғлиқ бўлмайди. Асос юзлари бир хил бўлган турли шаклдаги идишларда идиш тубига нормал йўналишда таъсир этадиган босим кучи ҳар доим бир хил бўлади. Бу куч сон жиҳатдан баландлиги идиш баландлигига, асоси идиш юзига тенг бўлган цилиндрдаги суюқликнинг оғирлигига тенг бўлади. Бу ҳол *гидростатик парадокс* дейилади. Гидростатик парадокс мувозанатда турган суюқликнинг идиш деворлари сиртига ҳар доим перпендикуляр йўналишда таъсир этиши билан тушунтирилади.

29- §. Туташ идишлар қонуни ва унинг амалда қўлланиши

Пастки қисмлари ўзаро уланган икки ва ундан ортиқ идишлар системаси *туташ идишлар* дейилади. Лабораторияларда кўп қўлланиладиган *U* симон найлар энг содда туташ идишлар ҳисобланади. Оқувчанлик туфайли идишларни туташтирувчи найлардан суюқлик биридан иккинчисига ўтади. Бу ўтиш идишларнинг пастки юзларидаги босимлар тенглашгунга қадар давом этади. Туташ идишлар ичидаги бир хил сатҳлардаги босим идишлар шаклига боғлиқ бўлмайди. Туташ идишлар қонунини қуйидагича таърифлаш мумкин.

Мувозанат ҳолатда, бир жинсли суюқликнинг эркин сирти туташ идишларнинг барчасида, уларнинг шаклидан қатъи назар, бир хил баландликда бўлади.

Табиатда тоғли ўлкаларда кўп учрайдиган сув булоқларини ҳам туташ идишларга ўхшатиш мумкин. Чунки ҳар қандай очиқ булоқлар ёпиқ булоқлар билан Ер ости найлари орқали туташади; очиқ булоқлардаги сув сатҳи уларни таъминловчи ер ости сув ҳавзаларидаги сув сатҳи билан бир хил бўлади.

Иккита шиша найларни резина найча билан туташтирсак, туташ идиш ҳосил бўлади (113-расм). Идишлардаги сув сатҳлари бир хил баландликда жойлашади.

Сувларнинг сатҳини ингичка ил билан туташтирсак, ил горизонтал чизиқни кўрсатади. Бундай оддий туташ идишдан қурилиш, геодезия ва бошқа амалий масалаларда горизонтал ҳолатни аниқлашда фойдаланиш мумкин.

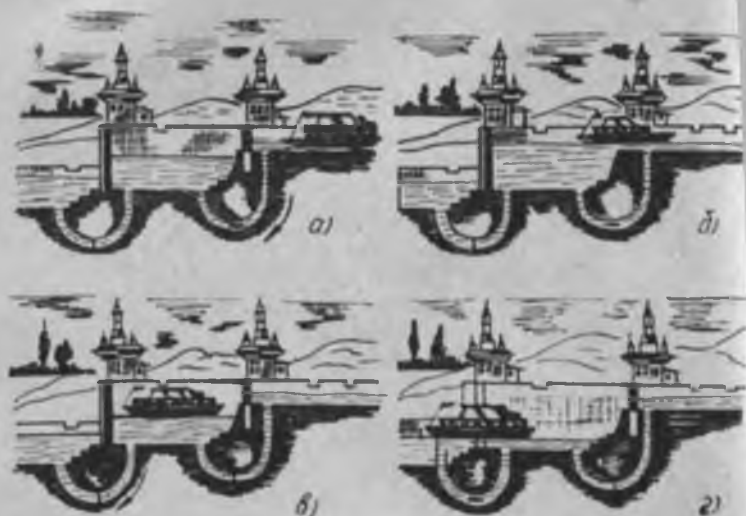
Шунингдек, катта ҳажмли сув идишига уланган резина шлангни эгиб, очик учини юқорига қаратиб, тутиб турсак ҳам туташ идиш ҳосил бўлади. Шлангнинг очик учи идишдаги сув сатҳидан юқорида бўлган ҳолда ундан сув чиқмайди; туташ идишлар қонуни билан таниш бўлмаган киши сув йўқ экан деб ўйлаши мумкин. Шлангнинг очик учи идишдаги сув сатҳидан пастда бўлса, сув

фонтан бўлиб отилиб, идишдаги суюқлик сатҳи қадар баландликка кўтарилади. Туташ идишлар ҳосил бўлиши учун иккита алоҳида идишларни махсус улаб ўттириш шарт эмас, албатта. Ҳар бир хонадонда ишлатиладиган оддий сув шлангини эгиб, икки учини юқорига кўтарилса ҳам туташ идиш ҳосил бўлади.

Туташ идишларнинг техникада қўлланишини шлюзлар мисолида кўриш мумкин (114-расм). Кемалар қатнайидиган катта дарёларда сув электр станциялари ва турли тўғонлар учрайди. Бу ерлардан кемаларни ўтказиш учун шлюзлар қурилади. Шлюз дарё ёнидан ўтказилган каналдаги камералардан иборат. Камералар бир-бирларидан мустақкам темир дарвозалар билан ажратилган бўлиб, пастки томондан ўзаро кенг диаметрли қувурлар билан туташтирилган. Масалан, кема оқим йўналишида келаётган бўлсин. Кема шлюзнинг биринчи камерасига кирганда камеранинг чиқиш дарвозаси ёпиқ туради (114-а расм). Камераларни туташтирувчи қувур тўсиғи, очилиб, иккинчи камерадаги сув сатҳи кўтарила боради; сув сатҳи биринчи камерадаги сув сатҳига тенглашгандан сўнг биринчи камеранинг чиқиш дарвозаси очилиб, кема иккинчи камерага ўтади (114-б расм). Иккинчи камеранинг чиқиш дарвозаси ёпиқ туради ва навбатдаги ту-



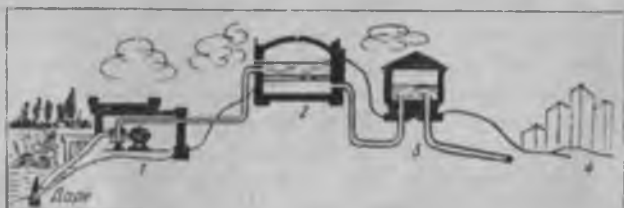
113-расм.



114- расм.

таштирувчи пастки қувур очилиб, иккинчи камерадаги сув сатҳи пасая боради (114- в расм). Иккинчи камерадаги сув сатҳи дарёнинг пастки қисмидаги сув сатҳи билан тенглашганда иккинчи камеранинг чиқиш дарвозаси очилиб, кема дарёга чиқади (114- г расм).

Водопровод ҳам туташ идишлар кетма-кетлигидан иборат (115- расм). Дарё суви (1) насослар ёрдамида (2) филтрлаш хонасига ўтказилади. Филтрлаш хонасида лойқа ва микроблардан тозаланган сув (3) юқори босим минорасига узатилади. Одатда юқори босим минораси шаҳар ёки қишлоқнинг энг баланд жойига қурилади ва у шу атрофдаги энг баланд бинолардан ҳам



115- расм.

юқорида туради. Сув минораси Ер ости қувурлари орқали (4) фабрика ва заводлар, уйлар, ҳаммомлар, фермалар ва бошқалар билан уланади. Истеъмолчига етиб борган сув босими туташ идишлар қонунига бўйсунди ва истеъмолчи билан босим минорасидаги сув сатҳлари фарқи $\Delta p = \rho g (H - h)$ билан белгиланади. Истеъмолчи нисбатан қанчалик пастда жойлашган бўлса, сув шунчалик юқори босим остида етиб боради. Шаҳарнинг баланд жойларидаги хонадонлардаги сув жумракларида босим нисбатан паст бўлади. Шу сабабли қўп қаватли уйларнинг юқори қаватларида сув босими нисбатан паст бўлади.

Атрофи баландликлар билан ўралган водийларда жойлашган айрим ноҳияларда артезиан қудуқларидан фойдаланилади (116-расм). Ҳеч қандай насос станцияси ёки босим минораси бўлмаган ҳолда сув ердан фонтан бўлиб отилиб чиқади. Катта босимли сув оқими артезиан қудуғи қувурлари орқали истеъмолчига ўз-ўзидан оқиб боради. Бунда истеъмолчига ўтказилган қувурлардаги сув сатҳи ер ости сувларининг юқори сатҳидан пастда бўлади.



116-расм.

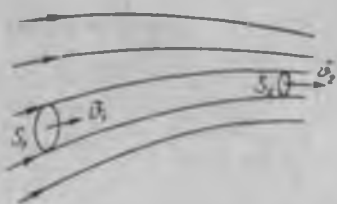
Пароходлар, паровозлар буғ қозонларини ва уй-жойларини марказий иситиш хонаси буғ қозонларини одатда сув сатҳини кузатиш учун мўлжалланган шиша найчалар билан жиҳозланган бўлади. Туташ идишлар қонунига кўра, буғ қозон ичидаги сув сатҳи билан кузатиш найчасидаги сув сатҳи бир хил бўлади ва ўтёқар буғ қозонини очмаган ҳолда ундаги сув сатҳини кузатиб боради.

30- §. Суюқликлар ҳаракати. Уэлуксиз тенгламаси

Умумий ҳолда реал суюқликлар ҳаракатини ўрганиш анча қийин масала. Суюқлик ҳаракати қаттиқ жисм ҳаракатига нисбатан мураккаб ҳаракат бўлиб, унинг айрим булақларини ҳам бир-бирларига нисбатан силжишларини ҳисобга олиш зарур бўлади. Натижада эса суюқлик молекулалари аралашиб кетади. Бу жараён

унинг қовушоқлиги ва сиқилувчанлигига боғлиқ бўлиб, турли суюқликлар учун турлича кечади ва берилган суюқлик учун эса унинг физик ва термодинамик параметрларига боғлиқ бўлади. Шунинг учун соддалаштирилган «идеал суюқлик» тушунчасини киритамиз ва унинг ҳаракатини ўрганамиз. *Идеал суюқлик* деб, ички ишқаланишга эга бўлмаган ва бутунлай оқизилмайдиган суюқликка айтилади.

Суюқликлар ҳаракати ҳақида гапирилганда уларнинг оқиши назарда тутилади. Оқаётган суюқлик кесим юзининг ҳар бир нуқтасида вақт ўтиши билан бир зарранинг ўрнини навбатдагиси эгаллайди. Суюқликнинг кесим юзидан ўтаётган барча зарралар тўплами



117- расм.

оқим дейилади. Чизмада суюқликнинг ҳаракатини оқим чизиқлари орқали тасвирланади (117- расм). Оқим чизиқлари шундай ўтказиладикки, уларнинг зичликлари, яъни бирлик юзга тўғри келган чизиқлар сони, шу нуқтадаги тезлик қийматини ифодаласа, бу чизиқларнинг ҳар бир нуқ-

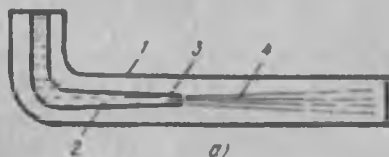
тасида ўтказилган уринма вектор йўналиши эса шу нуқтадаги тезлик вектори йўналишини кўрсатади. Шундай қилиб, оқим чизиқларининг тасвирига қараб, фазонинг ҳар бир нуқтасида оқаётган суюқлик тезлигининг йўналиши ва қиймати ҳақида тасаввурга эга бўламиз.

Оқим чизиқлари билан чегараланган суюқлик бўлаклари оқим *найчалари* дейилади (117- расмга қаранг). Суюқликнинг оқим чизиқлари ва улар орқали ифодаланган тезликлар майдони вақт ўтиши билан ўзгармас бўлган ҳаракати *стационар ҳаракат ёки барқарор ҳаракат* дейилади. Стационар ҳаракатда тезлик вақт ўтиши билан ҳар бир нуқтада ўзгармас бўлиб, фақат нуқтадан нуқтага ўтганда ўзгаради. Стационар ҳаракатда оқим чизиқлари суюқлик зарраларининг траекторияларини ифодалайди. *Траектория* суюқликдаги битта зарранинг бутун ҳаракат вақтидаги йўлини кўрсатади.

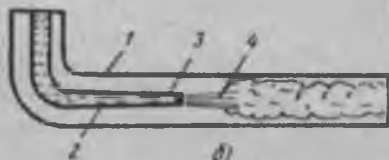
Оқим чизиқлари бир-бирлари билан ҳеч қачон кесишмайди ва ҳар бир нуқтада узилишга эга эмас (идеал

суюқлик). Оқим чизиклари билан чегараланган оқим найлари ҳам бир-бирлари билан кесишмайди ва оқим найларидаги суюқлик қўшни оқим найларидаги суюқликка аралашмайди. Суюқликнинг бундай алоҳида оқим найлари бўйлаб, яъни алоҳида қатламлар бўйича оқиши қатламли оқим ёки *ламинар оқим* дейилади. Оқимнинг ҳар бир кесим юзларидаги тезиликлари вақт ўтиши билан ўзгармас бўлган қатламли оқимни эса *стационар ламинар оқим* дейилади (ламинус — грекча, қатлам демакдир).

Реал суюқликнинг ламинар оқимини қўйидаги тажрибада кузатиш мумкин (118-расм). Сувни (1) шиша найдан горизонтал



йўналишда оқизайлик. Шиша найнинг ичига (2) сиёҳ қўйилган (3) ички найчани жойлаштирамиз. Сув оқимининг ўрта қисмида рангга бўялган (4) сиёҳли сув қатлами ҳосил бўлади. Агар сувнинг оқим тезлиги кичик бўлса, суюқлик-



118-расм.

нинг алоҳида-алоҳида рангли ва рангсиз қатламларидан иборат бўлган ламинар оқим ҳосил бўлади (118-а расм). Худди идеал суюқлик каби, оқим чизиклари ва оқим найлари бир-бирлари билан кесишмайди. Демак, тезлиги кичик бўлган реал суюқлик ҳаракатини идеал суюқлик ҳаракатига ўхшатиш мумкин.

Агар сувнинг тезлигини оширсак, ҳодиса мураккаблашади. Дастлаб, рангли қатламнинг жимирлаши, бора-бора тезлик ортиши билан рангсиз қатламлар билан бутунлай аралашиб кетишини кузатамиз. Натижада, тартибсиз, уюрмавий суюқлик оқими ҳосил бўлади. Бундай оқим *турбулент оқим* дейилади (118-б расм).

Диаметри ўзгарувчан най бўйлаб идеал суюқлик ҳаракатини кўрайлик (117-расмга қаранг). Ишқаланиш бўлмаганда ихтиёрий кесим юзидаги барча нуқталар тезиликлари бир хил бўлиб, S_1 юзидан dt вақтда оқиб ўтувчи суюқлик миқдори:

$$dm = \rho_1 S_1 v_1 dt$$

га тенг, бунда ρ — суюқлик зичлиги, S_1 — найнинг кўндаланг кесим юзи. Шу вақт ичида S_2 юздан оқиб ўтувчи суюқлик миқдорини S_2 ва v_2 орқали қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$dm = \rho_2 S_2 v_2 dt,$$

бунда v_2 — тезлик, S_2 — юздан ўтувчи суюқликнинг оқим тезлиги. Стационарлик шarti бажарилиши учун суюқликнинг ихтиёрий кесим юзларидан бир хил вақтларда бир хил миқдорда суюқлик оқиб ўтиши керак:

$$\rho_1 v_1 S_1 = \rho_2 v_2 S_2. \quad (30.1)$$

Идеал, сиқилмайдиган суюқлик зичлиги найнинг ҳар қандай қисмларидан ўтганда ҳам ўзгармайди, яъни $\rho_1 = \rho_2$. У ҳолда идеал суюқлик стационар оқими учун

$$S_1 v_1 = S_2 v_2 = \text{const} \quad (30.2)$$

тенглама ҳосил бўлади.

Суюқликнинг стационар оқимида массанинг сақланиш қонуни бажарилади ва найнинг ихтиёрий кесим юздан бирлик вақт ичида бир хил суюқлик миқдори оқиб ўтиб, узлуксиз оқим ҳосил бўлади. Шу сабабли (30.2) тенглама *узлуксизлик тенгламаси* дейилади: суюқликнинг стационар ҳаракатида ихтиёрий кесим юздан ўтаётган суюқлик оқимининг тезлиги кесим юзига тескари пропорционалдир. Бошқача айтганда, идеал суюқликда оқим тезлигининг оқим найи кўндаланг кесим юзига кўпайтмаси ўзгармас катталиқдир. Узлуксизлик тенгламасидан қуйидаги хулосага келамиз. Кесим юзлари ўзгарувчан бўлган найларда суюқлик тезланишли ҳаракатда бўлади, найнинг кенг қисмидан тор қисмига ўтганда тезлик ортади ва аксинча. Суюқликка тезланиш берувчи сабаб оқим йўналишидаги босим ўзгаришидир: тезликнинг кичик қийматларига босимнинг катта қийматлари ва тезликнинг катта қийматларига босимнинг кичик қийматлари тўғри келади.

Сув оқими тезлигининг кўндаланг кесим юзига кўпайтмаси

$$M = vS \quad (30.3)$$

мазмунан 1 секунддаги сув сарфини ифодалайди. Найнинг барча кесимларнда сув сарфи бир хил бўлса, оқим узлуксиз сақланади ва шунинг учун (30.3) ифода ҳам *узлуксизлик тенгламаси* дейилади.

31-§. Бернулли тенгламаси ва унинг қўлланиши

Қўндаланг кесим юзи ўзгарувчан найдан оқаётган рангли суюқлик ҳаракатини кузатайлик. Кесим юзининг тор соҳасида суюқлик тез оқиб ўтади, бу ерда босим кичик бўлади. Аксинча, найнинг кенг соҳасида оқим тезлиги кичик, босим эса катта бўлишини кўрамиз. Найнинг йўғон ва ингичка қисмлари орасидаги босим фарқи суюқликка тезланиш беради.

Суюқлик ва газлар ҳаракатида босим градиенти ҳосил бўлса, юқори босимдан паст босим томонга йўналган куч таъсир этади. Масалан, икки қоғоз варағини яқин қўйиб, улар орасида кучли ҳаво оқими ҳосил қилсак қоғозларнинг бир-бирига тортилишнинг кузатамиз. Қўпинча параллел келаётган кемалар бир-бирларига яқин юрганда бирданига бошқариш қийин бўлиб, қандайдир куч таъсирида бир-бирларига урилиб кетиш ҳоллари кузатилади. Кемалар орасидаги тор соҳада суюқлик оқим тезлигининг нисбатан ортиши босимнинг пасайишига олиб келади, натижада кемаларни бир-бирларига яқинлаштирувчи куч ҳосил бўлади.

Суюқликларнинг бундай динамик хоссаларини Швейцариялик математик ва физик Бернулли ўрганган. Бернулли кесим юзи ўзгарувчан найдан оқаётган суюқликнинг ҳаракати тенгламасини яратди:

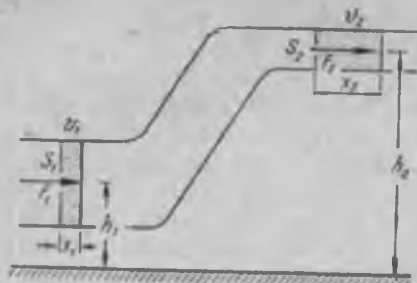
$$p_1 + \frac{1}{2} \rho v_1^2 + \rho g h_1 = p_2 + \frac{1}{2} \rho v_2^2 + \rho g h_2 = \text{const.} \quad (31.1)$$

Бутун най бўйлаб 1 ва 2 ҳолатлар ихтиёрий бўлганлиги учун найнинг ихтиёрий нуқтасида

$$p + \frac{1}{2} \rho v^2 + \rho g h = \text{const} \quad (31.2)$$

дейиш мумкин.

Бернулли тенгламасидаги ҳар бир ҳад бир бирлик суюқлик ҳажми учун бир хил энергия турларини ифодалайди. Масалан, p — босим бўлса, $\frac{\rho v^2}{2}$ — оқаётган суюқлик кинетик энергияси, $\rho g h$ — суюқлик потенциал энергияси. Бернулли тенгламаси мазмунан суюқлик оқими учун энергиянинг сақланиш қонунини ифодалайди. Ҳақиқатан ҳам, кесим юзи ўзгарувчан найдан оқаётган суюқлик оқимини



119-расм.

ҳосил қилиш учун бирор A иш бажариш зарур. Бу иш унинг кинетик ва потенциал энергиясини ўзгартиради:

$$A = \Delta E_k + \Delta E_p. \quad (31.3)$$

Биринчи ҳолатда суюқликка (119-расм) F_1 куч таъсир этиб, уни v_1 тезлик билан x_1 масофага силжитади ва $A_1 = F_1 x_1 = p_1 S_1 x_1$ иш бажаради.

Идеал суюқлик сиқилмайдиган бўлгани учун бу силжиш иккинчи ҳолатдаги худди шундай ҳажмдаги суюқликнинг v_2 тезлик билан F_2 куч таъсирида x_2 масофага силжишига сабаб бўлади; бунда бажарилган иш $A_2 = F_2 x_2 = p_2 S_2 x_2$ га тенг. Суюқлик кўчишда бажарилган натижавий иш

$$A = F_1 x_1 - F_2 x_2 = p_1 S_1 x_1 - p_2 S_2 x_2 = (p_1 - p_2) V, \quad (31.4)$$

бунда

$$V = V_1 = S_1 x_1 = V_2 = S_2 x_2.$$

У ҳолда биринчи ва иккинчи ҳолатлар орасида потенциал ва кинетик энергиялар ўзгаришлари қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta E_p = \Delta(mgh) = mg \Delta h = \rho V g (h_2 - h_1)$$

$$\Delta E_k = \Delta\left(\frac{1}{2} m v^2\right) = \frac{1}{2} m \Delta v^2 = \frac{1}{2} \rho V (v_2^2 - v_1^2), \quad (31.5)$$

(31.4) ва (31.5) ни (31.3) га қўйсак,

$$p_1 + \rho g h_1 + \frac{1}{2} \rho v_1^2 = p_2 + \rho g h_2 + \frac{1}{2} \rho v_2^2 \quad (31.6)$$

тенглама ҳосил бўлади. Бу Бернулли тенгламасининг ўзгичасидир. Стационар ҳаракатдаги суюқликда унинг бирлик ҳажмининг кинетик $\left(\frac{\rho v^2}{2}\right)$, потенциал $(\rho g h)$ ва босим (p) таъсиридаги энергиялар йиғиндиси ўзгармас сақланади. Оқатган суюқлик энергияси бордан йўқ бўлмайди, йўқдан бор бўлмайди, энергия бир турдан бошқа турга ўтади; оқим тезлигининг ортиши унда босимнинг камайишига олиб келади. Кесим юзи ўзгарувчан найда босим ўзгаришини ўлчаш натижасида суюқлик тезлигини аниқлаш мумкин.

Энди Бернулли тенгламасининг айрим татбиқларини кўриб чиқайлик. Суюқлик кесими ўзгарувчан бўлган горизонтал найдан оқиб ўтганда $h_1 = h_2$ бўлади ва Бернулли тенгламаси қуйидаги кўринишга келади:

$$p_1 + \frac{1}{2} \rho v_1^2 = p_2 + \frac{1}{2} \rho v_2^2. \quad (31.7)$$

Найнинг тор қисмида $S_2 < S_1$ ва $v_2 > v_1$. У ҳолда (31.7) га асосан $p_2 < p_1$ бўлади. Суюқлик сатҳларининг айирмаси $d = h_1 - h_2$ босим айирмасини аниқлайди:

$$p_1 - p_2 = \rho g d. \quad (31.8)$$

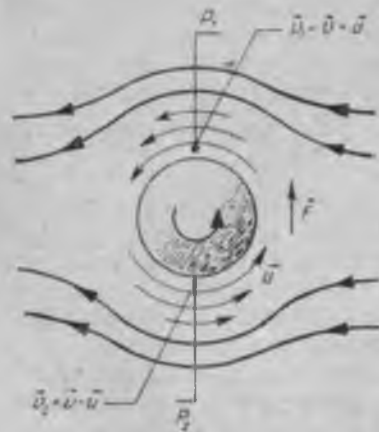
Узлуксизлик тенгламасини ҳисобга олсак, (31.7) ва (31.8) дан қуйидаги ифодага келамиз:

$$d = \frac{v_1^2}{2g} \left(\frac{S_1^2}{S_2^2} - 1 \right), \quad (31.9)$$

d — идеал суюқлик табиатига боғлиқ эмас.

Суюқлик ва газлар стационар оқимининг ихтиёрий кесимларида тезлик ўзгаришининг босим ўзгариши билан боғлиқлигини қуйидаги ҳодисаларда кўриш мумкин. Самолёт қанотининг пастидан ва юқорисидан ўтувчи ҳаво оқим чизиқлари турлича эгилишга эга (78-расмга қarang). Юқоридан ўтган оқим чизиги кўпроқ йўл юради ва демек, пастки оқимга нисбатан тезлиги катта, яъни $v_1 > v_2$. (31.7) тенгликка асосан $p_2 > p_1$ бўлади. Қанот остидаги босим устидаги босимдан катта бўлса, юқорига йўналган куч, яъни кўтариш кучи ҳосил бўлади.

Магнус эффектини ҳам Бернулли тенгламаси асосида тушунтириш мумкин. Фақат бунда ишқаланишни ҳисобга олиш зарур бўлади. Магнус эффекти суюқлик ёки газларда ҳаракатланувчи цилиндрик жисм ўз ўқи атрофида айланилганда оқимга кўндаланг йўналишда куч



120-расм.

ҳосил бўлиши ва жисмнинг дастлабки йўналишидан оғиши билан боғлиқ ҳодиса эди.

120-расмда ҳавода чапдан ўнгга v тезлик билан ҳаракатланувчи тўп берилган. Агар тўпга ўз ўқи атрофида қўшимча айланма ҳаракат берилса, у горизонтал йўналишдан бурилиб юқорига ёки пастга ўтади. Тўп айланганлиги учун унга атрофидаги ҳаво қатлами эргашади ва бирор u айланма ҳаракат тезлигига эришади. Тўпнинг юқорисида оқим тезлиги v билан айланувчи ҳаво қатлами тезлиги u бир хил йўналишда бўлиб, натижавий тезлик қиймати $v_1 = v + u$ га тенг. Тўпнинг пастки қисмида эса тезликлар қарама-қарши йўналган ва $v_2 = v - u$ га тенг. Демак, $v_1 > v_2$ га (31.7) тенгликка асосан $\rho_2 > \rho_1$, яъни пастдан юқорига томон йўналган F куч ҳосил бўлади. Бу куч тўпни дастлабки йўналишига нисбатан чапга буради. Тўпнинг айланиш йўналиши тескарига ўзгарса, F куч юқоридан пастга томон йўналган бўлади ва тўпни ўнгга буради. Айрим футболчилар бурчакдан тўп тепишда тўпга жуда усталлик билан, бир оз қия йўналишда тепки кучи бера оладилар. Натижада, дарвоза томон йўналтирилган тўп ўзининг «илгариланма» ҳаракатида ўз ўқи атрофида ҳам айланиб боради. Юқоридаги мисолдаги каби тўп ўзининг ҳаракат йўналишини ўзгартириб, баъзан дарвозабонни доғда қолдиради.

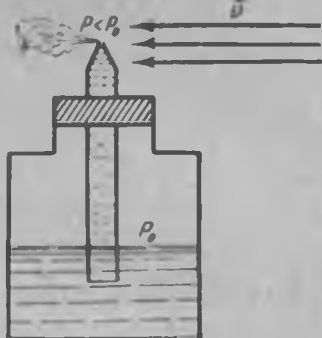
Қадим замонларда ботқоқликларни қуритиш учун уларни канал орқали яқин атрофдан ўтувчи дарё билан туташтирганлар. Бу Бернулли қонунидан фойдаланишнинг ўзгинасидир. Чунки дарё билан ботқоқлик орасидаги оқим тезлиги фарқига мос босим фарқи ҳосил бўлади ва оқувчан сув ботқоқликнинг турғун сувини сўриб олади: оқим тезлиги унчалик катта бўлмаганда $\left(v \sim 1 \frac{\text{м}}{\text{с}}\right)$ ҳам босим фарқи сезиларли ($\sim 0,5 \cdot 10^3 \text{ Па}$) бўлади.

Ҳисоблашлар кўрсатадики, оқим тезлиги атиги 1 м/с бўлганда дарё четида турган одамга таъсир этувчи ва уни дарёнинг тез оқувчан соҳаси томон судровчи куч $0,3 \times 10^3 \text{ Н}$ ёки 30 кг га тенг бўлади. Шунинг учун тез оқувчи дарёларда, ҳаттоки унинг қирғоғига яқин жойда чўмилиш ҳам хавфлидир.

Бернулли қонуни фақат суюқликлар учун эмас, газлар учун ҳам ўринли: ҳаммамизга маълум бўлган пуркагич ҳаводаги босимнинг тезликка боғлиқ ўзгаришига асосланган. Пастки учи суюқликка ботирилган шиша

найчанинг юқори учига ҳаво оқимини яқинлаштирсак (пуфлагич) шиша найчада суюқлик кутарилади ва оқимга эргашиб сочилади (121- расм). Пуркагичнинг ишлаш принципи шунинг ўзгинасидир.

Соатига 200 км тезлик билан ўтаётган ЭР-200 экспресс поездининг ҳаво оқимида босим $2 \cdot 10^3 \text{ Па}$ (0,02 атм) га камаяди. Тезликка боғлиқ бу босимнинг ўзгариши йўл ёқасида турган одамга 10^3 Н ёки 100 кГ кучнинг таъсири билан тенг кучли. Бу куч йўл ёқасидан йўл ўртаси томон йўналган. Шунинг учун тезюрар поезддан нложи борича узоқда турган маъқул.



121- расм.

II қисм. МОЛЕКУЛЯР ФИЗИКА ВА ТЕРМОДИНАМИКА АСОСЛАРИ

VII. 606. ИДЕАЛ ГАЗНИНГ МОЛЕКУЛЯР-КИНЕТИК НАЗАРИЯСИ

32- §. Модда тузилиши ва уни ўрганиш усуллари

Табнатдаги жисмлар бир-бирларидан фақат ўлчамлари ва массалари билангина эмас, балки бошқа бир қатор хоссалари жиҳатидан ҳам фарқ қилади. Жисмларнинг бу хоссалари уларнинг қандай тузилганлигига боғлиқ бўлади. Шунинг учун модданинг тузилиши ҳақидаги масала физиканинг асосий мавзуларидан бирини ташкил этади.

Модданинг майда зарралардан ташкил топганлиги ҳақидаги маълумот бизнинг эрамыздан олдинги эрада яшаган қадимги грек олими Демокрит томонидан кўрсатиб ўтилган. Барча моддалар майда зарралар — молекулалардан ташкил топганлиги ҳақидаги тасаввур XVII асрда рус олими М. В. Ломоносов томонидан ривожлантирилган бўлса, XIX асрнинг ўрталарига келиб немис олими Р. Клаузиус, австрия физиги Л. Больцман, инглиз олимлари Ж. Максвелл ва Д. Дальтонлар томонидан мустаҳкамланди. Уларнинг таъкидлашича, ҳар қандай модданинг зарралари орасида ўзаро тортишиш потенциал энергияси ва иссиқлик ҳаракатининг кинетик энергияси мавжуддир. Агар зарралар орасидаги ўзаро тортишиш потенциал энергияларининг йиғиндиси уларнинг кинетик энергияларининг йиғиндисидан катта бўлса, у ҳолда модда қаттиқ агрегат ҳолатида бўлади, акс ҳолда газ ҳолатида бўлади. Бу энергиялар бир-бирига яқин бўлган ҳолда модда суюқ агрегат ҳолатида бўлади. Шунинг учун ҳам қаттиқ ҳолатдаги моддани эритиш ёки суюқликни газга айлантириш учун ташқаридан қўшимча энергия берпш керак, яъни зарраларнинг кинетик энергиясини сунъий йўл билан орттириш керак.

Қаттиқ жисм молекулалари орасидаги тутиниш кучлари етарлича катта бўлганлиги учун у муайян ҳажмга ва муайян шаклга эга. Қаттиқ жисмнинг чўзилишига

унинг молекулалари орасидаги тортишиш кучлари, сиқилишига эса итаришиш кучлари тўқинлик қилади. Каттиқ жисмин ташкил этган зарралар бир-биридан маълум масофада жойлашган бўлиб, мувозанат ҳолати атрофида тебранма ҳаракатда бўлади. Температура ортиши билан зарраларнинг тебранниши ортиб боради. Маълум температурада зарраларнинг тебраниш энергияси уларнинг боғланиши энергиясидан катта бўлиб қолади, яъни каттиқ жисм эриб суюқликка айланади.

Суюқликларда молекулалар орасидаги ўзаро тортишиш кучлари каттиқ жисмлардагига қараганда кичикроқ қийматга эга. Шунинг учун суюқлик муайян шаклга эга эмас; суюқликни қандай шаклдаги идишга солинса, шу идиш шаклини олади. Бундан ташқари суюқликлар оқувчанлик ва ёпишқоқлик хусусиятлари билан ҳам характерланади. Суюқлик молекулалари ҳар қандай шароитда узлуксиз равишда суюқ ҳолатдан газ ҳолатга ўтиб туради.

Газ молекулалари бир-бири билан жуда заиф боғланган ва шунинг учун у ўзининг шаклига ҳам, ҳажмига ҳам эга эмас; ҳажм ҳар қанча катта бўлса ҳам солинган газ бутун ҳажмини эгаллайди. Бунга сабаб газ молекулаларининг ҳар доим тартибсиз хаотик ҳаракатда бўлишидир. Масалан, ҳаво молекулаларининг хона температурасидаги иссиқлик тезлиги 500 м/с га, бир секундда битта молекуланинг бошқа молекулалар билан тўқнашишлари сон 5 миллиардга, ўтадиган йул катталиги бор-йўғи 10^{-7} м га тенглиги аниқланган. Бундан ташқари модданинг бирлик ҳажмидаги молекулалар сон Ҳаддан ташқари кўпдир. Масалан, нормал шароитда бир куб сантиметрдаги ҳавода $3 \cdot 10^{19}$ дона молекула бор. Бу шунча катта миқдорки, агар бу молекулаларни ёнма-ён жойлаштирсак, Ер шари экваторидан 375 марта узунроқ ип ҳосил бўлган бўлар эди. Берилган ҳажмда ҳаво молекулаларининг зич жойлашмаганлиги назарда тутилса, уларнинг ниҳоятда кичик эканлигини тасаввур қилиш қийин эмас. Таққослаш учун шунини айтиш мумкинки, олма Ер шаридан қанча кичик бўлса, молекула ҳам олмадан шунча кичикдир. Дарҳақиқат, тажриба натижаларининг кўрсатишича молекуланинг радиуси тақрибан 10^{-8} см га тенгдир.

Молекула — модданинг барча химиявий хоссаларини ўзида сақлаб қолган энг кичик заррадир. Масалан, сув молекуласи иккита водород атомидан ва битта кислород

II қисм. МОЛЕКУЛЯР ФИЗИКА ВА ТЕРМОДИНАМИКА АСОСЛАРИ

VII. 606. ИДЕАЛ ГАЗНИНГ МОЛЕКУЛЯР-КИНЕТИК НАЗАРИЯСИ

32- §. Модда тузилиши ва уни ўрганиш усуллари

Табиятдаги жисмлар бир-бирларидан фақат ўлчамлари ва массалари билангина эмас, балки бошқа бир қатор хоссалари жиҳатидан ҳам фарқ қилади. Жисмларнинг бу хоссалари уларнинг қандай тузилганлигига боғлиқ бўлади. Шунинг учун модданинг тузилиши ҳақидаги масала физиканинг асосий мавзуларидан бирини ташкил этади.

Модданинг майда зарралардан ташкил топганлиги ҳақидаги маълумот бизнинг эрамыздан олдинги эрада яшаган қадимги грек олими Демокрит томонидан кўрсатиб ўтилган. Барча моддалар майда зарралар — молекулалардан ташкил топганлиги ҳақидаги тасаввур XVII асрда рус олими М. В. Ломоносов томонидан ривожлантирилган бўлса, XIX асрнинг ўрталарига келиб немис олими Р. Клаузиус, австрия физиги Л. Больцман, инглиз олимлари Ж. Максвелл ва Д. Дальтонлар томонидан мустаҳкамланди. Уларнинг таъкидлашича, ҳар қандай модданинг зарралари орасида ўзаро тортишиш потенциал энергияси ва иссиқлик ҳаракатининг кинетик энергияси мавжуддир. Агар зарралар орасидаги ўзаро тортишиш потенциал энергияларининг йиғиндисидан катта бўлса, у ҳолда модда қаттиқ агрегат ҳолатида бўлади, акс ҳолда газ ҳолатида бўлади. Бу энергиялар бир-бирига яқин бўлган ҳолда модда суюқ агрегат ҳолатида бўлади. Шунинг учун ҳам қаттиқ ҳолатдаги моддани эритиш ёки суюқликни газга айлантириш учун ташқаридан қўшимча энергия бериш керак, яъни зарраларнинг кинетик энергиясини сунъий йўл билан орттириш керак.

Қаттиқ жисм молекулалари орасидаги тутиниш кучлари етарлича катта бўлганлиги учун у муайян ҳажмга ва муайян шаклга эга. Қаттиқ жисмнинг чўзилишига

шунинг молекулалари орасидаги тортиниш кучлари, сиқилишига эса итаришиш кучлари тўсқинлик қилади. Қаттиқ жисмни ташкил этган зарралар бир-биридан маълум масофада жойлашган бўлиб, мувозанат ҳолати атрофида тебранма ҳаракатда бўлади. Температура ортиши билан зарраларнинг тебраниши ортиб боради. Маълум температурада зарраларнинг тебраниш энергияси уларнинг боғланиши энергиясидан катта бўлиб қолади, яъни қаттиқ жисм эриб суюқликка айланади.

Суюқликларда молекулалар орасидаги ўзаро тортиниш кучлари қаттиқ жисмлардагига қараганда кичикроқ қийматга эга. Шунинг учун суюқлик муайян шаклга эга эмас; суюқликни қандай шаклдаги идишга солинса, шу идиш шаклини олади. Бундан ташқари суюқликлар оқувчанлик ва ёпишқоқлик хусусиятлари билан ҳам характерланади. Суюқлик молекулалари ҳар қандай шароитда узлуксиз равишда суюқ ҳолатдан газ ҳолатга ўтиб туради.

Газ молекулалари бир-бири билан жуда заиф боғланган ва шунинг учун у ўзининг шаклига ҳам, ҳажмига ҳам эга эмас; ҳажм ҳар қанча катта бўлса ҳам солинган газ бутун ҳажмни эгаллайди. Бунга сабаб газ молекулаларининг ҳар доим тартибсиз хаотик ҳаракатда бўлишидир. Масалан, ҳаво молекулаларининг хона температурасидаги иссиқлик тезлиги 500 м/с га, бир секундда битта молекуланинг бошқа молекулалар билан тўқнашинишлари сони 5 миллиардга, ўтадиган йўл катталиги бор-йўғи 10^{-7} м га тенглиги аниқланган. Бундан ташқари модданинг бирлик ҳажмидаги молекулалар сони ҳаддан ташқари кўпдир. Масалан, нормал шароитда бир куб сантиметрдаги ҳавода $3 \cdot 10^{19}$ дона молекула бор. Бу шунча катта миқдорки, агар бу молекулаларни ёнма-ён жойлаштирсак, Ер шари экваторидан 375 марта узунроқ ип ҳосил бўлган бўлар эди. Берилган ҳажмда ҳаво молекулаларининг зич жойлашмаганлиги назарда тутилса, уларнинг ниҳоятда кичик эканлигини тасаввур қилиш қийин эмас. Таққослаш учун шунини айтиш мумкинки, олма Ер шаридан қанча кичик бўлса, молекула ҳам олмадан шунча кичикдир. Дарҳақиқат, тажриба иштирокларининг кўрсатишича молекуланинг радиуси тақрибан 10^{-8} см га тенгдир.

Молекула — модданинг барча химиявий хоссаларини ўзида сақлаб қолган энг кичик заррадир. Масалан, сув молекуласи иккита водород атомидан ва битта кислород

атомидан иборат. Агар сув молекуласи парчаланса, водород ва кислород газлари ҳосил бўлади. Бу ҳосил бўлган зарралар водород ёки кислород атомлари деб юритилади.

1869 йили Д. И. Менделеев томонидан тузилган элементлар даврий системасида ҳозирги кунда 107 та элемент маълум, яъни табиатда шунча хил атом мавжуд. Бу атомлардан 88 таси табиий ҳолда учраса, 19 таси сунъий йўллар билан ҳосил қилинган. Элементлар даврий системасини ташкил этган атомларнинг радиуслари деярли бир хил бўлиб, атомнинг табиати ва уни ўлчаш усулига қараб $1 \cdot 10^{-10}$ м дан $3 \cdot 10^{-10}$ м гача ўзгаради. Энг енгил элемент — водород атомининг массаси $1,6 \times 10^{-24}$ г га тенг бўлса, энг оғир элементлардан бири — уран (238) атомининг массаси $4 \cdot 10^{-22}$ г га тенгдир. Шундай қилиб, ҳар қандай модда жуда майда зарра — атом ва молекулалардан ташкил топган, бу зарралар доимо тартибсиз иссиқлик ҳаракатида ва улар орасида тортиниш ҳамда итаришиш кучлари мавжуд.

Моддаларда юз берувчи ҳодисаларни ўрганишнинг иккита — *статистик ва термодинамик* усули мавжуд. Статистик усул ҳар қандай модда яхлит бўлмасдан, балки узлуксиз ва бетартиб ҳаракат қилиб турувчи майда зарралардан иборатдир, деган таълимотга асосланган молекуляр-кинетик назарияга таянади. Бу усул молекуляр физика бўлимининг асосини ташкил қилади. Термодинамик усулда ўзаро мувозанатда бўлган системаларнинг хусусияти, бир мувозанат ҳолатидан иккинчи мувозанат ҳолатига ўтиш жараёни ўрганилади. Бу усулда моддани ўрганиш учун алоҳида зарралар ҳақида маълумотга эга бўлиш шарт эмас. Термодинамик усулнинг асосий мазмуни материя ҳаракатининг иссиқлик кўриниши қонуниятларини ва у билан боғлиқ бўлган физик ҳодисаларни ўрганишдан иборат. Ҳар бир усул ўрганилаётган ҳодисаларга турлича ёндашса-да, бири-бирини ўзаро тўлдиради.

33- §. Температура ва уни ўлчаш усуллари

Температура тўғрисидаги дастлабки тасаввурлар иссиқни ва совуқни сезиш ҳиссидан келиб чиққан. Температура жисмининг исиганлик даражасини белгилайди. Температура механика бўлимида киритилган узунлик, масса, вақт каби тушунчалардан кейин киритилган тур-

тинчи асосий катталиқдир. Моддаларда юз берувчи турли физикавий ва химиявий ҳодисалар температурага боғланган. Бу боғланишлардан ҳар бири температурани ўлчовчи қурилма — термопараларни ясашда асос қилиб олинishi мумкин.

Ҳар қандай макроскопик жисм ёки шундай жисмлар гуруҳи *термодинамик система* деб аталади. Температуранинг ўлчаш учун энг аввало бирорта термодинамик система танлаб олинади. Сўнгра унинг хоссаларидан бирор-тасини температурага қараб ўзгаришидан фойдаланилади. Масалан, танланган термодинамик системанинг ҳажми, босими, электр қаршилиги, нурланиши кабиларни температурага боғланишини асос қилиб олиш мумкин. Температура ортиши билан кўпчилик суюқликларнинг ҳажми чизиқли равишда кенгайиб боради. Ҳозирги кунда амалда ишлатилувчи симобли ёки рангли спиртли термометрларнинг ишлаши шу қонуниятга асосланган.

Температуранинг ўлчаш учун термометрларни даража-лаш керак. Бунинг учун термометрнинг пастки учи эриётган музга солинади ва бу ҳолдаги симоб сатҳини 0 деб олинади. Сўнгра термометрнинг пастки учи нормал атмосфера босими остида қайнаётган сув буғига туширилади. Симоб сатҳи кўтарилиб, бирор ўзгармас ҳолатга эришгунча кутилади ва бу сатҳни 100 деб белгиланади. Сувнинг қайнаш ва музнинг эриш температуралари орасидаги масофа тенг 100 та бўлакка бўлиб чиқилади ва ҳар бир бўлакни бир даража деб қабул қилинади.

Баён этилган температура шкаласи XVIII асрнинг бошларида Швеция астрономи Андерс Цельсий томонидан киритилган. Бу шкала даставвал «юз даражали» шкала дейилган бўлса, кейинчалик расман Цельсий шкаласи деб ном олди. Цельсий шкаласида температура °C деб белгиланади. Симобли термометрлар биринчи маротаба немис физиги Фаренгейт томонидан яратилган бўлиб, унда музнинг эриш температураси 32 даража, сувнинг қайнаш температураси эса 212 даража деб олинган ва улар орасидаги шкала 180 та бўлакка бўлинган. Фойдаланишга ноқулай бўлишига қарамасдан Фаренгейт шкаласи ҳозирги кунда ҳам Америка Қўшма Штатларида қўлланилади.

Температуранинг ўлчашда қуйидагиларга амал қилиш керак:

1. Температуранинг ўлчашда юқори температурали жисм паст температурали жисмга энергия узатади. Шу-

нинг учун температурани ўлчашда иссиқлик мувозанатига эришиш зарур, яъни термометр температураси ўлчаниши керак бўлган муҳитга киритилгач, температуралар мувозанатлашгунча кутиш керак. Масалан, медицинада ишлатувчи симобли термометрлар ёрдамида тана температурасини ўлчашда тана ва термометр ўртасида иссиқлик мувозанати қарор топгунча 8—10 минут вақт ўтади.

2. Термометрнинг ўлчами температураси ўлчаниши керак бўлган система ўлчамидан анча кичик бўлиши керак. Бу шарт бажарилмаса, термометрнинг киритилиши температурани ўзгартириб юбориши мумкин.

3. Эриётган музнинг температураси 0°C га мос келувчи белгини шкалада аниқлашда муз бўлаклари яхшилаб майдалаб сувга солиниши керак. Агар муз бўлаклари йирик бўлса, унинг сиртида температура 0°C , ҳажмида -10°C , муз парчасидан бир оз масофада $+5^{\circ}\text{C}$ да бўлиши мумкин. Муз 0°C да эриса-да, сув 0°C да музла-маслиги мумкин. Шу боисдан 0°C нуқта сифатида сувнинг музлаш температураси олинмайди.

4. Сувнинг қайнаш температураси атмосфера босими-га боғлиқ бўлиб, денгиз сатҳидаги нормал босимдагина 100°C га тенгдир. Баланглик ортиши билан босимнинг камайиши туфайли қайнаш температурасининг пасайиб бориши ҳисобга олиниш керак. Масалан, Помир тоғи чўққиларида сув 75°C температурада қайнайди.

Ҳар хил суюқликлар ҳажмининг температурага боғланиши турлича бўлганлигидан бир хил шароитда бир суюқликка даражаланган шкала бошқа суюқликка тўғри келмаслиги мумкин (0 ва 100°C нуқталар бундан мустасно). Бу муаммони бартараф этиш учун термодинамик система сифатида сийраклаштирилган газ олинади. Тажрибаларнинг кўрсатишича берилган T температурада сийрак газ босими p билан ҳажми V кўпайтмасининг молекулалар сони — N га нисбати ҳамма газлар учун бирдай қийматга эга бўлади:

$$\frac{pV}{N} = B. \quad (33.1)$$

Бу формуладаги B фақат температурага боғлиқ бўлиб, жоуль ёки эргларда ўлчанади. Энергетик бирликларда ўлчанувчи B дан даражаларда ўлчанадиган T га қуйидагича ўтиш мумкин:

$$B = kT, \quad (33.2)$$

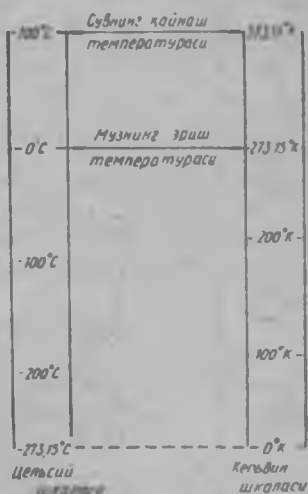
бунда $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Ж}}{\text{К}}$ — Больцман коэффициенти бўлиб, молекуляр-кинетик назариянинг энг муҳим донмийларидан биридир.

Газ термометри ёрдамида аниқланадиган шкала *температуранинг термодинамик шкаласи* деб аталади. Амалда бу шкала кам ишлатилади. Бу шкаладан, асосан, термометрларни даражалашда фойдаланилади. Баён қилинган шкала инглиз олими Кельвин томонидан киритилган бўлиб, одатда *абсолют температура шкаласи* ёки *Кельвин шкаласи* дейилади. Бу шкалада температура бирлиги кельвин (К) деб юритилади. Абсолют температура манфий бўла олмайди, унинг энг кичик қиймати $T=0$ қийматидир. Температуранинг бу чегаравий қиймати унинг *абсолют нули* деб аталади. Кельвин шкаласининг ҳар бир бирлиги Цельсий шкаласининг даражасига мос келади. Фарқи шундан иборатки, абсолют T температуранинг ҳар қандай қиймати Цельсий шкаласидаги мос t температурадан 273,15 даража юқори бўлади, яъни

$$T = t + 273,15 \quad (33.3)$$

Масалан, нормал босим остида сувнинг қайнаш температураси Цельсий шкаласи бўйича 100°C бўлса, Кельвин шкаласи бўйича $373,15 \text{ К}$ бўлади, яъни $100^\circ\text{C} = 373,15 \text{ К}$ (122- расм).

Суюқлик ҳажмининг температурага боғланишига асосланган термометрлар суюқликнинг қотиш ва қайнаш температуралари орасидагина ишлаши мумкин. Масалан, симобли термометрлар -38°C дан 260°C гача бўлган температура интервалида ишлайди. Температуранинг кенгроқ интервалда аниқ ўлчаш учун моддаларнинг бошқа хусусиятларининг температурага боғланишдан фойдаланиш мумкин. Металлларнинг қаршилиги температура кўтарилиши билан ортиб боради. Шунинг учун соф металл ёки унинг қотишма-



122- расм.

ларидан ясалган ўтказгич қаршилигининг температурага боғланишидан фойдаланилади. Бундай термометрлар қаршилик термометрлари дейилади. Энг кўп ишлатиладиган қаршилик термометрлари соф платинадан тайёрланиб, улар ёрдамида 10°C дан 1100°C гача бўлган температураларни ўлчаш мумкин. Ярим ўтказгичларнинг қаршилиги, аксинча, температура ортиши билан камайиб боради. Ярим ўтказгичларнинг бу хусусиятидан фойдаланиб ясалган термометрлар *термисторлар* ёки *термоқаршилиқлар* дейилади. Ярим ўтказгичлар асосида ишловчи термометрлар юқори сезгирлиги ва қўлланишининг қулайлиги билан ажралиб туради. Қаттиқ жисм қаршилигининг температурага боғланишига асосланган ҳар иккала хил термометрлар ёрдамида —260°C дан 900°C гача бўлган температураларни аниқ ўлчаш мумкин.

Температурани янада аниқроқ сезиш учун турли металлларнинг кавшарланишидан ҳосил бўлган термопаралардан фойдаланилади. Бунинг учун табиати жиҳатидан турлича бўлган иккита ингичка металл сим олиниб тозаланган учлари бир-бирларига кавшарланади, қолган иккита учлари кучланишни ўлчовли вольтметрга уланади. Табиати турлича бўлган ўтказгичларнинг ўзаро контакти ҳисобига юзага келувчи потенциаллар фарқи пайвандланган учлар билан вольтметрга уланган учлар

7- ж а д в а л. Табиатдаги температуралар қийматлари

T° K	
10 ¹⁰	—
10 ⁹	— Энг иссиқ юлдузлар марказида
10 ⁸	— Водород бомбасининг портлаш марказида
10 ⁷	— Қуёш ичида
10 ⁶	— Қуёш гардишида
10 ⁵	—
10 ⁴	— Қуёш сиртида
10 ³	— Сувнинг қайнаши, 373, 15°K Музнинг эриши, 273, 15°K
10 ²	— Азотнинг суюлиши, 77°K Водороднинг суюлиши 20°K
10	—
1	— Гелийнинг суюлиши, 4,2°K
10 ⁻⁶	— Эришилган энг паст температура

орасидаги температуралар фарқига боғлиқ бўлади. Шу боғланишдан температурани аниқлаш мумкин.

Термопара тайёрлашда турли хил металллар жуфтини танлаш мумкин. Масалан, мис — константан —200—350°C, темир — константан —0—750°C, хромель — алюмин —200—1100°C, хромель — константан —253°C—1000°C, вольфрам — рений 1800°C гача. Жуда юқори температурали ва электромагнит нур сочувчи жисмларнинг температурасини ўлчашда оптик пирометрлардан фойдаланилади.

Табиатда мавжуд бўлган энг юқори температура қийматлари кoinотдаги иссиқ юлдузлар марказида бўлиб, 10¹⁰ K гача етади (7- жадвал). Ҳозирги кунда эришилган энг паст температура 10⁻⁶ K га тенгдир.

34 §. Газнинг босими. Вакуум ҳақида тушунча

Ҳаво босимини қуйидаги тарихий тажрибадан тасаввур этиш мумкин. Диаметрлари тахминан 42 см бўлган иккита ярим шарни бир-бирига тери қатлами орқали туташтириб, ҳосил бўлган шар ичидаги ҳаво сўриб олинганда, уларни бир-биридан ажратиш учун ҳар иккала томонга тўрттадан саккизта от-улов керак бўлган. Ярим шарларни бир-биридан ажратишга қаршилик қилувчи куч атмосферанинг босим кучи бўлиб, ҳисоблашларнинг кўрсатишича $1,4 \cdot 10^4$ Н га яқин бўлади.

Газ ўзи жойлашган идишнинг ички деворларига маълум куч билан таъсир қилади. Бунга сабаб бирор идиш ичида жойлашган газнинг ҳар бир молекуласи унинг деворларига маълум импульс беради. Газ молекулаларининг идиш деворларига берадиган босими уларнинг сонига ва кинетик энергиясига пропорционал бўлади. Газлар кинетик назариясининг натижасига кўра, газнинг босими ҳажм бирлигидаги газ молекулалари ўртача кинетик энергиясининг учдан икки қисмига тенг, яъни

$$p = \frac{2}{3} n \cdot \frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{2}{3} n \bar{E}_{кин}, \quad (34.1)$$

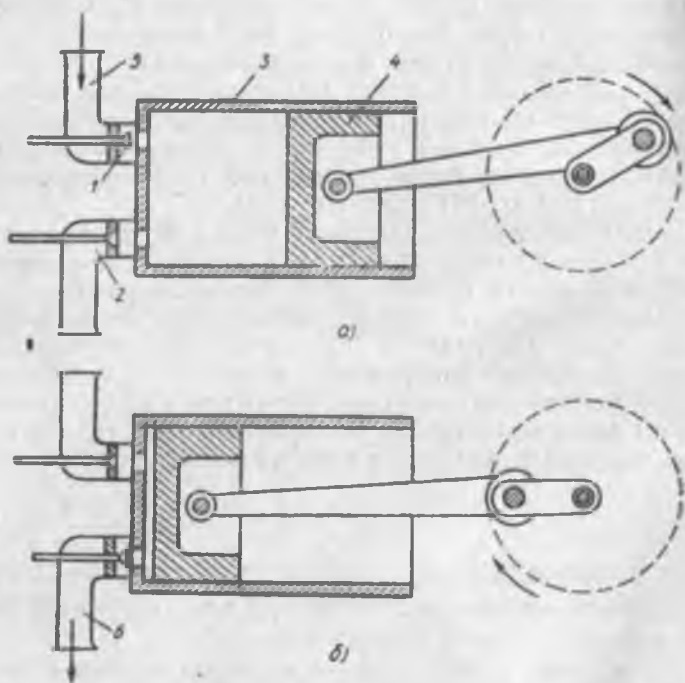
бунда n — ҳажм бирлигидаги молекулалар сони, $\bar{v}^2$ — молекула тезлиги квадратининг ўртача қиймати, $\bar{E}_{кин}$ — газ молекулаларининг ўртача кинетик энергияси.

Температура ортиши билан молекулаларнинг тезлиги, бинобарин, уларнинг кинетик энергияси ортади. Шу-

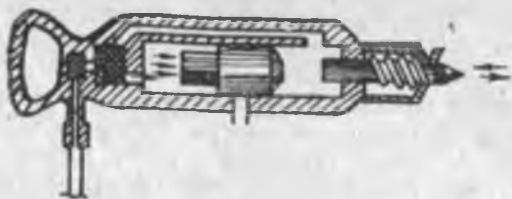
нинг учун газ босими унинг температураси ортиши билан ортиб боради. Масалан, порохнинг ёнишида газ молекулаларининг тезлиги 2 км/с гача етади. Молекулаларнинг шу тезлиги ҳисобига отилиб чиққан снаряднинг тезлиги тахминан икки марта кичик бўлади.

Газнинг босими орттирилса, унинг ҳажми камаяди. Сиқилган газлар техникада кенг қўлланилади. Масалан, водород ацетилин ва кислород газ билан кавшарлаш ишларида, аммиак эса совиткичларда ишлатилади. Газларни бир жойдан иккинчи жойга олиб боришда улар 100—200 атмосферагача сиқилади ва қалин деворли пўлат баллонларга жойланади. Газ солинган баллонларни фарқлаш учун ацетилинли баллонлар оқ рангга, кислородли кўк рангга, водород солинган баллонлар эса қизил рангга бўялади.

Газлар компрессорлар ёрдамида сиқилади (123-расм). Компрессор (1) кириш ва (2) чиқиш клапанларига эга бўлган (3) цилиндр ва (4) поршендан иборат



123- расм.

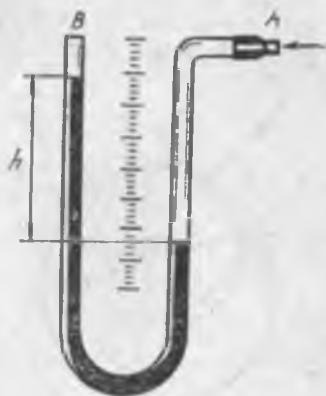


124- расм.

булади. Поршень клапанлардан узоқлашганда цилиндрга (5) йўл орқали ҳаво киради (123-а расм). Поршень клапанларга яқинлашишга бошлаганда кириш клапани ёпилади ва газ сиқилади. Цилиндрдаги газ етарлича сиқилганда чиқиш клапани очилади ва сиқилган газ (6) йўл орқали баллонга қамалади (123-б расм). Кўп тактли компрессорларда бир цилиндрда сиқилган газ иккинчи цилиндрга ўтказилади ва ҳоказо. Уч ёки тўрт тактли компрессорлар ёрдамида газларни минг атмосфера босимгача сиқиш мумкин.

Сиқилган газларнинг ҳаётда аҳамияти катта. Автомобиль, трактор, танк ва самолётлар двигатели цилиндрида сиқилган газнинг нефть маҳсулотлари ёрдамида ёниши ҳисобига ҳаракатга келади. Сиқилган ҳаводан сув ости ишларини бажарувчи қурилмаларда, жуда қаттиқ қатламларни кўтирувчи болғаларда (124-расм), катта ташкилотларда бир жойдан иккинчи жойга қоғозларни ташувчи ҳаво почтасида, троллейбус ва метро эшикларини ёпиб-очишда, поезд, трамвай, троллейбус, автобус, метроларнинг тормозларини ишлатишда фойдаланилади. Домна печлари, айрим кўтариш кранлари, қаттиқ жисмлар юзаларни силлиқловчи машина ва механизмлар ҳам юқори босимли газ ҳисобига ишлайди.

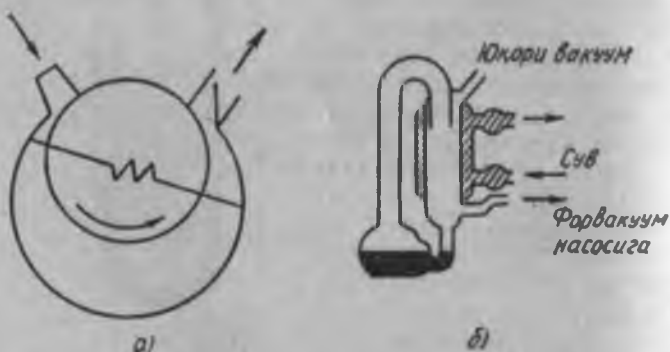
Босим монометрлар, барометрлар, вакуумметрлар ва босим датчиклари ёрдамида



125- расм.

ўлчанади. Ҳозирги вақтда бу қурилмалар ёрдамида 10^{-11} мм сим. уст. баландлигигача босимларни ўлчаши мумкин. Босимни ўлчовчи қурилма ёрдамида тўғридан-тўғри босим ўлчанади ёки босим билан боғлиқ бўлган модданинг бирорта параметри ўлчанади. Энг содда монометр U симон шаклида эгилган най бўлиб (125-расм), унинг ичига бирор суюқлик (масалан, симоб) қуйилади. Монометрнинг A учи босими ўлчаниши керак бўлган идишга уланиб, иккинчи B учи очиқ бўлади. Ўлчаниши керак бўлган босим хонадаги босимдан катта бўлса, монометрнинг ўнг томонидаги суюқлик пасайиб, чап томонидаги кўтарила бошлайди ва босимлар тенглашгунча давом этади. Монометр тирсакларидаги суюқлик устунларининг фарқи h орқали босимни ҳисоблаш мумкин. Жуда паст босимлар термоэлектрик ёки ионизацион монометрлар ёрдамида ўлчанади.

Газ молекуласининг ўртача эркин югуриш йўл узунлиги у жойлашган идишнинг ўлчамларига яқин бўлса, бундай сийраклашган газ *вакуум* дейилади. Агар газ молекуласининг эркин югуриш йўл узунлиги идиш ўлчамларидан кичик бўлса, у ҳолда бундай *вакуум паст вакуум* дейилади. Паст вакуумларни ҳосил қилиш учун *форвакуум насослари* қўлланилса (126-а расм), юқори вакуумни диффузион насослар ёрдамида олинади. Диффузион насоси (126-б расм) ишлаши учун форвакуум насоси ёрдамида газнинг дастлабки сийраклаштирилиши (10^{-3} мм сим. уст.) амалга оширилади. Шунинг учун форвакуум ва диффузион насослари кетма-кет уланади.



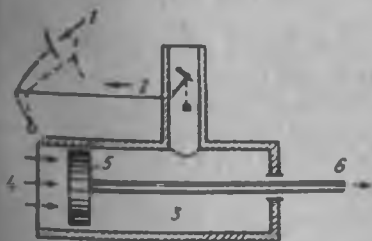
126- расм.

Бу насослар ёрдамида босими 10^{-7} мм сим. уст. гача бўлган вакуум олиш мумкин.

Вакуум даражасини янада орттириш учун суюқ азот ёки бошқа махсус моддалар қўлланилади. Ҳозирги вақтда эришилган энг яхши вакуумда газ босими 10^{-10} — 10^{-11} мм сим. уст. ни ташкил этади. Бундай юқори вакуумда газ молекулалари тўғри чизик бўйлаб ҳаракат қилиб, идиш деворларига урилса-да, бир-бири билан кам тўқнашади. Юқори вакуумда 1 см^3 ҳажмда миллионлаб молекула қолган бўлса ҳам газ молекулаларнинг ўртача югуриш йўл узунлиги юзлаб километрга тенг бўлади. Газ молекулалари бир-бири билан тўқнашмаганлиги учун ички ишқаланиш ва иссиқлик ўтказувчанлик ҳодисалари ҳам жуда камайиб кетади. Моддалар температурасини сақлаб қолиш учун улар қўшалок деворлари орасида вакуум ҳосил қилинган идишларда — дьюарларда сақланади.

Пневматик қурилмаларда ҳам паст босимли газлардан фойдаланилади. Масалан, замонавий автомобилларда қўлланиладиган тормознинг вакуум кучайтиргичи тормозловчи кучнинг сўрувчи найдаги ҳавонинг сийракланиши натижасида кучайишга асосланади (127- расм). (1) педалга босиш билан (2) клапан очилади ва (3) тормозловчи цилиндрда газнинг сийракланиши юз бериб, вакуум ҳосил бўлади. (4) атмосфера босими (5) цилиндр поршенини унга суради ва ричаглар системаси бу кучни (6) тормозларга узатади.

Ҳаво ва сув насосларининг ишлаш принципи атмосфера босимидан фойдаланишга асосланган. Сўрувчи насос цилиндридаги поршень юқорига кўтарилганда



127- расм.



128- расм.

ҳаво ва сув босими таъсирида (1) клапан ёпилади (128-расм). Атмосфера босимининг суюқликнинг очиқ юзига босиши туфайли сув пастдан юқорига кўтарилади ва (2) клапан очилади. Поршень пастга сурилганда эса (2) клапан ёпилади, (1) клапан эса очилади ва натижада поршень устига сув ўтади. Поршеннинг бир неча марта шундай такрорий ҳаракатлари натижасида цилиндр ёнидаги жўмракдан сув оқиб тушади.

35-§. Идеал газ ва унинг дастлабки қонуниятлари. Газ ҳолат тенгламаси

Табиатда мавжуд бўлган модданинг уч агрегат ҳолатидан энг соддаси газсимон ҳолатидир. Газ молекулалари орасидаги таъсир кучлари заиф бўлганлигидан улар ўзининг шаклига ҳам, ҳажмига ҳам эга эмас. Нормал шароитда 1 см^3 ҳавода $2,7 \cdot 10^{19}$ дона молекула мавжуд. Берилган ҳажмдаги газнинг ҳолатини ўрганиш учун газ молекулалари орасидаги ўзаро таъсир кучларини ҳисобга олувчи шунча миқдор тенглама тузиш ва уни ечиш керак. Агар секундига бир миллион операция бажарувчи қурилма бўлганда ҳам бу масалани ечиш учун 6 миллион йил керак бўлади. Демак, бу йўл билан масалани амалда ечиш мумкин эмас экан. Бу муаммони ҳал қилиш учун идеал газ модели қабул қилинади. Идеал газ деганда қуйидаги шартларни қаноатлантирувчи газ тушунилади:

1. Газ молекулалари ўзаро таъсирлашмасин ёки жуда заиф таъсирлашсин.

2. Газ молекулаларининг хусусий ҳажми газ жойлашган идиш ҳажмидан жуда кичик бўлсин.

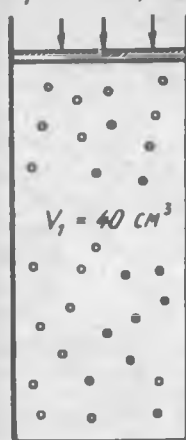
3. Газ молекулаларининг ўзаро (шунингдек, идиш деворлари билан) тўқнашиши эластик шарларнинг тўқнашиши каби бўлсин.

Идеал газнинг молекулалари ўзаро таъсирлашмайдиган моддий нуқталар тўплами деб қараш керак. Бундай ҳолатда ҳар бир молекула ўзини идишда бошқа молекулалар йўқдек тутати. Юқоридаги шартларни қаноатлантирувчи газни амалда ҳосил қилиш учун бирор ҳажмдаги газни жуда сийраклаштириш керак.

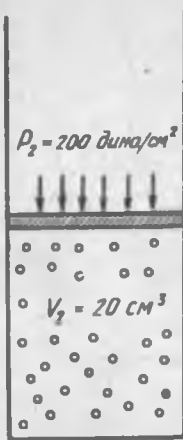
Идеал газ учун тажрибадан маълум бўлган қуйидаги қонунларни кўриб чиқайлик:

1. Бойль—Мариотт қонуни. 1662 йил инглиз олими Р. Бойль цилиндр ичида жойлашган газнинг ҳажми тем-

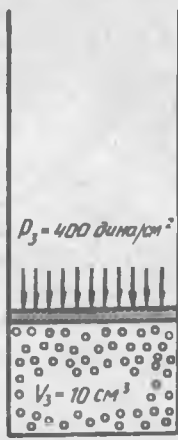
$$P_1 = 100 \text{ дина/см}^2$$



$$P_2 = 200 \text{ дина/см}^2$$



$$P_3 = 400 \text{ дина/см}^2$$



129- расм.

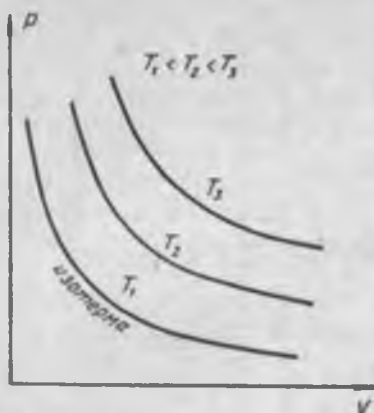
пература ўзгармас бўлганда поршеннинг берадиган босимига тескари пропорционал эканлигини аниқлади (129- расм). 1676 йили француз Э. Мариотт бу қонуннинг туғрилигини тажрибада исбот этди. Улар ўзгармас температурада берилган идеал газ ҳажмининг ўзгариши (сиқилиши ё кенгайиши) билан унинг босими қандай ўзгаришини текширдилар. Кузатишлар асосида қуйдаги қонун яратилди: берилган газ учун ўзгармас температурада ($T = \text{const}$) газ босими p нинг ҳажми V га кўпайтмаси ўзгармас катталиқдир, яъни

$$pV = \text{const.} \quad (35.1)$$

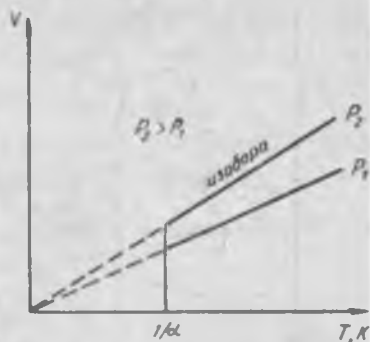
Ўзгармас температурада юз берувчи жараёнларга *изотермик жараёнлар* дейилади. 130- расмда келтирилган гипербодалар *изотермалар* дейилади. Расмдан кўринадикки, газнинг температураси ортиши билан ($T_1 < T_2 < T_3$) изотермалар юқорига томон силжиб боради.

2. Гей-Люссак қонуни. 1802 йили француз физиги Гей-Люссак газ босими ўзгармас (изобарик) жараёнларда газ ҳажмининг температурага қуйдагича нисбатини аниқлади:

$$\frac{V}{T} = \text{const.} \quad (35.2)$$



130- расм.



131- расм.

Демак, маълум бир массали газнинг босими ўзгармаса, газ ҳажмининг температурага нисбати ўзгармайди. Гей-Люссакнинг бу қонунига кўра газ босими ўзгармас бўлса, газ ҳажмининг температурага боғланиши чизиқли кўринишга эга бўлади, яъни

$$V = V_0(1 + \alpha T), \quad (35.3)$$

бунда $\alpha = \frac{1}{273,15 \text{ K}^{-1}}$ — ҳажмининг термик коэффициентни дейилади. α — ўзгармас босимда газ температураси бир градусга ўзгарганда газ ҳажмининг нисбий ўзгаришини кўрсатади. (35.3) ифода изобара тенгламаси бўлиб, унинг графиги 131- расмда p_1 ва p_2 лар босим учун кўрсатилган. Расмдан кўринадики, идеал газнинг ҳамма изобаралари температуранинг $T=0$ қийматида кесишади.

3. Шарль қонуни. Газнинг ҳажми ўзгармас бўлган шаронтда юз берадиган жараёнлар *изохорик жараёнлар* дейилади. Изохорик жараёнларда газ босимининг температурага нисбати ўзгармасдир (француз олими Шарль қонуни):

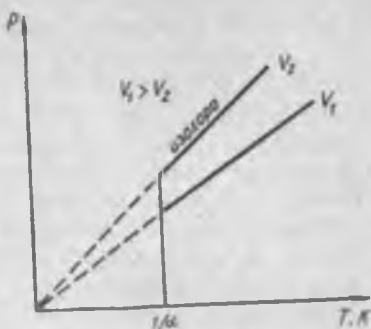
$$\frac{p}{T} = \text{const.} \quad (35.4)$$

Бошқача айтганда, ўзгармас ҳажмда берилган газ босимининг температурага боғланиши чизиқли кўринишга эгадир, яъни

$$p = p_0(1 + \alpha T), \quad (35.5)$$

бунда α — босимнинг термик коэффициентиди дейилади.

Идеал газ босимининг абсолют температурага боғланиши V_1 ва V_2 ҳажмлар учун 132-расмда келтирилган бўлиб, барча изохоралар $T=0$ нуқтада кесишади.



132- расм.

4. Авогадро қонуни.

Молекулаларнинг массаси жуда кичик бўлганлиги учун массаларнинг ҳақиқий қийматларидан эмас, балки нисбий қийматларидан фойдаланиш қулай. 1961 йилда қабул қилинган халқаро келишувга мувофиқ ҳамма атом ва молекула-

ларнинг массалари углерод атоми массасининг $\frac{1}{12}$ қисми билан таққосланади. Модданинг m , нисбий атом массаси деб, шу атом массаси m нинг углерод атоми массаси m_c нинг $\frac{1}{12}$ қисмига нисбатига айтилади:

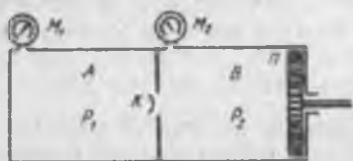
$$m_r = \frac{m}{\frac{1}{12} m_c}. \quad (35.6)$$

Ҳар қандай модда атом массаларини қўшиб, унинг молекуляр массасини ҳисоблаб чиқариш мумкин. Масалан, сув (H_2O) нинг молекуляр массаси тахминан 18 га тенг, чунки водороднинг нисбий атом массаси 1 га жуда яқин, кислородники эса 16 га тенг: $2 \cdot 1 + 16 = 18$.

Халқаро бирликлар системасида модда миқдори моль ҳисобида ифодаланади. Бир моль — модданинг шундай миқдорики, ундаги молекула ёки атомлар сони массаси 0,012 кг бўлган углероддаги атомлар сонига тенг. Ихтиёрий газнинг бир моли бирдай босим ва бирдай температурада бир хил ҳажм эгаллаши табиийдир. Хусусан, нормал шароитда ($p = 1,013 \cdot 10^5$ Па, $T = 273,15$ К) ҳар қандай 1 моль газ $V_0 = 22,41 \cdot 10^{-3} \frac{m^3}{\text{моль}}$ ҳажмни эгаллайди. Бошқача айтганда, бирдай босим ва температу-

рада турган ҳар қандай газнинг бирлик ҳажмидаги молекулалар сони бир хил бўлади (Авогадро қонуни). Бу миқдор $N_A = 6,0022 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ га тенг бўлиб, уни Авогадро сони деб юритилади. 1811 йили италия олими Авогадро томонидан ихтиро қилинган бу қонун атом ва молекулаларнинг фарқини тушунтириб берди. Авогадро қонунининг моҳияти шундаки, водород атомларининг бир грамида, углерод атомларининг ўн икки грамида, кислород атомларининг ўн олти грамида ва ҳоказо мавжуд бўлган атомлар сони бир хил бўлиб, Авогадро сонига миқдор жиҳатидан тенгдир. Бир моль модданинг массаси *моляр масса* деб аталади. Бу таърифга асосан, моляр масса молекуланинг массаси билан Авогадро доимийсининг кўпайтмасига тенг:

$$\mu = m \cdot N_A. \quad (35.7)$$



133- расм.

5. **Дальтон қонуни.** Ҳаро реакцияга киришмайдиган газлар иккита бир хил ҳажмдаги А ва В цилиндрларга киритилган бўлиб, уларнинг босимлари p_1 ва p_2 бўлсин (133- расм). Ҳар иккала босимни ўрнатилган M_1 ва M_2 монометрлардан

кузатиш мумкин. Поршень П ёрдамида иккинчи камерадаги газни К клапан орқали температурани ўзгармас сақлаган ҳолда биринчи камерага тўла ўтказайлик. Тажриба шуни кўрсатадики, биринчи камерадаги умумий босим айрим парциал босимларнинг йиғиндисига тенг бўлади, яъни

$$p = p_1 + p_2. \quad (35.8)$$

Бу қонун 1801 йили инглиз химиги ва физиги Ж. Дальтон томонидан очилган бўлиб, унинг номи билан юритилади. Бирор газ компонентасининг парциал босими деганда, шу газнинг ёлғиз ўзи аралашма ҳажмининг эгаллаганда кўрсатиши мумкин бўлган босим тушунилади. Босимнинг жуда катта қийматларида Дальтон қонунидан четлашишлар кузатилиши мумкин.

Шундай қилиб, газларнинг молекуляр-кинетик назарияси яратилгунга қадар тажрибадан аниқланган қонунларни кўриб чиқдик. Юқорида кўриб ўтилган газ қо-

нунлари фақат идеал газлар учунгина ўринли бўлиб, газ ҳолатини тула характерловчи тенгламани келтириб чиқаришга асос бўла олади.

Маълум массали идеал газнинг ҳолати учта параметр: босим p , ҳажм V ва температура T билан аниқланади. Бу катталиклар ҳолат параметрлари дейилади. Улар бир-бири билан боғлиқ, бўлиб, ҳар бири қолган иккитасининг функциясидир. Бу параметрларни боғловчи қуйидаги умумий кўринишдаги тенглама ҳолат тенгламаси дейилади:

$$f(p, V, T) = 0. \quad (35.9)$$

Фараз қилайлик, идеал газ 1 ҳолатда p_1, V_1, T_1 параметрлар билан, 2 ҳолатда эса p_2, V_2, T_2 параметрлар билан характерлансин. Бойль—Мариотт ва Гей-Люссак қонунарига кўра

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2} \quad (35.10)$$

ёки

$$\frac{pV}{T} = \text{const}. \quad (35.11)$$

(35.11) ифода Клапейрон тенгламаси бўлиб, бу ифодада кирувчи доимий сон ҳар хил газлар учун турлича қийматга эга. Агар Авогадро қонунини ҳисобга олиб (35.11) ифодани 1 моль газ учун ёзсак, у ҳолда ифодада кирувчи доимий барча газлар учун бирдай қийматга эга бўлади ва қуйидаги кўринишдаги ҳолат тенгламаси ҳосил бўлади:

$$pV_m = RT, \quad (35.12)$$

бунда V_m — бир моль газнинг ҳажми, $R = 8,31 \frac{\text{Ж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$ — универсал газ доимийси.

Агар (35.12) ифодани ихтиёрый m массали газ учун ёзсак,

$$pV = \frac{m}{\mu} RT, \quad (35.13)$$

бунда V — газнинг ҳажми, m — газнинг массаси, μ — моляр масса, яъни бир моль газнинг массаси.

(35.13) ифода ихтиёрый m массали газ учун ҳолат тенгламаси бўлиб, унга Менделеев—Клапейрон тенгламаси дейи-

лади. Больцман доимийси $k = \frac{R}{N_A}$ бўлгани учун (35.13) ни қуйидагича ёзамиз:

$$pV = \frac{m}{\mu} k T N_A, \quad (35.14)$$

бу формулада $\frac{m}{\mu} N_A = N$ — газ молекулаларининг умумий сони бўлгани учун:

$$pV = NkT \quad (35.15)$$

ёки

$$p = nkT \quad (35.16)$$

бунда n — газ молекулаларининг бирлик ҳажмдаги сони бўлиб, унга газ концентрацияси дейилади.

(35.16) ифода ҳам идеал газнинг ҳолат тенгламаси бўлиб, ундан газнинг босими молекулалари сонига ва температурага пропорционал эканлиги кўриниб турибди.

Менделеев — Клапейрон тенгламаси (35.13) дан газнинг зичлигини қуйидагича топиш мумкин:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{\mu p}{RT}. \quad (35.17)$$

Шундай қилиб, идеал газнинг зичлиги босимга тўғри пропорционал бўлиб, температурага тесқари пропорционал эканлиги келиб чиқади.

36-§. Газ молекулаларининг тезликлари ва уларнинг Максвелл тақсимот қонуни



134- расм.

Молекуляр-кинетик назария асосида идеал газнинг ҳолат тенгламасини ҳосил қилишда газ молекулаларининг тартибсиз ҳаракатда эканлиги эътироф этилди. Дарҳақиқат, бирор молекула A нуқтадан ҳаракат бошлаб B нуқтага етиб келгунча бошқа молекулаларга урилиб, маълум синиқ чиқиқ бўйича йўл ўтади (134- расм). Молекула-

ларнинг бундай тартибсиз хаотик ҳаракати биринчи бўлиб инглиз ботаниги Броун томонидан 1827 йили микроскоп ёрдамида кузатилган. Шунинг учун бу ҳаракат *броун ҳаракати* дейилади.

Молекулаларнинг иссиқлик ҳаракат тезлиги AB сичиқ чизик узунлигининг шу йўлни ўтиш учун кетган вақтга нисбатига тенг. Молекулаларнинг кўчиш тезлиги эса A ва B нуқталарни бирлаштирувчи штрихланган тўғри чизик узунлигининг шу йўлни ўтиш учун кетган вақтга нисбатига тенг. Шу сабабли молекулаларнинг иссиқлик тезликлари одатдаги уй температурасида сечундига бир неча юз метрни ташкил этса, кўчиш тезлиги иссиқлик тезлигидан анча кичик бўлади.

Молекула бир тўқнашишдан иккинчи тўқнашишгача эркин ҳаракат қилади деб ҳисобланади ва тўқнашишлар орасида ўтадиган йўл узунлиги молекулаларнинг *эркин югуриш йўл узунлиги* деб аталади. Молекулалар тартибсиз броун ҳаракатида бўлгани учун эркин югуриш йўл узунлиги турлича бўлади. Шунинг учун ўртача эркин югуриш йўл узунлиги тушунчаси киритилади:

$$\bar{\lambda} = \frac{\lambda_1 + \lambda_2 + \dots + \lambda_n}{n}. \quad (36.1)$$

Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, молекуланинг эркин босиб ўтадиган йўл узунлиги берилган ҳажмдаги газ молекулаларининг сонига ва ўлчамларига тескари пропорционалдир, яъни

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2} n d^2}. \quad (36.2)$$

бунда n — газ молекуласининг концентрацияси, d — газ молекуласининг эффектив диаметри бўлиб, у температурага тескари боғланган.

Молекуланинг 1 с мобайнида бошқа молекулалар билан ўртача тўқнашишлар сони

$$\bar{v} = \frac{\bar{v}}{\bar{\lambda}}, \quad (36.3)$$

бунда $\bar{v}$ — молекулаларнинг ўртача тезлиги.

Охириг иккита нфодадан:

$$\bar{v} = \sqrt{2} \pi \cdot d^2 \cdot n \cdot \bar{v}. \quad (36.4)$$

Молекуляр-кинетик назария натижасига кўра броун зарраси илгариланма ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси иссиқлик ҳаракат энергиясига тенг, яъни

$$\frac{m\bar{v}_{\text{кв}}^2}{2} = \frac{3}{2} kT, \quad (36.5)$$

бундан

$$\bar{v}_{\text{кв}} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}, \quad (36.6)$$

бунда $\bar{v}_{\text{кв}}$ — молекулаларнинг ўртача квадратик тезлиги.

Молекуляр-кинетик назарияда ўртача тезлик тушунчасининг киритилиши газда молекулаларнинг тезликларини бирдай эмаслигини кўрсатади. Айрим газ молекулалари жуда катта тезликка эга бўлса, айримлари жуда кичик тезликка эга бўлиши мумкин. Газ молекулалари ўзаро ва идиш деворлари билан тўқнашиб турганликларини учун уларнинг тезликлари вақт бўйича ўзгармас бирор статистик қонуниятга бўйсунishi керак. Молекулаларнинг қанчаси қандай тезлик билан ҳаракат қилади? Мана шу муаммони 1860 йилда инглиз физиги Ж. Максвелл назарий ўрганиб чиққан.

Фараз қилайлик, берилган ҳажмда жойлашган бир хилдаги молекулалар сони N га тенг, улар тартибсиз хаотик ҳаракатда ва барча газлар молекулалари бирдай температурага эга бўлсин. Агар тезлик ўқини ҳар бири dv га тенг бўлган бўлакларга фикран бўлиб чиқсак, у ҳолда ҳар бир бўлакка маълум миқдор молекулалар сони мос келади. Шу молекулалардан dN донаси $v+dv$ тезлик интервалида ҳаркат қилсин. У ҳолда тезликнинг бир бирлик интервалига тўғри келадиган молекулалар сони $\frac{dN}{dv}$ га тенг бўлади. Шундан фойдаланиб Максвелл молекулалар тезликларининг тақсимот функциясини киритди:

$$f(v) = \frac{dN(v)}{N dv}, \quad (36.7)$$

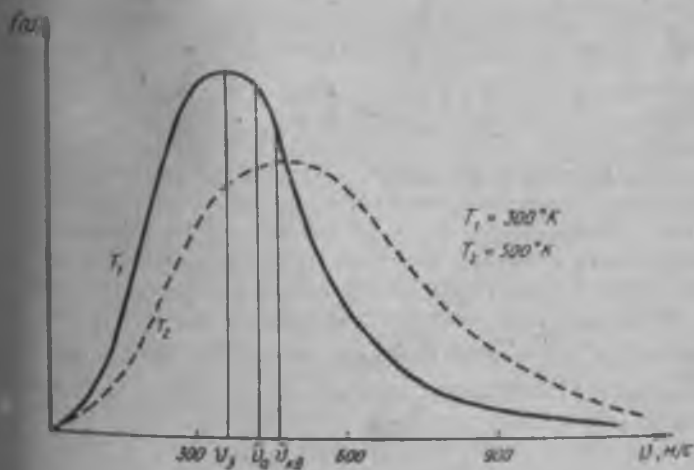
Бу функция dv тезлик интервалига тўғри келувчи молекулаларнинг нисбий сонини кўрсатади. Максвелл эҳтимоллик назариясини қўллаб, молекулалар тезликларининг тақсимот функцияси учун қуйидаги қонуниятини ҳосил қилди:

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \cdot v^2 \cdot e^{-\frac{mv^2}{2kT}}. \quad (36.8)$$

Бу ифодадан кўринадики, тақсимот функциясининг кўриниши газ молекулаларининг тезлигига, массасига ва температурасига боғлиқ экан. Тезликнинг кичик қийматларида (36.8) даги экспонентанинг даражаси нолга яқинлашади ва шунинг учун, у бирга яқин бўлади. Шу сабабдан кичик тезликларда тақсимот функцияси v^2 билан аниқланади.

Молекула бошқа молекулалар билан доимий тўқнашиб турганлиги учун унинг тезлигини нолгача камайиш эҳтимоли жуда кичик. Тезликнинг катта қийматларида тақсимот функцияси $f(v)$ асосан экспонента билан аниқланади. Молекулалар тезлигининг ортиши билан экспонента тез камайса-да, унинг қиймати ҳеч қачон нолга тенг бўлмайди, молекулалар ичида тезлиги ўртача тезликдан жуда катта бўлган айрим молекулалар бўлиши мумкин. Шундай қилиб, тақсимот функцияси $f(v)$ максимумга эга бўлиб, унинг икки томонидаги қийматларни симметрик эмаслигига ишонч ҳосил қилиш мумкин. Тақсимот функциясининг тезликка қараб бундай ўзгариши кислород газини учун 135-расмда температуранинг иккита T_1 ва T_2 қийматларида келтирилган. Графикдан қуйидаги хулосалар келиб чиқади:

1. Берилган температурада молекулаларнинг тезликлари нолдан жуда катта қийматларгача бўлган соҳани эгаллаши мумкин.



135- расм.

2. Газнинг берилган температурада жуда кичик ва жуда катта тезликларга эга бўлган молекулалари кўп эмас.

3. Кўпчилик молекулалар энг катта эҳтимоллик тезлиги деб аталувчи v_0 тезликка яқин бўлган тезликларга эга бўлади. Бошқача айтганда, шу v_0 тезлик қийматига яқин тезлик билан ҳаракат қилувчи молекулаларнинг берилган ҳажмдаги сони кўп бўлади.

4. Агар газнинг температурасини T_1 дан T_2 га ортирсак, функциянинг максимуми пасаяди, тақсимот чизиғи ўнгга силжийди, яъни температура ортиши билан кўпчилик молекулалар каттароқ тезлик билан ҳаракат қила бошлайди. Тақсимот функцияси тезлик интервалига тўғри келувчи молекулалар сонини англатгани учун температуранинг ҳар қандай ўзгаришида $f(v)$ функция чизиғи билан чегараланган сирт ўзгармасдан қолади.

Максвелл функциясининг максимум қийматига тўғри келувчи тезлик энг катта эҳтимоллик тезлиги дейилади ва v_0 билан белгиланади. Бу тезликни топиш учун тақсимот функцияси (36.8) ни тезлик v бўйича дифференциаллаб, натижани экстремал нуқтада нолга тенглаб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$v_0 = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}. \quad (36.9)$$

Шунингдек, (36.8) ифодадан молекулаларнинг ўртача арифметик тезлиги учун қуйидаги натижага эга бўламиз:

$$\bar{v}_a = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}}. \quad (36.10)$$

Газ молекулаларининг ўртача арифметик тезлиги деганда, ҳажм бирлигидаги барча молекулаларнинг ҳамма тезликлари йиғиндисининг ҳажм бирлигидаги молекулалар сонига нисбати тушунилади. Шундай қилиб, энди бизга газ молекулалари учун уч хил тезлик тушунчаси маълум: эҳтимоллик тезлик v_0 , ўртача арифметик тезлик $\bar{v}_a$, ўртача квадратик тезлик $\bar{v}_{\text{кв}}$. Уларнинг ўзаро муносабати 135-расмда кўрсатилган. Максвелл тақсимоти газнинг мувозанат ҳолатига тўғри келади. Агар газ молекулаларининг тезликлари Максвелл тақсимот қонунига мос келмаса, уларнинг ўзаро тўқнашуви натижасида тезда шу тақсимотга мос келадиган ҳолатга ўтиши Больцман томони-

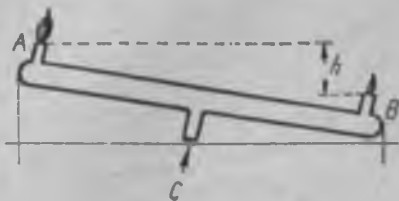
дан кўрсатилган. 1920 йили Штерн томонидан Максвелл назарияси натижасининг тўғрилиги тажрибада исботланган.

37- §. Барометрик формула. Больцман тақсимооти

Идеал газнинг ҳолат тенгламасини келтириб чиқаришда ҳамда молекулалар тезликларининг Максвелл тақсимот қонунида газ молекулаларига ташқи куч таъсир қилмайди ва шунинг учун улар берилган ҳажмда бир текис тақсимланган деб ҳисобланди. Аслида газнинг ҳар бир молекуласи Ернинг тортиш кучи майдонида бўлади. Масалан, ҳаво молекулалари Ер шари атрофида маълум атмосфера қатламини ҳосил қилади. Ҳаво, асосан, массалари бир-бирига яқин бўлган азот ва кислород молекулаларидан иборат бўлиб, ҳар бир молекула ўз оғирлиги туфайли Ернинг марказига томон тортилиб туради. Молекулаларнинг оғирлиги бўлмаганда эди, Ердан исталганча узоқлашиб, бутун кoinот бўйича тарқалган бўлар эди. Ҳаво молекулалари доимо иссиқлик ҳаракатида бўлиб, бу ҳаракат уларни сочишга интиладн. Ернинг тортиш кучи майдонини енгиб чиқиб кетиши учун ҳар бир молекула камида иккинчи космик тезлигига ($11,2 \text{ км/с}$) эга бўлиши керак. Молекулаларнинг ўртача тезлиги бу миқдордан анча кичик.

Ҳаво молекулаларининг иссиқлик ҳаракати бўлмаганда эди улар Ер сиртига тош каби келиб тушиб 10 метр қалинликдаги қатламни ҳосил қилган бўлар эди. Шундай қилиб, ҳар бир ҳаво заррасига бир вақтнинг ўзида икки-та куч, молекулаларни Ерга тортувчи оғирлик кучи ва уларни сочувчи иссиқлик ҳаракати таъсир қилар экан. Бу икки кучнинг бир вақтнинг ўзидаги таъсири туфайли Ер шари атрофида атмосфера мавжуд ва ҳаво молекулалари баландлик бўйича маълум қонуният билан тақсимланган.

Дарҳақиқат, қуйндаги тажрибага мурожаат этайлик. Икки учида бир хил тирқишлари бўлган шиша найчани унинг ўртасида жойлашган C жўмрак орқали табиий газ тармоғига улайлик (136-расм). Найчанинг B



136- расм.

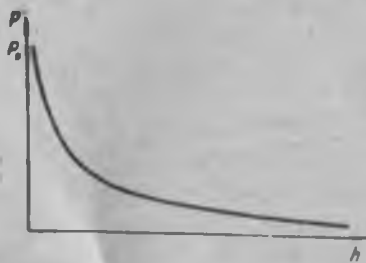
учи A учига нисбатан тахминан $h = 10$ см пастда бўлсин. Найчанинг учларига гугурт чақиб яқинлаштирсак, юқорида жойлашган A тирқишдан чиқувчи газ катта аланга бериб ёнади, пастдаги B тирқишдан эса жуда кучсиз алаиға кузатилади. Найчани горизонтал ҳолатга келтирсак ҳар иккала тирқишдаги алангалар баландликлари бир хил бўлади. Агар найчанинг B учи юқорида бўлиб, A учи пастга туширилса, A учигаги аланга бутунлай йўқолиб, фақат B тирқишда катта алангани кузатиш мумкин. Бу тажрибалар ҳаво босимининг баландликка боғлиқ ўзгаришидан далолат бериб, ёнувчи газ ва ҳаво босимлари орасидаги фарқни кўрсатади.

Атмосфера босими p нинг баландлик h бўйича ўзгариш қонуниятини таҳлил қилайлик. Фараз қилайлик, Ернинг тортиш кучи майдонида турган молекулаларнинг температуралари ва массалари бир хил бўлсин. У ҳолда ҳаво босимининг баландлик бўйича ўзгариши қуйидаги қонуниятга бўйсунди:

$$p = p_0 e^{-\frac{\rho g h}{RT}}, \quad (37.1)$$

бунда p_0 — денгиз сатҳи баландлигидаги нормал босим, p — h баландликдаги босим.

Босимнинг баландлик ортиши билан экспоненциал камайиб боришини кўрсатувчи (37.1) ифода *барометрик формула* дейилади. Бу қонуниятдан кўринадики, газ қанчалик оғир бўлса, босим баландлик бўйича шунча тез камайиб боради. Атмосфера босимининг баландлик бўйича барометрик қонуниятга кўра камайиши 137- расмда келтирилган. Барометрик формуладан кўринадики, эркин тушиш тезланиши g нинг камайиши билан газ молекулаларининг планета сиртидан узоқлашиши h ортиб боради.



137- расм.

Массаси Ер массасидан кичик бўлган планеталар (масалан, Марс, Меркурий) атрофида атмосферанинг ниҳоятда сийраклиги шу қонуният билан тушунтирилади.

Идеал газнинг босими молекулалар концентрациясига пропорционал эди.

$$p = nkT, \quad (37.2)$$

У ҳолда (37.1) дан

$$n = n_0 e^{-\frac{mgh}{kT}} \quad (37.3)$$

ёки

$$n = n_0 e^{-\frac{mgh}{kT}}, \quad (37.4)$$

бунда n_0 — денгиз сатҳи баландлигидаги ҳаво молекулаларининг концентрацияси, n эса h баландликдаги молекулалар концентрацияси.

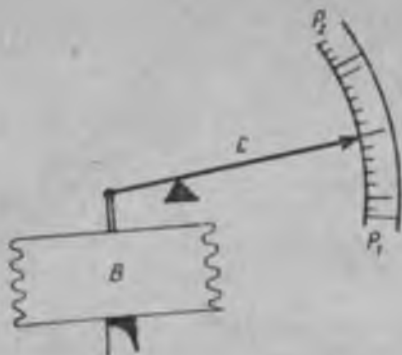
(37.4) ифодадан кўринадикн, газ қанчалик оғир бўлса, газ молекулаларининг концентрацияси баландликка қараб шунча тез камайиб боради. Масалан, кислороднинг зичлиги ҳар 5 км баландликда икки марта камайса, гелийники ҳар 40 км баландликда икки марта камаяди. Бунга сабаб гелий молекуласининг массаси кислород молекуласининг массасидан саккиз марта кичикдир. (37.4) формуладан $mgh = E_p$ газ молекуласининг Ернинг тортиш кучи майдонидаги потенциал энергияси бўлганлиги учун

$$n = n_0 e^{-\frac{E_p}{kT}}. \quad (37.5)$$

Бу ифода *Больцман тақсимоти* дейилади. (37.5) дан кўринадикн, температура ўзгармас бўлганда газ молекулаларининг потенциал энергияси кичик бўлган жойда унинг концентрацияси катта бўлади. Бошқача айтганда, газ зарраларининг концентрацияси баландлик ортиши билан камайиб боради.

Ер шари қалинлиги тахминан 800 км бўлган ҳаво қатлами билан ўралган бўлиб, ўз оғирлиги билан босиб туради. Ер сиртининг 1 см² юзига ҳаво устунининг берадиган босими *атмосфера босими* дейилади. Ер шарининг денгиз сатҳи баландлигида 45° жўғрофик кенгликда 0°C температурада ҳавонинг босими бир физик атмосферага ёки 760 мм сим. уст. га тенг бўлиб, у *нормал босим* дейилади. Ернинг денгиз сатҳи баландлигидаги 1 м² сирт юзига ҳаво устунининг босим кучи 10⁵Н га етади. Аниқроқ ўлчашларга кўра атмосфера босими 1 атм = 1,013 × 10⁵ Па га тенг. Нормал шароитда 1 атм босим 760 мм сим. уст. баландлигининг босимига тенг:

$$h = \frac{p}{\rho g} = \frac{1,013 \cdot 10^5 \text{ Па}}{13,6 \cdot 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \cdot 9,8 \frac{\text{м}}{\text{с}^2}} = 0,76 \text{ м} = 760 \text{ мм сим. уст.}$$



138- расм.

Баландликка боғлиқ босим ўзгаришларини барометр-анероидлар ёрдамида ўлчабди (138- расм). Анероиднинг ишлаш принципи ҳавоси сўриб олинган B тунука банкачанинг эгиловчанлигига асосланган. Атмосфера босими камайса, банкача кенгаяди ва C босим кўрсаткич пастга p_1 га қараб силжийди. Босим ортиши билан эса банкача сиқилади ва стрелка юқори p_2 томон силжийди. Сизгир барометр-анерондлар баландликнинг кичик ўзгаришларига мос босим ўзгаришларини яхши сезади. Самолётларда ўрнатилган баландликни ўлчаш асбоблари *альтиметрлар* дейилади ва улар босим ўзгаришини ўлчаш орқали баландликни ўлчашга даражаланган барометр-анероиднинг махсус кўринишларидир.

Асос юзи бир бирликка (1 м^2) тенг бўлган Ер атмосфераси устунининг массаси:

$$m = \frac{p}{g} = \frac{10^5 \text{ Н}}{9,8 \text{ м/с}^2} \approx 10^3 \text{ кг}.$$

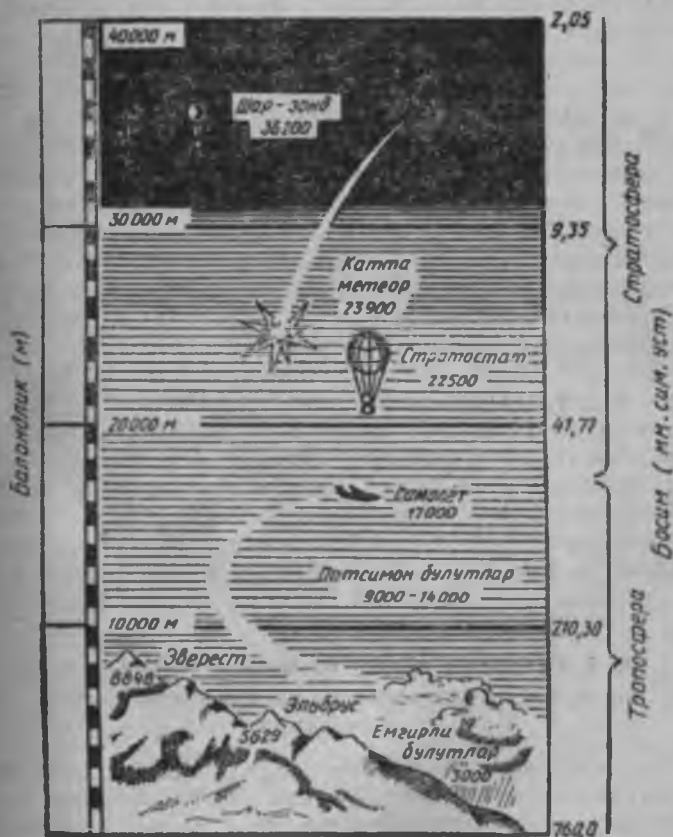
Демак, ҳар биримизнинг танамиз 10 тонна атрофида ҳаво массасининг босим кучи таъсирида бўлар экан. Бундай атмосфера босими эзиб юбормайди, чунки бир хил босим кучи танамизнинг ҳамма соҳаларига, ҳар тарафлама бир хил босим кучи билан таъсир этади. Упкамиз ва танамиздаги ҳаво ҳам ичдан 1 атм. босим билан таъсир этади. Биз шу босимда туғилганимиз ва яшаб турганимиз учун бу босимни сезмаймиз. Агар бирор $h = 5 \text{ м}$ чуқурликдаги сувнинг тагига тушсак, босим

$$p = p_0 + \rho gh$$

бўлиб, сув сиртидаги $p_0 = 1 \text{ атм.}$ ҳаво босими билан h чуқурликдаги сув устунининг $p_h = \rho gh = 0,5 \text{ атм.}$ босими таъсир этади.

Демак, инсон танасининг ташқарисида 1,5 атм., ичкарида эса 1 атм. босим бўлади. 0,5 атм. ички босимнинг етишмовчилигига одам организми бемалол чидаш бера

олади. Агар 40—50 м чуқурликдаги сув остига тушиш лозим бўлса, ташқи ва ички босимлар фарқи кўпайиб кетади ва киши организми чидаши қийин бўлади. Бундай ҳолларда сув остида махсус ишларни бажарувчи кишилар — аквалангистлар нафас олиш қурилмаларидан фойдаланишлари зарур. Мазкур қурилмалар киши ўпкасига кераклича юқори босимда ҳаво етказиб беради. Ҳар бир жонли зот организми маълум ички ва ташқи босимга мослашган бўлади. Масалан, даволаш учун қўлланиладиган зулуклар сув остида туриб p_0 ташқи атм.



139- расм.

босимининг ўзгаришларини сезишар экан. Одатда, зулуклар ёмғир ёғишдан аввал, ҳаво ўзгарганда атмосфера босими ва сувдаги кислород миқдори камайиши билан сув остида юқорига кўтарилади.

Босимнинг ўзгариши организмдаги биологик жараёнларнинг нормал кечишига салбий таъсир кўрсатади. Киши организмдаги айрим касалликлар қон томирларидаги босимнинг нормадан четлашишлари билан боғлиқ бўлиши мумкин. Айрим юрак, ошқозон касалликлари, ревматик порок, қанд диабетини каби касалликларни ба-рокамраларда даволашнинг ижобий натижалари бу фикрларни тасдиқлайди.

Агар солиштирма оғирлиги кичик бўлган газлар (масалан, водород, гелий) баллондан чиқариб юборилса, улар шу заҳотнёқ юқорига учиб кетади. Шунингдек, ҳаво шарни водород билан тўлдирилса ва қўйиб юборилса, у юқорига кўтарилади. Бундай шарлардан атмосферанинг юқори қатламидаги босим, температура ва шамолнинг тезлигини аниқлашда фойдаланилади. Атмосфера босимининг кескин ўзгаришидан об-ҳавонинг ўзгаришини кутиш мумкин. Масалан, босимнинг кескин пасайиши ёғингарчилик бўлишидан дарак берса, босимнинг ортиши ёғингарчилиكنинг тўхташини кўрсатади.

Шундай қилиб, ҳаво устунининг оғирлиги таъсирида ҳаво молекулалари Ерга томон тортилади. Ерга яқин қатламлар катта куч таъсирида сиқилади, юқорига кўтарилган сайин сиқиш кучи камайиб боради. Натижада баландлик ортиши билан ҳавонинг зичлиги ва босими камайиб боради (139-расм). Ҳақиқатан ҳам, Ер атмосферасининг 90% га яқини Ер сиртидан 16 км баландликкача қатламда жойлашган бўлиб, 80 км дан юқорида эса атмосферанинг атиги 1/10000 қисмигина ётади.

38- §. Газларда кўчиш ҳодисалари. Диффузия, иссиқлик ўтказувчанлик ва ички ишқаланиш ҳодисалари

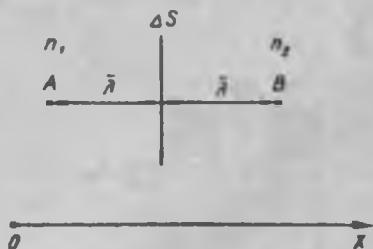
Газ ҳажмининг турли соҳаларида молекулаларнинг зичликлари ёки температуралари ҳар хил бўлиши ва бу қатламларнинг бир-бирига нисбатан силжиши натижа-сида ички ишқаланиш кузатилиши мумкин. Бундай ҳолларда модда миқдори, температура ёки тезликлар газ-нинг бир соҳасидан иккинчи соҳасига кўчиши юз беради. Шунинг учун бу ҳодисалар *кўчиш ҳодисалари* дейилади.

Кўчиш ҳодисаларига диффузия, иссиқлик ўтказувчанлик ва ички ишқаланиш ҳодисалари киради.

1. Диффузия. Бирига водород, иккинчисига карбонат ангидрид газни тулдирилган пай шаклидаги иккита идиш берилган бўлсин. Идишларнинг оғзини бир-бирига яқинлаштириб очиб юборайлик. Оғирлик кучи таъсир қилмаслиги учун карбонат ангидрид солинган идиш пастда, водород газни солинган идиш юқорида жойлашсин. Ўттиз минутдан кейин идишлар бир-биридан ажратилиб, аралашманинг таркиби текширилса, 33% водороднинг пастки идишга ўтганлиги 1870 йили немис физиги Лошмидт томонидан аниқланган. Газ молекулаларининг бундай ўтишига сабаб диффузия ҳодисасидир.

Чегарадош икки модда молекулаларининг хаотик ҳаракати натижасида уларнинг ўзаро бир-бирига киришиб кетиш ҳодисаси *диффузия* дейилади. Диффузия ҳодисасининг секин ўтишига сабаб газ молекулаларининг тартибсиз ҳаракати мобайнида бир нуқтадан иккинчи нуқтага кўчиши учун бу нуқталарни бирлаштирувчи тўғри чизиққа қараганда бир неча марта узун бўлган синиқ чизиқ шаклидаги йўлни ўтишларидир. Диффузия ҳодисаси туфайли бизни ўраб турган ҳаво атмосфераси азот, кислород, карбонат ангидрид, сув буғлари ва бошқа инерт газларнинг бир жинсли аралашмасини ҳосил қилади. Диффузия ҳодисаси бўлмаганда эди, оғирлик кучи таъсирида энг пастда оғир карбонат ангидрид газининг қатлами, ундан юқорида кислород, азот ва инерт газларнинг қатлами ҳосил бўлган бўлар эди.

Диффузия ҳодисасини батафсилроқ кўриб чиқиш учун газнинг иккита A ва B соҳаларини олайлик (140-расм). Шу икки соҳани бирлаштирувчи тўғри чизиққа перпендикуляр жойлашган ΔS сирт уларни бир-биридан ажратиб турсин. A ва B соҳаларда газ молекулаларининг концентрациялари турлича, масалан $n_1 > n_2$ бўлсин. Агар ΔS сирт очиб юборилса, концентрациянинг пасайиши йўналишида диффузион оқим юзага келадн, яъни A соҳадан B соҳага газ массаси кўчиб ўта



140- расм.

бошлайди. Бирор Δt вақт ичида ΔS сирт орқали кўчиб ўтадиган газ массаси:

$$\Delta M = -D \frac{\Delta p}{\Delta x} \Delta S \Delta t \quad (38.1)$$

бунда $\frac{\Delta p}{\Delta x}$ — зичлик градиенти, яъни газ молекулалари зичлигининг масофа бўйича ўзгаришидир.

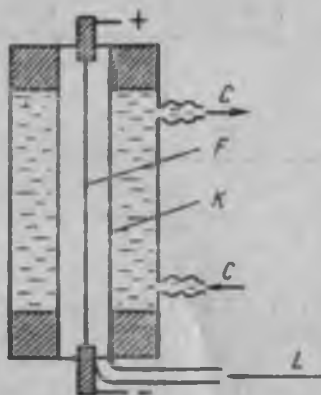
Шундай қилиб, зичликнинг фарқи қанча катта бўлса, кўчиш тезлиги шунча катта бўлади. (38.1) формуладаги минус ишора диффузион оқимнинг зичлик камайиши томонга қараб йўналганлигини кўрсатади. Бу ифодадаги D диффузия коэффициентини бўлиб, зичлик градиенти 1 га тенг бўлгандаги диффузион оқимни билдиради.

Фараз қилайлик, танлаб олинган соҳалардаги температуралар, молекулаларнинг массалари, уларнинг тезликлари ва эркин югуриш йўл узунликлари бирдай бўлсин. A ва B соҳалар ΔS сиртдан ўртача эркин югуриш йўл узунлиги $\bar{\lambda}$ узоқликда жойлашган бўлсин. Юқоридаги шартлар бажарилганда диффузия коэффициенти қуйидагига тенг бўлади:

$$D = \frac{1}{3} \bar{v} \bar{\lambda}. \quad (38.2)$$

(38.1) ва (38.2) дан

$$\Delta M = -\frac{1}{3} \frac{\Delta p}{\Delta x} \bar{v} \bar{\lambda} \Delta S \Delta t. \quad (38.3)$$



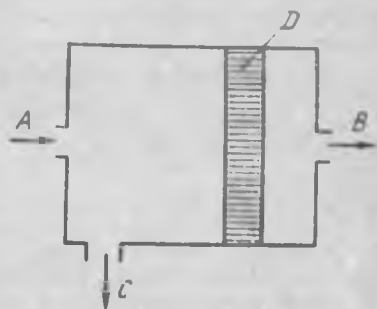
141-расм.

Бу ифодадаги $\bar{v}$ температурага тўғри пропорционал, $\bar{\lambda}$ эса босимга тесқари пропорционал. Шунинг учун диффузия ҳодисаси температура ортиши билан жадаллашса, босим ортиши билан секинлашади.

Юқорида кўриб ўтилган диффузия ҳодисаси соҳалардаги газ молекулаларнинг зичликлари тенглашгунга қадар давом этади. Табиатда бу диффузиядан ташқари термик диффузия ҳам мавжуд. Бу диффузия тесқ

кари натижага — газ аралашмасининг қисман компонен-
таларга ажралишига олиб келади. Термик диффузия ҳо-
дисасидан аралашмадаги газларни бир-биридан ажра-
тишда (диффузиялашда) фойдаланилади. Бу усул 1938
йили Клаузиус томонидан амалга оширилган (141-расм).
К вертикал най марказида жойлашган F симдан ўтувчи
ток ёрдамида қиздирилади, унинг деворлари эса С сув
оқими ёрдамида совитилади. Газ аралашмаси L най
орқали киритилади, қизиган сим яқинидаги енгил газ
юқорига кўтарилади, най деворлари яқинидаги совуқ
оғир газ эса пастга тушади. Шундай қилиб, найнинг юқо-
ри қисмида ортиқча енгил компонента, пастки қисмида
эса ортиқча оғир компонента юзага келади. Шу усул
билан бир қатор изотоплар бир-биридан ажратилган.
Иссиқлик энергиясининг жуда кўп сарфланиши туфайли
бу усул саноатда кам ишлатилади.

Маълумки, изотоплар
фақат массалари билан-
гина бир-биридан фарқ
қилади. Шунинг учун
уларни бир-биридан аж-
ратиш учун химиявий
усулдан эмас, балки физи-
кавий усулдан фойдала-
нишга тўғри келади (142-
расм). Газларнинг диф-
фузия коэффиценти мо-
лекулаларнинг массасига
тескари пропорционал.
Шундай экан A газ ара-
лашмаси бирор D ғовак



142- расм.

тўсиқ орқали ўтказилса, B енгил газ C оғир газга нисба-
тан тезроқ ўтади. Бу ҳодисадан газларни бир-биридан
ажратишда фойдаланиш мумкин. Шу жараёни бир не-
ча марта такрорлаш билан керакли газ компонентасини
тўла ажратиб олиш мумкин. Газ тозалагич (противогаз)
ларнинг ишлаш принципи ҳам шу схемага асосланган.

Ҳозирги вақтда қанд заводларида лавлагидан қанд
ажратишда диффузия ҳодисасидан фойдаланилади. Бу-
нинг учун диффузион қўрилмасига майдалаб солинган
қанд лавлагисидан сув ўтказилади. Бу жараёнда қанд
молекулалари диффузия натижасида лавлагидан сувга
ўтади, сўнгра сувни буғлантириб қанд ажратиб олинади.
Бундан ташқари, химия саноатида тери ошлайдиган мод-

даларни, бўёқларни, хилма-хил моддаларни ажратиб олишда диффузиядан фойдаланилади. Диффузия ҳодисаси қаттиқ жисмларда ҳам кузатилади. Масалан, темирни кўмир билан бирга чуғлантирилган вақтда углерод молекулалари темирга диффузияланади. Бундай тоблаш ташқи қатлами қаттиқ, лекин ичи юмшоқ бўлган буюм олишга имкон беради. Микроэлектроника соҳасида ярим ўтказгич монокристалларни ҳосил қилиш ва улар асосида ҳар хил электрон қурилмалар тайёрлаш технологиясида диффузия усул энг асосий усуллардан бири ҳисобланади.

2. Иссиқлик ўтказувчанлик. Агар 140-расмда танлаб олинган A ва B соҳаларда газ молекулаларининг зичликлари бир хил бўлиб, соҳалардаги температуралар турлича, масалан, $T_1 > T_2$ бўлса, у ҳолда газнинг иссиқроқ қисмидан совуқроқ қисмига иссиқлик ўтиши юз беради. Бу ҳодисага газларда иссиқлик ўтказувчанлик ҳодисаси дейилади. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, газ соҳалари бир-биридан ΔS сирт билан ажратилган бўлса, у ҳолда шу сирт орқали Δt вақт мобайнида ўтадиган иссиқлик миқдори

$$\Delta Q = -\kappa \frac{\Delta T}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta t, \quad (48.4)$$

бунда $\frac{\Delta T}{\Delta x}$ сирт ΔS га тик бўлган йўналишдаги температура градиенти; манфий ишора иссиқлик оқими температура градиентини камайтириш томонига йўналганлигини кўрсатади.

(48.4) ифодадаги κ иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти дейилади ва у газнинг олиб ўтаётган иссиқлик миқдори оқимини билдиради. Бу катталиқ температура градиенти бир бирликка тенг бўлганда 1 секунд ичида бир бирлик сиртдан ўтадиган иссиқлик миқдорини кўрсатади. Ҳисоблаш натижаларига кўра, иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти

$$\kappa = \frac{1}{3} \bar{v} \bar{\lambda} c_v \rho, \quad (38.5)$$

бунда ρ — газнинг зичлиги, C_v — ўзгармас ҳажмдаги газнинг иссиқлик сифими.

(38.5) формулага кирувчи зичлик ρ ва эркин югуриш йўл узунлиги $\bar{\lambda}$ босимга боғлиқ. Бироқ, ρ босимга тўғри пропорционал. Шунинг учун иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти κ босимга боғлиқ эмас. (38.5) ифодадаги $\bar{\lambda}$ темпера-

турага кучсиз боғланган, $\bar{v}$ эса $T^{1/2}$ га пропорционал, қолган катталиклар боғлиқ эмас. Шундай қилиб, иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти κ температурадан чиқарилган квадрат илдиздан кўра кучлироқ боғланган.

3. Ички ишқаланиш. Фараз қилайлик, 140-расмда келтирилган газ соҳаларида иккита газ қатламлари бўлиб, уларнинг зичликлари ва температуралари бирдай бўлсин. Қатламлардан бири u_1 , иккинчиси u_2 тезлик билан ҳаракатлансин ва $u_1 > u_2$ бўлсин. Газ молекулаларининг ҳаракатлари тартибсиз бўлгани учун биринчи қатламдан иккинчи қатламга ўтган молекула ўз ҳаракат миқдорининг бир қисминини иккинчи қатлам молекуласига узатади. Натижада қўшимча ҳаракат миқдори олган молекула тезроқ, ҳаракат миқдори берган молекула эса секинроқ ҳаракат қилади. Иккинчи қатлам молекуласининг биринчи қатламга ўтишида аксинча ҳодиса кузатилади.

Шундай қилиб, молекулаларнинг бир соҳадан иккинчи соҳага ўтиши қатламлар тезликларини текислашга интилади. Бунга сабаб молекулалар орасидаги қуйидаги ишқаланиш кучининг мавжудлигидир:

$$\Delta F = -\eta \frac{\Delta u}{\Delta x} \Delta S, \quad (38.6)$$

бунда $\frac{\Delta u}{\Delta x}$ — қатламалар тезлиги фарқининг градиенти, ΔF — турли тезликлар билан ҳаракатланаётган газ қатламлари орасидаги ички ишқаланиш кучи. Минус ишора ҳаракат миқдорининг тезлик камаётган йўналишда камайишини, яъни ΔF кучининг тормозловчи куч эканлигини кўрсатади. η — ички ишқаланиш коэффициенти ёки кинематик қовушқоқлик бўлиб, у қуйидаги ифодадан аниқланади:

$$\eta = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v} \rho. \quad (38.7)$$

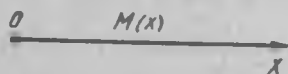
Ички ишқаланиш коэффициенти деганда, тезлик градиенти бир бирликка тенг бўлганда бир бирлик сиртга таъсир қилувчи куч тушунилади. Бу коэффициент температурадан чиқарилган квадрат илдизга пропорционал бўлиб, босимга боғлиқ эмас. Кўриб ўтилган учта ҳодисалардаги кўчиш коэффициентлари D , κ ва η ларни ифодаловчи (38.2), (38.5) ва (38.7) формулани бир-бирига таққослаб, қуйидаги боғланиш формуласини ҳосил қиламиз:

$$x = D_1 c_V = \eta c_V. \quad (38.8)$$

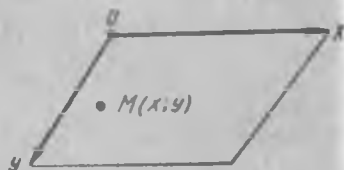
Бу ифода газдаги механик ва иссиқлик ҳодисалари орасидаги боғланишни кўрсатади.

39- §. Идеал газнинг ички энергияси ва унинг эркинлик даражалари бўйича тенг тақсимот қонуни

Газ молекуласининг эркинлик даражаси деганда, шу газ ҳолатини тўла аниқловчи ва бир-бирига боғлиқ бўлмаган координаталар сони тушунилади. Агар молекула- ни бирор тўғри чизиқ бўйлаб ҳаракатланаётган моддий нуқта деб қарасак, у ҳолда унинг вазияти битта коорди- ната (x) билан аниқланади (143-а расм). M молекула



a)



б)



в)
143- расм.

ХОУ текислиги бўйлаб ҳаракатланса, унинг ҳо- лати иккита координата (x, y) билан характерла- нади (143-б расм). Фазо- да ҳаракатланувчи моле- куланинг вазияти учта параметр (x, y, z) билан аниқланади (143-в расм). Шундай қилиб, бир атом- ли газ молекуласининг илгариланма ҳаракатига мос келувчи энг кўп коор- динаталар сони учга тенг бўлиши мумкин экан. Бу координаталар сони моле-

куланинг эркинлик даражаси дейилади.

Газ икки атомли бўлган ҳолда молекуланинг эркин- лик даражаси ортади. Молекула атомлари орасидаги масофани ўзгармас деб ҳисобласак ҳам, газ молекуласи- нинг айланма ҳаракатини ҳисобга олиш керак бўлади.

Икки атомли газ молекуласининг айланма ҳаракатига яна иккита қўшимча эркинлик даражаси мос келади. Шунинг учун икки атомли газ молекуласининг илгариланма ва айланма ҳаракатларига мос келувчи умумий эркинлик даражаси бешга тенгдир. Агар молекула бир туғри чизикда ётмаган уч ёки кўп атомли бўлса, у ҳолда унинг эркинлик даражаси олтига тенг бўлади. Тебранма ҳаракат қилаётган газ молекуласи яна битта қўшимча эркинлик даражасига эга бўлади. Шундай қилиб, молекулаларнинг эркинлик даражаси учга тенг бўлса, у кўчади, олтига тенг бўлса, ҳам илгариланма, ҳам айланма ҳаракат қилади, еттига тенг бўлса илгариланма, айланма ва тебранма ҳаракат қилади, деб тушуниш керак. Умумий эркинлик даражаси нечага тенг бўлишидан қатъи назар, унинг учтаси илгариланма ҳаракатга мос келади.

Иссиқлик ҳаракатининг хаотиклиги туфайли молекула тезлигининг барча йўналишлари тенг эҳтимолдир. Молекуланинг тулиқ илгариланма ҳаракат кинетик энергияси қуйидаги ифодага тенг:

$$\overline{\epsilon} = \frac{3}{2} kT. \quad (39.1)$$

Бу энергия молекуланинг учала эркинлик даражаси бўйлаб текис тақсимланади. Шунинг учун илгариланма ҳаракатнинг ҳар бир эркинлик даражасига ярим kT энергия мос келади. Статистик физикада таъкидланишича айланма ҳаракатнинг ҳар бир эркинлик даражасига ҳам ярим kT энергия мос келса, тебранма ҳаракат эркинлик даражасига kT энергия туғри келади. Агар молекуланинг эркинлик даражасини i ҳарфи билан белгиласак, у ҳолда битта молекуланинг ўртача энергияси:

$$\overline{\epsilon} = \frac{i}{2} kT, \quad (39.2)$$

бунда

$$i = i_{\text{илг}} + i_{\text{ал}} + 2i_{\text{теб}}. \quad (39.3)$$

(39.2) ифодага энергиянинг эркинлик даражалари бўйича тенг тақсимот қонуни дейилади. Бу ифода (39.1) дан умумийроқ томони билан фарқ қилади.

Системани характерловчи термодинамик катталиклардан бири — системанинг ички энергиясидир. Система бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтганда ички энергиясининг ўзгариши бошланғич ва охириги ҳолатлар ички

энергиялари фарқига тенг бўлиб, ўтиш йўлига боғлиқ эмас. *Ички энергия* деганда, системани ташкил этган зарраларнинг хаотик ҳаракат кинетик энергияси, улар орасидаги ўзаро таъсир потенциал энергияси ва молекулалар ички энергияларининг тўплами тушунилади. Идеал газ молекулалари ўзаро таъсирлашмаганлиги учун ўзаро таъсир потенциал энергияси нолга тенг бўлади. Бир моль газнинг ички энергиясини топиш учун (39.2) ни Авогадро сонига кўпайтириш керак:

$$U_m = \bar{\epsilon} \cdot N_A = \frac{i}{2} N \cdot k \cdot T = \frac{i}{2} RT, \quad (39.4)$$

бунда R — универсал газ доимийси.

Ихтиёрий m массали идеал газнинг ички энергияси

$$U = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} RT. \quad (39.5)$$

Шундай қилиб, маълум массали идеал газнинг ички энергияси босим ва ҳажмга боғлиқ бўлмасдан, фақат температуранинг функцияси экан. Бошқача айтганда, идеал газ ички энергияси фақат унинг температурасига боғлиқ бўлиб, газ молекулалари кинетик энергияларининг йиғиндисидан иборат, деган хулосага келамиз.

VIII б о б. ТЕРМОДИНАМИКА АСОСЛАРИ

40- §. Термодинамиканинг биринчи қонуни ва унинг баъзи жараёнларга татбиқи. Пуассон тенгламаси

Табиатдаги моддалар қандай агрегат ҳолатида бўлишидан қатъи назар атом ва молекулалардан ташкил топганлигини ва зарралар доимо тартибсиз иссиқлик ҳаракатида бўлганлиги учун жисм ҳатто тинч турган бўлса ҳам у маълум ички энергияга эга бўлишини ўтган бобда кўриб ўтдик. Модданинг ички кинетик энергияси молекула ва атомлар ҳаракати эвазига юзага келувчи ички энергия бўлиб, жисмнинг ҳаракат кинетик энергиясидан фарқ қилади. Ташқаридан системага маълум иссиқлик миқдори берсак, унинг ички энергияси сунъий равишда ортади ва бунинг оқибатида атом ва молекулаларнинг тартибсиз ҳаракати жадаллашади. Ташқаридан системага берилган иссиқлик миқдорининг бир қисми иш бажаришга сарф бўлиши ҳам мумкин.

Иссиқлик, иш ва энергия орасидаги ўзаро боғланишни ўрганувчи физика курси бўлими *термодинамика* дейилади. Табиат ҳодисаларига энергиянинг сақланиш ва бир турдан иккинчи турга ўтиш қонуни асосида қараш термодинамиканинг мазмунини ташкил қилади. Шу қонуниятни қабул қилсак, у ҳолда моддаларнинг қандай атом ва молекулалардан ташкил топганлигини билмай туриб, унинг табиатини, шунингдек, ҳодисаларнинг бо-риши ва йўналишини ўрганиш мумкин.

Термодинамикада энергия, иш ва иссиқлик миқдори тушунчалари ишлатилади. Бу катталиклар бирдай бир-ликларда ўлчанса-да, маъно жиҳатидан бир-биридан фарқ қилади. Ишнинг энг муҳим белгиси — у жараёни акс эттиради. Иш бажарилиши учун жараёнда камида иккита система иштирок этиши лозим. Бу жараён мобайнида энергия бир системадан иккинчи системага узатилади. Энергия системанинг ҳолатини акс эттириб, унинг иш бажариш қобилиятини ифодалайди. Бир системадан иккинчи системага энергия узатишнинг икки усули мавжуд:

1. Энергияни иш кўринишида узатиш; бунда система устида иш бажарилади.

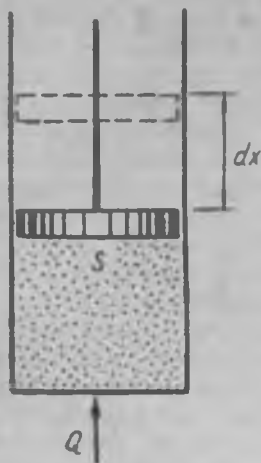
2. Энергияни иссиқлик кўринишида узатиш; бу ҳолда иш бажарилмаслиги мумкин, узатилган энергия иккинчи системанинг ички энергиясига қўшилади.

Термодинамиканинг биринчи қонуни энергиянинг сақланиш ва айланиш қонунининг хусусий ҳоли бўлиб, иссиқлик жараёнлари учун татбиқ қилинади. Термодинамик системанинг ҳар бир мувозанат ҳолатига ички энергиянинг битта қиймати мос келади. Агар системага бирор dQ иссиқлик миқдори берилса, dA иш бажарилиши ва система U_1 ички энергияли ҳолатдан U_2 ички энергияли ҳолатга ўтиши мумкин. У ҳолда энергиянинг сақланиш қонунига биноан

$$dQ = dU + dA. \quad (40.1)$$

Бунда $dU = U_2 - U_1$ — система ички энергиясининг ўзгаришидир.

(40.1) формула термодинамикани биринчи қонунининг миқдорий кўриниши бўлиб, қуйидагича таърифланади: системага ташқаридан берилган иссиқлик миқдори шу системанинг ички энергиясини орттиришга ва ташқи системалар устида иш бажаришга сарф бўлади.



144- расм.

Энди термодинамиканинг биринчи қонунини айрим жараён ва ҳодисаларга татбиқини кўриб ўтайлик:

1. Изобарик жараён. Юқори томонидан енгил поршень билан чегараланган цилиндр ичида идеал газ жойлашган бўлсин. (144-расм). Цилиндр ичидаги газга бирор йўл билан ташқаридан dQ энергия берсак, масалан, қиздирсак, газ кенгайди ва S юзли поршень юқорига dx масофага силжийди. Бу ҳолда поршеннинг силжиши шунчалик секин бўлсинки, жараён мобайнида босим ўзгармасдан қолсин. Босим ўзгармаган ҳолдаги бажарилган элементар иш қуйидагига тенг:

$$dA = pS dx = pdV. \quad (40.2)$$

(40.2) ни (40.1) га қўйиб, қуйидаги нфодани ҳосил қиламиз:

$$dQ = dU + pdV. \quad (40.3)$$

Демак, газ ҳажмининг ўзгаришида бажарилган иш газ босимини унинг ҳажм ўзгаришига кўпайтирилганига тенг экан.

2. Изохорик жараён. Бу жараёнда газнинг ҳажми ўзгармайди, шунинг учун бажарилган иш $dA = 0$ бўлади. У ҳолда (40.1) дан $dQ = dU$ бўлади. Бу жараён вақтида газга ташқаридан берилган иссиқлик миқдорининг ҳаммаси газ ички энергиясининг ортишига олиб келади.

3. Изотермик жараён. Температураси ўзгармас бўлган жараёнларда газнинг ички энергияси U донмий сақланади. Бу ҳолда (40.1) да $dQ = dA$ бўлиб қолади, яъни ташқаридан берилган иссиқлик миқдорининг ҳаммаси иш бажариш учун сарф бўлади.

4. Чўзилиш деформацияси. Уzunлиги l га тенг бўлган стерженга чўзувчи куч таъсир қилаётган бўлсин. Куч таъсирида стерженнинг узунлиги dl га ортсин. У ҳолда бажарилган чўзилиш иши қуйидагига тенг бўлади:

$$dA = -f dl. \quad (40.4)$$

(40.4) ни термодинамиканинг биринчи қонуни ифода-
си (40.1) га қўйсак:

$$dQ = dU - fdl. \quad (40.5)$$

5. Буралиш деформацияси. Стерженни бирор ўққа
нисбатан $d\varphi$ бурчакка бурсак, у ҳолда бажарилган иш

$$dA = -Id\varphi \quad (40.6)$$

ёки

$$dQ = dU - Id\varphi, \quad (40.7)$$

I — стерженнинг инерция моменти.

6. Диэлектрикнинг қутбланиши. Ташқи электр май-
донда диэлектрик жойлашган бўлсин. Системада бир
вақтнинг ўзида ҳам кенгайиш, ҳам қутбланиш иши ба-
жарилсин. У ҳолда термодинамиканинг биринчи қонуни
қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$dQ = dU + pdV - EdN, \quad (40.8)$$

бунда E — электр майдон кучланганлиги; N — қутбланиш
вектори.

7. Магнетикнинг магнитланиши. Ташқи магнит май-
донда бирорта магнетик жойлашган бўлсин. Бир вақт-
нинг ўзида ҳам кенгайиш, ҳам магнитланиш иши бажарил-
са, у ҳолда қонун қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$dQ = dU + pdV - HdM, \quad (40.9)$$

бунда H — магнит майдон кучланганлиги; M — магнит-
ланиш вектори.

8. Адиабатик жараён. Агар система жараён мобай-
нида ташқи муҳит билан иссиқлик алмашмаса, бундай
жараёнларга *адиабатик жараёнлар* дейилади. Адиабатик
жараёнда $dQ=0$ бўлганлиги учун термодинамиканинг
биринчи қонуни (40.1) дан

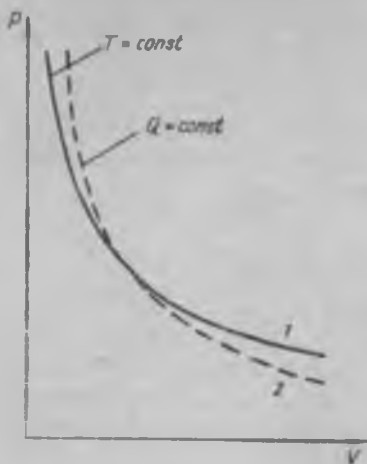
$$dU = -dA, \quad (40.10)$$

бундаги «минус» ишора ташқи иш системанинг ички
энергияси ҳисобига бажарилаётганлигини кўрсатади.

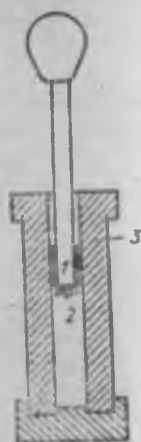
Идеал газнинг ҳолати учта параметр: босим p , ҳажм
 V ва температура T билан характерланади. Термодина-
миканинг биринчи қонуни асосида адиабатик жараён
учун қуйидаги ифодани ҳосил қилиш мумкин:

$$pV^\gamma = \text{const}. \quad (40.11)$$

Бу ифода идеал газнинг адиабата тенгламаси ёки



145- расм.



146- расм.

Пуассон тенгламаси дейилади, γ — адиабата кўрсаткичи бўлиб, доимо $\gamma > 1$. Бир моль идеал газ учун $pV = RT$ бўлганлиги учун Пуассон тенгламасининг қуйидаги кўринишларини ҳам ҳосил қилиш мумкин:

$$TV^{\gamma-1} = \text{const}. \quad (40.12)$$

$$T^{\gamma} p^{1-\gamma} = \text{const}. \quad (40.13)$$

Пуассон тенгламаси (40.11) ни бир моль идеал газ учун ёзилган изотерма тенгламаси $pV = \text{const}$ билан таққослайлик. Ифодаларни таққослашда (2) адиабата чизиги (1) изотерма чизигидан тикроқ жойлашиши керак, деган хулоса келиб чиқади (145-расм). Бунга сабаб изотермик жараёнда газ босими ҳажмининг биринчи даражасига пропорционал ўзгарса, адиабатик жараёнда V^{γ} га пропорционал ўзгаради ва доимо $\gamma > 1$. Шундай экан, изотермик жараён адиабатик жараёнининг хусусий ҳолидир, деган фикрга келамиз.

Табиатда ўздан иссиқликни мутлақо ўтказмайдиган моддалар мавжуд эмас. Шунинг учун амалда адиабатик жараёнини ўтказиш қийин, негаки ҳар доим озми-кўпми иссиқлик алмашиши юз беради. Агар жараён жуда тез юз берса, кузатилаётган системанинг бошқа системалар билан иссиқлик алмашиши нолга тенг, деб қараш мум-

киш. Массалан, температураси 18°C , босими 1 физ. атм = $1.03 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$ ва зичлиги 1.215 кг/м^3 бўлган ҳаво учун $\gamma = 1.4$ ва бу ҳавода товушнинг тарқалиш тезлиги $v = 342 \text{ м/с}$ га тенг. Товуш тўлқинининг бу катта тезликда муҳит билан энергия алмашиши юз бермайди деб ҳисоблаш ва бу жараёни адиабатик деб олиш мумкин.

Европада гугурт ихтиро қилингунга қадар пневматик кўвчи қурилмадан фойдаланиб келинган (146-рам). Поршеньнинг пастки учига (2) пахта пилиги қўйилган. Агар поршень ёғочдан ясалган (3) цилиндр ичида пастга босилса, ҳаво қизиб пилик ёнади. Ҳозирги вақтда худди шу жараён дизель двигателига пуркалган ёқилғини ёнд иришда қўлланилади. Бундан ташқари, адиабатик жараёнлардан совиткич қурилмаларида ва компрессорларнинг ишлашида фойдаланилади. Шундай қилиб, энергиянинг сақланиш қонунини фойдаловчи термодинамиканинг биринчи қонунини турли жараёнлар учун қўллаш мумкин экан.

41-§. Идеал газнинг иссиқлик сифими

Маълумки, массалари бир хил бўлган турли хил моддаларнинг температурасини бир хил даражага орттириш учун ҳар хил миқдор иссиқлик керак бўлади. Моддаларнинг иссиқлик хоссаларини характерлаш учун иссиқлик сифими тушунчаси киритилади. Модданинг температурасини бир Кельвинга орттириш учун зарур бўлган иссиқлик миқдори *иссиқлик сифими* деб аталади:

$$C = \frac{dQ}{dT} \quad (41.1)$$

Модданинг температурасини бир даража орттириш учун бериладиган иссиқлик миқдори модданинг массасига пропорционал бўлади. Шунинг учун солиштира иссиқлик сифими тушунчаси киритилади. Модданинг бир бирлик массасига тўғри келувчи иссиқлик сифими *солиштира иссиқлик сифими* дейилади:

$$C_m = \frac{C}{m} \quad (41.2)$$

Бир моль модданинг температурасини бир градус кельвинга ўзгартириш учун керак бўладиган иссиқлик миқдори *моль иссиқлик сифими* дейилади:

$$C_m = \frac{C}{\nu}, \quad (41.3)$$

бунда $\nu = \frac{m}{\mu}$ — моллар сони.

Моляр ва солиштирма иссиқлик сизимлари ўзаро қуйидагича боғлангандир:

$$C_m = C_o \mu. \quad (41.4)$$

Иссиқлик сизими $\frac{Ж}{К}$ да, солиштирма иссиқлик сизими $\frac{Ж}{кг \cdot К}$ да, моляр иссиқлик сизими эса $\frac{Ж}{моль \cdot К}$ да ўлчанади.

Иссиқлик сизими фақат моддани характерлабгина қолмай, балки жисм температурасининг ўзгариши қандай шароитда юз бераётганига ҳам боғлиқ бўлади. Шу сабабдан иссиқлик сизими аниқ бир қийматга эга эмас ва ҳолат функцияси бўла олмайди. Агар идеал газга иссиқлик қандай шароитда берилиши маълум бўлса, у ҳолда иссиқлик сизими ўзининг аниқ бир қиймати билан газни характерлай олади. Идеал газни икки хил шароитда иситиш мумкин:

1) ўзгармас ҳажмда, $V = \text{const}$.

2) ўзгармас босимда, $p = \text{const}$.

Газнинг ҳажми ўзгармас сақланган ҳолда ташқаридан берилган иссиқлик миқдори унинг тула ички энергиясига айланади. Газ босими ўзгармас бўлган ҳолда ташқаридан берилган иссиқлик миқдорининг бир қисми ички энергиянинг ортишига, иккинчи қисми эса ташқи босим кучларига қарши кенгайиш ишини бажаришга сарф бўлади. Шунинг учун ўзгармас босимдаги иссиқлик сизими C_p ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сизими C_v га қараганда каттароқ бўлади. Термодинамиканинг биринчи қонунидан бу икки иссиқлик сизимини боғловчи қуйидаги Майер тенгламасини ҳосил қилиш мумкин:

$$C_p + C_v = R. \quad (41.5)$$

Бу ифодадан ташқи босим кучларига қарши бажариладиган ишнинг катталиги универсал газ доимийси R га тенглиги кўриниб турибди. Универсал газ доимийси эса сон жиҳатидан 1 моль газнинг температурасини 1 кельвинга иситишда бажарилган ишга тенгдир.

Кўп ҳолларда юқорида келтирилган иссиқлик сизимларининг нисбати тушунчасидан фойдаланилади:

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v}, \quad (41.6)$$

бунда γ — ўтган парарафда кўрилган Пуассон коэффициентидир. (41.5) ва (41.6) формуладан

$$\gamma = \frac{c_v + R}{c_v} = 1 + \frac{R}{c_v} > 1. \quad (41.7)$$

Аввал кўрилган (39.2) ифодага кўра, бир моль идеал газнинг ички энергиси учун қуйидаги формулани ёза оламиз:

$$U = \frac{i}{2} RT. \quad (41.8)$$

Шундай экан, ўзгармас ҳажм ва ўзгармас босим шароитларидаги иссиқлик сиғимлари қуйидагига тенг бўлади:

$$c_v = \frac{dU}{dT} = \frac{i}{2} R. \quad (41.9)$$

$$c_p = c_v + R = \left(\frac{i}{2} + 1\right) R. \quad (41.10)$$

Охирги икки ифоданинг нисбатини олсак, қуйидагига эришамиз:

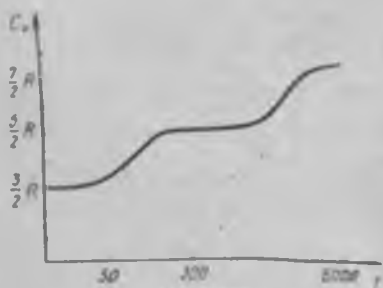
$$\gamma = \frac{i+2}{i}. \quad (41.11)$$

γ — берилган газ учун ўзгармас катталиқ бўлиб, газнинг неча атомли эканлигига боғлиқ бўлади. Бир атомли газлар учун $i = 3, \gamma = 1,67$, икки атомли газлар учун $i = 5, \gamma = 1,4$; уч атомли газлар учун $i = 6, \gamma \approx 1,3$.

Шундай қилиб, идеал газнинг иссиқлик сиғими температурага боғлиқ бўлмасдан, фақат газ молекулаларининг эркинлик даражаси билан аниқланар экан. Назариянинг бу натижаси фақат бир атомли газлар учунгина тажриба натижалари билан мос тушади. Айрим икки атомли ва кўпроқ уч атомли газлар учун тажриба ва назария натижалари яқин келмайди. Тажриба натижасига кўра, иссиқлик сиғими температурага боғлиқ бўлиши керак. Бу эса назариянинг (41.9), (41.10) ва (41.11) формуласига мутлақо тўғри келмайди.

Икки ва ундан ортиқ атомли газлар бир атомли газлардан ўз молекулаларининг эркинлик даражалари сони

билан фарқ қилади. Масалан, икки атомли газ молекуласининг илгариланма ҳаракати учун учта, айланма ҳаракати учун иккита эркинлик даражаси мос келади. Уч атомли газларда тебранма ҳаракат учун яна битта қўшимча эркинлик даражаси мавжуд. Демак, уч атомли газ олти эркинлик даражасига эга бўлиб, улардан учтаси илгариланма, иккитаси айланма ва биттаси тебранма ҳаракатга мос келар экан.



147- расм.

бўйича тенг тақсимот қонуни бузилиб, эркинлик даражасининг ўзи температуранинг функцияси бўлиб қолади. Мисол тариқасида, икки атомли водород газ молекуласи иссиқлик сиғимининг температурага боғланишини кўрайлик (147- расм). Тажриба натижасидан кўринадики, паст температураларда иссиқлик сиғими $\frac{3}{2} R$ га, хона температураларида $\frac{5}{2} R$ га

жуذا юқори температураларда $\frac{7}{2} R$ га тенг экан. Бундан водород молекуласи паст температураларда моддий нуқта бўлиб, фақат илгариланма ҳаракат қилади, ўрта температураларда яна айланма ҳаракат ҳам қилади, юқори температураларда эса илгариланма, айланма ва тебранма ҳаракат қилади деган мулоҳазага бориш мумкин. Ҳаракат турларининг ортишига мос равишда молекуланинг эркинлик даражалари сони ҳам ортиб бориши керак. Иссиқлик сиғимининг температурага боғланишини тўла тушинтира олмаслик классик механиканинг энг асосий камчиликларидан бири бўлиб ҳисобланади. Бу боғланиш квант назарияси асосида батафсил тушутирилади.

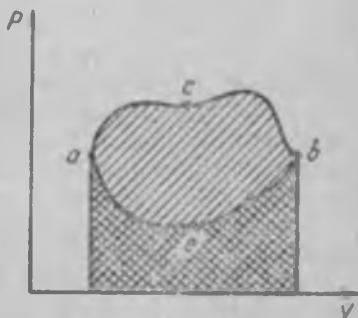
42- §. Айланма цикл. Қайтар ва қайтмас жараёнлар. Термодинамиканинг иккинчи қонуни

Термодинамик системанинг параметрлари p_1, V_1, T_1 бўлган бир мувозанат ҳолатидан чиқиб, параметрлари p_2, V_2, T_2 га тенг бўлган иккинчи мувозанат ҳолатга ўтиши *жараён* дейилади. Система бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтганда оралиқ ҳолатлар мувозанатли бўлиши учун жараён жуда секин юз бериши керак. Агар термодинамик система бир ҳолатдан чиқиб, бир қатор ҳолатларни ўтиб яна ўзининг дастлабки ҳолатига тўла қайтиб келса, бундай жараён *айланма жараён* (цикл) дейилади. Диаграммада айланма цикллар берк контур орқали ифодаланади (148- расм).

pV диаграммада кўрилади системанинг а вазиятдан b вазиятга c нукта орқали ўтиши ҳажмининг катталашини билан юз беради. Бу ҳолда система ташқи кучларга қарши бирор иш бажаради. Системанинг a ҳолатдан b ҳолатга c нукта орқали ўтиши *тўғри жараён* дейилади. Системанинг b ҳолатдан e нукта орқали a ҳолатга қайтиб ўтиши *тескарн жараён* деб аталади. Шундай қилиб, айланма цикл *тўғри* ва *тескарн* жараёнлардан ташкил топган экан.

Тўғри ва тескарн жараёнларда бажарилган ишлар қарама-қарши ншорали бўлгани учун натижавий иш бу ишларнинг айирмасига, яъни *асвега* эгри чизик билан чегараланган юзага тенгдир. Агар жараён тескарн йўналишда амалга оширилганда система *тўғри* жараёнда ўтган оралиқ ҳолатлари орқали ўтиб ўзининг аввалги ҳолатига тўла қайтса ва бунда атроф муҳитда ҳеч қандай ўзгариш юз бермаса бундай жараёнлар *қайтар жараёнлар* дейилади. Юқорида келтирилган шартларни қанс атлантирмайдиган жараёнлар *қайтмас жараёнлар* деб аталади.

Айланма жараёнда система ўзининг аввалги ҳолатига тўла қайтиб келганлиги учун унинг ички энергияси-



148- расм.

нинг ўзгариши нолга тенг бўлади, яъни $dU=0$. Шундай экан, системанинг цикл мобайнида бажарган иши термодинамиканинг биринчи қонунига кура, ташқаридан олинган иссиқлик миқдорига тенгдир, яъни

$$dQ = dU + dA = dA. \quad (42.1)$$

Термодинамиканинг биринчи қонуни (42.1) энергиянинг сақланиш ва айланиш қонунининг хусусий ҳоли эканлиги бизга маълум. Ҳар қандай модда тартибсиз иссиқлик ҳаракатида бўлган атом ва молекулалардан ташкил топганлиги учун у маълум ички энергияга эга бўлади. Шу ички энергиядан фойдаланиш мумкинми? Бунинг учун иккита жисм олайлик: уларнинг массалари m_1, m_2 , температуралари $T_1 > T_2$ бўлсин. Улар контактга келтирилса, температураси юқорироқ бўлган биринчи жисм ички энергиясининг бир қисми пастроқ температурали иккинчи жисмга ўтади, тескари йўналишда энергия ўтиши кузатилмайди. Биринчи жисмдан ўтган энергиянинг бир қисми иккинчи жисм устида иш бажаришга ва унинг ички энергиясини ортишга сарф бўлади. Охир оқибатда ўзаро контактга келтирилган жисмлар системасининг температуралари тенглашади ва T_0 бўлиб қолади, бунда $T_1 > T_0 > T_2$ бўлади.

Термодинамиканинг биринчи қонуни бажарилиши учун биринчи жисмнинг йўқотган иссиқлиги иккинчи жисм томонидан қабул қилинган иссиқликка тенг бўлиши етарли. Лекин бу қонун иссиқлик иссиқ жисмдан совуқ жисмга ўтадими ёки аксинча эканлигини кўрсата олмайди.

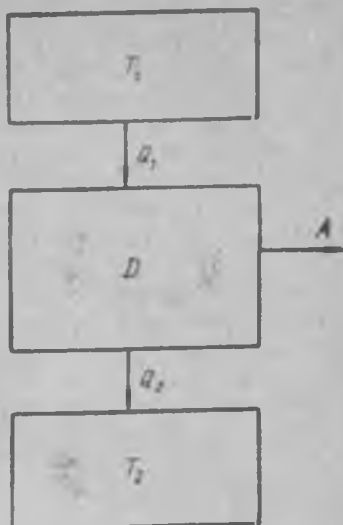
Иккинчи бир мисол сифатида массаси m га тенг бўлган ва h баландликда жойлашган жисмни олайлик. Бу жисм ташлаб юборилса, mgh потенциал энергияси камайиб, $\frac{mv^2}{2}$ кинетик энергияси ортиб боради. Жисм ерга келиб тушгач механик энергиянинг ҳар иккала кўриниши нолга айланиб, урилиш нуқтасида қандайдир Q иссиқлик миқдори ажралиб чиқади.

Тажрибанинг тескарисини қилиб кўрайлик. Ер сиртида турган m массали жисмга Q иссиқлик миқдори берайлик. Табиийки, бу энергияни олган жисм ҳеч қачон h баландликка кўтарилмайди. Шундай экан, бу йўналишда термодинамиканинг биринчи қонуни бажарилмайди. Демак, термодинамиканинг биринчи қонуни жараёнларнинг юз бериш йўналишини кўрсата олмас экан. Бу

муаммони термодинамиканинг иккинчи қонуни ҳал қилади.

Термодинамиканинг иккинчи қонуни иссиқлик машиналарининг ишлаш принципини таҳлил қилиш натижасида юзага келди. D иссиқлик машинасининг ишлаш схемаси 149-расмда келтирилган. Юқори T_1 температурали иссиқлик резервуарини *иситкич*, паст T_2 температурали совуқлик резервуарини *совиткич* дейилади, бунда $T_1 > T_2$.

Термодинамиканинг иккинчи қонунига кўра, иситкичдан олинган Q_1 иссиқликни батамом ишга айлантириш-



149- расм.

дан иборат бўлган жараёни амалга ошириб бўлмайди. Иссиқлик машинаси даврий ишлаб туриши учун иссиқлик миқдорининг қандайдир Q қисми совиткичга (атроф-муҳитга) берилиши шарт. Иситкичдан олинган иссиқликнинг қанчалик кўп қисми A ишга айлантирилса, бу двигател шунчалик фойдали ҳисобланади. Айланма жараёнининг фойдали иш коэффициенти (ФИК.) η иситкичдан олинган иссиқлик миқдорининг қанча қисми ишга айлантирилганлиги билан баҳоланади, яъни

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}, \quad (42.2)$$

бунда Q_1 — цикл мобайнида системанинг олган иссиқлик миқдори; Q_2 — цикл мобайнида системанинг чиқарган иссиқлик миқдори.

(42.2) формула термодинамиканинг иккинчи қонунини ифодалайди. Ҳар қандай машинанинг ФИК бирдан катта бўла олмаслиги (42.2) ифодадан кўриниб турибди. ФИК $\eta = 1$ бўлган двигателлар донмий двигателлар ёки иккинчи тур *перпетуум мобиле* деб аталади.

Термодинамиканинг иккинчи қонуни олимлар томонидан турлича таърифланган.

Клаузиус таърифи: иссиқлик ўз-ўзидан совуқ жисмдан иссиқ жисмга ўта олмайди. Бошқача айтганда, иситкич ва совиткич атрофини ўраган муҳитда ҳеч қандай ўзгариш ҳосил қилмай туриб, температураси паст бўлган резервуардан температураси юқори бўлган резервуарга иссиқлик миқдорини ўтказиш жараёнини ҳеч қандай йўл билан амалга ошириб бўлмайди.

Томсон (Кельвин) таърифи: табиатда ҳеч қандай ўзгариш ҳосил қилмай туриб совиш ҳисобига иссиқликни даврий равишда ншга айлантириб бўлмайди.

Освальд таърифи: иккинчи тур перпетуум мобилени қурш мумкин эмас.

Термодинамиканинг иккинчи қонуни тўғри циклда ишловчи иссиқлик машиналарининг ва тескари циклда ишловчи совуқлик машиналарининг ишлашини ўрганишда муҳим асос бўлиб хизмат қилади.

43- §. Иссиқлик двигателлари. Совиткичлар

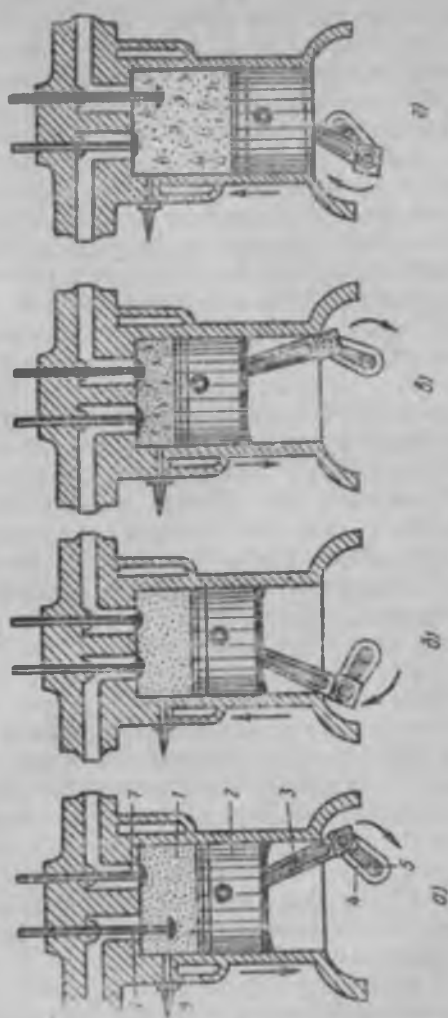
Инсоният тараққиётида юз берган буюк ўзгаришлардан бири иссиқликни ншга айлантириб берувчи машина (двигател)ларининг яратилишидир. Ҳар қандай иссиқлик машинасининг ишлаши айланма цикл бўйича юз беради. Ташқаридан олинган иссиқликни даврий равишда механик энергияга айлантириб берувчи қурилмалар *иссиқлик машиналари* дейилади. Иссиқлик машиналари газ ёки буғнинг кенгайиши ҳисобига ишлайди. Амалда бундай машиналарнинг қуйидаги кўринишлари мавжуд:

1. Буғ машиналари — электростанцияларда, паровоз ва пароходларда ишлатилади. Бу машиналар ташқи ёнув двигателлари дейилади.

2. Ички ёнув двигателлари — автомобиль, трактор, танк ва самолётларни ҳаракатга келтиради.

3. Реактив двигателлар — реактив самолётлар, реактив снарядлар ва узоққа отувчи ракеталарда ўрнатилади.

Иссиқлик машиналари унга берилган иссиқлик миқдорининг бир қисмини фойдали ншга айлантира олади. Бундай қурилма олган иссиқлик миқдорининг қанчалик кўп қисмини ншга айлантирса, унинг ФИК шунчалик катта бўлади. Бу машиналарда газ ёки буғнинг қизиши кўмир, нефть, торф, бензин ва ҳоказо ёқилғиларининг ёниши ҳисобига амалга оширилади. Бундан ташқари атом ядросининг бўлинишида ажралиб чиқадиган энер-



150- пасм.

гия ҳисобига ишловчи иссиқлик двигателлари мавжуд. Улар атом двигателлари дейилади. Иссиқ ўлкаларда қуёш энергияси ҳисобига ишловчи двигателлардан фойдаланилади. Бундай двигателлар қуёш элементлари ёки қуёш двигателлари дейилади.

Юқорида санаб ўтилган иссиқлик двигателлари ичида энг кўп қўлланиладигани тўрт тактли ички ёнув двигателидир (150- расм). Ички ёнув двигателларида ёқилғи ишчи цилиндрнинг ичини ўзида ёндирилади. Ички ёнув двигателининг асосий ишчи қисми (1) цилиндр ичида жойлаштирилган (2) поршень бўлиб, у 3 шатунъ ва (4) кривошип ёрдамида (5) тирсакли валга уланган. Поршень цилиндр ичида ҳаракатланганда тирсакли вал ва унга уланган маховик айланма ҳаракатга келади. Одатда двигателлар битта эмас, тўртта цилиндрли қилиб тайёрланади. Ҳар бир цилиндрда иккитадан клапан бўлиб, улардан бири (6) ёнилғи билан ҳаво аралашмасини сўриб олишга, иккинчиси (7) эса ншлаб бўлган аралашмани чиқариб юборишга хизмат қилади. Бундан ташқари цилиндрнинг юқори қисмида свеча (8) жойлаштирилган. Двигатель цилиндрлари сув ва ҳаво ёрдамида совитилади.

Тўрт тактли ички ёнув двигателининг ишлаши қуйидагича юз беради:

1. Сўриб олиш тактида (150- а расм) киритиш клапани очилади ва поршень пастга ҳаракатланганда цилиндрга ишчи аралашма киради. Бензин билан ишловчи двигателларда ишчи аралашма карбюратордаги бензиннинг буғланиб ҳаво билан аралашishi натижасида ҳосил бўлади.

2. Сиқиш тактида (150- б расм) ҳар иккала клапан ёпиқ бўлади. Поршень юқорига томон ҳаракатланиб аралашмани сиқади ва натижада цилиндрдаги босим ва температура ортиб кетади.

3. Ёндириб юбориш тактида (150- в расм) сиқилган аралашмага свечадан учқуи берилади. Аралашмадаги бензин буғларининг ёниб кетиши натижасида босим ва температура бир неча маротаба ортиб кетиб, поршенни пастга томон ҳаракатлантиради ва нш бажарилади.

4. Чиқариб юбориш тактида (150- г расм) поршень юқори томон ҳаракатланиб, чиқиш клапани орқали ншлаб бўлган аралашмани йўқотади.

Кўриб ўтилган жараён тўрт цилиндрли двигателларнинг қолган учта цилиндрда ҳам худди юқорида-

гидек юз беради. Тўрт тактли ички ёнув двигателлари фақат бензинда эмас, балки нефтнинг арзонроқ компонентлари (масалан, керосин) ёрдамида ҳам ишлаши мумкин. Бундай двигателлар *дизель двигателлари* дейилади. Дизель двигателларининг ишлаши ҳам тўрт тактли бўлиб, цилиндрга аралашма эмас, балки ҳаво сўрилади. Поршень ёрдамида сиқилган ҳавога ёнилги (керосин) пуркалади ва ҳосил бўлган аралашма ёниб кетади. Дизель двигателларининг ФИК юқори бўлганлиги учун ҳозирги вақтда тепловозларда, теплоходларда ва айрим самолёт ҳамда автомобилларда кенг қўлланилмоқда.

Поршенли ички ёнув двигателлари кўпдан буён маълум ва машинасозлик соҳасида кенг ишлатилади. Барча двигателлар асосий параметри уларнинг ФИК бўлиб, карбюраторли ички ёнув двигателлари учун 31% га, дизелли двигателлари учун эса 39° га яқин. Двигателнинг ФИК унинг самарадорлигини белгилайди. Бундан ташқари двигателларнинг нисбий оғирлиги ва ҳажми ҳам муҳим аҳамиятга эга.

Поршенли ички ёнув двигателларининг асосий камчиликларидан бири кривошип — шатун механизмининг қўполлиги ва бунинг оқибатида ишқаланиш ҳисобига энергиянинг беҳуда йўқолишидир. Ҳозирги вақтда поршеннинг қайтма-илгариланма ҳаракатини валнинг айланма ҳаракатига ўтказиш учун ротор-поршенли двигателлардан ҳам фойдаланилади (151-расм). Бундай двигателларда поршень вазифасини үч қиррали ротор бажаради.



151-расм.

Газнинг исиши ва совиши ҳисобига ишлайдиган ташқи ёнув двигателлари ҳам мавжуд.

Буларда юқори босим остидаги гелий ёки водород газини ишчи жисм вазифасини бажаради. Ишчи жисмнинг даврий равишда исиши ва совиши поршеннинг ҳаракатини таъминлайди.

Термодинамиканинг иккинчи қонунига асосан двигателларнинг ФИК ни ва самарадорлигини ошириш

учун иситкич температураси юқори, совиткич температураси эса паст булиши керак. Двигателларда иссиқлик энергиясининг бир қисми совиткич томонидан ютилади. Бунинг натижасида двигателнинг ФИК камаяди. Циклик жараёнларда совиткичга қанча кам иссиқлик берилса, ФИК шунчалнк юқори бўлиши маълум.

Кейинги йилларда двигателлар яшада металл ўрнида махсус сополдан ҳам фойдаланилмоқда. Сопол двигателлар юқори температурага (1300—1500°C) чидамли бўлади. Сополнинг юқори температурага чидамлилиги ва иссиқликни кам ўтказиши туфайли двигателни сув билан совитиш зарурати қолмайди. Шунинг учун радиатор, сув насоси каби қурилмаларга ҳожат қолмайди ва двигателнинг массаси 20% гача камаяди. Термодинамик цикл температурасининг кўтарилиши ва совиткичда энергиянинг беҳуда сарф бўлишининг камайиши ҳисобига двигателнинг ФИК 45% гача етиши мумкин. Бундан ташқари ёнилғи сарфи ҳам анча камаяди. Двигатель температурасининг юқорилиги бензиндан ташқари керосин, дизель ёқилғиси, спирт, синтетик аралашмалар ёқилғилардан фойдаланиш имконини беради. Ёнилғилар юқори температурада тула ёнади ва атроф муҳитнинг ифлосланиши камаяди.

Иссиқлик двигателлари туғри жараён асосида ишласа совуқлик машиналари, яъни совиткичлар, конденционерлар ва ҳоказолар тескари цикл асосида ишлайди. Совиткич машиналарининг ФИК қуйидаги формуладан топилади:

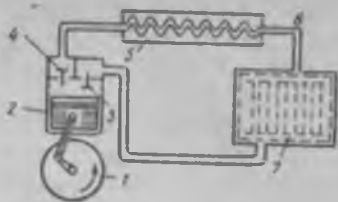
$$\frac{Q_2}{A} = \frac{T_1}{T_1 - T_2},$$

бунда T_1 —иситкичнинг температураси; T_2 —совиткичнинг температураси.

Табиатда иссиқ жисмдан совуқ жисмга иссиқликни узатиш ўз-ўзидан юз берса, бу жараённи тескари йўналишда амалга ошириш учун маълум иш бажариш керак. Совуқлик машиналари ташқи кучларнинг бажарган иши ҳисобига совуқ жисмдан иссиқ жисмга иссиқликни ҳайдаб туради. Бу қурилмаларнинг ишлаш жараёнида совиш махсус сууюқликларнинг буғланиши ёки газларнинг кенгайишида иссиқликнинг ютилиши ҳисобига юз беради.

Рўзғорда ишлатиладиган совиткичларда ишчи жисм сифатида фреон сууюқлиги ишлатилади (152-расм). Бу

суюқлик (1) электромотор ёрдамида ҳаракатланувчи (2) компрессор томонидан (3) клапан орқали сўриб олинади. Компрессорда сиқилган фреон буғлари (4) клапан орқали (5) конденсаторга юборилади. Совиткичнинг орқа деворига жойлаштирилган (6) ингичка



152- расм.

найчалардан тузилган конденсаторда фреон буғлари суюқ ҳолатга ўтади. Фреон буғларининг конденсацияланиши жараёнида ажралиб чиққан иссиқлик миқдори атроф-муҳитга тарқалади. Конденсатордаги фреон суюқлиги капилляр найчалар орқали (7) буғлаткичга узатилади. Совиткичнинг совитиш камераси деворлари бўйлаб жойлаштирилган катта ҳажмли буғлаткичда босимнинг камайиши ҳисобига фреон буғланади. Бу жараёнда иссиқлик ютилади ва маълум даражада совитишга эришилади.

Кейинги йилларда сиқилган азотнинг кенгайишида унинг совитишга асосланиб ишлайдиган микросовиткичлар ($6 \times 1,4 \times 0,2$ см) яратилган. Улар ёрдамида -190°C гача совитиш мумкин. Икки босқичли микросовиткичлардан фойдаланиб -250°C температура олинган. Паст температураларни ҳосил қилишда ишчи жисм сифатида газсимон гелийдан фойдаланиш зарур бўлади.

44- §. Карно цикли. Энтропия

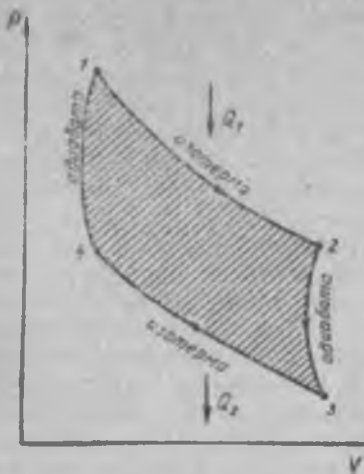
1924 йили француз физиги Садн Карно томонидан термодинамиканинг иккинчи қонуни асосида энг юқори ФНК га эга бўлган айланма цикл таклиф этилди. Айланма циклни амалга ошириш учун учта система бўлиши шарт:

1) иссиқликни ишга айлантиришда воситачи вазифасини бажарадиган ишчи система;

2) иссиқликни ишчи жисмга узатадиган манба (иситкич);

3) тескари жараёнида иссиқликни қабул қилиб оладиган система (совиткич).

Ишчи система сифатида юқоридан енгил поршень билан чегараланган цилиндр ичида жойлашган идеал газни олайлик. Системанинг дастлабки 1 вазиятидаги



153- расм.

параметрлари p_1 , V_1 , T_1 бўлсин (153-расм). Идеал газни изотермик кенгайтиришга имкон бериш. Бунинг учун металл цилиндр сиртини иситкич билан контактга келтириб Q_1 иссиқлик бериш. Бунда газнинг кенгайиши юз беради ва поршень аста-секин силжиб 2 ҳолатга ўтади. Поршеньнинг силжиниш шунчалик секин бўлсинки, газнинг температураси ҳар доим иситкич температураси T_1 га тенг бўлсин, яъни жараён изотермик бўлсин.

Бу жараёнда бажарилган иш A_{12} , 2 ҳолатнинг параметрлари p_2 , V_2 , T_1 бўлсин. Энди цилиндрни иситкичдан узайлик ва изоляциялайлик. Газнинг ички энергияси ҳисобига система адиабатик кенгайиб 2 ҳолатдан 3 ҳолатга ўтсин. Бу ўтишда бажарилган иш A_{23} , 3 ҳолатнинг параметрлари p_3 , V_3 , T_2 бўлсин. Системани ўзининг аввалги ҳолатига қайтариш мақсадида паст босим ва температурада турган газни изотермик сиқиб 4 ҳолатга келтирайлик. Бу ҳолда системадан Q_2 иссиқлик миқдорини совиткичга бериш керак. Изотермик сиқилиш A_{34} га ва 4 ҳолатнинг параметрлари эса p_4 , V_4 , T_2 га тенг бўлсин. Системани совиткичдан узиб ва ташқи муҳитдан изоляциялаб 4 ҳолатдан 1 ҳолатга адиабатик сиқайлик. Бу ўтишда A_{34} иш бажарилади ва газнинг ички энергияси ортади. Шундай қилиб, цикл ёпилди ва газ ўзининг дастлабки босими, ҳажми ва температурасига эришди.

Қўриб ўтилган айланма жараёнга *Карно цикли* дейилади. Бу цикл иккита изотерма (1—2, 3—4) ва иккита адиабата (2—3, 4—1) дан иборат. Энергиянинг сақланиши қонунига кўра цикл мобайнида бажарилган фойдали иш қуйидагнга тенг:

$$A = A_{12} + A_{23} - A_{34} - A_{41} = Q_1 - Q_2. \quad (44.1)$$

Юқоридаги циклни амалга оширган Карно ўзининг иккита теоремасини яратди:

1) Қайтар жараён билан ишловчи иссиқлик машиналарининг ФИК энг каттадир.

2) Қайтар жараёнда даврий ишловчи иссиқлик машиналарининг ФИК иситкич ва совиткич температура-лари билан аниқланади ва машинанинг конструкция-сига боғлиқ бўлмайди, яъни

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}, \quad (44.2)$$

бунда T_1 — иситкичнинг температураси; T_2 — совиткич-нинг температураси.

Карно теоремасидан кўринадикки, системанинг фой-дали иш коэффицентини ошириш учун истикичнинг температураси T_1 ни ошириб, совиткичнинг температу-раси T_2 ни камайтириш керак экан. Агар $T_2 = 0$ бўлса $\eta = 1$ бўлади, яъни иситкичдан олинган иссиқликнинг ҳаммаси ишга айланади. Бунинг эса бўлиши мумкин эмас. (44.2) ифодани қуйидаги кўринишда ёзиш мум-кин:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{Q_2}{Q_1}. \quad (44.3)$$

Бу ифодадан кўринадикки, температуралар нисбати иссиқлик миқдорининг нисбатига тенг бўлиб, ишчи системанинг табиатига боғлиқ эмас. Бундай температу-ра шкаласи *термодинамик температура шкаласи* дейи-лади. Карно циклининг ФИК энг каттадир. Бошқа тур цикллarda ФИК иссиқлик машинасининг табиатига боғлиқ бўлади.

Қайтувчи жараёнлар учун ФИК

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (44.4)$$

Карнонинг иккинчи теоремасига кўра

$$\eta_{\text{қайтмас}} < \eta_{\text{қайтар}}. \quad (44.5)$$

Охирги икки ифодадан қуйидагини ёза оламиз:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (44.6)$$

Қайтар ва қайтмас жараёнларнинг ФИК ни кўрса-тушиб (44.6) формулага термодинамика иккинчи қону-

нинг миқдорий таърифи дейилади. (44.6) ифода бу қонуннинг сифат таърифини ҳам беради.

1. Иссиқлик бир жисмдан иккинчи жисмга иш бажармай ўтсин, яъни $Q_1 - Q_2 = 0$ бўлсин, у ҳолда (44.6) дан

$$0 \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (44.7)$$

еки $T_1 \geq T_2$. Бундан кўринадики, иккита турли температурали жисмлар контактга келтирилса, температураси юқори бўлган жисмдан температураси паст бўлган жисмга ана шу жисмларнинг температуралари тенглашгунча иссиқлик ўтади. Бу Клаузиус таърифини беради.

2. Бир жисмдан иккинчи жисмга ўтган иссиқликнинг ҳаммаси ишга айлансин, яъни $Q_2 = 0$ бўлсин. У ҳолда (44.6) дан

$$1 \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (44.8)$$

Бу ифода бажарилши учун совиткичнинг температураси $T_2 = 0$ бўлиш керак. Бироқ абсолют ноль температурани олиш мумкин эмас, яъни $T_2 \neq 0$. Бошқача айтганда, (44.8) ифода иситкичдан олинган иссиқликнинг ҳаммасини фойдали ишга айлантириш мумкин эмаслигини кўрсатади.

(44.6) дан қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0. \quad (44.9)$$

Агар ана шу цикл билан ишловчи машиналар бир нечта бўлса, (44.9) ни қуйидагича ёзилади:

$$\sum_{i=1}^N \frac{dQ}{T} = 0 \text{ ёки } \oint \frac{dQ}{T} = 0. \quad (44.10)$$

Интеграл остндаги ифодадан олинган интеграл ноль бўлиш учун у тулиқ дифференциал бўлиши керак яъни

$$\frac{dQ}{T} = dS, \quad (44.11)$$

бунда S — энтропия — системанинг ҳолатини характерловчи функция. Энтропия қайтар жараёнларни ўрға-

да энг муҳим ҳолат параметри ҳисобланади. Энтропия қуйидаги хусусиятларга эга:

1. Система бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтганда энтропиянинг ўзгариши ўтиш йўлига боғлиқ бўлмасдан фақат бошланғич ва охириги ҳолатларга боғлиқ бўлади.
2. Агар қайтар жараён мобайнида ташқи муҳит билан иссиқлик алмашиш юз бермаса (адиабатик бўлса), у ҳолда жараёнда қатнашувчи барча системалар энтропияларининг йиғиндиси ўзгармасдир.
3. Адиабатик қайтмас жараёнларда энтропия фақат ортса, адиабатик қайтар жараёнларда ўзгармасдан қолади, яъни

$$\Delta S \geq 0. \quad (44.12)$$

Шунинг учун адиабатик қайтувчи жараённи кўп ҳолда изоэнтропик жараён деб юритилади.

4. Мувозанат ҳолатининг энтропияси энг каттадир. Демак, ҳар қандай система энтропияси каттароқ ҳолатга ўтишга интилади. Бу термодинамика иккинчи қонунининг яна бир таърифидир.

Термодинамиканинг иккинчи қонуни берк системалар учун уринли. Клаузиус бу қонунни коинот учун қўллаб, вақт ўтиши билан коинотнинг энтропияси ўзининг энг катта қийматига эришади деган нотўғри хулосага келди. Бошқача айтганда, вақт ўтиши билан коинотдаги барча жисмларнинг температуралари тенглашиш ва барча жараёнлар тўхташи керак эмиш. Клаузиус томонидан талқин қилинган «коинотнинг иссиқлик ҳалокати» муаммоси нотўғри эканлиги кейинчалик фанда исбот этилди.

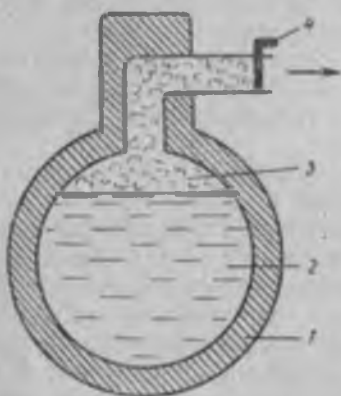
Термодинамиканинг иккинчи қонунини системанинг эришиши мумкин бўлган ҳолатлардан бирида бўлиш эҳтимолидан келиб чиқиб таърифлаш мумкин. Бирор идиш ичидаги газ молекулалари идиш ҳажми бўйича текинс тақсимланган ва тартибсиз ҳаракатда бўлади. Шу газ молекулаларининг идиш ҳажмининг бирор қисмида тўпланиб тартибли ҳолатга ўтиш эҳтимоли деярли нолга тенг. Табиатда тартибли ҳар қандай система тартибсиз ҳолатга ўтишга интилади. Тартибсизлик даражасининг энтропия тушунчаси орқали баҳолаш мумкин. Тартибли система энг паст энтропияга, тартибсиз система эса энг юқори энтропияга эга бўлади. Бولшиқ томонидан тавсия қилинган энтропиянинг статистик маъносига кўра табиат доимо эҳтимоли камроқ

булган ҳолатдан эҳтимоли кўпроқ булган ҳолатларга ўтишга интилади. Бу назарияга кўра системанинг энтропияси унинг термодинамик эҳтимоли логарифмига пропорционалдир:

$$S = k \ln W, \quad (44.13)$$

бунда k — Больцман доимийси; W — системанинг бирор ҳолатда бўлиш эҳтимоли.

Мураккаб системанинг энтропияси оддий система энтропияларининг йиғиндисига тенглигидан, масалан, электростанциялардан ишлатилувчи буғ-сувли аккумуляторларда сувнинг қанча x қисми бугга айланганлигини ҳисоблашда фойдаланиш мумкин.



154-рasm.

154-рasmда шундай аккумуляторнинг схемаси келтирилган. Ўзидан иссиқлик ўтказмайдиган моддадан ясалган (1) идиш температураси T_1 га тенг булган (2) сув билан деярли тўлдирилган. Сув устидаги (3) тўйинган буғнинг босими p_1 га тенг бўлсин. Жўмрак (4) очилса тўйинган буғнинг бир қисми иш бажарувчи машинанинг цилиндрига боради ва унинг босими p_2 , температураси эса T_2 гача камаяди. Бунда сувнинг яна қандайдир x қисми буғга айланади,

конденсацияланган буғ эса яна сувга келиб қўшилади. Жараёни қайтар ва адиабатик деб ҳисоблаш мумкин. Бундай жараёнда сув ва буғ энтропияларининг йиғиндисини ўзгармас қолишидан фойдаланиб x ни қуйидагича формула ёрдамида ҳисоблаш мумкин:

$$x = \frac{S_1 - S_2}{m} \cdot \frac{T_0}{r}, \quad (44.14)$$

бунда S_1 — буғнинг энтропияси; S_2 — сувнинг энтропияси; m — сувнинг массаси; T_0 — сувнинг тўйиниш температураси; r — буғланишнинг солиштирма иссиқлиги.

Электростанцияларда T_2 температурани совиткичдан

чиққан иссиқ сувдан биноларни иситишда фойдаланиш мумкин.

IX. 606. РЕАЛ ГАЗЛАР, СУЮҚЛИКЛАР ВА ҚАТТИҚ ЖИСМЛАР

45-§. Реал газ молекулалари орасидаги ўзаро таъсир

Молекуляр-кинетик назарияда идеал газ деганда, молекулалари бир-бири билан ўзаро таъсирлашмайди-ган ва уларнинг ўлчамлари ҳамда ҳажмлари ҳисобга олмаслик даражада кичик бўлган моддий нуқталар тўплами тушунилади. Идеал газ молекулалари фақат туқнашгандагина ўзаро таъсирлашади, деб ҳисобланади.

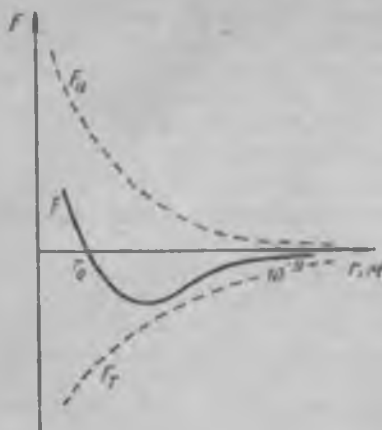
Идеал газ назариясига асос қилиб олинган юқоридаги соддалаштиришлар сийраклашган реал газларда етарлича паст босим ва нисбатан юқори температура-ларда тахминан бажарилади. Бироқ юқори босим ва паст температураларда идеал газ қонунларидан четла-шиш кузатилади. Бу шароитда ҳар бир газ молекула-си тегишлича ҳажмга эга эканлиги ва газ зарралари ораларида ўзаро таъсир кучлари мавжудлигини ҳи-собга олишга тўғри келади. Бундай газлар *реал газлар* дейилади.

Реал газ молекулалари орасидаги ўзаро таъсир куч-лари икки хил табиатга эга: молекулалар бир вақтнинг ўзида бир-бирлари билан ҳам тортишади, ҳам итари-шади. Бу кучларнинг молекулалар ораларидаги масо-фага боғланиши бирдай эмаслигини қуйидаги ифода-дан кўриш мумкин:

$$F = F_n - F_t = \frac{a_1}{r^{13}} - \frac{a_2}{r^7}, \quad (45.1)$$

бунда F_n — итаришиш кучи; F_t — тортишиш кучи; F — натижавий куч; a_1, a_2 — ўзгармас катталиклар; r — молекула-лар орасидаги масофа.

(45.1) ифодада тортишиш кучлари мусбат, итари-шиш кучлари манфий, деб ҳисобланган. Икки молекула орасидаги ўзаро тортишиш кучлари масофанинг еттин-чи даражасига, итаришиш кучлари эса ўн учинчи да-ражасига тескари пропорционал ўзгаради. Тортишиш, итаришиш ва натижавий кучларнинг молекулалар ора-



155- расм.

сидаги масофага боғла-
ниши 155- расмда кел-
тирилган. Графикдан
 F_T тортиш кучлари
 F_d итариш кучла-
рига нисбатан масофа
ўзгаришига сустроқ
боғланганлигини кў-
риш мумкин. Масофа-
нинг $r < r_0$ қийматлари-
да таъсир кучи асосан
итариш кучидан
иборат бўлади ($F > 0$).
Итариш кучлари
молекулалар орасида-
ги масофанинг жуда
кичик қийматларида
кузатилади. Бошқача
айтганда, ҳар бир мо-

лекула ўзининг маълум таъсир доирасига эга бўлиб, шу таъсир доирасига бошқа молекулаларнинг киришига тўс-
қинлик қилади. Таъсир доирасининг ўлчамлари молеку-
ла ўлчамидан унча катта бўлмайди. Молекулалар ора-
сидаги масофа $r > r_0$ бўлганида, тортиш кучлари
асосий ролни ўйнайди ($F < 0$).

Газ молекулалари орасидаги масофа $r = r_0$ бўлга-
нида, кузатилаётган молекулага таъсир этувчи торти-
ш ва итариш кучлари миқдор жиҳатидан тенг,
йўналиши бўйича эса қарама-қаршидир. Шу сабабдан
масофанинг бу қийматда газ молекуласига таъсир
этувчи натижавий куч $F = 0$ бўлади. Масофанинг бу
 $r = r_0$ қийматида молекула ўзининг мувозанат ҳолатида
бўлади. Молекулалар орасидаги масофа $r > 10^{-9}$ м бўл-
ганда улар орасидаги таъсир деярли йўқолади ($F \rightarrow 0$),
яъни реал газ идеал газга яқинлашади.

Молекуляр-кинетик назарияда газнинг ҳажми де-
ганда, газ жойлашган идишнинг ҳажми тушунилар эди.
Лекин ҳар бир газ молекуласининг шахсий ҳажмга эга
эканлиги ва шунинг учун газ молекулалари ҳаракат-
ланиши мумкин бўлган эркин соҳа идиш ҳажмидан
кичикроқ бўлиши кераклиги эътиборга олинмаган.
Шундай қилиб, реал газ молекулаларининг ўзаро таъ-
сирларини ва уларнинг шахсий ҳажмларини ҳисобга

олиш идеал газ учун кўриб чиқилган барча қонуниятларни ўринсиз қилиб қўяди.

46-§. Реал газнинг ҳолат тенгламаси. Ван-дер-Ваальс изотермалари

Газ молекулалари реал шароитда бир-бирига яқинлаштирилганда нтаришиш кучлари, узоқлаштирилганда эса тортишиш кучларининг юзага келишини ўтган параграфда кўриб ўтдик. Бир моль идеал газнинг ҳолат тенгламаси

$$pV = RT \quad (46.1)$$

ни ҳосил қилишда (35-§ га қаранг) бу кучлар ҳисобга олинган эмас. Шунинг учун (46.1) Менделеев — Клапейрон тенгламаси реал газ учун ўринсиз бўлиб қолади.

1873 йили Голландия физиги Ван-дер-Ваальс назарий тадқиқотларга асосланиб, идеал газнинг ҳолат тенгламаси (46.1) га иккита тузатма киритди ва қуйидаги тенгламани таклиф қилди:

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT, \quad (46.2)$$

бунда a — ўзаро таъсир кучларини ҳисобга олувчи коэффициент, b — шахсий ҳажми назарга олувчи коэффициент.

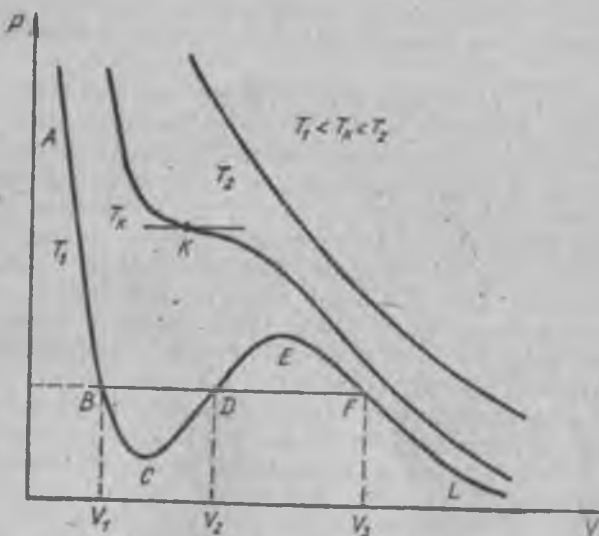
Реал газларда берилган ҳажмда газ молекулаларининг сони етарлича кўп бўлади ва шунинг учун улар орасидаги ўзаро нтаришиш кучини ҳисобга олишга тўғри келади. Бу куч таъсирида молекулаларнинг эффектив ҳажми (таъсир доираси) ортгандек бўлади. Молекулалар эффектив ҳажмларининг йиғиндиси газ массага пропорционал бўлади. Ван-дер-Ваальс томонидан киритилган тузатма b шуни кўрсатадиги, бир моль реал газ молекулалари ҳаракатлана оладиган бўш ҳажм V эмас, балки $V - b$ бўлиши керак. Бунда b — бир моль газнинг шахсий ҳажми.

Газ молекулалари орасида тортишиш кучининг мавжудлиги қўшнимча ички босим p' ни юзага келтиради. Ички босим ҳажмнинг квадратига тескари пропорционалдир, яъни

$$p' = \frac{a}{V^2}. \quad (46.3)$$

Ван-дер-Ваальс тенгламаси (46.2) даги a ва b коэффициентлар газнинг хусусияти ва ҳолати билан боғлиқ бўлган доимийлардир. Юқори температура ва паст босимларда $p' \ll p$ ва $b \ll V$ бўлиб қолади. У ҳолда (45.2) даги тузатмаларни тушириб қолдириш мумкин, яъни бу шароитда Ван-дер-Ваальс тенгламаси Менделеев — Клапейрон тенгламасига ўтади. Шунини таъкидлаш керакки, молекулалари орасидаги ўзаро таъсир кучларининг табиатига қараб ҳар бир газ ўзининг ҳолат тенгламасига эга бўлади. Реал газлар учун универсал ҳолат тенгламаси мавжуд эмас.

Ван-дер-Ваальс тенгламасининг изотермаларини кўришга ўтамиз. Идеал газ учун ёзилган Менделеев — Клапейрон тенгламасининг изотермалари гиперболалардан иборат эди (130-расмга қаранг). Реал газни характерловчи Ван-дер-Ваальс тенгламаларини ўрганиб чиқайлик. Бу тенглама ҳажмга нисбатан учинчи тартибли, босимга нисбатан эса биринчи тартибли. Учинчи даражали тенгламанинг учала илдизидан ёки ҳаммаси ҳақиқий, ёки улардан икkitаси мавҳум ва биттаси ҳақиқий бўлиши мумкин. Тенгламанинг мавҳум илдизларни маънога эга эмас, негаки манфий ҳажмнинг маъноси йўқ.



156-расм.

Шундай қилиб, (46.2) тенглама босимнинг ҳар бир қийматига ҳажмнинг учта қиймати мос келадиган чизиқни бериши керак. 156-расмда температуранинг учта қиймати учун 1 моль газ босимининг ҳажмга боғланиш изотермалари келтирилган. Расмдан кўринадики, изотермаларнинг эгриланиши паст T_1 температураларда юз беради. Юқори T_2 температураларда изотерма идеал газ изотермасига яқинлашиб боради. Агар ҳажм ўқига параллел бирорта $p = \text{const}$ изобара чизигини ўтказсак, босимнинг битта қийматига ҳажмнинг учта V_1, V_2, V_3 қиймати мос келиши кўринади. T_1 температурага тўғри келувчи изотермада $BCDEF$ тўлқинсимон участка бор. Айниқса, CDE участкада босим изотермик равишда ортиб борганда модданинг ҳажми ҳам ортиб бориши кузатилади. Маълумки табиатда босим ортганида ўзининг зичлигини камайтирадиган моддалар мавжуд эмас.

Тажриба $BCDEF$ эгриланишларни бермайди, балки босим V_1 дан V_3 гача BDF тўғри чизиқ бўйича ўзгармасдан қолишини кўрсатади. Бунга сабаб тажриба вақтида биз эгри чизиқнинг барча нуқталарини кузатиб улгура олмаймиз. Ҳажмнинг камайишида F нуқтадан бошлаб модданинг вазияти худди тўйинган бўғиннинг вазиятига ўтиб қолади ва шу газнинг суюқ томчилари ҳосил бўла бошлайди.

Модданинг беқарор CDE ҳолатида газ молекулалари бир-бирларига шундай яқинлашадикки, улар бир-бирини тутиб туриш хоссасига эга бўлади. Бу ҳолатнинг ҳар икки томонида EFL ва ABC изотерма булаклари мавжуд. E нуқтадан ўнгга босимнинг ҳажмга боғланиши Менделеев—Клапейрон тенгламасига яқинлашади, бу модданинг газсимон ҳолатига мос келади. C нуқтадан чапга газнинг ҳажми билан босими орасида кучли боғланиш мавжуд. Бундай боғланиш суюқликларга хосдир. Шунинг учун катта босим ва кичик ҳажмларга тўғри келувчи бу ҳолат модданинг суюқ фазасига мос келади. Шундай қилиб, CDE оралиқнинг икки томонидан мода ўзининг икки агрегат ҳолатида: ўнгга газ, чапга суюқлик ҳолатида бўлади.

Изотермалар ичида шундай бир изотермани топиш мумкинки, бу изотермада бурилиш нуқтаси фақат биттагина бўлади. Бу изотермадан пастда жойлашган изотермаларда бурилиш нуқтаси учта бўлади, юқоридаги изотермалар эса бурилишга эга бўлмайди. T_k темпе-

ратурага мос келувчи изотерма *критик изотерма* дейилади. Критик изотерманинг шу нуқтасида босимнинг битта қийматига ҳажмнинг битта қиймати мос келади. Босим, ҳажм ва температурани критик изотерманинг κ нуқтасига тўғри келувчи қийматларини критик босим, критик ҳажм ва критик температура дейилади. Бу ҳолда модда ўзининг критик ҳолатида бўлади. Реал газ критик температурадан юқори температураларда идеал газ, деб қаралиши мумкин. Критик температурадан паст температураларда газни сиқиш билан суюқликка айлантириш мумкин. Агар газ температураси критик температурадан юқори бўлса, босимни ҳар қанча оширганда ҳам газни суюқликка айлантириб бўлмайди. Критик температура газнинг табиатига қараб туриб ҳар хил қийматларга эга бўлиши мумкин.

47-§. Реал газнинг ички энергияси. Жоуль — Томсон эффекти. Газларни суюлтириш

Идеал газ молекулалари ўзаро таъсир қилишмайди, деб ҳисоблаб 1 моль газнинг тўла ички энергияси учун қуйидаги ифодани олган эдик (39-§ га қarang):

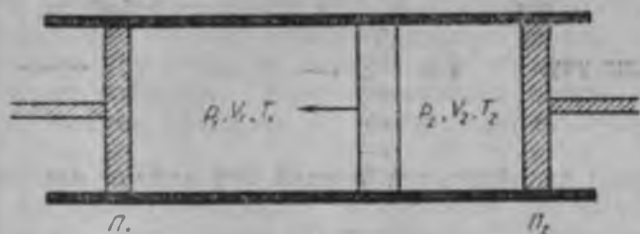
$$E_u = \frac{i}{2} RT = c_v T. \quad (47.1)$$

Реал газ молекулалари иссиқлик ҳаракатидан ташқари бир-бири билан ўзаро таъсирда бўлганлиги учун уларга бундай ифодани ёза олмаймиз. Реал газнинг ички энергияси молекулалар иссиқлик ҳаракат кинетик энергияси ва ўзаро таъсир потенциал энергияларининг йиғиндисидан иборат бўлади. Бу энергияларнинг турлича ўзгаришини ҳисобга олиб бир моль реал газнинг ички энергиясини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$E_p = c_v T - \frac{a}{V}. \quad (47.2)$$

Бунда a — Ван-дер-Ваальс доимийси. (47.2) дан кўринадик, ҳажм ва температура ортиши билан реал газнинг ички энергияси ортиб боради, негаки бу параметрларнинг ортиши молекулаларнинг эркинроқ ҳаракат қилишига сабаб бўлади.

Идеал газ ташқи муҳит билан иссиқлик алмашмаган ҳолда адиабатик ($dQ=0$) кенгайганда бажарилган



157- расм.

ташқи иш нолга тенг бўлади. Термодинамиканинг биринчи қонунига кўра, бундай адиабатик кенгайишда системанинг ички энергияси ўзгармайди, яъни

$$U_1 = U_2. \quad (47.3)$$

Идеал газларнинг адиабатик кенгайишида ички энергиядан ташқари температура ҳам ўзгармасдан қолади. Реал газлар ташқи босимга қарши иш бажармаган ҳолда кенгайтирилса, газ ё иснши, ё совиши мумкин экан. Реал газнинг адиабатик кенгайишида газ температурасининг ўзгаришн *Жоуль — Томсон эффекти* дейилади.

157-расмда инглиз физиклари Жоуль ва Томсон тажрибасининг схематик тасвири берилган. Иссиқликни кам ўтказадиган цилиндр ичида ишқаланишсиз ҳаракатлана оладиган иккита P_1 ва P_2 поршенлар жойлаштирилган. Поршенлар орасида жойлашган ғовак тўсиқнинг чап томонида жойлашган газнинг босими p_1 , ҳажми V_1 , температураси T_1 бўлсин. Ғовак тўсиқдан ўнгга ўтган газнинг параметрлари мос равишда p_2 , V_2 , T_2 бўлсин. Биринчи поршень силжиганда газ ғовак тўсиқ орқали ўнгга ўтади ва бунда бажарилган иш $A_1 = p_1 V_1$ га тенг бўлади. Иккинчи поршень ҳаракатланганда бажарилган иш эса $A_2 = p_2 V_2$ бўлади. Ишларнинг бу ифодаларини адиабатик жараён учун ёзилган термодинамиканинг биринчи қонунига қўй-сак,

$$U_1 + p_1 U_1 = U_2 + p_2 U_2 \quad (47.4)$$

Демак, Жоуль — Томсон тажрибасида $U + pV$ катталик ўзгармай қолар экан. Бу катталик *газнинг иссиқлик функцияси* ёки *энтальпияси* деб аталади. Реал газларда энтальпиянинг тенг бўлишн температураларнинг тенглигини кўрсатмайди.

Жоуль—Томсон эффекти идеал газларда кузатилмасдан фақат реал газларда юз берилишга сабаб, реал газ молекулалари орасидаги ўзаро таъсир кучларидир. Шунинг учун бу эффектни газ молекулалари орасидаги ўзаро таъсир кучларининг улар орасидаги масофага боғликлигини ифодаловчи 155-расмдан тушуниш қийин эмас.

Фараз қилайлик, газ шундай бир ҳажмга келтирилган бўлсинки, молекулалар орасидаги ўртача масофа r_0 дан кичик бўлсин. Бу ҳолда молекулалар орасидаги ўзаро таъсир кучи, асосан, нтаришини кучидан иборат бўлади. Энди шу газни ташқи босим йўқ жойда (вакуумда) шундай ҳажмгача кенгайтирайликки, молекулалар орасидаги масофа $r=r_0$ бўлсин. Бундай кенгайтириш натижасида газ молекулалари орасидаги ўзаро таъсир кучлари камаяди ва шунинг учун уларнинг тезлиги ортади, яъни газ исийди. Реал газнинг адиабатик кенгайтириш натижасида унинг исиниш кузатилса, бундай ҳодиса *манфий Жоуль—Томсон эффекти дейилади*. Жоуль—Томсон эффектини баҳолаш учун қуйидаги катталик киртилади:

$$\mu = \frac{\Delta T}{\Delta p}, \quad (47.5)$$

бунда μ — Жоуль—Томсон коэффициентини бўлиб, кўриб ўтилган ҳол учун $\mu > 0$.

Энди иккинчи ҳолни кўриб чиқайлик. Газнинг ҳажми шундай танланган бўлсинки, молекулалар орасидаги масофа $r \geq r_0$ бўлсин. Масофанинг бу қийматларида ўзаро таъсир кучи асосан тортишиш кучидан иборат бўлади. Шу газни $r \gg r_0$ шарт бажарилгунча адиабатик кенгайтиришга имкон берайлик. Бу шарт бажарилганда тортишиш кучи молекулаларнинг бир-бирдан узоқлашинишга тўсқинлик қилади, яъни энди улар қаршиликли муҳитда ҳаракат қилади. Шунинг учун молекулаларнинг тезликлари камаяди, бошқача айтганда газ совийди ($\mu < 0$). Бундай ҳодиса *мусбат Жоуль—Томсон эффекти дейилади*.

Жоуль—Томсон эффектнинг мусбат ёки манфий қисмини кузатиш учун температура ва босим махсус танланиши керак. Ҳатто берилган газ учун бу параметрларнинг бир қийматларида мусбат, бошқа қийматларида манфий эффект кузатилиши мумкин. Ҳар бир газ учун шундай бир температура мавжудки, бу тем-

пературада Жоуль — Томсон эффекти ўз ишорасини ўзгартиради. Температуранинг бу қиймати *инверсия температураси* дейилади. Мусбат Жоуль — Томсон эффектидан газларни суюлтиришда фойдаланилади.

Газларни суюлтиришнинг, асосан, иккита усули мавжуд:

1. Мусбат Жоуль — Томсон эффектига асосланган усул (Дьюар — Линде усули 158- расм).

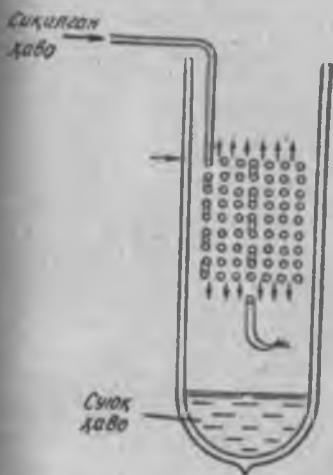
2. Ташқи босим кучларига қарши иш бажариб адиабатик кенгайтириш усули (Клод усули).

Деворларига температураси 143 К температурали суюқ CO_2 солинган идишга кислородни солиб босимни бир оз орттирилса, кислород суюқ ҳолатга ўтади. Суюқ кислороддан фойдаланиб навбатдаги газни суюқ ҳолатга ўтказиш мумкин.

Бу учинчи усулни босқичма-босқич усули дейилади. Юқорида келтирилган усулларни қўллаб кислород (154,4 К), азот (126,1 К) ва водород (33 К) газларини суюқ ҳолатга ўтказишга эришилди. Бу газлардан саноатда портлатиш ишларида, ракета ёнилғиларини ёндиришда ва илмий-тадқиқот ишларида кенг фойдаланилади.

1908 йили Голландия физиги Кемерлинг-Оннес энг кичик критик температурага (4,2 К) эга бўлган гелий газини суюқликка айлантиришга муваффақ бўлди. Агар суюқ гелий пасайтирилган босим остида қайнатилса, унинг температурасини 0,7 К гача пасайтириш мумкин. Яна ҳам паст температураларни олиш учун совитишнинг магнит усулидан фойдаланилади.

Табиатда шундай парамагнит тузлар мавжудки, улар адиабатик магнитланса исийди, магнитсизланса эса совийди. Бу ходиса физикада *магнитострикция ҳодисаси* деб юритилади. Тажрибада дастлаб парамагнит модда суюқ гелий ёрдамида совитилади, сўнгра магнитланади, ажралиб чиққан иссиқлик суюқ гелий томо-



158- расм.

нидан ютилади. Парамагнит тузи суёқ гелийдан ажратиблиб адиабатик магнитсизланади, натижада туз совийди. Шу усул билан ўта паст температуралар, яъни даражанинг мингдан бир улушларича (10^{-3}K) температуралар олишга эришилган.

Жуда паст температураларда суёқ гелий бошқа суёқликларда кузатилмайдиган бир қатор хусусиятларга эга. Суёқ гелий икки хил бўлади: 4,2 дан 2,18 K температура интервалда суёқ гелий ўзини оддий суёқлик каби тутди ва уни гелий-1 дейилади: температуранинг $T < 2,8\text{ K}$ қийматларида суёқ гелийда бошқа суёқликларга хос бўлмаган хусусиятлар пайдо бўла бошлайди ва унга гелий-2 дейилади. Бу температура интервалида суёқ гелий икки хил аралашмадан: гелий-1 ва гелий-2 дан иборат бўлади. Гелий-1 нормал табиатли аралашма бўлса, гелий-2 ўта оқувчанлик хусусиятига эга бўлган суёқликдир. Температуранинг янада пасайиши билан аралашма таркибидаги гелий-2 нинг миқдори ортиб боради ва 1 K дан пастда гелий тўла ўта оқувчан ҳолатига ўтади. Ўта оқувчан гелийнинг энг асосий хусусиятларидан бири, у ўздан иссиқлик ўтишига ҳеч қандай қаршилиқ кўрсатмайди, яъни унинг иссиқлик ўтказувчанлиги чексизга тенг. Бундан ташқари, бир қатор тадқиқотлар ўта оқувчан гелийнинг ёпишқоқлиги нолга тенглигини кўрсатади. Шунинг учун гелий-2 жуда ингичка капилляр найлардан ёки маълум баландликдаги тўсиқлардан ҳеч қандай қаршилиқсиз кўтарила олади.

1911 йили Кемерлинг-Оннес 7,2 K температурада қўрғошиннинг электр қаршилиги тўсатдан нолгача камайишини тажрибада аниқлади. Бунда қўрғошиннинг қаршилиги 10^{11} мартаба камайиши кузатилган. Модданинг бу ҳолатига унинг ўта ўтказувчан ҳолати деб ном берилди. Кейинги йилларда бир қатор тоза моддалар ва уларнинг мингга яқин қотишмаларида ўта ўтказувчанлик хусусияти аниқланди.

Ўта ўтказувчан материаллар ҳозир амалда кенг қўлланилмоқда. Масалан, улар асосида юқори қувватли магнитлар ясалмоқда. Улардан фойдаланиш электр энергиясининг ўрамларда беҳуда сарф бўлмаслигини таъминлайди ва шунинг учун магнитни сув билан совитишга ҳожат қолмайди. Бундай магнитлардан фойдаланишдаги энг асосий муаммо магнит ўрамларининг критик температурадан паст температурада ушлаб ту-

ришдир. Яқинда необиининг германий билан қотишмасида (Nb_3Ge) ўта ўтказувчанлик ҳодисаси 23 K кузатилди. Бу эса суёқ гелий ўрнида суёқ водороддан (20 K) фойдаланиш имконини беради.

48-§. Ҳавонинг намлиги. Намликни ўлчаш

Ер шари атрофидаги ҳавода ҳар доим маълум миқдор сув бугларни мавжуд бўлиб, йилига унинг тахминан чорак қисми қуруқликка ёғингарчилик сифатида тушади. Қуруқликнинг денгиз, дарё ва океанларга яқин қисмида намгарчилик юқорироқ бўлади. Ер атмосферасининг турли қисмларидаги сув буглари миқдорини характерловчи катталик *ҳавонинг намлиги* дейилади. Ҳавонинг намлиги катта бўлганда ёғоч буюмлар шишади, металл буюмларни занглайди. Аксинча намлик кам бўлса, ёғоч буюмлар қийшайиб, ёрилиб кетади. Намлик қишлоқ хўжалик ўсимликларининг ҳосилдорлигига, чорвачиликнинг маҳсулдорлигига катта таъсир кўрсатади. Маҳсулотларни қуришти, сақлаш жараёниларида намликни меъёрида ушлаш катта аҳамиятга эга.

Қишлоқ хўжалик ўсимликларини кутилмаганда совуқ уриб кетмаслигидан сақлаб қолиш учун баъзан ҳаво намлигини сунъий йўл билан орттирилади. Бунинг учун одатда, экин экилган майдонларга сув берилади. Сувнинг бугланиши натижасида намлик ортади. Сув *бугларининг паст ҳарорат таъсирида* томчиларга айланиши натижасида маълум иссиқлик ажралиб чиқади ва бу ҳодиса тупроқнинг ҳамда пастки ҳаво қатламларининг бироз иссиғига олиб келади.

Намликнинг ортиши инсон саломатлигига ҳам салбий таъсир кўрсатади. Сунъий иқлим ҳосил қилиш инсон саломатлиги ва ишлаб чиқаришни жадаллаштириш ҳамда маҳсулот сифатини орттиришда аҳамияти бор. Ишлаб чиқариш цехларидаги температура ва намликни ўзгармас ушлаб туриш чиқит (брак)ни камайтиришга, тўқимачилик саноатида эса ишлаб чиқарилувчи газламалар сифатини орттиришга олиб келади. Сунъий иқлим ҳосил қилмай туриб, ҳавонинг стратосфера қатламида самолётда учиб, сувости кемаларда сузиш мумкин эмас.

Инсон ўзи яшаб турган муҳитга ҳар доим энергия бериб туради. Масалан, оғирлиги 80 кг бўлган эркак

ортиб боради. Бунга сабаб температуранинг кўтарилиши билан суюқлик молекулаларининг тобора кўпроги тутиниш кучларини енгиниш учун старлича энергияга эга бўлади.

Сувга сакраган киши сувнинг кўтариш кучини сезади. Қўлимизга бирорта гишт ёки тош бўлагини олиб сувга ботирсак, унинг енгиллашиб қолганини сезамиз. Қуйидаги тажрибани кўриб чиқайлик. Биронта баландлиги бўйича даражаланган стакан олиб сув билан тўлдирайлик ва унинг ичига ёғоч бўлагини игна ёрдамида ботирайлик. Бунда сувнинг бир қисми стакандан тошиб кетади. Сувнинг қанча қисми тошди? Энди ёғочни қўйиб юборсак, у сувда сузиб юради. Бунда суюқлик сиртининг пасайганлигини аниқлаш қийин эмас. Агар ёғоч бўлагини сувдан чиқариб олсак, сув сатҳининг яна пасайганини кўзга амиз.

Бундан тахминан 2200 йил илгари грек олими Архимед суюқликка жойлаштирилган ҳар қандай жисмга кўтарувчи куч таъсир қилишини ва у ўз ҳажмига тенг суюқликни сиқиб чиқаришини тажрибада аниқлаган.

Архимеддан ўн саккиз аср кейин Галилей томонидан зичликни аниқловчи торози яратилди. Архимед қонуни ёрдамида зичлиги маълум бўлган қаттиқ жисмни суюқликнинг ичига тушириб унинг зичлигини аниқлаш мумкин. Бундай қурилмалар *ареометрлар* дейилади. Улар аккумулятор батареяларидан электролит ёки совиткичлардаги антифриз зичликларини аниқлашда қўлланилади.

Суюқлик сиртига бирор жисм туширилганда Архимед қонунига кўра уч ҳолат бўлиши мумкин:

1. Жисмнинг оғирлиги у сиқиб чиқарган суюқлик оғирлигидан кичик. Бу ҳолда жисм суюқлик сиртида сузиб юради. Масалан, сув сиртига ташланган ёғоч бўлагини.

2. Жисмнинг оғирлиги сиқиб чиқарилган суюқлик оғирлигидан катта. Бу ҳолда кўтариш кучи жисм оғирлигидан кичик бўлади ва шунинг учун у чуқади. Масалан, сувга ташланган тош.

3. Жисм оғирлиги у сиқиб чиқарган суюқлик оғирлигига тенг. Бунда кўтариш кучи жисм оғирлигига тенг бўлади ва жисм суюқлик сиртидан ихтиёрий чуқурликда жойлаша олади.

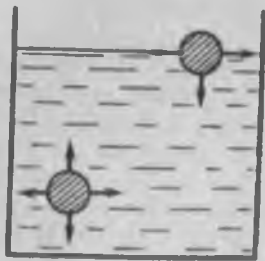
Сув усти ва сув ости кемаларининг сузиши Архимед қонунига асосланган. Бунда сиқиб чиқарилган сув оғирлиги кеманинг оғирлигига тенг бўлади. Кемага

қанча кўп юк ортилса, у сувда шунча чуқурроқ жойлашади. Юк ортишда кема сиртидаги белги сув сиртидан пастга ўтиб кетмаслигига ва юкнинг бир текис тақсимланишига эътибор бериш шарт. Ҳозирги замон сув ости кемалари сув сиртида ҳам, остида ҳам суза олади. Кема сув остига тушиши учун унинг остидаги қўшимча резервуарлар сув билан тўлдирилади. Архимед қонунига кўра сиқиб чиқарилган сув огирлиги кема огирлигига тенглашгунча резервуарлар сув билан тўлдирилса, у ҳолда кема сув сиртидан ихтиёрий чуқурликда суза олади. Сув ости кемаси сув сиртига чиқиши учун олинган қўшимча сув сиқилган ҳаво ёрдамида чиқариб юборилади ва кема сув сиртига қалқиб чиқади.

Архимед қонуни газлар учун ҳам ўринлидир. Масалан, ҳавода огирликлари тенг бўлган пўкак ва қўргошин бўлақларини олсак, вакуумдаги пўкак бўлаги огирроқ бўлиб қолади. Бунга сабаб пўкак бўлагининг ҳажми катта бўлгани учун кўпроқ ҳавони сиқиб чиқариши ва шунга тенг ўз огирлигини йўқотишидир.

Суюқлик ҳажми, газлардагидан анча сустроқ бўлсада, температурага боғлиқ. Одатда, температура ортиши билан суюқликнинг ҳажми ортиб боради. Лекин бу қондадан четлашишлар ҳам бор. Масалан, сув 0°C дан 4°C гача иситилганда унинг зичлиги ортиб боради. Бунга сабаб бу температура интервалида сув молекулаларни гуруҳ-гуруҳ бўлиб бирлаша бошлайди, натижада улар орасидаги масофа қисқара боради. Температуранинг 4°C дан орттирсак, бирлашган сув молекулалари яна ажраб кета бошлайди. Натижада суюқлик ҳажми яна орта бошлайди.

Бирор суюқликнинг иккита молекуласини фикран танлаб олайлик, улардан бири суюқлик ичида, иккинчиси суюқлик сиртида жойлашган бўлсин (159-расм). Суюқлик ичидаги молекула ҳамма томонига тегишлича тутиниш кучлари таъсир қилгани учун унга таъсир қилувчи натижавий куч полга тенг бўлади. Шундай экан, молекула мувозанатда қолади. Молекуланинг бу ҳолати унинг турғун ҳолати дейилади. Суюқлик сиртидаги моле-



159- расм.

кулани пастга ва ён томонларга тортувчи кучлар бор, юқори томонга тортувчи кучлар деярли йўқ. Шунинг учун сиртдаги молекулаларнинг ҳаммаси унинг ичига томон тортилиб туради. Суюқлик сиртини қисқартиришга интиладиган ва шу сиртга уринма бўйича йўналган бу куч сирт таранглик кучи дейилади. Бу куч ҳамма вақт суюқлик сирт пардасини кичрайтиришга интилади. 1807 йили Лаплас суюқлик сиртидаги босим суюқлик сирт пардасининг кўринишига боғлиқ эканлигини кўрсатди:

$$p = p_0 + \frac{2\sigma}{r}, \quad (49.1)$$

бунда p_0 — суюқлик сирти ясси бўлган ҳолдаги нормал атмосфера босими ёки суюқликнинг ички босими; r — суюқлик сиртининг эгрилик радиуси; σ — суюқликнинг сирт таранглик коэффициентини.

Суюқлик сирт пардасининг 1 см кенглигига қўйилган куч сирт таранглик коэффициентини деб юритилади. Сирт таранглик коэффициентини — σ нинг катталиги суюқликнинг табиатига боғлиқ бўлади. Температура ортиши билан σ камайиб боради. Бунга сабаб температура ортиши билан суюқлик молекулалари иссиқлик ҳаракатининг жадаллашиши ва бунинг оқибатида тутиниш кучларининг заифлашишидир. Ҳар бир суюқлик учун критик температурада $\sigma = 0$ бўлиб қолади.

Сирт таранглик коэффициентининг қиймати суюқлик сиртидаги муҳитга ҳам боғлиқ бўлади. Масалан, суюқлик сиртида тўйинган буғ бўлса, σ ҳаво бўлгандан кам қийматга эга бўлади. Суюқликда бирор модданинг аралашishi ҳам σ нинг ўзгаришига олиб келади. Масалан, сувга ёғ томизилса сув устида ёғ пардаси ҳосил бўлади ва бунинг натижасида сирт таранглик коэффициентини бир оз камаяди.

Сирт таранглик кучлари таъсирида суюқлик ўз сиртини ҳамма вақт кичрайтиришга интилади, яъни суюқлик сирти энг кичик потенциал энергияга эга бўлган ҳолга интилади. Геометрия курсидан маълумки, берилган ҳажмда шар энг кичик сиртга эга. Шунинг учун суюқлик томчилари шар шаклини олишга интилади. Ернинг тортиш кучи майдонида суюқликнинг фақат кичик томчилари шар шаклида бўлиб, катта томчилар эллипсоид шаклини эгаллайди. Вазнсизлик ҳолатида эса суюқликнинг ҳар қандай томчисини аниқ шар шаклини олади.

Суюқлик зарраси қанча чуқур жойлашган бўлса, унга шунчалик катта босувчи куч таъсир этади. Бу куч таъсирида юзага келувчи босимга гидростатик босим дейилади:

$$p' = \rho gh, \quad (49.2)$$

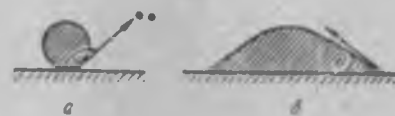
бунда ρ — суюқликнинг зичлиги; g — эркин тушиш тезланиши; h — суюқлик молекуласининг жойлашиш чуқурлиги.

Гидростатик босим ҳисобига босим жуда катта қийматларга эга бўлади. Масалан, 1 км денгиз чуқурлигида босим 103 атмосферага тенг бўлади. Бу ишлаб турувчи автомобиль двигатели цилиндридаги босимдан бир неча марта каттадир. Денгиз сатҳидан 10 км чуқурликдаги босим 1000 атмосферадан катта бўлади. Бу отиш қуроли ичидаги порох газининг босимидан каттадир. Бундай катта босимларга инсон танаси бардош бера олмайди. Шу сабабдан говвослар ҳатто сув ўтказмайдиган махсус кийимларда 200 метрдан чуқурроққа туша олинмайди. Сув остининг чуқурроқ қатламларидаги тадқиқот ишлари батисфералар — махсус шарларга жойлаштирилган тадқиқотчи, илмий асбоблар, прожектор ва киноаппаратлар ёрдамида олиб борилади. Сувнинг чуқур қатламда яшовчи балиқлар ичидаги босим сув томонидан бериладиган катта босимга тенг ва шунинг учун улар бемалол ҳаёт кечиради. Бундай балиқлар сувнинг сиртига яқин қисмида яшай олмайди. Агар улар сувнинг сатҳига чиқса ички ва ташқи босимлар фарқидан ёрилиб ўлади.

Шундай қилиб, суюқлик сиртидан h чуқурликда жойлашган суюқлик заррасига таъсир қилувчи умумий босим атмосфера босими p_0 гидростатик босим p' ва сиртининг эгрилиги туфайли юзага келувчи $\frac{2\sigma}{r}$ босимларнинг йиндисидан иборат экан, яъни

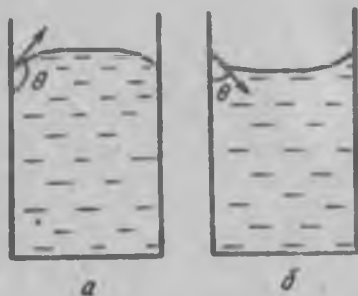
$$p = p_0 + \rho gh + \frac{2\sigma}{r}. \quad (49.3)$$

Бирор қаттиқ жисм сиртига, масалан, шиша пластинкаси сиртига қисимоб томчисини томизсак, у шар шаклини олади (160-а расм). Агар шу сиртга сув томчисини то-



160- расм.

мизсак, у ёйилиб 160-б расмдаги кўринишни олади. Биринчи ҳолда суюқлик сиртни ҳўлламайди, иккинчи ҳолда эса ҳўллайди. Ҳўллаш ва ҳўлламаслик тушунчалари нисбий тушунчалардир. Чунки, битта суюқликнинг ўзи бир қаттиқ жисм сиртини ҳўлласа, бошқасининг сиртини ҳўлламаслиги мумкин. Масалан, сув шиша сиртини ҳўлласа, парафин сиртини ҳўлламайди. Ҳаётдан яна шуни биламизки, кўп ҳолда цементга сув қўйилса аралашмайди, чунки ҳўлламайди. Цементга қум аралаштирилиб кейин сув қўйилса, ҳўлланади ва эритма ҳосил бўлади. Агар суюқлик молекулалари орасидаги ўзаро тутиниш кучлари шу суюқлик молекуласи билан қаттиқ жисм молекуласи орасидаги тутиниш кучидан катта бўлса, бундай суюқлик сиртни ҳўлламайди ва акс ҳолда ҳўллайди.



161- расм

Бирор идишга суюқлик солганимизда унинг сирти қавариқ ҳолни олса, бу суюқлик идишни ҳўлламайди (161-а расм). ботиқ ҳолни олса, ҳўллайди (161-б расм). Қаттиқ жисм билан суюқлик | чегарасида ҳосил бўлган бурчак чегари бурчак дейилади. Суюқлик сиртига ўтказилган уринма билан қаттиқ

жисм сирти орасидаги бурчакни θ билан белгиланлик (160—161- расмлар). Ҳўлламаслик ҳолида бур

чак ўтмас бўлади, яъни $\frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \pi$,

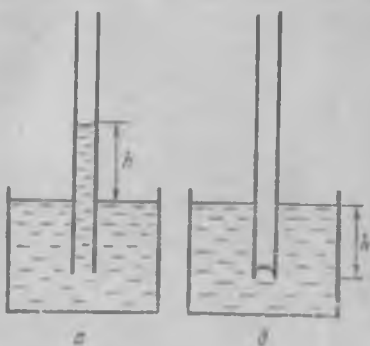
ҳўллаш ҳолида эса бурчак ўткир бўлади, яъни $0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$.

Ҳўллаш ва ҳўлланмаслик ҳодисаларидан конларда металларни тоғ жинсларидан ажратиб олишда фойдаланилади. Табиатда рангли металларга бой конлар жуда кам учрайди. Изланаётган металлни ортиқча тоғ жинсларидан дастлабки ажратиб олиш жараёнини амалга ошириш зарур бўлади. Бунинг учун руда яхшилаб майдаланади ва махсус тайёрланган суюқликка солинади. Бунда шундай суюқлик танлаб олиниши ке

ракки, у металлн ҳўллаб тоғ жинсларнни ҳўлламаслиги керак. Шу йўл билан рангли металл рудаси бойи-тилади.

Қўриб ўтилган ҳўллаш ва ҳўлламаслик ҳоллари ка-пиллярлик ҳодисасини юзага келтиради. Ичи говак қаттиқ жисмлар томонидан суюқликнинг шимилиши капиллярлик ҳодисасига асосланган. Масалан, қанд, қоғоз, қум, бўр, ёғоч моддаларига сувнинг шимилиши. Бирор идишдаги суюқликка ингичка най (капилляр) туширилса, най ичидаги суюқлик сатҳи ё кўтарилиши, ё пастга тушиши мумкин. Найнинг ички диаметри қанча кичик бўлса, бу ҳодиса шунча сезиларли бўлади, яъни суюқликнинг кўтарилиш баландлиги унинг диаметрига

тескари пропорционал-дир. Агар суюқлик найни ҳўлласса, унинг сатҳи кўтарилади ва ботиқ шаклни олади (162-а расм). Суюқлик найни ҳўлламаса, унинг сатҳи идишдаги суюқлик сатҳидан пасаяди ва қаварик кўринишда бўлади (162-б расм). Ҳўллаш ҳолида сирт таранглиги тўфайли юзага келувчи босим манфий бўлади ва шунинг учун найдаги суюқлик сатҳи кўтарила-



162- расм.

ди. Суюқлик найни ҳўлламаганда эса сирт таранглик босими мусбат бўлади, натижада найдан суюқлик сатҳи пасаяди. Капилляр ичидаги суюқликнинг кўтарилиши (ёки пасайиши) сирт таранглик босими гидростатик бо-симга тенглашгунча давом этади, яъни

$$\rho gh = \frac{2\alpha}{r}, \quad (49.4)$$

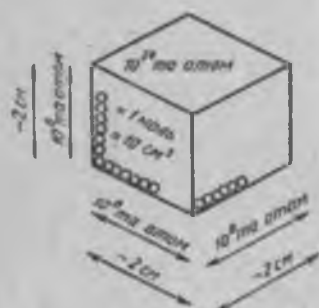
бундан

$$h = \frac{2\alpha}{\rho gr}, \quad (49.5)$$

бунда h — найдаги суюқликнинг кўтарилиш баландлиги. Капиллярлик ҳодисаси табиатда кенг намоён бўлади. Масалан, тупроқдаги намликнинг алмашилиши ёки да-рахт ва ўсимликларда сувнинг юқорига кўтарилиши жу-да ингичка капиллярлар бўйича юз беради.

50- §. Қаттиқ жисмининг тузилиши

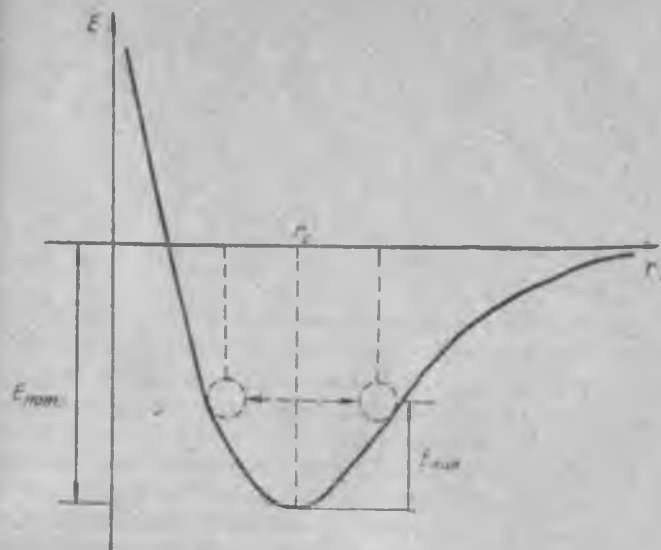
Суюқликдан фарқли ҳолда қаттиқ жисмлар ўзгармас ҳажмга ва ўзгармас шаклга эга. Қаттиқ жисм атомларининг жойлашишига қараб унинг структураси ҳар хил бўлиши мумкин. Қаттиқ жисм молекулалари орасидаги мавжуд бўлган тутиниш кучлари суюқликлардагига қараганда каттароқ бўлади, молекулаларнинг сочилиб кетишига тўсқинлик қилади. Бу кучлар қаттиқ жисм зарралари орасидаги масофани ҳар қандай ўзгаришига қаршилик қилиб, фақат яқин масофаларда унинг таъсири намоён бўлади. Шунинг учун иккита бўлинган қаттиқ жисм бўлакларини бир-бирига теккизиб, яна битта яхлит бўлакка айлантиришга ҳар қанча урннмайлик, одатда бунинг иложи йўқ.



163- расм.

ёки 2 см эканлиги кўринади. Шундай қилиб, қаттиқ жисмда 1 моль атомлар 10 см^3 ҳажмини эгаллар экан.

Қаттиқ жисм атомлари орасида тортишиш кучлари мавжуд. Ҳар бир атомни қўшни атомлар томондан ҳосил қилинадиган потенциал ўрада жойлашган, деб қараш мумкин (164- расм). Потенциал ўранинг тубида атом қўшни атомлардан r_0 масофада мувозанат ҳолатида жойлашади. Бу ҳолатда атомга таъсир этувчи натижавий куч нолга тенг. $E_{кин}$ энергияга эга бўлган атом мувозанат ҳолати атрофида тебранма ҳаракатда бўлади. Кинетик энергия $E_{кин}$ ўзаро таъсир потенциал энергияси $E_{пот}$ дан кичик бўлганда атом қўшни атомлар билан боғланганлигича қолади. Агар $E_{кин} > E_{пот}$ бўлиб қолса, атом эркин ҳолатга ўтиб, қўшни атомлардан узоқлашиб олинишига, етарли энергияга эга бўлади.



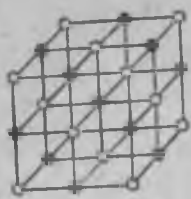
164- расм.

Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, битта атомга тўғри келувчи боғланиш энергияси тахминан 1 эВ га тенг. Хона температурасида иссиқлик ҳаракатининг ўртача энергияси 0,0026 эВ ни ташкил этади. Демак, хона температурасида қаттиқ жисм атомлари ўзаро кучли боғланган ва шунинг учун ташқаридан етарлича энергия олмай туриб потенциал ўрадан чиқиб кета олмайди.

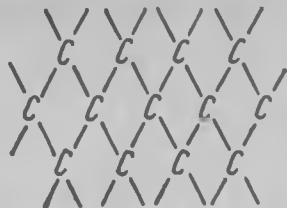
Қаттиқ жисмни ташкил этган зарралар орасида қандай химиявий боғланишлар бўлиши мумкинлигини кўриб чиқамиз.

1. *Ион боғланиш.* Электроннинг бир атомдан иккинчи атомга ўтиши ҳисобига ҳосил бўладиган мусбат ва манфий ионлар орасида юзага келадиган электростатик тортишиш *ион боғланиш* дейилади. Масалан, NaCl ош тузи иккита атом, Na металл атоми ва Cl газ атомларидан ташкил топган. Табиати жиҳатидан турлича бўлган бу икки атом бирикиб NaCl барқарор бирикмасини ҳосил қилади. Бу боғланиш асосида юзага келадиган бирикмалар *ион кристаллари* дейилади.

Ион боғланиш NaCl дан ташқари NaBr, KCl, LiF, MgO ва бошқа кристалларда ҳам кузатилади. Кейинги йилларда рент-



○ Na^+ ● Cl^-
165- расм.

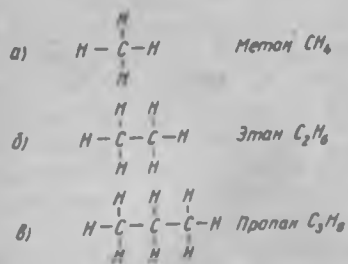


166- расм.

ген нурларининг дифракцияси асосида ўтказилган кристаллографияк тадқиқотлар NaCl нинг кристалл панжараси томони 2,4 Å бўлган куб шаклида эканлигини кўрсатди (165-расм). Расмдан кўринадиким ҳар бир Na^+ иони 6 та Cl^- иони билан ўралган ва аксинча.

2. **Ковалент боғланиш.** Ион боғланиш бир ёки бир нечта электронларнинг бир атомдан иккинчи атомга ўтиши ҳисобига юзага келса, **ковалент боғланиш электронларининг** умумлашиши натижасида ҳосил бўлади. Масалан, водород молекуласини ҳосил қилган атомлар орасидаги боғланиш **ковалент боғланиш** бўлиб, бунда электронлар ҳар иккала протон атрофида айланади. Масалан, сув, аммиак, графит ва олмос атомларини боғловчи кучлар асосан, ковалент кучлардир. 166-расмда олмос атомларининг кристалл структураси кўрсатилган.

3. **Молекуляр боғланиш.** Ҳайвонот ва ўсимлик дунёсининг асосини углероднинг водород, кислород, азот ва бошқа элементлар билан бирикмаси ташкил этади. Бундай моддалар органик моддалар, деб ўрганилган. Органик моддаларнинг энг соддаси углерод ва водород атомларидан ташкил топган углеводородлардир. Угле-



167- расм.

род ва водород атомлари билан боғланган (167-а расм). Этан молекуласи C_2H_6 да иккита углерод (167-б расм), пропан молекуласи C_3H_8 да учта углерод атоми мавжуд (167-в расм). Хона температурасида бу кетма-кетликнинг биринчи туртаси газ, кейинги ўнтаси суюқлик, қолган оғирлари эса қаттиқ жисмлардир. Масалан, қаттиқ ҳолатдаги углеводородлардан бири парафиндир.

Ҳаётда учровчи органик моддаларнинг кўпчилигида углерод ва водород атомларидан ташқари бошқа элемент атомлари ҳам аралашган бўлади. Масалан, кислота (лимон кислотаси) ва спиртлар (этил спирти) таркибида кислород атоми, никотин таркибида эса азот атоми аралашма кўринишда қатнашади. Сунъий йўл билан юзлаб углерод, водород ва кислород атомлари бирикмасидан мураккаб макромолекулаларни ҳосил қилиш мумкин. Бундай мураккаб ва узун молекулалар занжири **полимерлар** дейилади. Молекуляр боғланиш ана шу макромолекулалар орасидаги боғланишдир.

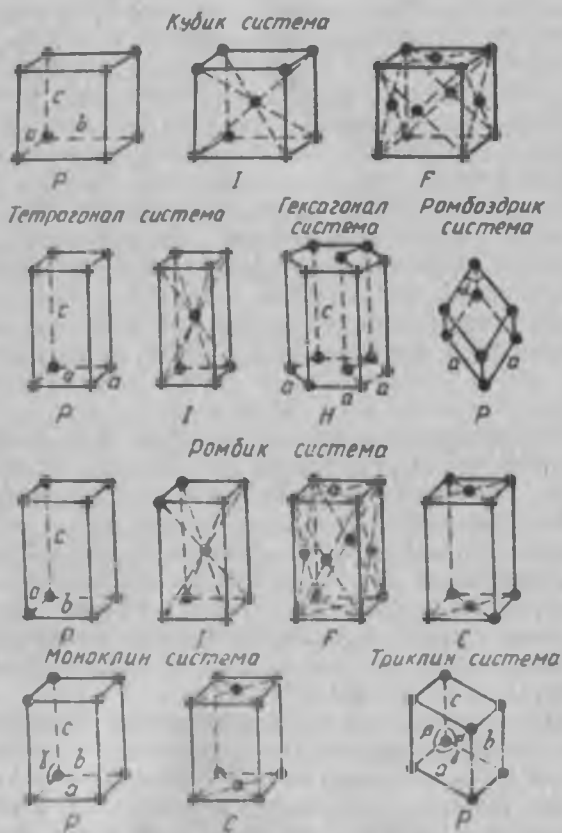
4. **Металл боғланиш.** Ион ва ковалент кристалларда ҳар бир электрон маълум атом ёки атомлар жуфти билан боғланган. Металларда эса атомнинг ташқи қобигида жойлашган электронлар ўз атомидан чиқиб кетиб ўрнида мусбат ион қолади. Ўз атомини тарқ этган электрон металл ичида эркин ҳаракат қила олади. **Металл боғланиш** кристалл панжара учларида қолган мусбат ишорали ионлар билан улар орасида кезиб юрган эркин электронлар орасидаги боғланишдир.

Қаттиқ жисми ташкил этган атом ёки молекулаларнинг жойлашish тартибига қараб улар икки турга бўлинади: **кристалл** ва **аморф** жисмлар. Кристалларнинг атом ёки молекулалари тартибли жойлашган бўлиб, уларнинг жойлашishi маълум даврийликка эга. Аморф жисмларда эса бундай узоқ тартиб йўқ. Бир хил химиявий таркибга эга бўлган кварц кристалл бўлса, шиша аморф ҳолатдадир. Аморф жисмлар атом ёки молекулаларининг жойлашishiда яқин тартиб сақланиб қолади, деб ҳисоблаш мумкин.

Кристалл атомларнинг жойлашishiдаги даврийликни ўз ичига олган энг кичик ҳажм **элементар ячейка** дейилади. Элементар ячейканинг уч ўлчовли фазода такрорланишидан кристалл панжара ҳосил бўлади. Кристалл панжарада атомларининг жойлашishi бирорта кўп қиррали геометрик шаклни эслатади. Маълумки, ҳар бир

кўп ёқли шакл ўзининг текисликлари, қирралари ва бурчаклари билан характерланади.

Француз кристаллограф ва математиги Браве томонидан кристалл панжаранинг етти хил тасавури берилган (168-расм). Кейинчалик Лауэ рентген нурларининг дифракцияси орқали ушбу тасавури тажрибада исботлади. Браве параллелопипедининг ёнига ёки марказига қўшимча атомларнинг жойлаштирилиши панжаранинг симметриклигини ўзгартирмайди, фақат панжаранинг янги хилларини ҳосил қилади. Шунинг учун 14 хил Браве панжараси бўлиб, улар 7 хил крис-



168- расм.

талл системасида жойлашган. Кристалл панжаранинг
характеристикалари 8- жадвалда берилган.

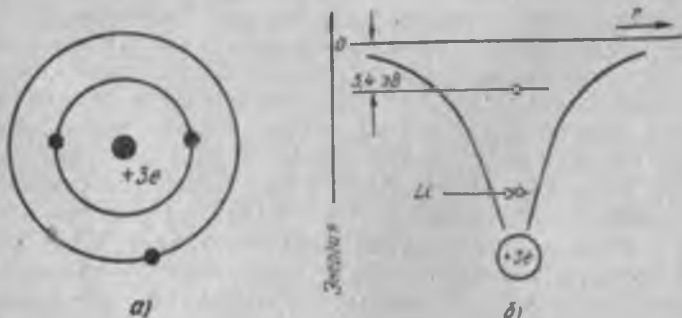
8- жадвал.

Кристалл панжараларнинг характеристикалари

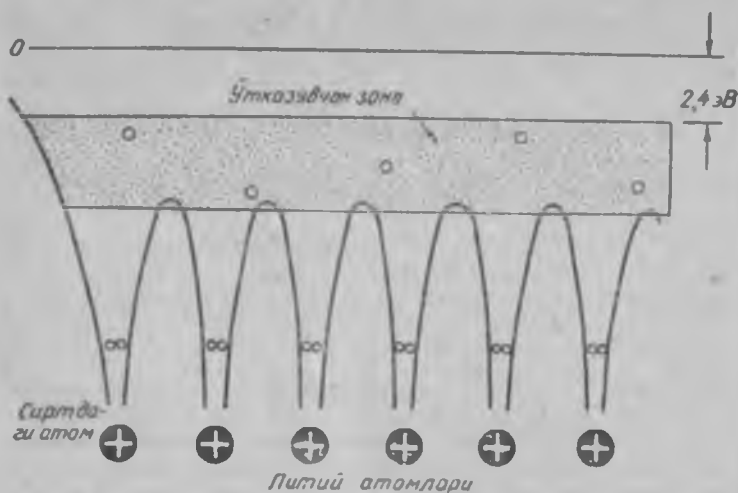
Кристалл панжара	Элементар ячейка ёқларининг нисбати	Элементар ячейка бурчаклари- нинг нисбати
Триклин	$a_1 \neq a_2 \neq a_3$	$\alpha \neq \beta \neq \gamma$
Моноклин	$a_1 \neq a_2 \neq a_3$	$\alpha = \beta = 90^\circ \neq \gamma$
Ромбик	$a_1 \neq a_2 = a_3$	$\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$
Тетрагонал	$a_1 = a_2 \neq a_3$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
Кубик	$a_1 = a_2 = a_3$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
Ромбоэдрик	$a_1 = a_2 = a_3$	$\alpha = \beta = \gamma$, лекин $\neq 120^\circ$ ва $\neq 90^\circ$
Гексогонал	$a_1 = a_2 \neq a_3$	$\alpha = \beta = 90^\circ$, $\gamma = 120^\circ$

Изоляцияланган литий (Li) атомида электронлар-
нинг энергетик қобикларда жойлашишини (169-а расм)
ва потенциал энергиянинг схематик диаграммасини
(169-б расм) кўрайлик. Энг юқоридаги 0 билан бел-
гиланган горизонтал чизик потенциал энергиянинг ноль
қийматига тўғри келади. Пастроқдаги иккита горизон-
тал чизик электронлар жойлашган энергетик сатҳга
мос келади. Энг ташқи қобикда жойлашган валент
электронининг боғланиш энергияси 5,4 эВ га тенг. Шу-
нинг учун литий атомидан электронни чиқариш учун
зарур бўлган энергия (ионизация энергияси) 5,4 эВ га
тенг.

Агар литий атомлари бир-бири билан бирикиб,
кристалл ҳосил қилса, у ҳолда қўшни атомларнинг
ўзаро таъсири боисидан кристаллнинг ҳажми бўйлаб



169- расм.



170- расм.

потенциалнинг пасайиши юз беради (170- расм). Бунинг натижасида атомдаги боғланган электронлар эркин ҳолатга ўтиб қолади. Кристаллда эркин ҳолатга ўтиб қолувчи бундай электронлар сони жуда кўп бўлгани учун изоляцияланган атомдаги айрим энергетик сатҳлар ўрнига кристаллда энергетик зона ҳосил бўлади. Бу зона электронлар билан қисман тўлган бўлиб, ўнга ўтказувчан зона дейилади. Бу зонада ҳаракатланувчи электронлар ўтказувчан электронлар дейилади.

Металларнинг ўзидан электр токини яхши ўтказиши шу ўтказувчан зонадаги электронларнинг кўплиги ва уларнинг ташқи электр майдонидаги тартибли ҳаракати билан тушунтирилади. Диэлектрикларда зоналар электронлар билан бутунлай тўлган бўлиб, эркин ҳолатда электронлар бўлмайди. Шунинг учун диэлектриклар ўзидан электр токини ўтказмайди. Айрим диэлектрикларда валент электронлар билан тўлган зонанинг энг юқори сатҳидан электронларга эга бўлмаган ўтказувчан зонагача бўлган энергетик оралиқ унча катта бўлмай, 1 эВ дан кичик қийматларга эга бўлади. Етарлича паст температураларда бундай моддаларда эркин электронлар мавжуд бўлмайди. Температура кўтарилишида ўтказувчан зонада эркин электронлар пайдо бўла

бошлаши мумкин (масалан, кремний, германий). Бунинг оқибатида кучсиз бўлса-да, электр ўтказувчанлик юзга келади. Бундай моддалар *ярим ўтказгичлар* дейилади.

51-§. Қаттиқ жисмнинг иссиқлик сифими

Ўтган параграфда кристалл ҳолатдаги қаттиқ жисмлар маълум кўп ёқли фазавий панжара учларида жойлашган атомлар тўпламидан иборат эканлигини кўрдик. Кристалл панжаранинг учларида турган ҳар бир атом учта ўзаро перпендикуляр йўналишлар бўйлаб тебраниши мумкин, яъни эркинлик даражаси учга тенг. Газларнинг молекуляр-кинетик назариясидан маълумки, ҳар бир эркинлик даражасига $\frac{1}{2} kT$ энергия мос келади.

Шунинг учун тебранма ҳаракат кинетик энергиясига мос келувчи энергия $3/2 kT$ га тенг бўлади. Газларнинг иссиқлик сифимини кўришда зарралар бир-бири билан таъсирлашмайди, деб ҳисобланган эди (41-§ га қаранг). Қаттиқ жисм атомлари, бир-бири билан кучли боғланганлиги учун ўзаро боғланиш потенциал энергиясига эга. Шунинг учун панжара учига жойлашган атом ҳам кинетик, ҳам потенциал энергияга эга бўлади. Бу энергия турларининг ҳар бирнга бирдай миқдор энергия тўғри келади. Демак, қаттиқ жисмнинг бир атомига тўғри келадиган тўла энергия $3 kT$ га тенг бўлар экан. Агар жисмда N та зарра бўлса, у ҳолда жисмнинг ички энергияси

$$U = 3 N k T. \quad (51.1)$$

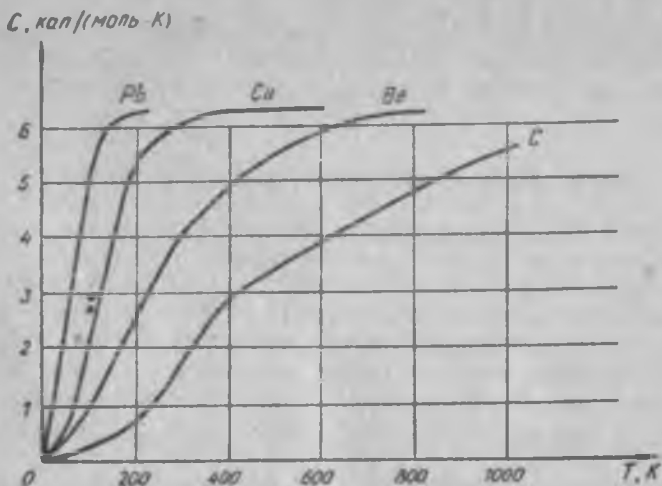
Бу ифодани бир киломоль атомлар учун ёзсак, ички энергия учун қуйидаги формулани ҳосил қиламиз:

$$U_{\text{км}} = 3 N_A k T = 3 R T. \quad (51.2)$$

Жисмнинг иссиқлик сифими деганда, шу жисм температурасини бир даража кўтариш учун унга бериш лозим бўлган иссиқлик миқдорини тушунар эдик, яъни

$$c = \frac{dQ}{dT}. \quad (51.3)$$

Жисмнинг ҳажми ўзгармас бўлганда берилган иссиқлик миқдори унинг ички энергиясига тенг бўлган-



171- расм.

лиги учун (51.2) ва (51.3) дан қўйидагини ёзамиз:

$$c_v = 3R \simeq 6 \frac{\text{кал}}{\text{моль} \cdot \text{К}}, \quad (51.4)$$

бунда c_v — узгармас ҳажмдаги иссиқлик сифими.

Демак, классик назарияга кўра кристалларнинг иссиқлик сифими барча моддалар учун $3R$ га тенг бўлиб, температурага боғлиқ эмас экан. Бу қонун француз олимлари Дьюлонг ва Пти томонидан 1819 йилда тажрибада олинган бўлиб, *Дьюлонг—Пти қонуни* дейилади. Бу қонунни тажриба натижалари билан таққослайлик. 171-расмда қўрғошин, мис, бериллий ва олмослар иссиқлик сифимларининг абсолют температурага боғланиши кўрсатилган. Тажриба натижаларидан кўринадики, хона температурасидан юқори температураларда кўпчилик қаттиқ жисмларнинг иссиқлик сифимлари ҳақиқатан ҳам 6 кал/моль · К қийматга яқин ва температурага деярли боғлиқ эмас. Фақат олмоснинг иссиқлик сифими 1800°К дан юқори температураларда $3R$ га тенг бўлади. Бироқ температуранинг пасайиши билан Дьюлонг—Пти қонунидан четлашиш бошланиб, иссиқлик сифими температуранинг кубига пропорционал равишда камайиб боради ва абсолют нолга яқинлашганда нолга интилади.

Назария ва тажриба натижаларининг паст температура-
тураларда мос келмаслиги 1907 йили Эйнштейн томонидан ўрганилган. У ўз назариясига Планк томонидан илгари сурилган энергиянинг дискрет қийматлар қабул қилиши гипотезасини асос қилиб олди. Бироқ Эйнштейн барча атомлар газлардагидек бир-бирига боғлиқ бўлмаган ҳолда ҳаракатланади ва бирдай частотада тебранади, деб нотўғри ҳисоблади. Шунинг учун Эйнштейн назарияси температура пасайиши билан иссиқлик сифмининг экспоненциал камайишини кўрсатади ва бу тажриба натижаси T^3 билан мос тушмайди.

Қаттиқ жисмларнинг иссиқлик сифми назарияси Дебай томонидан ривожлантирилди. Дебай Эйнштейннинг асосий ғоясини сақлаб қолган ҳолда тебраниш частоталарининг бутун бир тўплами мавжуд, деб фараз қилди. Бу тебранишлар қаттиқ жисмда товушнинг тарқалиш каби юз беради деб ҳисоблаб, ички энергия учун қуйидаги ифодани олди:

$$U = aT^4, \quad (51.5)$$

бунда a — ўзгармас катталиқ.

(51.5) дан

$$c_V = \frac{dU}{dT} = 4aT^3. \quad (51.6)$$

(51.6) га Дебайнинг кублар қонун дейилади ва у тажриба натижалари билан мос тушади. Ҳар бир қаттиқ жисмнинг иссиқлик сифми бирор чегаравий T_D температурадан бошлаб температура пасайиши билан тез камая бошлайди. Бу температура Дебай температураси дейилади ва у қуйидаги шартдан топилади:

$$kT_D = h\nu_m, \quad (51.7)$$

бунда h — Планк доимийси; ν_m — атомлар тебранишининг максимал частотаси

(51.7) дан

$$T_D = \frac{h\nu_m}{k}. \quad (51.8)$$

Дебай температураси қаттиқ жисмнинг табиатига қараб 100 дан 1000° гача бўлган оралиқда бўлиши мумкин. Масалан, мис учун Дебай температураси 300 К бўлса, олмос учун 2000 К га тенгдир (171-расмга қarang).

52 -§. Бугланиш, сублимация, эриш ва қотиш

Суюқлик сиртнда ҳар қандай температурада буг ҳосил бўлади. Бугланиш суюқлик молекулаларининг суюқлик ҳажмидан газ фазасига ўтишидир. Бугланиш интенсивлиги суюқликнинг температураси кўтарилиши билан тезлашади. Суюқлик температурасининг кўтарилиши суюқлик молекулалари тезликларининг ортишига олиб келади. Бунинг натижасида суюқлик сиртидан ташқарига чиқа оладиган молекулалар сони ортади. Суюқлик молекулаларининг ҳаракати тартибсиз ва уларнинг тезликлари турлича қийматга эга. Шу сабабли молекулаларнинг сиртга яқин жойлашгани ва ҳаракат тезлиги, суюқлик сиртига тик йўналгани газ фазга ўтиши мумкин.

Суюқликнинг сирт қатламида молекулаларни суюқликни ичига томон тортадиган кучлар мавжуд. Шундай экан, суюқлик молекулалари газ фазасига ўтиши учун бу кучларга қарши маълум A_1 иш бажариши керак. Агар молекулаларнинг ҳаракат энергияси шу ишни бажаришга етарли бўлса, бу молекула суюқликдан ташқарига чиқа олади. Молекулалар суюқлик ичида бўлганда улар бир-бирига етарлича яқин жойлашади. Буг ҳолатига ўтганда эса молекулалар бир-биридан узоқлашади, яъни модданинг кенгайиши юз беради. Шундай қилиб, суюқликнинг бугланиш жараёнида икки хил табиатга эга бўлган иш бажарилади экан:

1. Сирт қатлампдан ўтиш учун бажарилиши керак бўлган A_1 иши.

2. Сирт қатлампдан ўтган молекулаларнинг ташқи босим кучларига қарши бажарадиган A_2 иши.

Демак, бирлик суюқлик массасининг буг ҳолатига ўтиши учун бажарилиши керак бўлган тула иш:

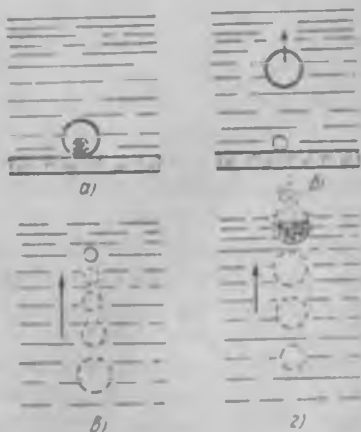
$$A = A_1 + A_2. \quad (52.1)$$

Бу ифоданинг кўрсатишича, суюқлик газ ҳолатига ўтганда унинг энергияси A миқдорга камаяди, яъни суюқлик совийди. Бугланиш вақтида суюқликнинг совишига сабаб, жараён мобайнида тобора кўпроқ катта тезликли молекулаларнинг чиқиб кетишидир. Масалан, сопол идишга солинган сувнинг идишни ғовак деворларидаги капилляр найчалар орқали бугланиши худди шундай темирдан ясалган идиш деворларида юз берадиган бугланишдан кўпроқ бўлади. Шунинг учун ёзда

сополдан ясалган кўзачалардаги сув муздек сақланади. Берилган температурада суюқликнинг бирлик массасини суюқ ҳолатидан буғ ҳолатига ўтказиш учун зарур бўлган энергия катталиги *солиштирма буғланиш яширин иссиқлик* дейилади.

Суюқлик солинган идишнинг усти очик бўлса, буғга айланган молекулалар тўхтовсиз кетиб туради. Агар суюқлик устини ёпиб қўйсак, у ҳолда суюқликдан буғланаётган молекулалар идишнинг бўш соҳасида йиғилиб уларнинг айримлари суюқ ҳолатга ўта бошлайди. Масалан, хонадаги сув буғлари нисбатан совуқ ойна сиртида йиғилиб, юнқа сув қатламини ҳосил қилади, буни биз ойна терлади, деб ўрганганимиз. Бугнинг суюқликка айланиш ҳодисаси *конденсация* дейилади. Дастлабки вақтда конденсацияланувчи молекулалар сони буғланувчи молекулалар сонидан анча кам бўлади. Суюқлик бугнинг зичлиги орта бориши билан суюқликка қайтиб тушаётган молекулалар сони тобора кўпайиб боради. Температуранинг бирор критик қийматида суюқликдан буғ фазасига ва буғ фазасидан суюқликка вақт бирлигида ўтаётган молекулалар сони тенг бўлиб, динамик мувозанат юзага келади. Ҳосил бўлган *р* зичликли бугни суюқликнинг шу температурадаги *тўйинтирувчи буғи* дейилади. Критик температурада тўйинтирувчи бугнинг зичлиги суюқлик зичлигига тенг бўлиб қолади. Бошқача айтганда, суюқлик ва буғ фазаларини ажратиб турувчи сирт йўқолади. Шундай экан, сирт таърағлик кучи ва буғланишнинг яширин иссиқлиги нолга айланади.

Температуранинг ётарлича ортгириб буғланиш жараёни тезлатилса, суюқлик ичида пуфакчалар ҳосил бўлади (172-а расм). Пуфакча ичидаги ҳавонинг зичлиги суюқлик зичлигидан кичик бўлгани учун Архимед кўтариш кучи таъсирида у су-



172- расм.

уюқлик сиртига чиқади (172-б расм). Ҳосил бўлган пуфакчанинг кўтарилишида унинг ҳажми кичраяди (172-в расм). Суюқлик буғларининг босими ташқи босимга тенг бўлиб қолганда суюқликнинг қайнаши бошланади. Қайнаш вақтида пуфакча кўтарилиши билан унинг ҳажми ортади (172-г расм). Қайнаб турган суюқликка ташқаридан ҳар қанча иссиқлик берсак ҳам унинг температураси ўзгармасдан қолади. Бу температура *суюқликнинг қайнаш температураси дейилади*. Ташқаридан иссиқлик берилганда бу температуранинг ўзгармаслигига сабаб, берилган энергияни молекулаларнинг суюқ фазасидан буғ фазасига узлуксиз ўтиб туришига сарф бўлишиндир.

Қаттиқ жисм атом ёки молекулаларининг тўғридан-тўғри буғланиши *сублимация ҳодисаси* дейилади. Сублимация қонунлари суюқликнинг буғланиш қонунларига ўхшаш бўлади.

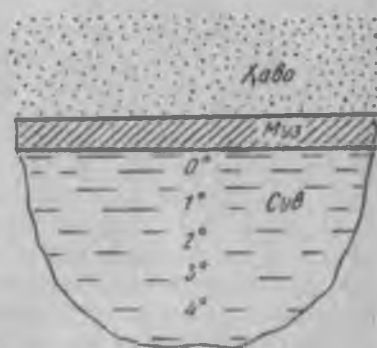
Қаттиқ жисм қиздирилса ё ёниб кулга айланади (масалан, қоғоз, ёғоч, газмол), ё эриб суюқликка айланади (муз, металл, тош). Модданинг қиздирилиши натижасида қаттиқ ҳолатдан суюқ ҳолатга ўтиши унинг *эриши* дейилади. Ҳар бир қаттиқ жисм ўзининг эриш температураси билан характерланади. Кўпчилик қаттиқ жисмларнинг ҳажми эриганда ортади. Айрим моддаларнинг (муз, чўян) ҳажми эриш натижасида камаяди. Эриш температураси босимга боғлиқ бўлади. Биринчи гуруҳ моддаларда босим ортиши билан эриш температураси ортса, иккинчи гуруҳ моддаларда аксинча, камаяди. Масалан, босим ортиши билан муз 0°C да эмас, пастроқ температурада эрийди. Худди шунинг учун коньки остидаги муз 0°C дан паст температурада эрийди. Натижада муз билан коньки орасида юпқа сув қатлами ҳосил бўлади ва бу яхши сирпанишга олиб келади. Қаттиқ жисмнинг суюқ ҳолатга ўтиши юз берадиган температура *эриш температураси* (нуқтаси) дейилади.

Кристалл структурага эга бўлган қаттиқ жисмлар аниқ бир эриш температурасига эга бўлса, аморф қаттиқ жисмларнинг эриши маълум температура интервалида юз беради.

Модданинг эриш жараёнида у иссиқлик ютади ва шунинг учун унинг температураси кўтарилмайди. Масалан, кўчадаги тоза қордан бирор ндишга солиб уйга олиб кирайлик ва ичига термометр тушириб қўяйлик.

Дастлаб термометр кучадаги температурани кўрсатади. Температура аста-секин кутарилиб, 0°C га келганда қор эрий бошлайди. Идишдаги қор эриб бўлгунга қадар термометрнинг кўрсатиши 0°C дан ўзгармайди. Эриш пайтида ютилган иссиқлик миқдори қаттиқ жисм зарралари орасидаги боғланиш кучларини енгишга ва уларнинг потенциал энергияларини орттиришга сарф бўлади. Бир килограмм моддани қаттиқ ҳолатдан суюқ ҳолатга ўтказиш учун зарур бўлган иссиқлик миқдори эриш иссиқлиги дейилади.

Моддалар суюқ ҳолатдан қаттиқ ҳолатга ўтганда, аксинча, иссиқлик ажралиши юз беради. Одатда, ҳар бир модданинг эриш ва қотиш температуралари устмас-уст тушади. Энергиянинг сақланиш қонунига кўра эриш ва қотиш иссиқликлари ўзаро тенгдир. Масалан, 0°C температурада бир грамм сувни музга айлантириш учун 80 калория иссиқлик сарф бўлади. Бу иссиқлик музнинг кристалл панжарасини бузиш учун сарфланади. Сувнинг музлашида ажралиб чиққан иссиқлик ўзаро контактда бўлган ҳаво, муз ва сув ўртасида тақсимланиши керак эди (173-расм). Лекин тадқиқотларнинг кўрсатишича, бу иссиқлик асосан ҳавони иситишга сарф булар экан. Шунинг учун қишнинг совуқ кунлари музлаган денгиз ёки дарё устида қўниб турган гала-гала қушларни кўриш мумкин. Улар муз устида исинишади.



173- расм

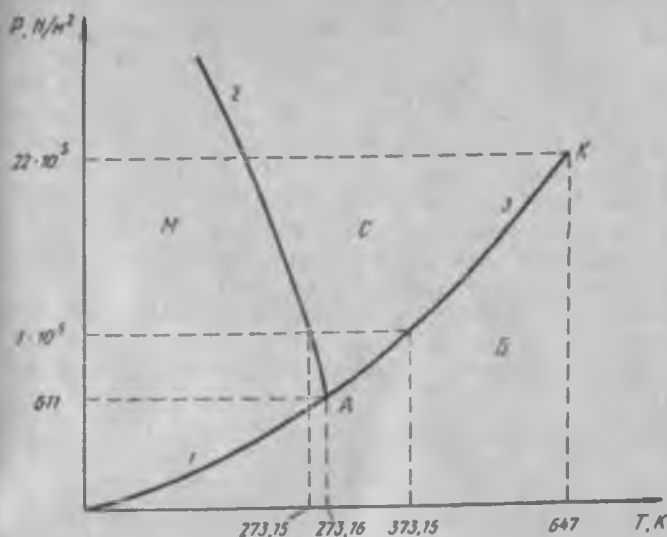
Сув музлаганда унинг ҳажми ортади. Шу сабабдан узоқ вақт совуқда қолган машина радиаторларининг ёки иситиш шохобчаларининг ёрилиши юз беради. 0°C да сувнинг зичлиги $0,999 \text{ г/см}^3$ бўлса, музнинг зичлиги $0,917 \text{ г/см}^3$. Шунинг учун муз сувда чўкмайди ва маълум қатлам ҳосил қилиб сувни совуқ ҳаво қатламларидан ажратиб туради. Музнинг қалинлиги ортиб бориши билан сувнинг музлаш тезлиги камайиб боради. Агар муз-

нинг зичлиги сув зичлигидан катта бўлганда эди, у ҳолда музлаган қатламлар сув остига чуқиб, сувнинг узлуксиз музлаши натижасида, масалан, кўлнинг ҳамма суви музга айланар эди. Бу эса кўлдаги бутун жонзоднинг йўқолишига олиб келарди.

53- §. Фазавий ўтишлар. Учламчи нуқта

Одатда, водород деганда газни, сув деганда суюқликни, темир деганда қаттиқ жисмни тасаввур қиламиз. Бу тушунчалар хона температурасига мос келади. Кўпчилик моддалар температура ўзгариши билан қаттиқ, суюқ, газ ҳолатларда бўлиши мумкин. Температура ва босимнинг тасаввуримиз доирасидаги қийматларида ўзининг ҳар учала фазовий ҳолатида бўла оладиган моддалардан бири сувдир. 174- расмда сувнинг фазовий диаграммаси $p-T$ координаталарда келтирилган. Расмда сувнинг M қаттиқ, S суюқ ва B буг соҳалари кўриниб турибди. (2) эриш эгри чизиги қаттиқ ва суюқ фазоларнинг мувозанат эгри чизигидир. Худди шунингдек, (1) сублимация эгри чизиги қаттиқ ва газсимон ҳолатлари мувозанат эгри чизигидир. Бинобарин, (1) ва (2) эгри чизиклардан чапдаги босим ва температураларнинг қийматлари модданинг қаттиқ ҳолатига тўғри келади. Бу эгри чизикдан ўнгда параметрларнинг қийматлари суюқ ва газсимон ҳолатларга мос келади. (3) эгри чизик сув ва бугнинг мувозанатда бўлиш эгри чизигидир. Бу учала эгри чизикнинг A кесишиш нуқтаси модданинг қаттиқ, суюқ ва газсимон фазаларнинг мувозанат нуқтаси бўлади. Моддани учала фазасининг мувозанатига мос келувчи бу нуқта *учламчи нуқта* дейилади. Бу нуқтада бугланиш, эриш, қотиш ва конденсация жараёнлари юз бермайди.

Ҳолат диаграммасидан кўриниб турибдики, босимнинг 10^5 Н/м^2 қийматлари атрофида маълум температура интервалида ҳар учала фаза сақланиб қолиши мумкин. Босимнинг шу қийматларида музнинг эриш температураси $273,15 \text{ К}$, сувнинг қайнаш температураси эса $373,15 \text{ К}$ га тенгдир. Музни иситиш билан ҳамма вақт сувга ўтказиш мумкин бўлавермайди. Агар музни 611 Н/м^2 дан паст босим остида иситилса, у эримаيدи. балки суюқ фазани четлаб ўтиб, бевосита газсимон ҳолатга ўтади. Бу шароитда муз эримаиди, балки бугланади. Бу ҳодисага биз қаттиқ жисмнинг сублима-



174- расм.

цияси деган эдик. Масалан, карбон кислотаси асосида тайёрланидиган қуруқ муз ҳеч вақт эримайди, фақат бугланади. Босимнинг $22 \cdot 10^5 \text{ H/m}^2$ ва температуранинг 647 K қийматига мос келувчи К нуқта **критик нуқта** дейилади. Температура ва босимнинг бундан катта қийматларида суюқ ҳамда буғ фазалари орасидаги фарқ йўқолади. Графикда суюқ ва буғ фазалари орасидаги буғланишдан қайнаш температурасининг босимига қараб ўзгаришни тахминан кузатиш мумкин. Қаттиқ ва суюқ фазалар орасидаги боғланишдан эриш температурасининг босимига қараб сезиларли камайиб бориши куринади. Бунга сабаб сув музлаганда ҳажмининг ортишидир.

Ягона бир компонентдан ташкил топган моддада учтадан ортиқ фаза мувозанатда бўла олмайди ва шунинг учун учламчи нуқта битта бўлади. Айрим кристаллар бир неча турли модификацияларга эга бўлиши мумкин. Масалан, углерод қаттиқ ҳолатда икки хил модификацияга эга: паст босимларда графит, жуда юқори босимларда — олмос. Бу ҳолда учламчи нуқта иккита бўлади. Фазовий ўтишлар мобайнида модда томонидан энергия ютилса-да, унинг температураси ўзгармасдан қолади. Шунинг учун бирор модда эритилганда унинг

ички энергияси ортади. Модданинг газ фазасидаги ички энергияси унинг суюқ ва қаттиқ ҳолатидаги ички энергиялардан катта бўлади. Ички энергиянинг бу катталиги эриш ёки буғланиш иссиқликлари кўринишида намоён бўлади, атомларнинг потенциал ўрадан чиқишлари учун сарф бўлади.

Сувнинг учта фазаси мисолида биз кўрган фазавий ўтишлар *I тур фазавий ўтиш дейилади*. Бундай тур фазавий ўтишларда моддани ташкил қилган зарраларнинг ўзаро жойлашиши (агрегат ҳолати) ўзгаради. I тур фазавий ўтишлар барча моддаларда кузатилиб, уларнинг босим ва температураси орасидаги муносабат қуйидаги Клапейрон — Клаузиус формуласидан аниқланади:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{L}{T(V_2 - V_1)}, \quad (53.1)$$

бунда L — ўтиш моляр иссиқлиги; V_1, V_2 — иккала фазанинг моляр ҳажмлари.

Кўпчилик моддаларнинг зичлиги қаттиқ фазага ўтганда ортади, яъни $V_1 > V_2$ ва шунинг учун $\frac{dp}{dT} > 0$, яъни температура ортиши билан фазавий ўтиш содир бўладиган босим ҳам ортиб боради.

Модданинг температураси ва босими ўзгарганда уни ташкил этган зарраларнинг ўзаро жойлашиши (агрегат ҳолати) сақланган ҳолда, фақат модданинг хусусияти сакраш билан ўзгарса бундай ўзгаришлар *II тур фазавий ўтиш* дейилади. Бундай ўтишда ўтиш яширин иссиқлиги ажралниши ё ютилиши кузатилмайдн ва ўтиш бирданига бутун ҳажм бўйича юз беради. Масалан, суюқ гелийнинг гелий I ҳолатдан гелий II ҳолатга ўтиши, айрим металллар нормал ўтказувчанлигининг ўта ўтказувчанликка айланиши, моддаларнинг ферромагнетик ҳолатдан ферромагнит бўлмаган ҳолатга ўтиши ва ҳоказо. II тур фазавий ўтиш юз берадиган нуқта *Кюри нуқтаси* дейилади. Температуранинг Кюри нуқтасига тўғри келадиган қийматлари атрофида модданинг иссиқлик сиғими чексиз катта миқдорга ўзгаради.

ФОИДАЛАНИЛГАН АДАБИЕТЛАР

1. Ж. Б. Мэрион. «Физика и физический мир», М., 1975 й.
2. Кл. Э. Суорц. «Необыкновенная физика обыкновенных явлений», М., 1986.
3. П. Я. Уваров, М. М. Маркович. «Техника на уроках физики», М., 1960.
4. Г. Линднер. «Физика в космосе», М., 1966.
5. Г. Ние. «Маленькая физика», М., 1960.
6. К. Р. Крылов. «Элементы сельскохозяйственной техники в преподавании физики», М., Учпедгиз, 1995.
7. М. Я. Куприн. «Физика в сельском хозяйстве», М., «Просвещение», 1985.
8. В. Лишевский. «Физика вокруг нас», «Знание», М., 1974.
9. В. Крейчи. «Мир глазами современной физики», М., 1984.
10. Ч. Киттель, У. Найт, М. Рудерман. «Механика» (Берклеевский курс физики), М., 1975.
11. С. Л. Вольдгард. «Элементы техники в преподавании физики», М., Учпедгиз, 1950.
12. Л. Г. Асламазов, А. А. Варламов. «Удивительная физика», квант, вып. 63, 1987.
13. Б. Робертсон. «Современная физика в прикладных науках», Мир, 1985.
14. С. С. Хилькевич. «Физика вокруг нас», квант, вып. 40, М., 1985.
15. Р. В. Полю. «Механика, акустика и учение о теплоте», М., 1957.
16. Ж. Б. Мэрион. «Общая физика с биологическими примерами», М., 1986.

МУНДАРИЖА

Сўз боши	3
Кириш	5
1-§. Биз яшаб турган олам. Материя. Фазо ва вақт	5
2-§. Физик катталиклар ва уларни ўлчаш. Халқаро бирлик- лар системаси	12
I қисм	
МЕХАНИКА	
I б о б. Кинематика	19
3-§. Механик ҳаракат. Саноқ системаси. Моддий нуқта тра- екторияси. Кучиш ва йўл	19
4-§. Тезлик. Уртача ва оний тезликлар. Тезликларни ўлчаш . .	24
5-§. Тезланиш. Нормал ва тангенциал тезланишлар	28
6-§. Бурчакли тезлик ва тезланиш. Чизиқли ва бурчакли катталиклар орасидаги боғланиш	35
II б о б. Илгариланма ҳаракат динамикаси	39
7-§. Куч ва инертлик ҳақида тушунча	39
8-§. Ньютоннинг биринчи қонуни ва унинг баъзи татбиқлари .	42
9-§. Ньютоннинг иккинчи қонуни ва унинг қўлланиши	52
10-§. Ньютоннинг учинчи қонуни	66
11-§. Ҳаракат импульси. Импульснинг сақланиш қонуни ва унинг баъзи бир татбиқлари	73
III б о б. Айланма ҳаракат динамикаси	85
12-§. Куч моменти	85
13-§. Моддий нуқтанинг айлана бўйлаб ҳаракати. Инерция моменти	91
14-§. Қаттиқ жисмларнинг инерция моментлари	93
15-§. Қаттиқ жисм айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси	99
16-§. Моддий нуқта импульс моменти ва унинг сақланиш қо- нуни	108
17-§. Қаттиқ жисм импульс моментининг сақланиш қонуни . .	114
IV б о б. Иш, қувват, энергия	124
18-§. Иш ва қувват	124
19-§. Энергия турлари	130
20-§. Кинетик энергия	133
21-§. Потенциал энергия	137
22-§. Энергиянинг сақланиш қонуни	142
23-§. Оддий механизмлар. Механиканинг олтин қонуни	148

V б о б. Бутун олам тортишиш қонуни	153
24-§. Табиатда фундаметал кучлар. Ер билан Ойнинг ўзаро таъсир кучи ҳақида	153
25-§. Кеплер қонунилари. Ньютоннинг бутун олам тортишиш қонуни. Галактикалар жойлашиши	157
26-§. Оғирлик кучи. Вазнсизлик ва унинг қўлланиши	165
27-§. Космик тезликлар. Ернинг сунъий йўлдошлари. Табиатда тезликлар	174
VI б о б. Суюқлик ва газлар механикаси	181
28-§. Суюқлик ва газлар босими. Ишлаб чиқаришда босимдан фойдаланиш	181
29-§. Туташ идишлар қонуни ва унинг амалда қўлланиши	186
30-§. Суюқлик ҳаракати. Узлуксизлик тенгламаси	189
31-§. Бернулли тенгламаси ва унинг қўлланиши	193

II қисм

МОЛЕКУЛЯР ФИЗИКА ВА ТЕРМОДИНАМИКА АСОСЛАРИ

VII б о б. Идеал газнинг молекуляр-кинетик назарияси	198
32-§. Модда тузилиши ва уни ўрганиш усуллари	198
33-§. Температура ва уни ўлчаш усуллари	200
34-§. Газнинг босими. Вакуум ҳақида тушунча	205
35-§. Идеал газ ва унинг дастлабки қонуниятлари. Газ ҳолат тенгламаси	210
36-§. Газ молекулаларининг тезликлари ва уларнинг Максвелл тақсимоти қонуни	216
37-§. Барометрик формула. Больцман тақсимоти	221
38-§. Газларда кўчиш ҳодисалари. Диффузия, иссиқлик ўтказувчанлик ва ички ишқаланиш ҳодисалари	226
39-§. Идеал газнинг ички энергияси ва унинг эркинлик даражалари бўйича тенг тақсимот қонуни	232
VIII б о б. Термодинамика асослари	234
40-§. Термодинамиканинг биринчи қонуни ва унинг баъзи жараёнларга татбиқи. Пуассон тенгламаси	234
41-§. Идеал газнинг иссиқлик сигими	239
42-§. Айланма цикл. Қайтар ва қайтмас жараёнлар. Термодинамиканинг иккинчи қонуни	243
43-§. Иссиқлик двигателлари. Совиткичлар	246
44-§. Карно цикли. Энтропия	251
IX б о б. Реал газлар, суюқликлар ва қаттиқ жисмлар	257
45-§. Реал газ молекулалари орасидаги ўзаро таъсир	257
46-§. Реал газнинг ҳолат тенгламаси. Ван-дер-Ваальс изотермалари	259
47-§. Реал газнинг ички энергияси. Жоуль — Томсон эффекти. Газларни суюлтириш	262
48-§. Ҳавонинг намлиги. Намликни ўлчаш	267
49-§. Суюқликларда молекуляр ҳодисалар. Ҳўллаш ва капиллярликка оид амалий масалалар	269
50-§. Қаттиқ жисмнинг тузилиши	276
51-§. Қаттиқ жисмнинг иссиқлик сигими	283
52-§. Буғланиш, сублимация, эриш ва қотиш	286
53-§. Фазавий ўтишлар. Учламчи нуқта	290
Фойдаланилган адабиётлар	293

А 15

Абдувоҳидов Х. М. ва бошқ.

Амалий физика: Педагогика институтлари учун ўқув қўлланма Х. М. Абдувоҳидов, Т. Турғунов, М. Турғунова.— Т.: Ўқитувчи, 1996.— 296 б.

1. 1,2 Автордош.

22.3 я 73

ХУДОЙБЕРГАН МАВЛОНОВИЧ АБДУВОҲИДОВ
ТУҲТАПҲЛАТ ТУРҒУНОВИЧ ТУРҒУНОВ
МАРҒУБА ИСМОИЛОВА ТУРҒУНОВА

АМАЛИЙ ФИЗИКА

*Педагогика институтларининг студентлари учун
ўқув қўлланма*

Тошкент «Ўқитувчи» 1996

Таҳририят мудири М. Пўлатов
Муҳаррир Х. Пўлатхўжаев
Техник муҳаррир Т. Грешникова
Расмлар муҳаррири Т. Қаноатов
Мусахҳиш И. Қаримов

ИБ № 6564

Теришга берилди 15.04.94. Босишга рухсат этилди 4.03.96. Формати 84×108¹/₃₂. Тип. қоғози. Литературная гарн. Кегли 10 шпосияз. Юқори босма усулида босилди. Шартли б. л. 15,54, Шартли кр.-отт. 15,70. Нашр. л. 13,49, 3000 нускада босилди. Буйртма № 2779.

«Ўқитувчи» нашриёти. Тошкент, 129. Наъвий кўчаси. 30. Шартнома 09-35-94.

Ўзбекистон Давлат матбуот қўмитасининг Тошполиграфкомбинати. Тошкент. Наъвий кўчаси. 30. 1996.

