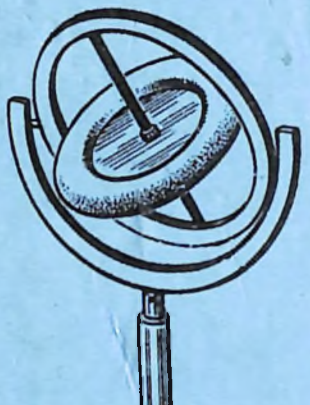
ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ
МУДОФАА ВАЗИРЛИГИ

ФИЗИКА КУРСИ

МЕХАНИКА



ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ
МУДОФАА ВАЗИРЛИГИ

Ҳ. Жуманбоев, Ф.М. Патиев, Е.В. Калашникова

ФИЗИКА КУРСИ

МЕХАНИКА

Ўзбекистон Республикаси Мудофаа Вазирлиги томонидан олий ҳарбий билим юртлари курсантлари учун ўқув қулланма сифатида тавсия этилган

Тошкент — 2004

Ушбу ўқув қулланма физика фанидан олий ҳарбий билим юртлари курсантлари учун мўлжалланган бўлиб, унда физика курсининг «Механика» бўлимига доир материаллар баён этилган.

Берилган барча маълумотлар Халқаро бирликлар системаси (СИ) асосида берилган.

Қулланма курсантларга физика курсининг «Механика» бўлимини ўзлаштириш учун тавсия этилади, шунингдек ундан физика ўқитувчилари машғулотидарга тайёрланиш жараёнида фойдаланишлари мумкин.

КИРИШ

Физика бу грекча сўз бўлиб, табиат деган маънони билдиради. Физика материя ҳаракатининг энг оддий ва умумий (механика, иссиқлик, электр, оптика ва ҳоказо) формалари ҳамда уларнинг ўзаро бир — бирларига айланишларини ўргатади.

Физика материянинг тузилишини ва материя ҳаракатининг энг умумий кўринишларини ўргатади.

Физиканинг ривожланиши кузатишларга, тажрибаларга, ҳодисаларнинг сабабини билишдаги изланишларга материалистик ёки идеалистик нуқтаи назаридан ёндошишга кўп жиҳатдан боғлиқ.

Ўрганиш тажриба асосида бошланади. Ҳодисаларни табиий шароитларда ўрганиш асосида тажриба орттириш — 1)кузатиш деб, ҳодисаларни сунъий шароитда, яъни лаборатория шароитларида амалга ошириб; 2)тажриба ўтказишни эса эксперемент деб аташ одат бўлиб қолган. Лабораторияда эса бу ҳодисани исталган вақтда амалга оширилади. Эксперементда (тозароқ шароитлар) яратиш мумкин. Бу эса тажрибада аниқланаётган катталикларни аниқроқ ўлчашга имконият яратади.

Умуман, тажриба деганда фактларни қайд қилишнинг эмас, балки фактларни системага келтириш, ҳодиса ёхуд жараённи характерловчи физик катталиклар орасидаги боғланиши ҳам сифат, ҳам миқдор жиҳатидан аниқлашни тушуниш лозим.

Тажрибаларда йиғилган ахборотлар ҳодисани тушунтириш учун гипотезалар (илмий фараз) лар яратишга асос бўлиб хизмат қилади.

Аксинча, гипотезадан келиб чиқувчи натижалар тажрибаларда тасдиқланган тақдирда гипотеза физик назарияга айланади. Физик назарияларнинг яратилиш ва синалиши тажрибалар билан бошланади ҳамда тажрибалар билан исботланади ва ривожлантирилади.

Техника тараққиёти физиканинг ривожланишини рағбатлантирувчи муҳим омилдир. Техника физика фани олдида

— янги вазифалар қўяди, физикларни янги материаллар, аниқроқ асбоблар ва қурилмалар билан таъминлайди.

Илк бор, моддий дунёни тафаккур этишдаги материалистик дунё — қарашининг биринчи элементлари антиқ дунё файласуфлари — Аристотель, Евклид, Лукреций, Платон, Демокрит ва бошқа мутаффакирларнинг асарларида ўз аксини топди. Кейинчалик антиқ даврнинг илғор физиклари, араб олимлар ва Ўрта Осиёлик буюк алломалар — Абу—Али ибн Сино, Абу Райхон Беруний, Мирзо Улуғбек ва бошқа олимлар томонидан тўлдирилди, ривожлантирилди. Хусусан, Абу Райхон Беруний Ер шар шаклда эканлигини эътироф этган ва биринчи бўлиб Ернинг радиуси тўғрисида маълумот берди.

Дунёни билиш тўғрисидаги маълумотларни ортиб бориши, ўлчаш техникасининг аниқлик даражаси ошиши, илмий назария даражасигача кўтариш ёки инкор этиши мумкин.

Физика фанини структураси ... ҳак тушунча.

Фан ривожланиши билан табиатда содир бўлувчи ҳодисаларнинг моҳиятини англашда инсон билими бойиб боради. Табиий фанларга, хусусан физикага, тугалланган фан деб қараш мумкин эмас. Физика фани узлуксиз ривожланиб боради, бу ривожланиш жараёнида физик тушунчалар, қонуниятлар билан бойийди ва чуқурлашди.

С.И.Вавилов «Физика принциплари ва қонунларининг, асосий тушунчалари ва таърифларининг ниҳоят кенг характери бу фанни фалсафа билан яқинлаштиради. Физика фанининг моҳияти ҳақидаги аниқ тасаввурларга эга бўлмасдан туриб фалсафий жиҳатидан маълумотли бўлиш мумкин эмас».

Физика фанининг тараққиёти бошқа фанларнинг ривожланишига ҳам ҳисса қўшаяпди. Масалан, химия ва биология фанларида охирги кашфиётларнинг аксарияти назария ва экспереметал физика методларига таянган ҳолда амалга ошяпти. Шунинг учун ҳам С.И.Вавилов физикани замонавий фаннинг «штаби» деб атаган. Физика фанининг маълум бўлимларини бошқа табиий фанларга татбиқ қилиш асосида биофизика, геофизика, химиявий физика, физикохимия, астрофизика каби қатор янги фанлар юзага келади. Физика фанининг жамият тараққиётидаги роли ниҳоят каттадир.

Бундан тахминан 2500 йил олдин вужудга келган физика фани дастлаб химия, биология, астрономия, математика ва бошқаларнинг ўз ичига олади.

Математик қонуниятга эга бўлган табиат ҳодисалари, одатда фаннинг қонунлари сифатида гавдаланади. Илмий назария эса битта бир неча қонунларни ўз ичига олган ҳолда, ҳодисанинг мазмунининг чуқур таҳлил этади, унинг бош ҳо– дисалари билан боғлиқлигини синтез қилиб табиатнинг бошқа қонунларининг очилишига замин яратади, турли та– бийй фанларнинг ривожланишига таъсир кўрсатади. Маса– лан, физиканинг электр қисмидаги Кулон қонуни кашф эт– гунча физика фани асосан Ньютоннинг механикага оид қонунларини ўз ичига олган механика курсидан иборат эди. Кулон қонуни кашф этилгандан сўнг физикани электроста– тика, ўзгармас ток, электромагнетизм бўлимларига замин яратади.

Молекулалар ҳаракатига оид маълумотларнинг тўплани– ши молекуляр физика, статистик физика, термодинамика бўлимларининг ривожланишига шароит туғдиради.

«Бутун олам тортишиш қонуни» кашф этилгандан кейин, Қуёш системасидаги планеталар ва улар йўлдошларининг ҳаракатини ўрганишга қизиқиш кучайди. Шу муносабат би– лан оптик асбобларнинг қуриш технологияси жадаллик билан ривожлана бошлади. Бу ривожланиш физикани оптика қисмига асос солибгина қолмай, астрономия, катта кашфи– ётлар яратиш имкониятларини очиб берди.

Демак, физика фани ривожланиб доимо миқдорий ва сифат ўзгаришлар билан бойиб боради.

Олий ҳарбий билим юртида физика курси курсантларга махсус фанларни ўзлаштиришга, ҳамда ҳарбий техникани эгалашга ёрдам беради.

Физика техника, шу жумладан ҳарбий техника асосидир. Техника ва саноатнинг ривожланиши армияни техник жи– ҳатидан қайта қуроллантиришга ва уруш олиб боришнинг усулларини ўзгартиришга имкон яратади. Янги техник воси– таларнинг яратилиши қўшинларни бошқариш ва жанговар ҳаракатлар олиб бориш усулларини ўзгартирди.

Замонавий техника ютуқлари фанларни кейинги тадқи– қотлар ўтказишга керак бўлган янги асбоб–ускуна ва қурилмаларни яратишга имкон яратиб беради.

Физикадан олинган билимлар офицерларга мураккаб ҳарбий техникани эгаллашга ёрдам беради. Шу сабабли ҳар– бий билим юртлари дастурларида физика фанини ўрганишга етарлича вақт ажратилган.

МЕХАНИКАНИНГ ФИЗИК АСОСЛАРИ

Бизнинг ўраб турган дунё моддий бўлиб, у абадий мавжуд бўлган узлуксиз ҳаракатланучи материядан ташкил топган. Физик ҳаракат механик, иссиқлик, электромагнит ва бошқа турдаги ҳаракатларни бириктиради.

Механик ҳаракат бошқа турдаги ҳаракатлар орасидаги энг оддийсидир. У жисмларнинг ёки жисм қисмларининг фазода бир—бирига нисбатан вақт давомида вазиятининг ўзгаришини (кўчиришларини) ўрганади.

Механика жисмлар ҳаракатини ва уларнинг мувозанат ҳолатлари ҳақидаги таълимотдир. Механика қонунларининг ҳарбий соҳада тутган ўрни беқиёсдир.

Механика кинематика, динамика ва статика деб аталувчи уч қисмга бўлинади.

Механиканинг кинематика қисми — механиканинг моддий нуқта ҳаракат қонуниятларини шу ҳаракатни юзага келтирувчи сабабларсиз ўрганадиган қисм кинематика дейилади. Кинематика моддий нуқта ҳаракатини кўпинча геометрик нуқтаи назардан текширади, холос (яъни кинематика жисмлар ҳаракатини ўрганади, лекин унинг келиб чиқиш сабаблари билан қизиқмайди).

Механиканинг динамика қисми эса жисм ҳаракатини уни келтириб чиқарувчи сабаблар билан боғлиқ равишда ўрганади (яъни динамика жисмлар ҳаракатини ва бу ҳаракатни вужудга келтираётган ва ўзгартираётган сабабларини текширади, тезланишнинг келиб чиқиш сабабларини ўрганади).

Статика — жисмлар системасининг мувозанат шартларини ўрганади.

Ҳаракатни ўрганилаётган жисм ёки жисмлар системасининг характерларига қараб механика яна моддий нуқта механикаси, қаттиқ жисм механикаси ва узлуксиз муҳит механикаси деб аталувчи уч қисмга бўлинади.

I–БОБ

Моддий нуқтанинг кинематика ва динамикаси

КИНЕМАТИКА

1–§. МОДДИЙ НУҚТА

Биз кўндалик турмушимизда жисмларнинг ҳаракати билан боғлиқ ҳодисаларни кўплаб учратамиз.

Ҳаракати ўрганилаётган жисмнинг катталиги ва шакли кузатилаётган шароитда ҳеч қандай аҳамиятга эга бўлмаса, бундай жисм моддий нуқта деб қаралади.

Мисол Ернинг ўртача радиуси 6371 км, Ер ўзининг Қуёш атрофидаги орбитасида ҳар секундда 29,75 километр йўл ўтиб, бир йил давомида бир марта айланиб чиқади. Бундай шароитда Ер шарининг катталиги, шакли ва унинг ичида содир бўлаётган мураккаб жараёнлар унинг орбитадаги ҳаракатини ўрганилаётганда ҳеч қандай аҳамиятга эга эмас. Демак, Ернинг Қуёш атрофидаги орбита бўйлаб ҳаракатини ўрганилаётганда унга моддий нуқта деб қарашимиз мумкин. Лекин Ер сиртидаги масалан, бирор транспорт воситасининг ҳаракати ўрганилаётган бўлса, бундай шароитда Ер катталиги ва шакли албатта эътиборга олишини шарт, яъни бу шароитда Ерни моддий нуқта деб қараш мумкин эмас.

2–§. САНОҚ СИСТЕМАСИ

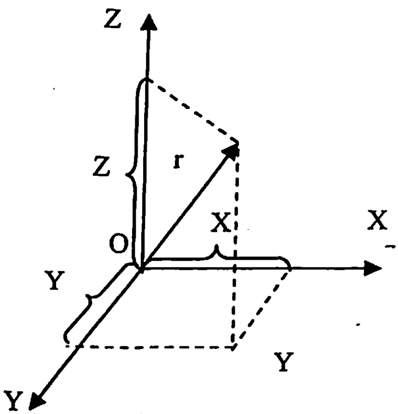
Ихтиёрий бир жисмнинг ҳаракати бошқа бир жисмга ёки бир–бирларига нисбатан тинч турган жисмлар системасига нисбатан олиб ўрганилади. Масалан, кўчадаги автобус ва бошқаларнинг ҳаракатларини кўча атрофидаги дарахтларга ҳамда иморатларга нисбатан кузатилади. Кўрилаётган мисолдаги дарахтлар ва иморатлар саноқ системаси вазифасини бажаради.

Ҳар қандай механик ҳаракатда, доимо камида икки жисм иштирок этади. Улардан бирини қўзғалмас саноқ жисми деб қабул этилади ва унга нисбатан қолган жисмларнинг механик ҳолати аниқланади.

Жисмларнинг саноқ системага нисбатан механик ҳаракат қонунларини белгилаш учун, унга бирор саноқ системасини боғлайдилар. Кўпинча тўғри бурчакли координат системасига боғланади. Яъни амалда, хусусан, саноқ системаси сифа — тида бирор қаттиқ жисм билан боғланган, ўзаро бир — бирларига тик булган 3—та ўқдан иборат бўлган декарт ко — ординаталар системаси қўлланилади.

Бунда саноқ систе — маси моддий нуқта деб қаралиши мумкин бўлган жисмнинг исталган вақтда фазодаги ўрнини тўла аниқлаш имконини беради. Нуқтанинг фазодаги ур — нини x, y ва z координа — талар орқали аниқланади.

Декарт координаталар системасида A нуқтанинг вазияти x, y, z координа — талар ёки саноқ бошидан нуқтага туширилган r ра — диус — вектор орқали аниқланади (1 расм).



1 — расм.

3—§. РАДИУС — ВЕКТОР

Координаталар бошидан кузатилаётган нуқтага ўтказил — ган r векторининг координата ўқларидаги проекциялари нуқтанинг координаталаригача мос равишда тенгдир.

Моддий нуқтанинг ҳаракати давомида унинг координа — талари вақт ўтиши билан ўзгаради. Умумий ҳолатда унинг ҳаракати 3—та скаляр тенгламалар орқали аниқланади, яъни

$$x = x\ (t)$$
$$y = y\ (t) \qquad (1.1)$$
$$z = z\ (t)$$

ёки унга эквивалент бўлган вектор тенглама орқали

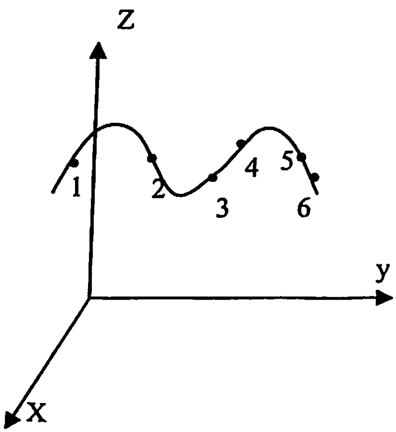
$$r = r(t) \tag{1.2}$$

Нуқтанинг фазодаги ўрнини тўла равишда аниқлашга имкон берувчи бундай вектор радиус — вектор деб аталади

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \qquad (r_x = x;\ r_y = y;\ z_z = z) \tag{1.3}$$

Жисм ҳар бир нуқтасининг ҳаракати, траектория, йўл, кўчиш, тезлик, тезланиш деб аталувчи физик катталик ва тушунчалар орқали аниқланади.

4–§. МОДДИЙ НУҚТАНИНГ ТРАЕКТОРИЯСИ



2 – расм.

Фараз қилайлик, моддий нуқта деб қаралиши мумкин бўлган, тенг вақтлар ичида ва ихтиёрий йўналишда фазода силжиб бораётган жисм ҳаракатини 25 минут давомида кузатилаётган бўлсин. Кузатиш бошланишида ва сўнгра ҳар 5 минут вақт ўтганда жисмнинг фазодаги ўринларини 1, 2, 3, 4, 5, ва 6 нуқталар ифодалансин.

Агар жисмнинг фазодаги ўринларини ҳар бир минут вақт ўтганда нуқталар орқали ифодаланса, уларнинг сони 25–та бўлади.

Ана шу тарзда ҳаракатланаётган жисмнинг 25 минут давомидаги фазодаги ҳолатининг истаган кўп миқдоридаги нуқталар орқали ифодалаш мумкин. Бу нуқталарнинг ўзаро туташтириш эса ҳаракатнинг траекториясини ҳосил қилади (2 расм).

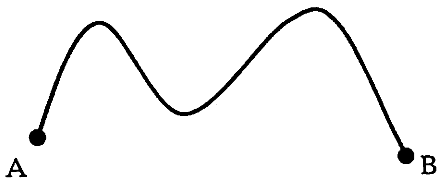
Демак, ҳаракат қилаётган жисмни берилган вақт оралиғидаги ҳаракат траекторияси деганда, шу оралиқдаги вақтнинг ҳар қандай қийматлирида кузатилаётган жисмнинг фазодаги ўринларини ифодаловчи нуқталарнинг ўзаро қўшилишида иборат бўлган чизиқни тушунилади.

Траекторияга нисбатан ҳаракат 2 хил бўлади.

1) Тўғри чизиқли ҳаракат – бу шундай ҳаракатки унинг траекторияси туғри чизиқдан иборат (3 расм).

3 – расм.

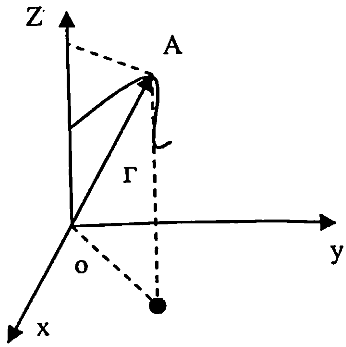
2) Эгри чизиқли ҳаракат – шундай ҳаракатки унинг траекторияси эгри чизиқни ҳосил қилади (4 расм).



4 – расм.

Бундан шу келиб чиқадики траекториянинг шакли танлаб олинган саноқ системага боғлиқ.

A нуқтанинг фазодаги ўрни x, y ва z координаталари орқали аниқланади (5 расм).



5 – расм.

Нуқта ҳаракатланса унинг оординаталари вақт орлиғида ўзгаради: ҳаракатнинг кинетик тенгламаси қуйидагича бўлади:

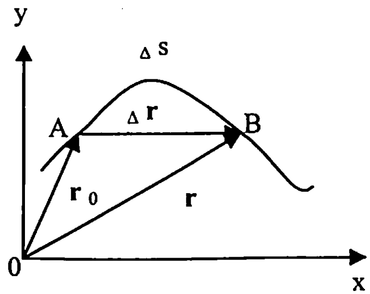
$$\begin{cases} x = x\ (t) \\ y = y\ (t) \\ z = z\ (t) \end{cases} \qquad (1.4)$$

Вектор ва координаталар орасидаги оддий боғланишни қуйидагича ифодалаймиз:

$r = x_i + y_j + z_k$ бунда i, j, k —бирлик векторлари x, y, z ўқларига йўналтирилган.

5–§. ТЕЗЛИК

Моддий нуқтанинг ихтиёрий равишда танланган траек–тория бўйлаб ҳаракатини кўриб чиқайлик (6 расм).



6–расм.

Нуқтанинг бошланғич ва–зияти қилиб А нуқтани танлаб олайлик.

Кузатиш бошланганда мод–дий нуқта А нуқтасида жой–лашган бўлсин. А нуқтанинг фазодаги вазиятини $\mathbf{r_0}$ радиус – вектор орқали ифодалайлик. Бирор Δt вақтдан сўнг моддий нуқта ҳаракатланиб фазонинг В нуқтасига келиб қолади, нати–жада бу жисмнинг маълум вақт оралиғидаги ҳаракат траекто–риясининг узунлиги, йўл деб аталади. Уни S билан белги–лаймиз.

Йўл – скаляр катталик. Мисол, самолёт 3000 км йўлни ўтди деганда, у қандай йўналишда ҳаракат қилганлиги тўғрисида маълумот олинмайди.

Ҳаракатнинг йўналишини белгилаш мақсадида кўчиш деган тушунча киритилган. Юқорида айтиб утганимиздек кўчиш натижасида моддий нуқтани вазияти **r** радиус–вектор орқали ифодаланади, А ва В нуқталарнинг бирлаштирувчи А ва В томон йўналган $\mathbf{r} - \mathbf{r_0} = \Delta\mathbf{r}$ вектор моддий нуқтанинг кўчиши деб аталади. Яъни, кўчиш жисмнинг бошланғич ва–зияти билан охирги вазиятини туташтирувчи йўналишли чи–зиқли вектор ($\Delta\mathbf{r}$) кўчиш деб аталади.

Мазкур вектор моддий нуқтанинг бошланғич ва охирги вазиятлари ҳақида, яъни моддий нуқта қаердан–қаерга келиб қолганлиги ҳақида маълумот беради холос.

Бу вазиятларни ифодаловчи нуқталар ΔS эгри чизиқни ташкил қилади. Бу эгри чизиқ моддий нуқтанинг траекто–рияси деб, эгри чизиқ узунлиги эса моддий нуқтанинг босиб ўтган йўли деб аталади.

Моддий нуқтанинг ҳаракатланиш жараёнида унинг фазодаги вазияти вақт ўтиши билан ўзгаради. Бу ўзгариш қандай жадаллик билан содир бўлаётганнини характерлаш учун тезлик тушунчасидан фойдаланилади.

Бирлик вақт оралиғида кўчиш векторнинг ўзгаришини кўрсатадиган катталик тезлик вектори дейилади.

Хусусан, Δt вақт давомидаги моддий нуқтанинг кўчиши $\mathbf{\Delta r}$ бўлса,

$$\upsilon_{\text{ур}} = \frac{\Delta r}{\Delta t} \qquad (1.5)$$

(1.5) катталикни ўртача тезлик деб аталади. $\mathbf{\Delta t}$ вақтни чексиз кичрайтирилганда (1.5) ифода интиладиган лимитни моддий нуқтанинг оний тезлиги деб аталади, яъни

$$\upsilon = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta r}{\Delta t} = \frac{dr}{dt} = \frac{ds}{dt} \qquad (1.6)$$

Оний тезлик вектори радиус—вектордан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосилага тенг.

Физик нуқтаи назардан, оний тезлик вектори етарли даражада кичик вақт оралиғида радиус—векторнинг ўзгариш тезлигини ёки моддий нуқта траекториясининг ихтиёрий нуқтасидаги тезлигини кўрсатади. Оний тезлик векторининг координата ўқларига бўлган проекциялари

$$\upsilon_x = \frac{dx}{dt}; \qquad \upsilon_y = \frac{dy}{dt};$$

Тўғри ҳаракатда кўчишнинг йўналиши ўзгармас, унинг модули босиб ўтилган йўлга тенг, яъни $|dr| = ds$. Бинобарин, тўғри чизиқли ҳаракатда тезлик векторнинг миқдорий катталиги (модули), (1.6) га биноан, қуйидагича аниқланади.

$$\upsilon = \frac{ds}{dt} \qquad (1.7)$$

Тўғри чизиқли ҳаракатда оний тезлик босиб ўтилган йўл—кўчишдан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосилага тенг.

Агар моддий нуқта нотекис ҳаракат қилаётган бўлса, оний тезликнинг сон қиймати вақт ўтиши билан узгаради ва у ҳолда

$$< \upsilon > = \frac{\Delta S}{\Delta t} \qquad (1.8)$$

Ҳаракат давомида тезликнинг йўналиши ва миқдори ўзгармас (υ = const) қолса, бундай ҳаракат тўғри чизиқли текис ҳаракат дейилади.

СИ (Халқаро система) сўзларнинг бош ҳарфи бўйича (СИ «Эс—И» деб ўқилади), 1960 йил октябрда бу Халқаро система қабул қилинган.

Тезликнинг СИ даги ўлчов бирлиги—метр тақсим секунд (м|с).

$$[\upsilon] = \frac{S}{t} - \frac{м}{с}$$

Шуни ҳам қайд қилайликки, даставвал, 1 метр — Ер меридианининг $\frac{1}{40000000}$ улушига тенг узунликдир, деб қабул қилинганди.

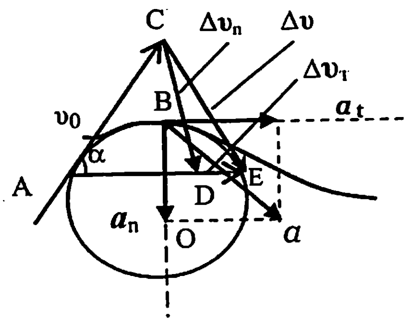
Шунингдек, 1 секунд Қуёш суткаси Ернинг ўз ўқи атрофида бир марта айланиши учун кетган вақт ўртача қийматининг $\frac{1}{86400}$ улуши, деб қабул қилинган.

S ва t — бирлиги асосий бирликларга киради, аммо

υ — бирлиги ҳосилавий қўшимча бирликдир.

6—§. ТЕЗЛАНИШ ВА УНИНГ ТАШКИЛ ЭТУВЧИЛАРИ

Моддий нуқтанинг ҳаракат тезлиги вақт ўтиб бориши билан ҳам сон қиймати бўйича, ҳам йўналиш бўйича ўзгариб туриши мумкин. Бу ўзгаришни характерловчи катталикни тезланиш дейилади.



7 — расм.

Моддий нуқтанинг тезлиги Δt вақт давомида $\Delta\upsilon = \upsilon - \upsilon_0$ га ўзгарган булса (бунда υ_0 ва υ мос равишда бошлангич ва охирги тезликлар), унинг тез — ланиши

$$a = \frac{\Delta\upsilon}{\Delta t} \qquad (1.9)$$

га тенг бўлади.

Тезланиш векторнинг оний қийматини ҳисоблаш мақсадида кичик вақт оралиғи учун (1.9)чи ифодадан лимит оламиз:

$$a = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\upsilon}{\Delta t} = \frac{d\upsilon}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{dr}{dt}\right) = \frac{d^2 r}{dt^2} \qquad (1.10)$$

Бу оний тезланиш вектори бўлиб, у тезлик векторидан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосилага ёки ради — ус — векторидан вақт бўйича олинган иккинчи тартибли ҳо — силага тенг. Унинг координата ўқларига бўлган проекциялари, яъни координата ўқлари бўйича ташкил этувчилари қуйидагича:

$$a_x = \frac{d^2 x}{dt^2}; \qquad a_y = \frac{d^2 y}{dt^2}; \qquad a_z = \frac{d^2 z}{dt^2}$$

Моддий нуқтанинг ҳаракат траекторияси эгри чизиқдан иборат бўлган умумий ҳолни кўриб чиқайлик, эгри чизиқли ҳаракатда вақт ўтиши билан тезлик векторнинг фақат йўна — лишигина эмас, балки миқдори ҳам ўзгариши мумкин.

Тезлик вектори ҳамма вақт траекторияга ўтказилган уринма бўйича йўналади. Кузатиш бошланганда эгри чизиқли ҳаракат қилаётган моддий нуқта траекториянинг A нуқтасидан ўтаётган бўлсин. Бирор Δt вақт ўтгач,у B нуқтага етиб келади A ва B нуқталардаги (7 расм) тезликларни мос равишда υ_A ва υ_B деб белгилаймиз ва B лар оралиғида ву —

жудга келган тезлик ўзгаришини топиш учун υ_B векторни *A* нуқтага кўчирайлик, у ҳолда υ_A вектор учини (*C* нуқта) кў- чирилган υ_B вектор учи (E нуқта) билан туташтирувчи вектор изланаётган тезлик ўзгариши ($\Delta\upsilon = \upsilon_B - \upsilon_A$) ни ифодалайди. $\Delta\upsilon$ ни векторнинг йиғиндиси шаклида ҳам тасаввур қилиш мумкин. Бунинг учун *AE* кесма устида *A* дан υ_A қадар узоқликда ётган *D* нуқтани танлайлик. *C* ва D нуқталарни бирлаштирувчи векторни $\Delta\upsilon_н$ билан, *D* ва *E* нуқталарни бирлаштирувчи векторни эса $\Delta\upsilon_т$ билан белгилаймиз, $\Delta\upsilon$ни ана шу икки векторнинг йиғиндисидан иборат деб ҳисоблаш мумкин, яъни

$$\Delta\upsilon = \Delta\upsilon_н + \Delta\upsilon_т \tag{1.11}$$

Шунинг учун мазкур ҳолда

$$a = \lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\upsilon}{\Delta t} = \lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\upsilon_Н}{\Delta t} + \lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\upsilon_Т}{\Delta t} \tag{1.12}$$

ни ёза оламиз. Бу ифодани (1.12) қўшилувчи ҳолларини қўйидагича таҳлил қиламиз:

1. Агар Δt вақт интервалини кичрайтираверсак, яъни Δt нолга интилган сари *B* нуқта *A* нуқтага яқинлашаверади ва лимит υ_B вектор υ_A вектор билан устма-уст тушиши керак. Натижада $\Delta\upsilon_Н$ вектор кичрайиб боради ва лимитда (яъни $\Delta t\to 0$) υ_A векторга перпендикуляр йўналган бўлади. Яъни $\Delta\upsilon_Н$ вектор лимитда траектория *A* нуқтасининг эгрилик маркази томон йўналган бўлади. Шунинг учун (1.12) ифодадаги биринчи лимитни марказга интилма тезланиш ёки нормал тезланиш деб аталади ва $a_н$ билан белгиланади, яъни

$$a_Н = \lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\upsilon_н}{dt} \tag{1.13}$$

ёки
$$a_Н = \lim_{\Delta t\to 0}\frac{CD}{\Delta t}$$

Бу тезликни қуйидагича тушиниш ҳам мумкин.

$BC = CA\cdot\Delta\alpha = \upsilon_ё\cdot\Delta\alpha$ буни назарга олиб

$$a_н = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\upsilon \cdot \Delta\alpha}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \to 0} \left[\upsilon \cdot \frac{\Delta\alpha}{\Delta S} \cdot \frac{\Delta S}{\Delta t} \right] \qquad (1.14)$$

Агарда $\Delta t \to 0$ интилганда AB векторнинг узунлиги ΔS ёйга A нуқтанинг эгрилиги B нуқтанинг эгрилигича $\upsilon_A \to \upsilon$ га, тезликнинг $\Delta\upsilon_н$ ортирмаси эса $d\upsilon_н$ га интилади. Бу ортирма B нуқтага ўтказилган радиус (R) бўйлаб марказга томон йўналган.

Учбурчакларнинг ўхшашлигидан қуйидаги нисбатни ҳосил қиламиз:

$$\frac{\Delta S}{R} = \frac{\Delta\upsilon_н}{\upsilon} \quad \text{ёки} \quad \Delta\upsilon_н = \frac{\upsilon \cdot \Delta S}{R}$$

Нормал ёки марказга интилма тезланиш қуйидаги математик ифодага эга:

$$a_н = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\upsilon_Н}{\Delta t} = \frac{\upsilon}{R} \cdot \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{\upsilon^2}{R} \qquad (1.15)$$

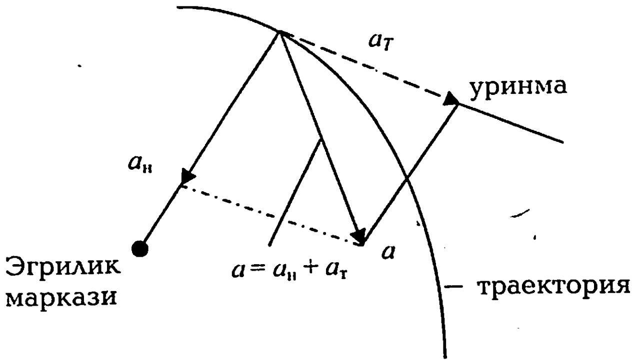
Шунингдек $a_н$ катталиги, тезлик катталигини йўналиш жихатидан ўзгаришини ифодалайди.

2. $\Delta\upsilon_т$ вектор лимитда (яъни $\Delta t \to 0$ да) траекториянинг A нуқтасига ўтказилган уринма билан устма-уст тушади. Шунинг учун (1.12) ифодадаги иккинчи лимитни уринма тезланиш ёки тангенциал тезланиш деб аталади ва $a_т$ деб белгиланади, яъни

$$a_т = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\upsilon_т}{\Delta t} = \frac{d\upsilon}{dt} \qquad (1.16)$$

Тангенциал тезланиш $a_т$ вақт бирлиги ичида оний тезликнинг миқдорий ўзгаришини кўрсатади ва у тезликдан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосилага тенг.

Шунинг учун уринма тезланишни модул (1.16) кўринишда ифодаланади.



8 – расм.

Шундай килиб(1.12) га асосан, тўлиқ тезланиш (8 расм), нормал ($a_н$) ва уринма ($a_т$) тезланишларнинг вектор йиғиндисидан иборат:

$$a = a_н + a_т \qquad (1.17)$$

Демак, эгри чизиқли ҳаракат қилаётган моддий нуқтанинг ҳар бир ондаги тўлиқ тезланишини икки ташкил этувчи – тезликнинг йўналиши бўйича ўзгариш жаддаллигини ифода–лайдиган нормал тезланишга ва тезликнинг миқдорий жи–ҳатдан ўзгариш жаддаллигини ифодалайдиган ўринма тезла–нишга ажратиш мумкин.

1) агар $a_т$ = 0 яъни уринма тезланиш нолга тенг бўлганда, тўлиқ тезланиш фақат нормал тезланишдан иборат бўлади. Бундай ҳол моддий нуқта айланма бўйлаб ҳаракатланганда (яъни тезлик миқдоран ўзгармаганда) амалга ошади, чунки υ = const бўлгандагина

$$a_т = \frac{d\upsilon}{dt} = 0$$ тенглик бажарилади.

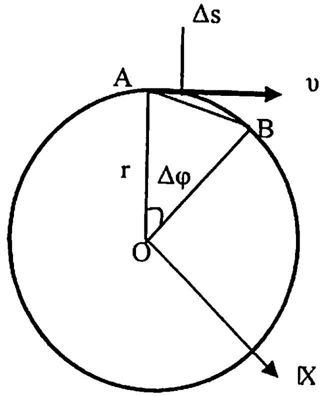
2) нормал тезланиш нолга тенг бўлганда ($a_н$ = 0) тўлиқ тезланиш фақатгина уринма тезланишдан ташкил топган бў–лади. $a_н$ = 0 да тезлик йўналиши ўзгармаслик керак. Бундай шароит фақат тўғри чизиқли ҳаракатдагина амалга ошади.

Натижавий тезланишнинг қуйдагича ҳам ифодалаш мумкин.

$$a = \sqrt{a_т^2 + a_н^2} = \sqrt{(d\upsilon/dt)^2 + (\upsilon^2/R)^2} \qquad (1.18)$$

Демак, тўғри чизиқли ва айланма ҳаракатлар эгри чи– зиқли ҳаракатнинг хусусий ҳоллари экан.

7-§. БУРЧАК ТЕЗЛИК



9–расм.

Моддий нуқта ҳаракати– нинг траекторияси айланма шаклида бўлса, бундай ҳаракат айланма ҳаракат деб аталади. Моддий нуқтанинг айланма бўйлаб ҳаракатида чизиқли тезлик ва тезланишлар билан бир қаторда бурчак тезлик деб аталадиган физик катталик киритилган. Айланма ҳара– катдаги А жисмнинг исталган t вақтдаги ўрнини ОА радиус– векторнинг бирор қўзғалмас, яъни ОХ ўқи билан ҳосил қилган Δφ бурчак орқали ифодалаш мумкин (9–расм).

Агар ОА радиус–вектор Δt вақт оралиғида Δφ бурчакка бурилган бўлса, жисм бурчакли тезлигини ўртача тез– лиги

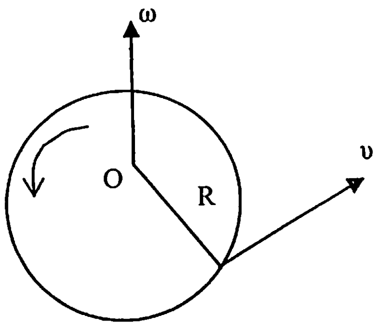
$$<\omega> = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} \qquad (1.19)$$

га тенг бўлади, яъни бурчак тезлик, деб жисмнинг бурилиш бурчагидан вақт бўйича олинган биринчи даражали ҳосила– сига айтилади.

$$\omega = \lim_{\Delta t\to 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{d\varphi}{dt} \qquad (1.20)$$

Бурчак тезлик векторнинг йўналиши Винт (Парма) қоидаси орқали аниқланади, яъни агар парма ручкасининг айланма ҳаракати моддий нуқта айланма ҳаракатининг йў– налиши билан мос тушса, ундай ҳолда унинг илгариланма ҳаракати бурчак тезликнинг йўналиши билан мос равишда тушади (10—расм).

Ўзгармас бурчак тезликда бўладиган айланиш текис айланиш дейилади, бунда $\omega = \varphi/t$. Шундай қилиб, ω текис айланишда жисм вақт бирлиги ичида қандай бурчакка бурилишини кўрсатади.



10—расм.

Текис айланишни айланиш даври T билан характерласа ҳам бўлади. Жисм бир айланиб чиқиши учун, яъни 2π бурчакка бурилиши учун кетган вақтга айланиш даври деб айтилади. Вақт оралиғи $\Delta t = T$ га $\Delta\varphi = 2\pi$ бурилиш бурчаги мос келганлиги учун

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \qquad (1.21)$$

бундан

$$T = \frac{2\pi}{\omega} \qquad (1.22)$$

Маълумки вақт бирлигида содир бўладиган айланишлар сони қуйидагига тенг:

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi} \qquad (1.23)$$

(1.23) дан бурчак тезлик вақт бирлигидан айланишлар сонининг 2π га кўпайтирилганига тенг эканлиги келиб чиқади: $\omega = 2\pi \cdot \upsilon$.

Айланиш даври ва айланишлар сони тушунчаларини нотекис айланма ҳаракат учун ҳам сақлаб қолса бўлади. Бунда жисм берилган оний бурчак тезлик билан айланганда у бир айланиб чиқиш учун кетган вақтни T нинг оний қиймати деб тушунилади: ν деб эса худди ана шундай шароитда жисмнинг вақт бирлигидаги айланишлари сони тушунилади.

СИ системасида:

$$\omega = \frac{\varphi}{t} \text{ дан } \quad \omega - \text{бирлиги} \quad [\omega] = \frac{\varphi}{t} - \frac{\text{рад}}{C} \quad \text{бўлади,}$$

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi \cdot \nu - \frac{\text{рад}}{C}$$

$$1 \text{ давр} = \frac{2\pi R}{R} = 2\pi \text{ радиан} = 6{,}28 \text{ рад.} \qquad 1 \text{ рад.} = \frac{360^0}{6{,}28} = 57^0 3'$$

8–§. БУРЧАК ТЕЗЛАНИШ

Агарда жисм айланма бўйлаб ҳаракат қилса унинг ҳаракатининг характеристикалаш учун бурчак тезланиш катталиги ҳам киритилади.

Бурчак тезланиш бурчакли тезликнинг бир бирлик вақт давомида ўзгариш катталигини аниқлайдики уни ε – билан ифодаланади.

Агар Δt вақт оралиғидаги бурчакли тезлик Δω га ўзгарган бўлса, бурчакли тезланишнинг шу вақт оралиғидаги ўртача қиймати қуйидагича бўлади:

$$\varepsilon_{\text{ур}} = \frac{\Delta\omega}{\Delta t} \qquad (1.24)$$

Оний бурчак тезланишини қуйидагича ифодалаймиз

$$\varepsilon = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\omega}{\Delta t} = \frac{d\omega}{dt} \qquad (1.25)$$

ёки

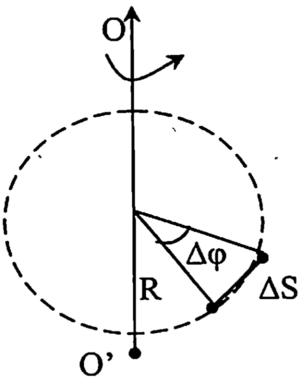
$$\varepsilon = \frac{d^2\varphi}{dt^2} \qquad (1.26)$$

(1.26) дан бурчакли тезланиш бурилиш бурчагидан вақт бўйича олинган иккинчи тартибли ҳосилага тенг эканлиги кўриниб турибди.

СИ системасида:

$$\varepsilon = \frac{\omega}{t} \text{ дан } \quad \varepsilon - \text{бирлиги } [\varepsilon] = \frac{\omega}{t} - \frac{\text{рад}}{C^2}$$

9-§. ЧИЗИҚЛИ ТЕЗЛИК, ТЕЗЛАНИШ ВА БУРЧАК ТЕЗЛИК, ТЕЗЛАНИШ ОРАСИДАГИ БОҒЛАНИШ



11 — расм.

Айланаётган жисмнинг турли нуқталари турли υ чизиқли тезликларга эга бўлади. Ҳар бир нуқтанинг тезлиги тегишли айланаларга ўтказилган ўринма бўйлаб йўналган бўлиб, ўз йўналишини узлуксиз ўзгартира боради. Нуқта тезлигининг катталиги жисмнинг ω айланиш тезлиги ва айланиш ўқидан берилган нуқтагача булган R масофа билан аниқланади. Δt қисқа вақт оралиғида жисм $\Delta\varphi$ бурчакка бурилган бўлсин (11 расм). Бунда R ўқдан ΔS масофада ётган нуқта $\Delta S = R \cdot \Delta\varphi$ йўл ўтади.

Таърифга биноан нуқтанинг чизиқли тезлиги

$$\upsilon = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \to 0} R \cdot \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = R \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = R \cdot \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = R \cdot \omega$$

яъни

$$\upsilon = R \cdot \omega \qquad (1.27)$$

Шундай қилиб, нуқта айланиш ўқидан қанча узоқ ётса, у шунча каттароқ чизиқли тезлик билан ҳаракатланар экан.

Агар $t = T$ бўлса $\varphi = 2\pi$ рад. бўлиб, $\omega = \frac{\varphi}{t}$ қуйидаги қийматга эга бўлади.

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{рад}{с} = 2\pi \cdot \nu \frac{рад}{с}; \; \omega = 2\pi \cdot \nu \qquad (1.28)$$

у ҳолда υ ва ω - га орасидаги боғланиш қуйидагича бўлади

$$\upsilon = 2\pi \cdot R \cdot \nu = R \cdot \omega;$$

яъни

$$\upsilon = \omega \cdot R \tag{1.29}$$

Агар моддий нуқтани ҳаракати ўзгарувчан бўлса

$$\omega = \frac{\varphi - \varphi_0}{t - t_0} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t}$$ ва бурчак тезланиш

$$\varepsilon = \frac{\omega - \omega_0}{t - t_0} = \frac{\Delta\omega}{\Delta t}; \quad \text{ёки} \quad \varepsilon = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\omega}{\Delta t} = \frac{d\omega}{dt}$$

Агар $\varepsilon = \text{const}$ бўлса ва $t_0 = 0$ га тенг бўлса

$$\varepsilon = \frac{\omega - \omega_0}{t} \tag{1.30}$$

$\omega = \omega_0 + \varepsilon t$ йўл бўлса

$$\varphi = \omega_0 t + \frac{\varepsilon t^2}{2}$$ га тенг бўлади.

Бизга маълумки $a_т = \dfrac{\upsilon - \upsilon_0}{t}$ (1.31) агарда $\upsilon = \omega R$ ва $\upsilon_0 = \omega_0 R$ – ни ҳисобга олсак

(1.31) дан $a_т = \dfrac{\upsilon - \upsilon_0}{t} = \dfrac{\omega R - \omega_0 R}{t} = R\dfrac{\omega - \omega_0}{t}$;

$$a_т = R \cdot \varepsilon \tag{1.32}$$

(1.32)чи формула тангенциал (чизиқли) тезланишни бурчак тезланишга боғлиқлигини ифодалайди.

Нормал тезланиш $a_н = \dfrac{\upsilon^2}{R}$, $\upsilon = \omega R$ ни ҳисобга олиб

$$a_н = \frac{(\omega R)^2}{R} = \omega^2 R;$$

яъни

$$a_н = \omega^2 R \tag{1.33}$$

Тўла тезланиш қуйидагича бўлади:

$$a = \sqrt{a_н^2 + a_т^2} = \sqrt{(\omega^2 R)^2 + (R \cdot \varepsilon)^2} = R\sqrt{\omega^4 + \varepsilon^2} \qquad (1.34)$$

ω ва ε вектор катталиклар.

Қуйидаги 1 —жадвалда моддий нуқтанинг илгарилланма ва айланма ҳаракатидаги асосий тенгламалари келтирилган.

Т е к и с   ҳ а р а к а т

$S = \upsilon \cdot t$	$\varphi = \omega \cdot t$
$\upsilon = const$	$\omega = const$
$a = 0$	$\varepsilon = 0$

Текис ўзгарувчан ҳаракат

$S = \upsilon_0 t \pm \dfrac{a \cdot t^2}{2}$	$\varphi = \omega_0 \cdot t \pm \dfrac{\varepsilon \cdot t^2}{2}$
$\upsilon = \upsilon_0 \pm a \cdot t$	$\omega = \omega_0 \pm \varepsilon \cdot t$
$a = const$	$\varepsilon = const$

Н о т е к и с   ҳ а р а к а т

$S = f(t)$	$\varphi = f(t)$
$\upsilon = \dfrac{ds}{dt}$	$\omega = \dfrac{d\varphi}{dt}$
$a = \dfrac{d\upsilon}{dt} = \dfrac{d^2s}{dt^2}$	$\varepsilon = \dfrac{d\omega}{dt} = \dfrac{d^2\varphi}{dt^2}$

ДИНАМИКА

10–§. НЬЮТОННИНГ БИРИНЧИ ҚОНУНИ

Аввал айтиб ўтилганидек, биз жисм ҳаракатини юзага келтирувчи сабабларини четда қолдириб, унинг кинематик катталиклари билан танишдик.

Кинематик катталикларидан бири тезланишдир.

Жисмни ҳаракати тўғрисида тўлиқ маълумот олишда унинг олган тезланишини билиш жуда катта аҳамиятга эга.

Жисм тезланишини юзага келтирувчи сабабларни ва унинг ҳаракатини шу сабаблар билан боғланишини ўрганувчи механиканинг бўлими динамика дейилади.

Динамика механиканинг бир қисми бўлиб, жисм ҳаракатини уни вужудга келтираётган сабаблар билан боғлиқ равишда ўрганади.

Жисмлар қандай қилиб ва нима сабабдан ҳаракат қилиниши инсонларни қадимдан қизиқтириб келган.

Динамика асосини Исаак Ньютон (инглис олими) қонунлари ташкил этади. Ньютон ўзидан олдинги тўпланган тажрибалар асосида, олинган маълумотларни ўрганиб, уларни таҳлил қилиб динамикани учта қонунини яратди. Бу қонунлар Ньютоннинг 1687 йилда чоп этилган «Табиат фалсафасининг математик асослари» китобида баён этилган.

Бугунги кунгача олиб борилган кузатишлар катта массали жисмлар ёруғлик тезлигига нисбатан жуда кичик тезликларда ҳаракатланаётган ҳолларда Ньютон қонунлари ҳақиқатни жуда тўғри акс эттиришини кўрсатади. Ньютон қонунларига асосланган механика, Ньютон механикаси ёки классик механика деб аталади. Динамиканинг асосий мақсади, материал нуқтанинг ҳаракат қонунларини аниқлаш, агарда материал нуқтанинг таъсири унинг иҳоталанган муҳитга таъсири аниқ бўлса.

Ньютоннинг биринчи қонуни. Бу қонун, даставвал, Галилей томонидан аниқланган. Галилей ўз тажрибаларга асосланган ҳолда қуйидаги хулосага келади: агар жисмга бошқа жисмлар таъсир этмаса, у ўзининг тинч ҳолатини ёки тўғри чизиқли текис ҳаракатини сақлайди. 1687 йилда И.Ньютоннинг «Натурал фалсафанинг математик асослари» номланган китоби нашр этилди.

Юқорида қайд этилганимиздек, Ньютоннинг биринчи қонуни қуйидагича таърифланади.

Ҳар қандай жисм ўзининг тинч ҳолатини ёки тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатини унга бошқа жисмлар томонидан таъсир кўрсатилиб, унинг шу ҳолатини ўзгартиришга мажбур қилмагунларича сақлайди.

Жисм нисбий тинч ёки тўғри чизиқли текис ҳаракатини сақлаш хоссасига инерция дейилади. Шу боисдан Ньютоннинг биринчи қонуни инерция қонуни деб ҳам юритилади. Бу қонун бажариладиган саноқ системаси эса инерциал саноқ системаси дейилади. Инерциал саноқ системаси тушунчаси, моддий нуқта тушунчаси каби абстракт ёки илмий тушунчадир. Чунки ҳар қандай саноқ системаси бирор жисм билан боғланган бўлиб, табиатдаги ҳамма жисмлар маълум даражада таъсирлашади. Шунинг учун Ньютоннинг 1-чи қонуни идеал бажариладиган саноқ системасини кўрсатишнинг ўзи амри маҳол. Инерциал саноқ системаси текширилаётган механик ҳодисасининг табиатига, аниқлик даражасига қараб танлаб олинади.

Масалан, Ер атрофида орбита бўйлаб ҳаракатланаётган космик кема орбитадан 4 км/с тезлик билан ажралиб Ой томон тўғри чизиқли текис ҳаракатланса, у ушбу тезликни Ойнинг таъсир доирасига киргунча сақлайди.

Умуман, табиатда бирор жисмни топиш мумкин эмаски, унга бошқа жисмлар томонидан таъсир кўрсатилмаётган бўлсин, бошқача айтганда шу жисмга ҳеч қандай куч таъсир этмаётган бўлсин. Лекин бирор саноқ системасига нисбатан тинч турган ҳар қандай жисмни кузатсак, унга албатта бир қанча кучлар таъсир этаётганлигига ва бу кучларнинг умумий таъсири нолга тенг эканлигига ишонч ҳосил қилишимиз мумкин.

Инерциал саноқ системасига биноан Ньютоннинг биринчи қонунини яна бундай таърифласа бўлади. Инерциал саноқ системасида жойлашган жисмга бошқа жисмлар таъсир қилмаса, у ўзининг тинч ёки тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатини сақлайди. Шуни эслатиш керакки, табиатда абсолют тинч ҳолат йўқ. Жисмнинг тинчлиги нисбий тушунчадир.

Айнан бир жисм бир инерциал саноқ системага нисбатан тинч ҳолатда бўлса, иккинчи инерциал саноқ системага нисбатан тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатида бўлиши мумкин.

Берилган саноқ системасига нисбатан Ньютоннинг биринчи қонуни бажарилса, бундай и н е р ц и а л саноқ система, акс ҳолда ноинерциал саноқ система дейилади. Инерциал саноқ системага нисбатан тинч ҳолатда турган ёки тўғри чизиқли текис ҳаракатда бўлган ҳар қандай саноқ система инерциал саноқ системадир.

11–§. МАССА

Масса берилган жисм инертлигининг ўлчовидан иборат катталикдир— масса шу жисмдаги модда миқдорини ифодаловчи катталик.

Жисм ўз ҳаракат ҳолатини ўзгартирмасликка интилиши ёки унинг ўз ҳолатини сақлаш хоссаси унинг инертлигини белгилайди. Инертлик ўлчови сифатида масса олинади. Инертлик массанинг пассив хусусиятидир. Лекин массанинг актив хоссаси ҳам бор. Яъни у гравитацион майдон манбаи бўлиб, бу майдон орқали бошқа жисмларга таъсир кўрсата олиш қобилиятига эга. Шу боисдан, масса·модданинг инертлик ва гравитацион ўлчови дейиш мумкин.

Тажрибалардан маълумки, масса бирор жисмдаги модда миқдорига пропорционал, яъни $\Delta m = \rho \cdot \Delta V$. Бунда ρ берилагн модданинг турига боғлиқ бўлган катталик ва у модданинг зичлиги дейилади.

Модданинг зичлиги бир бирлик ҳажмдаги модданинг қийматини баҳолайди. Модда бир жинсли бўлса, унинг зичлиги

$$\rho = \frac{m}{V} \quad \text{(СИ системасида } \rho \text{ бирлиги — кг/м}^3\text{)}$$

массани ҳажмга булган нисбати орқали аниқланади.

Бир жинсли бўлмаган моддаларнинг зичлигини ҳисоблашда модданинг чексиз кичик ҳажмини (ΔV) ажратиб, шу ҳажмда унинг зичлигини ўзгармас деб оламиз, яъни

$$\rho = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\Delta m}{\Delta V} = \frac{dm}{dV}$$

Бу мулоҳазалардан аёнки, масса бирор ҳажмдаги модданинг ўлчови сифатида ҳам олинар экан (СИ системасида m бирлиги кг).

XX асрни бошида ўтказган тажрибалар шуни кўрсатадики, жисмларнинг массаси ҳаракат натижасида ўзгаради. У ҳаракат тезлигидан боғлиқдир:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{C^2}}} \tag{1.35}$$

m — υ тезлик билан ҳаракатланаётган жисмнинг массаси;
m_0 — унинг эркин ҳолатидаги массаси;
C — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги $C = 3 \cdot 10^8$ м/с.

12–§. КУЧ

Ньютоннинг биринчи қонунидан ва кузатишлардан маълумки, табиатдаги жисмлар ўзаро таъсирлашади. Демак, бу таъсирлашувнинг катта–кичкиналигини ва йўналишини аниқловчи физик катталик киритилиши керак.

Жисмлар ёки уларнинг заррачалари орасидаги таъсирлашувларнинг катталигини ва йўналишини баҳоловчи вектор катталикка *к у ч* дейилади.

Куч физикани асосий катталикларидан бири бўлиб, у қўйилиш нуқтаси, катталиги ва йўналиши билан белгиланади.

Умуман, жисмга бериладиган таъсирни *к у ч* деб аталадиган катталик билан ифодаланади ва унинг миқдори жисм эришадиган тезланиш ёки деформация билан аниқланади. Куч ҳаракатнинг бирламчи сабабчиси эмас, балки ҳаракатни бир жисмдан иккинчи жисмга узатувчи воситачиларидандир.

Агар бир жисм иккинчи жисмга таъсир қилса у ҳолда у кучга эга бўлади.

Куч векторли катталикки кўпинча таъсир куч катталигини **F** билан, оғирлик кучини P билан ифодаланади.

Куч тушунчасидан фойдаланиб, механикада ҳаракат ва деформация ҳақида, улар таъсир этувчи куч остида вужудга келади, деб маълумот берилади.

Куч таъсири остида жисм ҳаракат тезлигини ўзгартиради, яъни тезланишга эга бўлади, ёки деформацияланади, яъни ўзини шаклини ва ўлчовини ўзгартиради.

Агар жисмга бир нечта кучлар таъсир қилса, тажриба шуни кўрсатадики, механик таъсири n жисмга $\mathbf{F_1}, \mathbf{F_2}, \ldots, \mathbf{F_n}$ кучлар бир вақт орасида бир нуқтага таъсир этади. Бунда тенг таъсир этувчи куч

$$\mathbf{F} = \sum_{i=1}^{n} \mathbf{F_i}$$

Табиатда кучни турлари ниҳоятда кўп: механик куч, тортишиш кучи, электромагнит кучлари, ядровий кучлар...

Механикада икки хил кучлар билан учрашишимиз мумкин:

1. Динамик куч — жисмга тезланиш беради.
2. Статистик куч.

Ҳар бир куч жисм ҳаракатининг ўзгартиришга мустақил таъсир этади. Лекин жисм олган тезланиш шу кучлар асосида топилган битта натижавий куч орқали белгиланади. Кучларнинг тенг таъсир этувчисини ҳисоблаш кучлар суперпозицияси (жамланиши) дейилади.

13–§. НЬЮТОННИНГ ИККИНЧИ ҚОНУНИ

Бизга Ньютоннинг биринчи қонунидан маълумки, табиатдаги жисмлар ўзаро таъсирлашади. Таъсирлашувнинг катта-кичиклигини ва йўналишини аниқловчи физик катталик киритилиши керак.

Жисмлар ёки уларнинг зарралари орасидаги таъсирлашувларнинг катталигини ва йўналишини баҳоловчи вектор катталикка куч дейилади. Таъсирлашувларнинг табиатига қараб кучнинг катталиги ва йўналиши ҳар хил қонунлар орқали аниқланади. Айрим ҳолларда, моддий нуқта табиати ҳар хил бўлган кучлар таъсирида ўз ҳаракатини ўзгартириши мумкин. Ҳар бир куч жисм ҳаракатининг ўзгаришига мустақил таъсир этади. Лекин жисмлар куч таъсири остида тезланишга эга бўлади. Жисм олган тезланиш шу кучлар асосида топилган битта натижавий куч орқали белгиланади. Кучларнинг тенг таъсир этувчисини ҳисоблаш юқорида айтганимиздай кучлар суперпозицияси (жамланиши) дейилади. На–

тижавий куч таъсир этаётган кучларнинг вектор йиғиндисига тенг:

$$F = F_1 + F_2 + F_3 \ldots Fn = \sum_{i=1}^{n} F_i \qquad (1.36)$$

Куч тушунчаси киритилиши муносабати билан Ньютоннинг биринчи қонуни ўзгача мазмунга эга бўлади.

Инерциал саноқ системада жисмга таъсир этаётган кучларнинг вектор йиғиндиси

$(\sum_{i=1}^{n} F_i = 0)$ нолга тенг бўлганда жисм тинч ёки туғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатларини сақлайди. Шунингдек, жисмга таъсир этаётган натижавий кучнинг катталиги нолдан фарқли ($F \neq 0$) бўлганда унинг ҳаракати ўзгаради, яъни тезланишга (a) эга бўлади.

Тажрибалардан маълумки, жисм ҳаракатининг ўзгариши кучга боғлиқ бўлиши билан бир қаторда, шу жисмдаги модда миқдорига ҳам боғлиқ.

Тажрибаларнинг кўрсатишича, миқдори бир хил бўлган кучлар таъсирида турли жисмлар турлича тезланиш олади. Жисм кичик тезланиш олади агар унинг инертлиги катта бўлса ($a \sim \frac{1}{m}$ — агар $F = const$) ва тескариси. Бинобарин, инертлик—жисмнинг «қайсарлик» қилиб ўз тезлигини ўзгартиришини «хоҳламаслиги» дир. Инертлик ўлчови сифатида масса олинади.

Ихтиёрий бирор жисмга миқдорлари F_1, F_2, ... бўлган кучлар навбатма—навбат таъсир этадиган тажрибада жисм оладиган тезланишнинг қийматлари ҳам турлича (мос равишда a_1, a_2, ...) эканлиги аниқланган. Лекин таъсир этувчи кучнинг жисм эришган тезланишига нисбатан барча ҳолларида ўзгармас катталик бўлади, яъни

$$\frac{F_1}{a_1} = \frac{F_2}{a_2} = \ldots = const$$

Жисмга таъсир этувчи кучнинг шу куч таъсирида жисм оладиган тезланишга нисбати билан характерланадиган физик катталик — жисм инертлигининг ўлчови бўлиб хизмат қилади ва уни жисмни массаси деб аталади.

Ньютоннинг иккинчи қонуни куч (**F**), жисм массаси (m) ва шу куч таъсирида жисм олган тезланиш (a) орасидаги боғланишни акс эттиради.

Куч таъсирида жисмнинг олган тезланиши унинг массасига тескари пропорционал ($a \sim \frac{1}{m}$, F = const), яъни жисмнинг массаси ортиб борса, унинг оладиган тезланиш катталиги шу бир хил куч таъсири остида камайиб боради. Агар таъсир этувчи куч катталиги ошиб борса шу куч таъсирида олган тезланиши ҳам ортиб боради, бунинг қуйидагича ифодалаш мумкин, $\frac{F_1}{F_2} = \frac{a_1}{a_2}$ F_1 ва F_2 — биринчи ва икккинчи жисмлар эга бўлган кучлар бўлиб, a_1 ва a_2 шу кучлар таъсири остида олинган (эришган) тезланишлар катталиклари. Шунингдек, икки жисм массаларини нисбати (m_1 ва m_2) шу жисмлар олган a_1 ва a_2 тезланишларга тескари пропорционал, яъни

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{a_2}{a_1}$$

Шундай қилиб, инерциал саноқ системада жойлашган жисмга куч таъсир этса, унинг олган тезланиши $a = \frac{F}{m}$ тенгламадан топилиши тажрибада исботланган.

Ушбу ифода Ньютоннинг иккинчи қонунини ифодалайди. Инерциал саноқ системада жойлашган жисмнинг олган тезланиши жисмга таъсир этаётган кучга тўғри, унинг массасига тескари пропорционал бўлиб, шу куч йўналишида бўлади. Агар жисмга бир вақт ичида бир неча куч таъсир этса, унинг олган тезланиши шу кучларнинг тенг таъсир этувчисининг катталигига ва йўналиши билан аниқланади, яъни

$$a = \frac{\sum_{i=1}^{n} F_i}{m} = \frac{F}{m} \qquad (1.37)$$

бу ифодадаги $F = \sum_{i=1}^{n} F_i$ жисмга таъсир этаётган барча кучларнинг вектор йиғиндисидир.

(1.37) –ни қуйидаги кўринишда ҳам ёзиш мумкин:

$$m \cdot a = \sum_{i=1}^{n} F_i, \quad \mathbf{F} = m \cdot \boldsymbol{a}, \qquad a = \frac{F}{m} \qquad (1.38)$$

Демак, инерциал саноқ системасида ҳаракатланаётган жисм тезланиши унинг жисмга таъсир этаётган барча кучларнинг вектор йиғиндиси массага нисбати билан аниқланади. (1.38) муносабати, баъзан, илгариланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси дейилади.

СИ да кучнинг ўлчов бирлиги — Ньютон (Н), у 1 кг массали жисмга 1 м/с^2 тезланиш берадиган кучдир: $F = m \cdot a$

$$[F] = [m] \cdot [a] - кг \cdot \frac{м}{с^2} = Н; \quad 1\ г \cdot \frac{см}{с^2} = 1\ дина\ 10^{-5}\ Н;$$

(1 кгк – килограмм — куч) = 9,8 Н

Ньютоннинг иккинчи қонунининг $F = m \cdot a$ дан фойдаланганда, агарда

$$a = \frac{d\upsilon}{dt}$$ га тенг деб ҳисобласак у ҳолда,

$$\mathbf{F} = m \cdot \frac{d\upsilon}{dt}; \quad ёки \quad \mathbf{F} = \frac{d}{dt}(m \cdot \upsilon)$$

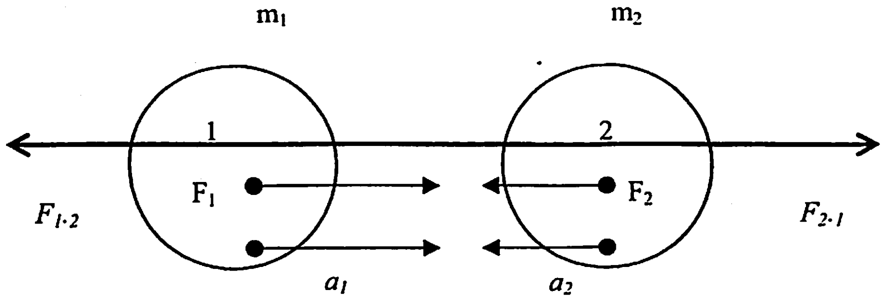
Векторли катталик $\mathbf{P} = m \cdot \upsilon$ сон жиҳатдан массани тезликка кўпайтмасига тенг бўлиб, йўналиши тезлик йўналиши билан ифодаланади, материал нуқтани ҳаракат миқдорини (импульсини) ифодалайди. Бу ҳолда (1.38) формула қуйидагича ифодаланади.

$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{P}}{dt}$$

Ҳосил қилинган формула Ньютоннинг иккинчи қонунининг умумий ҳолатда ифодалайди: материал нуқтанинг ҳаракат миқдорининг тезлигини ўзгаришининг тенг таъсир этувчи кучга тенг эканлигини ифодалайди.

14–§. НЬЮТОННИНГ УЧИНЧИ ҚОНУНИ

Жисмларнинг ўзаро таъсирлашуви бир томонлама бўл–майди. Бир жисмнинг иккинчи жисмга кўрсатган таъсири, албатта, иккинчи жисмнинг биринчи жисмга акс таъсирини юзага келтиради (12–расм). Тажрибалар асосида қуйидагилар аниқланган:



12–расм.

1) Икки жисмнинг ўзаро таъсирланишида намоён бўла–диган икки куч шу жисмларнинг ҳар бирига қўйилган (12–расмга қаранг).

2) Бу кучлар бир тўғри чизиқ бўйлаб қарама–қарши томонларга йўналган;

3) Бу кучларнинг абсолют қийматлари тенг. Улар ораси–даги миқдорий муносабат Нюьтоннинг учинчи қонуни орқали топилади.

4) Нюьтон уни қуйидагича таърифлади:

«Таъсирга ҳамма вақт тенг ва қарама–қарши акс таъсир мавжуд; бошқача айтганда иккита жисмнинг бир–бирига ўзаро таъсирлари ўзаро тенг ва қарама–қарши йўналтирил–ган». Таърифда «таъсир» ва «акс таъсир» иборалари бўлиб, юзаки қараганда «таъсир» – бирламчи ва «акс–таъсир» иккиламчига ўхшаб кўринади. Лекин «таъсир» ва «акс таъсир» лар уларнинг физик табиати бўйича айнан бир хил–дир.

Шартли равишда аталган, тенг ҳуқуқли «таъсир» ва «акс таъсир» биргаликда вужудга келиб, биргаликда йўқолади.

Шунинг учун Нютонинг учинчи қонунини қуйидагича таърифлаш мумкин:

Моддий нуқта деб қаралиши мумкин бўлган икки жисмнинг бир–бирига ҳар қандай таъсири ўзаро таъсир характерига эга бўлиб, уларнинг бир–бирига кўрсатаётган таъсир кучлари ҳар доим катталик жиҳатдан тенг ва йўналиши жиҳатдан қарама–қаршидир.

Уни қуйидагича таърифлаш мумкин:

- икки жисмнинг ўзаро таъсир кучлари катталик жихатдан тенг бўлиб, жисмларни бирлаштирувчи тўғри чизиқ бўйлаб қарама–қарши йўналган. Бу хулоса, Нютон учинчи қонунининг таърифи бўлиб, қонуннинг аналитик ифодаси қуйидагича ёзилади:

$$\mathbf{F}_{12} = -\mathbf{F}_{21} \qquad (1.39)$$

(1.39)даги «–» минус ишораси қарама – қаршиликни ифодалайди.

Бунда $\mathbf{F}_{12}$ – биринчи жисмга иккинчи жисм томонидан таъсир этувчи куч, $\mathbf{F}_{21}$ эса иккинчи жисмга биринчи жисм томонидан таъсир этувчи (яъни акс таъсир) куч.

Нютоннинг учинчи қонунига асосан биринчи жисм $a_1 = \frac{F_{12}}{m_1}$, иккинчи жисм эса $a_2 = \frac{F_{21}}{m_2}$ тезланиш олади (1.39) – ни ҳисобга олсак, юқоридаги икки ифодадан

$$a_1 = -\frac{m_2}{m_1} \cdot a_2 \qquad (1.40)$$

муносабатни ҳосил қиламиз.

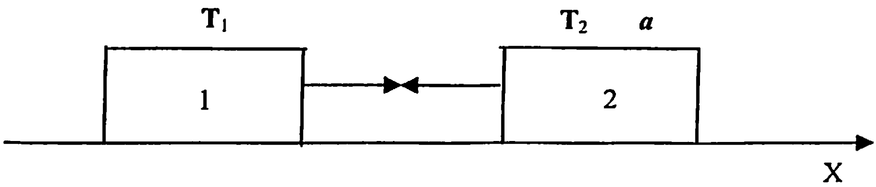
Демак, ўзаро таъсирлашган жисмларнинг олган тезланишлари уларнинг массаларига тескари пропорционал бўлиб, қарама–қарши йўналгандир.

Ньютониннинг учинчи қонуни бирор инерциал саноқ системасига нисбатан тинч турган, ёки ҳаракатланаётган ўзаро таъсир этувчи жисмлар учун бажарилади.

Агарда, бирон тош бирор баландликдан тушса у g – тезланишга эга бўлади. g – унинг эркин тезланиши дейилади. Ер a тезланишига эга. (1.39) – асосан $mg = -Ma$ (1.41) бундан ҳосил қиламиз:

$$a = -\frac{m}{M} \cdot g \qquad (1.42)$$

Ньютоннинг учинчи қонуни асосий ролларни ифодалайди: жисмлар таъсири натижасида ҳамма вақт жуфт кучлар ҳосил бўлади, бу кучларни табиати бир хил, мисол, фараз қилдикки бир—бирига уланган, ҳаракатланувчи жисм берилган (буксир).

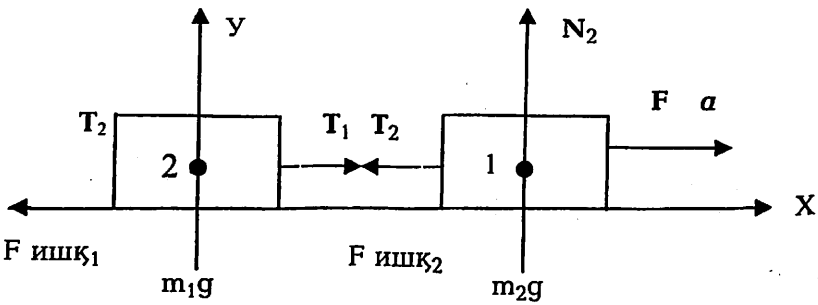


13—расм.

1 ва 2 жисмлар бир—бирига ип орқали таъсир этади (13—расм). Ньютоннинг учинчи қонунига биноан бу ҳолда жуфт кучлар вужудга келади T_1 ва T_2, улар модуль жихатдан тенг. $\mathbf{T_1} = \mathbf{T_2}$ бир чизиқда жойлашган ва қарама—қарши йўналган

$$\mathbf{T_1} = -\mathbf{T_2}$$

Агарда жисмларни бир—бирига уланган ип чўзилмаса, у ҳолда ҳамма система бутунлай бирон a тезланиш билан ҳаракатланади, (14—расм) 1 ва 2— чи жисмга таъсир этувчи ҳамма кучларни ифодалаймиз ва Ньютонинг учинчи қонунининг ифодалаймиз:



14—расм.

1 жисм: F ишқ$_1$ + $m_1\mathbf{g}$ + $\mathbf{N}_1$+ T_1= $m_1 a$
2 жисм: F ишқ$_2$ + $m_2\mathbf{g}$ + $\mathbf{N}_2$+ T_2= $m_2 a$

Ньютоннинг учинчи қонунинга асосан $T_1 = T_2 = T$ бу ҳолда проекциялашдан сўнг ҳосил қиламиз.

$$\left.\begin{aligned} &OX: -\mathbf{F}\text{ ишқ}_1+T = m_1 a\\ &-\mathbf{F}\text{ ишқ}_2+T+\mathbf{F} = m_2 a\\ &OY: \quad \mathbf{N}_1 - m_1\mathbf{g} = 0\\ &\mathbf{N}_2 - m_2\mathbf{g} = 0 \end{aligned}\right\} \qquad (1.43)$$

Ҳосил қилинган (1.43) тенгламалар системаси имконият берадики бундан керакли катталикни топишимиз мумкин, мисол, системанинг тезланишини бу ҳолда:

F ишқ$_1$= μN_1 ва F ишқ$_2$= μN_2 , унда

$$-\mu m_1\mathbf{g} + T = m_1 a$$
$$-\mu m_2\mathbf{g} - T + F = m_2 a$$

$$F - \mu\mathbf{g}\ (m_1 + m_2) = a\ (m_1 + m_2) \quad \text{бундан}$$

$$a = \frac{F}{m_1 + m_2} - \mu g$$

15-§. ИШҚАЛАНИШ КУЧЛАРИ

Табиатда бир—бирига тегиб турган жисмлар ёки бир жисмнинг ўзаро тегиб турган бўлакчалари бир—бирига нисбатан кўчганда ҳосил бўладиган кучлар ишқаланиш кучлари деб аталади.

Ишқаланишларни икки тоифага бўлиш мумкин: ташқи ишқаланишлар ва ички ишқаланишлар.

Сиртларни ўзаро тегиб турувчи қаттиқ жисмларнинг бир—бирларига нисбатан ҳаракатга келтирилганда вужудга келадиган ишқаланишга ташқи ишқаланиш деб аталади. Ташқи ишқаланишга мисол қилиб, бирор қаттиқ жисм сиртида иккинчи қаттиқ жисмнинг **сирпанишда** ҳосил бўлади—

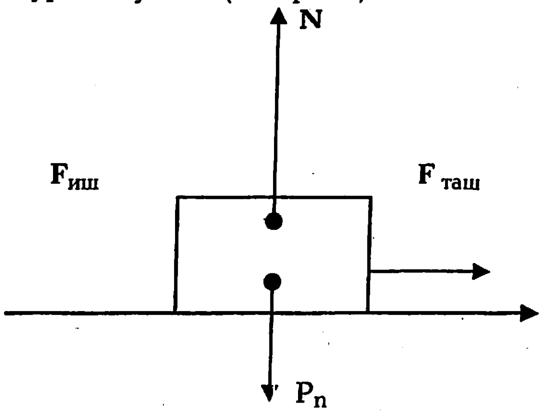
ган ишқаланишни келтириш мумкин. Берилган жисмнинг турли хил қисмларини бир—бирига нисбатан кўчишлари туфайли вужудга келувчи ишқаланиш **ички** ишқаланиш деб аталади.

Ички ишқаланишга мисол қилиб, қувур бўйлаб оқаётган суюқлик ёки газнинг қувур сиртидан турли масофада бўлган қатламларининг турли тезликларда ҳаракатланишини келтириш мумкин. Ташқи ва ички ишқаланишларни яна қуруқ ва суюқ (қовушоқ) ишқаланишларга ажратиш мумкин: Қаттиқ жисмларнинг қуруқ сиртлари орасида ҳосил бўладиган ишқаланиш қуруқ ишқаланиш деб аталади.

Суюқлик ёки газнинг турли қатламлари орасида ҳосил бўладиган ишқаланиш **суюқ** ишқаланиш деб аталади.

16-§. ҚУРУҚ ИШҚАЛАНИШ

Расмда горизонтал ҳолатдаги ясси текисликда ёғоч тахтача тинч турган бўлсин (15—расм).



15—расм.

Тахтача оғирлик кучининг ясси текислик сиртига ўтказилган нормалга нисбатан олинган проекцияси P_n сон жиҳатдан ясси текисликнинг шу жисмга кўрсатаётган N реакция кучига тенг ва йўналиши қарама—қаршидир. Тахтачани ясси текислик бўйлаб ҳаракатга келитириш учун унга горизонтал йўналган $F_т$ ташқи куч билан таъсир қилиш керак. Лекин қиймати берилган ҳол учун қандайдир $F_т$ О дан катта бўлма — гунча тахтача ўз жойида қўзғалмай тураверади.

Демак, ташқи кучнинг қиймати 0 да $F_т$ гача ортиб бо — ришда ясси текислик тахтачага сон жиҳатдан ташқи кучга тенг, лекин қарама — қарши йўналган $F_{ишқ}$ қаршилик кучи билан таъсир этади.

Ташқаридан қўйилган куч туфайли ҳосил бўлган $F_т$ қаршилик кучи тинч ҳолатдаги ишқаланиш кучи деб аталади.

Агар $F_т$ нинг қиймати F_1 0 дан кичик бўлса, тахтача ўзи — нинг тинч ҳолатини сақлаб қолади.

Аммо тахтачага таъсир этаётган $F_т$ ташқи куч, тинч ҳо — латдаги $F_{ишқ}$ ишқаланиш кучининг максимал қийматидан катта бўлса, тахтача ҳаракат қилади, яъни ясси текислик бўйича сирпанишни бошлайди.

Тажрибалар тинч ҳолатдаги $F_{ишқ}$ ишқаланиш кучининг максимал қиймати тегиб турган сиртларни катталигига эмас, балки сиртларни табиатига боғлиқ эканлигини ва оғирлик кучининг текисликка тик йўналишда қўйилган P_n ташкил этувчисига тўғри пропорционал эканлигини кўрсатади:

$$F_{ишқ} = \mu_0 \cdot P_n \tag{1.44}$$

бунда μ_0 – тинч ҳолдаги ишқаланиш коэффиценти бўлиб, те — гиб турган сиртларнинг табиатига боғлиқ. Шунингдек жисм — ни ҳаракати (сирпаланиши) туфайли вужудга келган ишқа — ланиш кучи ҳам қуйидагича муносабат орқали аниқланади.

$$F_{ишқ} = \mu \cdot P_n \tag{1.45}$$

бунда μ – сирпаланишдаги ишқаланиш коэффиценти бўлиб, тегиб турган сиртларнинг табиатига ва бу сиртларнинг бир — бирига нисбатан ҳаракат тезлигига боғлиқдир.

17–§. СУЮҚ ИШҚАЛАНИШ

Суюқлик тубига нисбатан h баландликда жойлашган нуқтадан бирорта, мисол учун, темир шарчани қўйиб юбо — райлик (бошланғич тезлиги 0 — га тенг). Шарчага қўйилган Ер — нинг тортилиш кучи суюқликнинг кўтариш кучлари таъси — рида шарча тўғри чизиқли текис тезланувчан ҳаракат қилади.

Қаттиқ жисм суюқлик ичида ҳаракатланаётганида унга тезлигининг йўналишига қарама—қарши йўналишда таъсир этувчи каршилик кучлари, яъни ишқаланиш кучлари вужудга келар экан. Ишқаланиш кучи тортишиш ва кўтариш кучлар—нинг йиғиндисига сон жиҳатдан тенг, йўналиши бўйича қарама—қарши бўлганлиги учун юқорида келтирилган ми—солдаги шарчанинг ҳаракати тўғри чизиқли текис ҳаракатдан иборат бўлиб қолади.

Тажрибалар ҳаракатланаётган жисмнинг муҳитига нис—батан υ тезлиги кичик қийматларига эга бўлган ҳолларда $F_{ишқ}$ ишқаланиш кучи тезликка мутаносиб эканлигини кўрсатади, яъни,

$$F_{ишқ} = -K_1 \cdot \upsilon \tag{1.46}$$

формуладаги манфийлик ишораси ишқаланиш кучи тезликка тескари йўналганлигини ифодалайди.

Тезликнинг қиймати ортиб борган сари $F_{ишқ}$ билан υ нинг ўзаро боғланиши мураккаблашиб боради, сўнгра ишқаланиш кучи тезликнинг квадратига мутаносиб равишда орта бошлайди.

$$F_{ишқ} = -K_2 \cdot \upsilon^2 \cdot \frac{\upsilon}{\upsilon} \tag{1.47}$$

K_1, K_2 – коэффицентлар жисмнинг шаклига, ўлчамларига, жисм сиртининг ҳолатига ва мухитнинг қовушқоқлик хосса—ларига кучли даражада боғланган. Сунъий равишда жисм сиртини катталаштириб ва унга махсус шакл бериш орқали K_1 ва K_2 нинг қийматини жуда кучли ўзгартириб юбориш мумкин. Бунга парашют мисол бўла олади.

18—§. ҲАРАКАТ МИҚДОРИНИНГ САҚЛАНИШ ҚОНУНИ

Ньютоннинг иккинчи қонуни ифодасидаги тезланишни вақт бўйича олинган биринчи тартибли хосила $a = \frac{d\upsilon}{dt}$ билан алмаштириб,

$$m \cdot \frac{d\upsilon}{dt} = \mathbf{F} \qquad (1.48)$$

мутаносибни ҳосил қиламиз. Классик механика тасаввурла-рига асосан, масса ($m = \frac{F}{a} = const$) ўзгармас катталик бўлган-лик туфайли уни дифференциал белгиси остига кирита ола-миз:

$$\frac{d(m\upsilon)}{dt} = \mathbf{F} \qquad (1.49)$$

Мазкур ифодадаги жисм массаси (m) ва тезлиги (υ) нинг кўпайтмаси

$$\mathbf{P} = m \cdot \upsilon \qquad (1.50)$$

Жисмнинг импульси P ($m\upsilon$ = **P** – ҳаракат миқдори) (им-пульс) деб аталади.

Ҳаракатланаётган жисм массасининг тезлик векторига кўпайтмаси жисмнинг импульси (ҳаракат миқдори) (**P**= $m\upsilon$) дейилади. Скалярнинг векторга кўпайтмаси векторни беради. Бинобарин импульс (**P**) – вектор катталик. У физик нуқтаи назардан, жисм кўрсатиш мумкин бўлган таъсирни белги-лайди. Демак, импульснинг вақт давомида ҳар қандай ўзга-риши жисмга куч таъсир этаётганидан далолат беради. Дар-ҳақиқат (1.50) ифодани (1.49) га қўйсак, Ньютонннинг иккинчи қонуни яъни қуйидаги кўринишни олади:

$$\mathbf{F} = \frac{dp}{dt} \qquad (1.51)$$

Бу Ньютонни иккинчи қонунининг умумий кўринишидир.

Шу вақтгача модий нуқта деб ҳисобланиши мумкин бўл-ган жисмлар ҳаракатини ўргандик. Кўпчилик ҳолларда ўзаро таъсирлашувчи бир неча жисмлар йиғиндисининг ҳарака-тини текширишга туғри келади. Шу сабабли n та узаро та-сирлашувчи моддий нуқталар тўплами (уни моддий нуқталар системаси ёки механик система деб аталади) учун динамика қонунлари билан танишайлик.

Система нима? — Икки ва ундан ортиқ ўзаро таъсирлашувчи жисмлар тўплами, одатда, жисмлар системаси дейилади. Фақат ички кучлар билан боғланган жисмлар тўплами **ёпиқ** система дейилади. Аксинча, жисмларнинг бир қисмига ёки ҳаммасига ташқи кучлар таъсир этса, система **очиқ** бўлади.

Механик системани кўриб чиқамизки, у n жисмдан иборат, унинг массаси ва тезлиги қуйидагича m_1, m_2,....m_n, υ_1, υ_2 .... υ_n.

Фараз қилайлик $\mathbf{F'}$ — жисмларга умумий таъсир қилувчи ички энергия кучи, $\mathbf{F}$ — жисмга умумий таъсир этувчи ташқи энергия кучи.

Ҳар бир n механик система учун Ньютоннинг иккинчи қонунини ифодалаймиз

$$\frac{d}{dt}\cdot(m_1\cdot\upsilon_1)=\mathbf{F'}_1+\mathbf{F}_1$$

$$\frac{d}{dt}\cdot(m_2\cdot\upsilon_2)=\mathbf{F'}_2+\mathbf{F}_2$$

....

$$\frac{d}{dt}\cdot(m_n\cdot\upsilon_n)=\mathbf{F'}_n+\mathbf{F}_n$$

Бу тенгламани ҳадма-ҳад қўшиб, ҳосил қиламиз

$$\frac{d}{dt}\cdot(m_1\cdot\upsilon_1+m_2\cdot\upsilon_2+...+m_n\cdot\upsilon_n)=\mathbf{F'}_1+\mathbf{F'}_2+...+\mathbf{F'}_n+\mathbf{F}_1+\mathbf{F}_2+...+\mathbf{F}_n$$

Лекин Ньютоннинг учинчи қонунига асосан, ички энергияларнинг геометрик йиғиндиси нолга тенг, унда

$$\frac{d}{dt}\cdot(m_1\cdot\upsilon_1+m_2\cdot\upsilon_2+...+m_n\cdot\upsilon_n)=\mathbf{F}_1+\mathbf{F}_2...+\mathbf{F}_n \quad \text{ёки}$$

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt}=\mathbf{F}_1+\mathbf{F}_2+...+\mathbf{F}_n=\sum_{i=1}^{n}F_i \qquad (1.52)$$

Демак, моддий нуқталар системасининг импульсидан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосила шу система моддий нуқталарига таъсир этувчи барча ташқи кучларнинг вектор йиғиндисига тенг.

Ташқи кучлар таъсир этмайдиган моддий нуқталар системаси **берк** система деб аталади. Амалда бундай системалар бўлмайди.

Бундан ташқари, таъсир этувчи ташқи кучлар бир-бирини мувозанатлайдиган, яъни

$$\mathbf{F}_1+\mathbf{F}_2+\ldots+\mathbf{F}_n=\sum_{i=1}^{n}F_i=0 \qquad (1.53)$$

системалар ҳам бўлади.

Бундай системалар **квазиберк** системалар (яъни хоссалари берк системаникига ўхшаган системалар) дейилади.

Берк ёхуд квазиберк системалар учун

$$\frac{dp}{dt}=\frac{d}{dt}\cdot(m_1\cdot\upsilon_1+m_2\cdot\upsilon_2+\ldots+m_n\cdot\upsilon_n)=0 \qquad (1.54)$$

ёки

$$\frac{dp}{dt}=\sum_{i=1}^{n}\frac{d}{dt}(m_i\upsilon_i)=0$$

яъни

$$\mathbf{P}=\sum_{i=1}^{n}m_i\upsilon_i=\text{const} \qquad (1.55)$$

бундан

$$\mathbf{P}=\text{const} \qquad (1.56)$$

деган хулосага келамиз. Мазкур ифода моддий нуқталар системаси импульсининг сақланиш қонунини характерлайди:

- моддий нуқталарнинг берк системаси ичида қандай ўзгаришлар содир бўлишидан қатъий назар система импульси ўзгармайди, лекин система моддий нуқталари орасида импульсларнинг қайта тақсимланиши амалга ошиши мумкин.

Берк бўлмаган система учун

$$\sum_{i=1}^{n}F_i\neq 0$$

Шунинг учун, система импулси ташқи кучлар таъсирида ўзгаради. Ҳақиқатан, (1.52) ни

$$dP = dt \cdot \sum_{i=1}^{n} F_i \qquad (1.57)$$

кўринишга келтириб, сўнг уни t_1 дан t_2 гача ўтган вақт оралиғида интегралласак, система импульсининг ўзгаришини характерловчи

$$\Delta P = (t_2 - t_1) \cdot \sum_{i=1}^{n} F_i \qquad (1.58)$$

ифодани ҳосил қиламиз. Демак, моддий нуқталар системаси импульсининг ўзгариши ташқи кучлар вектор йиғиндисининг импульсига тенг.

19–§. МАССАЛАР МАРКАЗИ

1. Моддий нуқталар системасининг массаси (m_c) шу системага тааллуқли айрим моддий нуқталар массалари m_i = (i=1,2,..... n) ларнинг йиғиндисига тенг, яъни

$$m_c = \sum_{i=1}^{n} m_i \qquad (1.59)$$

2. Моддий нуқталар системасининг масса маркази (ёхуд инерция маркази) деганда фазонинг шундай нуқтаси тушуниладики, мазкур нуқтанинг вазияти координата бошига нисбатан

$$r_{мм} = \frac{\sum_{i=1}^{n} m_i r_i}{m_c} \qquad (1.60)$$

$r_{мм}$ – радиус вектор билан аниқланади. (m_i ва r_i - n та материал нуқталарнинг массаси ва радиус вектори).

Бу ифода r_i (i =1, 2,...., n) – системага тааллуқли айрим моддий нуқталар вазиятини аниқловчи радиус — векторлар.

3. Моддий нуқталар системаси масса марказининг радиус—векторидан биринчи тартибли ҳосила олсак, масса марказининг тезлиги ($\upsilon_{м.м}$) ни топамиз, яъни

$$\upsilon_{м.м} = \frac{dr_{мм}}{dt} = \frac{d}{dt} = \left(\frac{\sum_{i=1}^{n} m_i r_i}{m} \right) = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^{n} m_i \frac{dr_i}{dt} = \frac{\sum_{i=1}^{n} m_i \upsilon_i}{m_c} \qquad (1.61)$$

Агарда $m_i\ \upsilon_i = P_i$ эканлигини ҳисобга олсак, юқоридаги ифода қуйидагича кўринишга келади:

$$\upsilon_{м.м} = \frac{\sum_{i=1}^{n} P_i}{m_c} = \frac{P_c}{m_c} \qquad (1.62)$$

бундаги

$$P_c = \sum_{i=1}^{n} P_i \qquad (1.63)$$

системани ташкил этувчи айрим моддий нуқталар импульсларининг вектор йиғиндисидир. Бу йиғинди моддий нуқталар системасининг импульси деб аталади. (1.62) ни

$$P_c = m_c \cdot \upsilon_{м.м} \qquad (1.64)$$

кўринишида ёзайлик.

Демак, моддий нуқталар системасининг импульси система массаси билан система масса маркази тезлигининг кўпайтмасига тенг.

20–§. ЎЗГАРУВЧАН МАССАЛИ ЖИСМНИНГ ҲАРАКАТ ТЕНГЛАМАСИ

Классик механикада айтиб ўтилганидек жисмни массаси унинг тезлигига боғлиқ эмас. Лекин бу фикр ҳамма вақт тўғри эмас. Масса миқдори жисм ва муҳит орасида ҳам ўзгариши мумкин, яъни агарда ҳаракатланувчи жисмни таркиби ўзгариши мумкин бўлса. Мисол, ғалтакка ўралган кабелни, ўрасак ёки очсак жисмнинг умумий массаси ўзгаради. Шундай мисолни ҳаракатланаётган ракетага тадбиқ қилишимиз мумкин, яъни ракетанинг двигателини ишлаши натижасида ёнган ёнилғи ракетада ёниш натижасида ракетадан ташқи мухитга чиқазиб ташланади, натижада ракетанинг массаси камайиб ~~боради~~.

Ўзгарувчан массали жисмнинг ҳаракат тенгламасини ракетанинг ҳаракати мисолида ифода~~лаймиз~~.

Агарда t вақтда ракетанинг массаси m, унинг тезлиги v – га тенг бўлса, ва dt вақт ўтишидаги унинг массаси m – dm, тезлиги $v + dv$ – га тенг бўлади.

Ҳаракат миқдорининг ўзгариши қуйидагича бўлади

$$dp=(m-dm)\cdot(v+dv)+(v+dv-u)\,dm-mv \tag{1.65}$$

ёки

$$dp=m\,dv-u\,dm \tag{1.66}$$

u – ракетадан чиқариб ташланган газнинг тезлиги.

Агарда системага ташқи куч таъсир этса, у ҳолда $dp = F dt$, шунингдек

$$F dt = m\,dv - u\,dm,$$

ёки

$$m\cdot\frac{dv}{dt}=F+u\frac{dm}{dt} \tag{1.67}$$

$u\dfrac{dm}{dt}$ – қўшимча кучни ифодалайди, уни реактив куч дейилади (F_P).

Бу жисмга қўшилиш ёки айрилишдаги ҳолатларда механик таъсирларнинг ифодаловчи катталик. Шунингдек (1.67) – дан ҳосил қиламиз.

$$m\cdot\frac{dv}{dt}=F+F_P \tag{1.68}$$

(1.68) – ни И.В. Мещерский (1859-1935) киритган (ифодалаган).

Биринчи маротаба шундай формулани К.Э. Циолковский (1903) келтирган, бунда тортишиш ва ҳавони қаршилигини эътиборга олмаган.

Агарда (1.67) даги формулада $F=0$ тенг деб ҳисобласа, унда ракетанинг ҳаракат тенгламасини қуйидагича ифодаланади:

$$m \cdot \frac{d\upsilon}{dt} = u \cdot \frac{dm}{dt} \tag{1.69}$$

$d\upsilon$ – ракетанинг тезлиги.

Агар ракетанинг бошланғич тезлиги нолга тенг бўлса ва траекторияси тўғри чизиқни ташкил қилса, у холда υ ва u тезликлар бир–бирига қарама–қарши томонга йўналган, унда

$$m \cdot \frac{d\upsilon}{dt} = -u \cdot \frac{dm}{dt}$$

ёки

$$d\upsilon = -u \cdot \frac{dm}{m} \tag{1.70}$$

агар m_o– ракетанинг учиш пайтидаги массаси $m_к = m_o - m_т$ ракетанинг ёқилғиси тамоман ёниб тамом бўлгандаги – охирги массаси.

($m_т$– оксидловчи ва ёқилғи массалари йиғиндиси) у ҳолда ракетанинг максимал тезлиги қуйидагича бўлади

$$\upsilon_{max} = u \cdot \ln \cdot \frac{m_o}{m_к}$$

бу Циолковский формуласи.

υ_{max}– ракетанинг максимал тезлигини ифодалайди.

II БОБ

И Ш В А Э Н Е Р Г И Я

21–§. ЭНЕРГИЯ

Энергия ҳаракатнинг миқдорий универсал ўлчови ва материянинг ҳамма турдаги таъсири. Материянинг ҳар–хил ҳаракат турига ҳар–хил энергия тўри боғлиқ: яъни материяда қуйидаги энергия турлари мавжуд– механик, иссиқлик, электромагнит, ядровий ва ҳ. Бир хил ҳолларда ҳаракат тури материяни ўзгартирмайди, мисол, иссиқ жисм совуқ жисмни иситади, бошқасида эса бошқа тўрга ўтади. Мисол, ишқаланиш натижасида механик ҳаракат иссиқликка ўтади. Аммо табиий ҳамма ҳолатда берилган энергия миқдори, айнан олинган энергия миқдорига тенг.

Тажриба шуни кўрсатадики, жисмлар кўпинча бошқа жисмлар устида иш бажариш имкониятига эга бўладилар. Жисмнинг ёки жисмлар системасининг иш бажариш қобилятини характерловчи физик катталик **э н е р г и я** дейилади.

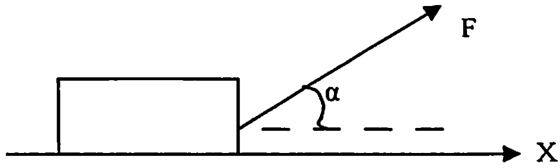
22–§. ИШ

Энергиянинг миқдоран характеристикалаш учун механикада иш катталигини кўриб чиқилади.

Механик иш жисмга таъсир этувчи куч ва шу куч таъсирида жисмнинг кўчиш масофасига боғлиқ.

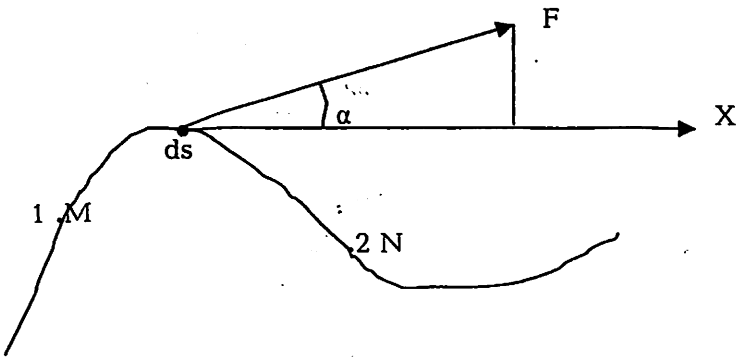
Агар жисм тўғри чизиқ бўйлаб ҳаракат қилса ва унга доимий F кучи α бурчак остида таъсир қилса, у ҳолда қуйидаги иш катталиги бажарилади (16–расм).

$$A = F_s \cdot S = F \cdot S \cdot \cos\alpha \qquad (2.1)$$



16 – расм.

Агар жисм эгри чизиқ бўйлаб ҳаракат қилса у ҳолда.



17 – расм.

Умуман, 1 нуқтадан 2 нуқтагача бўлган оралиғида, ҳам сон қиймат бўйича, ҳам йўналиш бўйича ўзгариши мумкин (17 – расм). Агар S масофани фикран чексиз миқдордаги жуда кичкина бўлакчаларга бўлайлик. Ҳар бир ds бўлакча шу даражада кичикки, уни тўғри чизиқдан иборат ва ds узунлигида таъсир этаётган F куч ўзгармас қийматга эга деб қараш мумкин. F кучни шу куч таъсирида жисмнинг ds кўчиш масофасига скаляр кўпайтмасидан иборат катталикка, F кучининг ds кўчиш масофасидаги бажарган элементар иши деб аталади ва қуйидагича ифодаланади:

$$dA = F \cdot ds = F \cdot ds \cdot \cos\alpha \qquad (2.2)$$

бунда α – куч ва кўчиш орасидаги бурчак.

Бирор йўлда бажарилган иш шу йўлнинг барча кичик қисмларида бажарилган элементар ишлар йиғиндисига тенг.

Агар $\alpha < \dfrac{\pi}{2}$ бўлса, бажарилган иш мусбат ($\cos\alpha > 0$), бу ҳолда F нинг йўналиши υ-ни йўналишига мос келади (яъни бир хил йўналишда).

Агар $\alpha > \dfrac{\pi}{2}$ бўлса, бажарилган иш манфий ($\cos\alpha < 0$), бу ҳолда иш бу кучга нисбатан қарама–қарши бажарилади.

Агар $\alpha = \dfrac{\pi}{2}$ ($F \perp S$) бажарилган иш нолга тенг ($A=0$).

СИ системасида иш бирлиги сифатида Жоуль (Ж) қабул қилинган:

1 Жоуль – 1 Ньютон куч таъсирида жисмни (таъсир этувчи куч йўналишида) 1 метр масофага кўчиришда бажа–рилган ишнинг миқдоридир, яъни

$$[A] = [F] \cdot [S] = 1\text{Н} \cdot \text{М} = 1\text{Ж}$$

23–§. ҚУВВАТ

Амалда бажарилган ишнинг қийматига эмас, балки бу иш қандай муддатда бажарилганлиги ҳам муҳим аҳамиятга эга. Шунинг учун, қувват деб аталадиган катталикдан фойдала–нилади. Қувват – кучнинг бирлик вақтда бажарадиган иш билан характерланадиган катталик.

Вақт бирлигида бажарилган иш қувват деб аталади, яъни қувват (N) физик катталик бўлиб (Δt) вақт бирлигида бажа–рилган ΔA иш билан характерланади

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t} \qquad (2.3)$$

бунда ΔA –элементар иш, Δt–элементар вақт, N –қувват.

Агар бу қувват вақт ўтиши билан ўзгарса, кўрилаётган вақт оралиғини нолга интилтириб юқоридаги ифодадан лимит оламиз, яъни

$$N = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{dA}{dt} \qquad (2.4)$$

Агар жисм доимий υ тезлиги билан F куч остида ҳаракат қилса у ҳолда қувват қуйидагича қийматга эга бўлади:

$$N = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta A}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \to 0} F \cdot \frac{\Delta S}{\Delta t} = F \cdot \upsilon \qquad (2.5)$$

яъни

$$N = F \cdot \upsilon$$

бунда υ – куч қўйилган нуқтанинг кузатилаётган вақт интервалидаги тезлиги.

Демак, ҳар бир ондаги қувват таъсир этувчи куч ва ҳаракат тезлиги векторларнинг скаляр кўпайтмасига тенг.

СИ системасида қувват бирлиги сифатида эса ватт (Вт) қабул қилинган:

1 ватт – 1 секунд давомида 1 Жоуль иш бажарадиган машина (ёхуд иш бажарувчи)нинг қувватидир, яъни

$$[N] = \frac{[A]}{[t]} = \frac{ж}{с} = Вт$$

$$(1 \text{ эрг} = 10^{-7} ж, \ 1 \text{ о.к} = 735{,}499 \approx 735{,}5 \text{ Вт})$$

КИНЕТИК ВА ПОТЕНЦИАЛ ЭНЕРГИЯ

24–§. КИНЕТИК ЭНЕРГИЯ

Энергия катталиги ҳам физиканинг асосий катталикларидан биридир. Энергия сўзи грекча «energeia» сўзидан олинган бўлиб, ҳаракат маъносини билдиради. У материянинг (барча турдаги) ҳаракати ва уларнинг барча турдаги ўзаро таъсирларининг миқдорий ўлчовидир.

Материянинг ҳаракат турлари ва ўзгаришига қараб энергия манбалари шартли равишда ҳар хил турларга бўлинади.

Энергиянинг энг содда шаклларидан бири механик энергия, яъни кинетик ва потенциал энергиялардир. Бу тур–

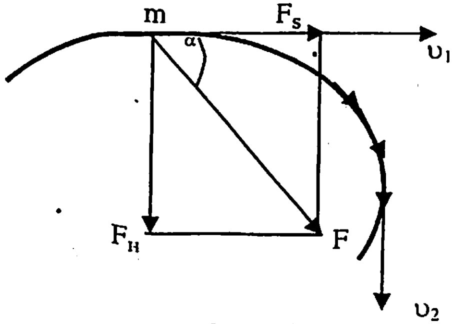
даги энергия жисмнинг механик ҳаракати ва унинг вазиятини характерлайди.

Энергия жисмнинг ёки жисмлар системасининг бошқа жисм устидан иш бажара олиш қобилиятини характерлай-диган физик катталикдир.

Кинетик энергия деганда, ҳаракатланаётган жисмнинг механик энергияси тушунилади, унинг миқдори жисм тор-мозланиб батамом тўхтаганда бажарилиши мумкин бўлган ишнинг қиймати билан ўлчанади. Агар жисмга таъсир этувчи кучлар мусбат иш бажарса ($A>0$) жисмнинг кинетик энер-гияси ортади. Аксинча, таъсир этувчи кучлар манфий иш бажарганда ($A<0$) жисмнинг кинетик энергияси камаяди.

Ихтиёрий m массаси жисм υ тезлик билан ҳаракатланаёт-ган бўлса, F куч таъсирида мазкур жисм кинетик энергияси-нинг ўзгаришини ҳисоблаймиз(18-расм).

Умумий ҳолни, яъни кучнинг йўналиши ҳаракат тезли-гининг йўналиши билан мос бўлмаган ҳолни таҳлил қилайлик.



18-расм.

Кучни икки ташкил этувчига — траектория айни нуқта-сига ўтказилган уринма бўйлаб йўналган F_s ва таректория айни соҳасига ўтказилган нормал бўйлаб йўналган $F_н$ ларга ажратайлик.

$F_н$ — таъсирида тезликнинг йўналиши, F_s—таъсирида эса тезликнинг миқдори ўзгаради.

Кинетик энергияни хисоблаш учун массаси m бўлган жисмга t вақт давомида ўзгармас F куч таъсир қилаяпти, деб фараз қиламиз. Бу куч таъсирида тезлик ўзгариши $\upsilon-\upsilon_0$ га тенг бўлади, бу ерда υ_0 — жисмни бошланғич тезлиги, υ —

жисмни охирги тезлиги. Бунда бажарилган иш қуйидаги формула орқали аниқланади:

$$A = F \cdot S \tag{2.8}$$

Бу ерда, S —жисмнинг t вақт давомида босиб ўтган йўли. Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан,

$$F = m \cdot a = m \cdot \frac{\upsilon - \upsilon_0}{t} \tag{2.9}$$

чунки $$a = \frac{\upsilon - \upsilon_0}{t}$$

Жисмнинг t вақт давомида босиб ўтган йўлини ўртача тезлик орқали топамиз:

$$S = \upsilon_{ypm} \cdot t \tag{2.10}$$

$$\upsilon_{ypm} = \frac{\upsilon + \upsilon_0}{2}$$

эканлигини ҳисобга олсак,

$$S = \frac{\upsilon + \upsilon_0}{2} \cdot t \tag{2.11}$$

Топилган (2.9 ва 2.11) ифодаларни (2.8) формуладаги F ва S лар ўрнига қўйсак,

$$A = F \cdot S = m \cdot a \cdot S = m \cdot \frac{\upsilon - \upsilon_0}{t} \cdot \frac{\upsilon + \upsilon_0}{2} \cdot t = \frac{m(\upsilon^2 - \upsilon_0^2)}{2}$$

ёки

$$A = \frac{m\upsilon^2}{2} - \frac{m\upsilon_0^2}{2} \tag{2.12}$$

формулани топамиз.

Бу ифодадаги масса билан тезлик квадрати кўпайтмасининг ярмига тенг бўлган катталик жисмнинг кинетик энергияси деб аталади, яъни

$$E=\frac{m\upsilon^2}{2} \tag{2.13}$$

E — кинетик энергия.

Бу белгилаш асосида (2.12) — ни

$$A = E_2 - E_1 = \frac{m\upsilon^2}{2} - \frac{m\upsilon_0^2}{2} \tag{2.14}$$

шаклида ёзиш мумкин.

Демак, жисм кинетик энергиясини ўзгариши унинг тезлигини υ_0 дан υ_1 гача ўзгартириш учун жисмга таъсир этадиган куч бажариши лозим бўлган ишга тенг.

Шунингдек формула (2.14) кинетик энергиянинг математик ифодасидир.

$$A = \Delta E \tag{2.15}$$

Айни ҳолда m массага эга бўлган жисм υ тезлиги билан ҳаракат қилса унинг кинетик энергияси

$$E = \frac{m\upsilon^2}{2} \tag{2.16}$$

га тенг бўлади.

Агар моддий нуқталар системаси ҳақида фикр юритсак, у ҳолда системанинг кинетик энергияси уни ташкил этган жисмлар кинетик энергияларнинг йиғиндисига тенг бўлади, яъни

$$E_c=\sum_{i=1}^{n}\frac{m_i\upsilon_i^2}{2} \tag{2.17}$$

Системанинг кинетик энергиясини қуйидагича ифодалаш ҳам мумкин.

$$A_т + A_и = Ec_2 - Ec_1 \tag{2.18}$$

Бунда Ec_2 ва Ec_1 мос равишда системанинг охирги ва бошланғич ҳолатларининг кинетик энергиялари.

$A_т$ — барча ташқи кучлар бажарган ишларнинг йиғиндиси.

$A_и$ — эса барча ички кучлар бажарган ишларнинг йиғиндиси.

Демак, система кинетик энергиясининг ушбу оралиқда ўзгариши системага таъсир этувчи барча ташқи ва ички кучларнинг шу оралиғдаги ишларнинг йиғиндисига тенг.

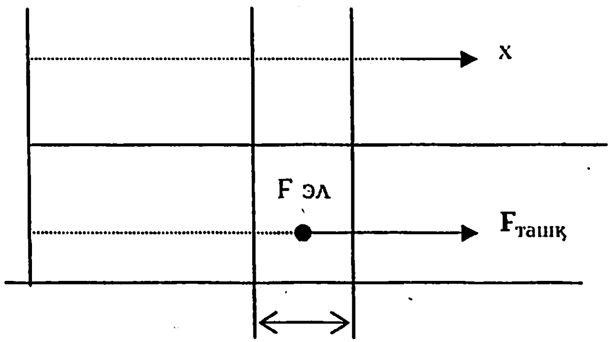
Кинетик энергия жисмнинг ҳаракатдаги (тезлиги υ—га тенг) энергияси бўлиб, у сон жиҳатидан тезликни υ дан нол—гача камайтирилишидаги шу жисмнинг бажара олиши мум—кин бўлган тўла ишига тенгдир.

25–§. ПОТЕНЦИАЛ ЭНЕРГИЯ

Жисмни ташкил этувчи зарралар (молекулалар, атомлар) нинг ёки системага кирувчи жисмларнинг ўзаро таъсир куч—ларини мутлақо йўқолгунча (ёки бошқа тоифадаги кучлар билан тўла равишда мувозанатлашгунча), шу кучларнинг ба—жариши мумкин бўлган тўла ишга сон жиҳатдан тенг бўлган катталикка, потенциал энергия деб аталади.

Алоҳида (танҳо) жисм потенциал энергияга эга эмас, бошқа жисмларга таъсир қилмаса.

Потенциал энергия — системанинг бир қисм механик энергияси, жисмнинг ўзаро тузилишини аниқловчи ва уларни ўзаро таъсир этувчи кучларини аниқлайди.



19—расм.

Фараз қилайлик силлиқ, горизонтал (19—расм) текис—ликдаги бир учи деворга махкамланган пружинанинг иккинчи учи эркин бўлганда ўз—ўзидан ҳеч қандай иш бажармайди, яъни потенциал энергия нолга тенг. Чунки, бундай ҳолатда пружинани ташкил этувчи заррачаларнинг ўзаро таъсир кучлари (итариш ва тортиш кучлари) бир—бир билан тўла мувозанатлашади.

Энди иккинчи эркин учига $F_{ташқ}$ ташқи куч таъсир этиб, уни X масофага силжитган бўлсин. Пружинанинг деформа—цияланиши натижасида унда эластиклик кучи вужудга кела—ди. Гук қонунига асосан эласткилик кучининг X ўқига нис—батан олинган проекциясини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$F_{эл.к}= - кX \quad (2.19)$$

бунда к— пружинанинг қаттиқлиги, формуладаги манфийлик (—) ишора эластиклик кучининг йўналиши силжиш йўнали—шига қарама—қарши эканлигини ифодалайди.

Чўзилган пружинанинг потенциал энергияси деформа—циянинг мутлақо йўқолгунча эластиклик кучининг бажарган ишига тенгдир, яъни

$$E_p= A = \frac{1}{2}кx^2 \quad (2.20)$$

Пружина X катталикка қисилганда ҳам (2.20) орқали аниқловчи потенциал энергия вужудга келади.

Демак, пружинанинг чўзилишида ёки сиқилишида юзага келаётган потенциал энергия пружина таркибидаги заррача—ларнинг бир—биридан узоқлашиши ёки бир—бирига яқинлашиши ва шунга мос равишда улар орасида тортишиш ёки итариш кучларининг ҳосил бўлиши натижасидир.

Ер сиртидан унча катта бўлмаган h баландликда жой—лашган, массаси m бўлган жисмнинг потенциал энергияси қўйидаги формула орқали аниқланади:

$$Ep = -\gamma\frac{M \cdot m}{R} + mgh \quad (2.21)$$

Бу ерда, $-\gamma\frac{Mm}{R}$ Ер сирти сатхида жойлашган жиснинг потенциал энергияси, R—Ер шарининг радиуси ($R=6,37\cdot10^6$м), γ —гравитацион доимийлик ($\gamma=6,67\cdot10^{-11}$м^3/кг·сек).

Купчилик холларда, агар жисм Ер сиртида жойлашаган бўлса $\gamma\frac{M_{ep}\cdot m}{R}=0$ деб олинади. У холда (2.21) формула қуйидаги кўринишга келади

$$Ep = mgh \tag{2.22}$$

Системанинг потенциал энергияси системанинг ҳолат функциясини ифодалайди.

Системанинг тўла энергияси — механиканинг ҳаракат ва ўзаро таъсир энергиясидан иборат:

$$E = E_к + E_p$$

26–§. ЭНЕРГИЯНИНГ САҚЛАНИШ ҚОНУНИ

Ёпиқ системада жисмга фақат консерватив кучлар таъсир қилади, механик энергия сақланади, яъни вақт давомида ўзгармайди.

Агар моддий нуқтага фақат консерватив кучлар таъсир этса (системага ҳеч қандай ташқи кучлар таъсир этмаган бўлса), бу кучларнинг элементар dr кўчишда бажарган иши моддий нуқта понтенциал энергиясини камайишига тенг, яъни

$$dA = -dE_p \tag{2.23}$$

Иккинчи томондан, моддий нуқтанинг бу кўчишда бажарилган иш кинетик энергиясининг ортишига тенг, яъни,

$$dA = dE_к \tag{2.24}$$

Бу икки ифодани таққослаш туфайли

$$dE_к = -dE_p \tag{2.25}$$

ёки

$$d(E_к + E_p) = 0 \tag{2.26}$$

ни ҳосил қиламиз.

Бундаги $(E_к+E_р)=0$ моддий нуқта кинетик ва потенциал энергиянинг йиғиндисидир. Уни тўла механик энергия деб аталади ва Е ҳарфи билан белгиланади. Натижада (2.26) ифодадан

$$E= E_к+E_р=const \qquad (2.27)$$

ҳосил бўлади.

Демак, моддий нуқтанинг консерватив кучлар майдони (потенциал майдони) даги ҳар қандай кўчишларида унинг тўла механик энергияси ўзгармайди. Бу энергияни сақланиш қонунини ифодалайди.

(2.27) ни қуйидагича ҳам

$$E = \frac{m\upsilon^2}{2} + mgh=const \qquad (2.28)$$

ифодалаш мумкин.

Хусусан, Ер сиртига нисбатан h_i баландликдан бошланғич тезликсиз ($\upsilon_1=0$) эркин тушаётган m массали моддий нуқтанинг бошланғич ҳолатидаги тўла механик энергияси фақат потенциал энергиядан иборат ($E_1=E_р=mgh_1$), чунки бу ҳолда унинг кинетик энергияси

$$E_{к1}=\frac{m\upsilon_1^2}{2}=0$$

Ҳаракат охирида эса (моддий нуқта Ер сиртига етиб келади $h_2=0$, $\upsilon_2=\upsilon_{max}$), унинг тўла механик энергияси фақат кинетик энергиядан иборат бўлади.

$$(E_2 = E_к=\frac{m\upsilon_2^2}{2}) \text{ чунки } Ep_2 = mgh = 0$$

Энди моддий нуқталар системасини кўрайлик.

Ҳар бири i— моддий нуқтага системадаги бошқа моддий нуқталар томонидан таъсир этадиган консерватив ички кучлар йиғиндисини f_i, ноконсерватив ички кучлар йиғиндисини f'_i, шу моддий нуқтага таъсир этадиган ташқи кучлар йиғиндисини эса F_i деб белгилайлик.

У ҳолда мазкур моддий нуқта учун Ньютоннинг умумий кўринишидаги иккинчи қонуни қуйидагича ёзилади.

$$m_i \cdot \frac{d\upsilon}{dt} = f_i + f'_i + F_i \tag{2.29}$$

Бу тенгликнинг иккала томони dt вақт давомидаги i – моддий, нуқтанинг кўчиш масофаси ds_i га кўпайтирайлик:

$$m_i \cdot \frac{d\upsilon_i}{dt} \cdot ds_i = f_i\, ds_i + f'_i \cdot ds_i + F_i\, ds_i \tag{2.30}$$

Мазкур тенгликнинг чап томонидаги ҳадни қуйидагича ўзгартира оламиз:

$$m_i \cdot \frac{d\upsilon_i}{dt} \cdot ds_i = m_i\, d\upsilon_i \cdot \frac{ds_i}{dt} = m_i\, d\upsilon_i \cdot \upsilon_i \cdot = d\left(\frac{m_i\upsilon_i^2}{2}\right) = dE_k \tag{2.31}$$

Шунингдек (2.30) дан ҳосил қиламиз.

$$- f_i \cdot ds_i = - dE_p \tag{2.32}$$

бу асосан ишни ифодалайди, тескари ишора (–) аломати билан олинса, у системадаги i дан бошқа барча моддий нуқталар кучларининг майдонида i – моддий нуқта потенциал энергиясининг ўзгаришини ифодалайди.

Шунинг учун, (2.30) тенглама

$$dE_{ki} + dE_{pi} = f'ds_i + F_i\, ds_i \tag{2.33}$$

шаклга келади.

Бунга ўхшаш тенгламаларни системга оид барча n моддий нуқта учун ёзиб, сўнг уларни ҳадма – ҳад қўшсак

$$\sum_{i=1}^{n} dE_{ki} + \sum_{i=1}^{n} dE_{pi} = \sum_{i=1}^{n} f'_i \cdot ds_i + \sum_{i=1}^{n} F_i \cdot ds_i \tag{2.34}$$

тенгламани ҳосил қиламиз. (2.34) да дифференциал белгисини йиғинди белгисидан ташқарига чиқарайлик

$$d\left(\sum_{i=1}^{n} E_{ki} + \sum_{i=1}^{n} E_{pi}\right) = \sum_{i=1}^{n} f'_i \cdot ds_i + \sum_{i=1}^{n} F_i \cdot ds_i \tag{2.35}$$

ёки

$$d(E_c + И_c) = \sum_{i=1}^{n} f'_i \cdot ds_i + \sum_{i=1}^{n} F_i \cdot ds_i \qquad (2.36)$$

бунда $E_c = E_{ki}$ ва $И_c = Ep_i$ лар мос равишда системанинг ки–нетик ва потенциал энергиялари.

$\sum_{i=1}^{n} f'_I \cdot ds_i$ — системадаги моддий нуқталар орасидаги таъсир этадиган барча ноконсерватив кучларнинг бажарилган иши.

$\sum_{i=1}^{n} F_i \cdot ds_i$ — эса ташқи кучларнинг бажарган иши.

Агар системанинг тўла механик энергияси учун $E_c=E_c+И_c$ (2.37) белгилаш киритсак (2.36) қуйидаги кўринишга келади:

$$dE = \sum_{i=1}^{n} f'_i \cdot ds_i + \sum_{i=1}^{n} F_i \cdot ds_i \qquad (2.38)$$

Демак, моддий нуқталар системаси учун тўла механик энергиянинг ўзгариши ички консерватив кучлар ва ташқи кучлар бажарган ишларнинг йиғиндисига тенг. Бу таъриф берк бўлмаган системалар учун ўринлидир. Берк системада ташқи кучларнинг бажарган иши нолга тенг бўлади.

Шунинг учун, (2.38) ифода

$$dE = \sum_{i=1}^{n} f'_i \cdot ds_i \qquad (2.39)$$

кўринишида ёзилади.

Берк системадаги моддий нуқталар орасидаги консератив кучлар таъсир этмаса ёки консерватив кучларнинг иши эътиборга олинмайдиган даражада кичик бўлса, (2.39) ифода қуйидаги кўринишга келади: $dE=0$

бундан

$$E_c = E_c + И_c = \text{const} \qquad (2.40)$$

Мазкур тенглама фақат консерватив кучлар билан ўзаро таъсирлашадиган моддий нуқталар берк системаси учун механик энергиянинг сақланиш қонунини ифодалайди. У қуйидагича таърифланади:

моддий нуқталар орасида фақат консерватив кучлар таъсир этадиган берк системанинг тўла механик энергияси ўзгармайди.

Энергия ҳеч қачон йўқолмайди ва йўқдан пайдо бўлиб қолмайди, балки бир кўринишдаги энергия бошқа кўриниш–даги энергияга айланади.

27–§. ПУФЛАШ ЭНЕРГИЯСИ. ТЎП ТЕПКИСИНИ КАЛИБРАГА БОҒЛИҚЛИГИ

Порох газларининг бажарган ишларининг бир қисми снарядни ствол каналида илгарилланма ҳаракатига сарфла–нади.

Снаряднинг ствол каналидан учиб чиқиш моментидаги кинетик энергияси ёки пуфлаш энергиясини фойдали таъсири каттадир.

Пуфлаш энергияси деб, ствол каналидан учиб чиқаётган снаряднинг кинетик энергиясига айтилади.

Пуфлаш энергияси тўпни учиш узоқлигини ва нишонни яксон этиш таъсирини характерлаб беради. Бу энергиянинг 15–25% ҳавонинг қаршилик кучини енгишга сарфланади.

Снаряднинг кинетик энергияси Т қуйидаги формула орқали аниқланади:

$$T=\frac{m\cdot \upsilon_0^2}{2}.$$

Бу формуладан кўриниб турибдики, снарядни кинетик энергиясини ошириш учун унинг массасини ва тезлигини кўпайтириш керак экан. Тезликни ошириш массани оши–ришга қараганда кинетик энергияни кўпроқ ўзгартиради. Энергия йўқотишларни ҳисобга олмаган ҳолда пуфлаш энергиясини порох газларининг босимини ствол каналида бажарган ишига тенг деб ҳисоблашимизга имкон беради.

Агар

P – стволдаги порох газларининг ўртача босими;

d – тўпни калибри;

ℓ – ствол каналининг цилиндр қисмининг узунлиги;

$M_{сн}$ – снаряднинг массаси;

$M_{ст}$ – ствол массаси;

υ_0 — снаряднинг стволидан учиб чиқиш моментидаги тезлиги деб ҳисобласак, бу ҳолда порох газларининг бажарган А иши снаряднинг кинетик энергиясини ўзгаришига тенг, яъни

$$A=\Delta T$$

Агар $A = F \cdot \ell$, $F = P \cdot S$ ва $S = \frac{\pi d^2}{4}$ тенг эканлигини ҳисобга олсак, у ҳолда

$$A = F \cdot \ell = P \cdot S \cdot \ell = P \cdot \frac{\pi d^2}{4} \cdot \ell = \frac{m\upsilon_0^2}{2}$$

бу ердан,

$$\upsilon_0 = d\sqrt{\frac{\pi P \ell}{2m}} \qquad (2.41)$$

Бу формуладан кўриниб турибдики, босим, ствол узунлиги ва снаряднинг массаси ўзгармас бўлганда, тезлик қуролнинг калибрасига тўғри пропорционал бўлади, яъни

$$\upsilon_0 \approx d$$

Импульснинг сақланиш қонунидан фойдаланиб ствол тепкисини тезлигини ҳисоблаш мумкин.

$$m_{сн} \cdot \upsilon_{сн} + m_{ст} \cdot \upsilon_{ст} = 0$$

бундан

$$\upsilon_{ст} = -\frac{m_{сн}}{m_{ст}} \cdot \upsilon_{сн} \qquad (2.42)$$

(2.41) ва (2.42) формуладан фойдаланиб,

$$\upsilon_{ст} = -\frac{m_{сн}}{m_{ст}} \cdot d \sqrt{\frac{\pi P \ell}{2m_{сн}}}$$

топамиз, бунда $\upsilon_0 = \upsilon_{сн}$

Манфий ишора (−) ствол тезлигини снаряд тезлигига қарама−қарши йўналганлигини кўрсатади.

Снаряд массасининг кўпайиши билан бошланғич тезлик камайиб боради. Шунинг учун, яксон этиш таъсирини кўпайтириш учун уни енгиллаштиришади. Масалан, танк тўпи снаряднинг учиш массаси $m_{уч}$= 3.6 кгни ташкил этади.

АБСОЛЮТ ЭЛАСТИК ВА НОЭЛАСТИК ТЎҚНАШИШ

28−§. АБСОЛЮТ ЭЛАСТИК ТЎҚНАШИШ

Тўқнашиш (зарба) − бу икки ёки ундан ортиқ жисмларнинг жуда қисқа таъсир қилгандаги учрашувидир.

Бунга мисол қилиб, атомларнинг, биллиард шарларининг тўқнашишини, шунингдек, одамнинг трамвайдан ерга сакрагандаги тўқнашишини олиш мумкин. Бу тўқнашишларда жисмларда сезиларли даражада ички кучларнинг таъсири вужудга келадики, ташқи кучларнинг таъсирини ҳисобга олмасак ҳам бўлади. Бу эса ўз навбатида тўқнашаётган жисмларни ёпиқ система деб ҳисоблаш, уларга сақланиш қонунларини қўллашга имкон беради. Жисмлар тўқнашиш вақтида деформацияга учрайди. Тўқнашишнинг моҳияти шундан иборатки, бунда кинетик энергия қисқа вақт эластик деформация энергиясига айланади ва тўқнашаётган жисмлар ўртасида энергия тақсимоти юз беради. Тажрибалар шуни кўрсатадики тўқнашишдан кейинги υ' нисбий тезлик ўзидан олдинги υ қийматига эриша олмайди. Бу эса ўз навбатида идеал эластик ва идеал силлиқ сиртлар мавжуд эмаслиги орқали тушунтирилади.

Нисбий тезликлар ташкил этувчиларни тўқнашишдан кейингиси олдингисига нисбати тикланиш коэффиценти деб аталади ва у қуйидагига тенг:

$$\varepsilon = \frac{\upsilon'_n}{\upsilon_n}$$

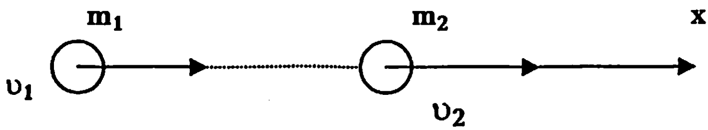
Агар тўқнашаётган жисмлар учун $\varepsilon = 0$ бўлса, бундай жисмлар абсолют ноэластик, агар $\varepsilon=1$ бўлса, абсолют эластик дейилади. Практикада ҳамма жисмлар учун $0<\varepsilon<1$. Масалан, пўлат шарлар учун $\varepsilon \approx 0.56$, фил суягидан ясалган шарлар учун $\varepsilon \approx 0.89$, қўрғошин учун $\varepsilon \approx 0$ тенг. Лекин баъзи бир ҳолатларда жисмларни абсолют эластик ёки абсолют ноэластик деб қараш мумкин.

Марказий тўқнашиш деб шундай тўқнашишга айтиладики агар улар тўқнашгунга қадар ўзларининг массалар марказидан ўтувчи тўғри чизиқ бўйлаб ҳаракат қилишган бўлса.

Абсолют эластик тўқнашиш деб шундай тўқнашишга айтиладики, бунинг натижасида ҳеч қандай деформация қолмайди ва тўқнашишдан олдинги кинетик энергия тўқнашишдан кейин яна кинетик энергияга айланади.

Абсолют эластик тўқнашиш учун ҳаракат миқдорининг ва кинетик энергиянинг сақланиш қонунлари бажарилади.

Фараз қиламизки, икки абсолют эластик шарлар m_1 ва m_2 массаларга эга, то тўқнашгунча υ_1 ва υ_2 тезликлар билан, OX ўқи масса марказидан ўтган, ҳаракат қилаётган бўлсин, улар бир томонга ҳаракат қилса, (20 расм) да кўрсатилган ва $\upsilon_{1x}>\upsilon_{2x}>0$



20 — расм.

Шарларнинг урилишидан кейинги u_1 ва u_2 тезликларини қуйидагича топамиз.

Абсолют эластик урилишда система импульсининг сақланиш қонуни ва система механик энергиясининг сақланиш қонуни бажарилади. Мазкур қонунларга асосланиб, яъни энергиянинг сақланиши қонунига асосан

$$\frac{m_1\upsilon_1^2}{2} + \frac{m_2\upsilon_2^2}{2} = \frac{m_1u_1^2}{2} + \frac{m_2u_2^2}{2} \qquad (2.43)$$

импульснинг сақланиш қонунига биноан,

$$m_1\upsilon_1 + m_2\upsilon_2 = m_1u_1 + m_2u_2 \tag{2.44}$$

ҳамма тезликлар йўналиши OX ўқига йўналган ва (2.44) дан ҳосил қиламиз:

$$m_1\upsilon_{1x} + m_2\upsilon_{2x} = m_1u_{1x} + m_2u_{2x} \tag{2.45}$$

бунда υ_{1x}, υ_{2x}, u_{1x}, u_{2x} — улар υ_1, υ_1, $\mathbf{u}_1$, $\mathbf{u}_2$—ларнинг OX ўқидаги векторларнинг проекцияларидир, $\upsilon_1 = \upsilon_{1x}$,

$\upsilon_2 = \upsilon_{2x}$, $u_1 = u_{1x}$, $u_2 = u_{2x}$ – га тенг, (2.45) ва (2.43)ни қуйидагича ёзамиз:

$$\begin{cases} m_1(\upsilon_1+u_1) = m_2(u_2-\upsilon_2) & (2.46) \\ : & \\ m_1(\upsilon_1^2+u_1^2) = m_2(u_2^2-\upsilon_2^2) & (2.47) \end{cases}$$

$$\upsilon_1 + u_1 = u_2 - \upsilon_2 \tag{2.48}$$

бундан

$$u_2 = \upsilon_1 - \upsilon_2 + u_1 \tag{2.49}$$

(2.49) ни (2.46) га қўйиб

$$m_1(\upsilon_1 - u_1) = m_2(\upsilon_1 - 2\upsilon_2 + u_1) \tag{2.50}$$

бундан ҳосил қиламиз:

$$u_1 = \frac{(m_1 - m_2)\upsilon_1 + 2m_2\upsilon_2}{m_1 + m_2} \tag{2.51}$$

(2.49) ва (2.51) дан фойдаланиб,

$$u_2 = \frac{(m_2 - m_1)\upsilon_2 + 2m_1\upsilon_1}{m_1 + m_2} \tag{2.52}$$

Шунингдек, абсолют эластик урилишдан кейинги шар–ларнинг тезликларини (2.51) ва (2.52) формулалар орқали ҳисобланади.

Тажрибада (2.51) ва (2.52) формулаларнинг таҳлил қилиб чиқсак, қуйидаги натижалар келиб чиқади:

1) агар иккинчи 0 шарни $\upsilon_2 = 0$ бўлса, (иккинчи шар то тўқнашишгунча тинч бўлса) (2.51) ва (2.52) дан ҳосил қиламиз:

$$u_1 = \frac{(m_1 + m_2)\upsilon_1}{m_1 + m_2} \tag{2.53}$$

$$u_2 = \frac{2m_1 \upsilon_1}{m_1 + m_2} \tag{2.54}$$

(2.53) ва (2.54) формулаларнинг ҳар хил массалар учун кўриб чиқсак:

а) $m_1 = m_2$, бу холда (2.53) ва (2.54) дан

$$u_1 = 0$$
$$u_2 = \upsilon_1$$

агарда иккинчи шар то тўқнашишгача тинчлик ҳолатида бўлса, унда тўқнашишдан сўнг биринчи шар тўхтайди ($u_1 = 0$), ва иккинчи шар шу тезлик, шу йўналиш билан ҳаракатланадики, то тўқнашишгача биринчи шар ҳаракатланар эди ($u_2 = \upsilon_1$);

б) $m_1 > m_2$, (2.53)дан маълумки, $\upsilon_1 > u_1$

$$\left(\text{яъни } \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} < 1\right)$$

Биринчи шар шу йўналишда ҳаракатланади, аммо тезлиги (2.54) дан кичик; $u_2 > \upsilon_1$

$$\left(\text{яъни } \frac{2\,m_1}{m_1 + m_2} > 1\right)$$

бундан иккинчи шарни тўқнашишдан кейинги тезлик, биринчи шарни тўқнашишдан олдинги тезлигидан катта.

2) агар $m_1 = m_2$ га бўлса (2.51) ва (2.52) лар қуйидагича бўлади $u_1 = \upsilon_2$, $u_2 = \upsilon_1$, яъни массаси бир хил шарлар тезлигини алмашади.

29-§. АБСОЛЮТ НОЭЛАСТИК ТЎҚНАШИШ

Агарда икки жисм тўқнашиш натижасида битта яхлит жисм сифатида ҳаракат қилса бундай тўқнашиш абсолют эластик дейилади.

Абсолют ноэластик урилиш шу билан характерланадики, бунда деформация потенциал энергияси юзага келмайди: жисмларнинг кинетик энергияси батамом ёки қисман ички энергияга айланади; урилишдан сўнг тўқнашган шарлар ё бир хил тезлик билан ҳаракатланади, ё тинч ҳолатда қолади.

Абсолют ноэластик урилиш вақтида фақат импульснинг сақланиш қонунигина бажарилади, механик энергиянинг сақланиш қонуни эса бажарилмайди — ҳар хил турдаги — механик ва ички энергиялар йиғиндисининг сақланиш қонуни ўринли бўлади, холос.

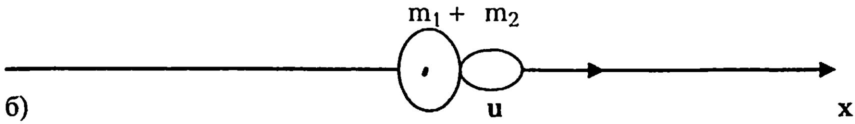
Лой, пластилин, қўрғошин каби моддалардан иборат жисмларнинг урилиши абсолют ноэластик урилишларига анчагина яқин бўлади. Абсолют ноэластик урилишнинг характерли хусусиятлари қуйидагилар; а) урилишда вужудга келган жисмлар деформацияси сақланади; б) деформация потенциал энергияси вужудга келмайди; в) жисмлар кинетик энергияларининг бир қисми жисмларнинг деформацияланишига сарф бўлади. Деформация сақланганлиги туфайли энергиянинг мазкур қисми кинетик энергия тарзида тикланмайди, балки жисмлар ички энергиясига айланади: урилишдан сўнг жисмлар умумий тезлик билан ҳаракатланади ки нисбий тинч ҳолатда бўлади.

Шунинг учун, абсолют ноэластик урилишда фақат импульснинг сақланиш қонуни бажарилади. Механик энергиянинг сақланиш қонуни бажарилмайди. Барча жараёнлар каби абсолют ноэластик урилишда ҳам табиатнинг универсал қонуни —энергиянинг (барча турлардаги энергияларнинг) сақланиш қонуни бажарилади, албатта.

Икки шарнинг марказий урилишини кўриб чиқамиз. Агар урилишига қадар шарлар уларнинг марказлари орқали ўтувчи тўғри чизиқ бўйлаб ҳаракатланаётган бўлса, урилиш марказий урилиш дейилади.

Массалари m_1 ва m_2 бўлган шарлар (21 расм), υ_1 ва υ_2 тезликлар билан ҳаракатланиб абсолют ноэластик тўқнашсин. Урилишдан кейинги тезликни $\mathbf{u}$ билан белгилаб икки шардан иборат берк система учун импульснинг сақланиш қонунини қарама—қарши томон йўналган шарлар учун ёзайлик:

урилишдан олдин



урилишдан кейинги

21—расм.

Импульснинг сақланиш қонунига асосан

$$m_1\upsilon_1 + m_2\upsilon_2 = (m_1 + m_2)\cdot \mathbf{u} \qquad (2.55)$$

бундан

$$\mathbf{u} = \frac{m_1\upsilon_1 + m_2\upsilon_2}{m_1 + m_2} \qquad (2.56)$$

бу ифода **u** урилишдан кейинги шарларнинг умумий тезли—гини ифодалайди.

Мазкур ифода асосида қуйидаги хулосаларга келамиз: а) шарлар бир—бирига қараб ҳаракатланса, урилишдан сўнг иккала шарнинг биргаликдаги ҳаракатининг йўналиши $|m_1\upsilon_1|$ ва $|m_2\upsilon_2|$ боғлиқ, яъни урилишгача импульснинг миқдори каттароқ бўлган шар ҳаракатланаётган томонга йўналган; б) шарлар бир—бири томон ҳаракатланса, лекин $|m_1\upsilon_1| = |m_2\upsilon_2|$ бўлса, урилишдан сўнг шарлар механик ҳаракатларини давом эттирмайди, яъни $u = 0$; в) шарлар бир томонга ҳаракатланса, сўнг ҳам улар ўша томонга ҳаракатларини давом эттиради.

Абсолют ноэластик урилишда механик энергиясини сарфини қуйидагича ифодаланади: урилишгача шарлар эга бўлган умумий кинетик энергия

$$\left(\frac{m_1 \upsilon_1^2}{2} + \frac{m_2 \upsilon_2^2}{2}\right)$$ ва урилишдан кейинги умумий кинетик энергия

$$\left(\frac{m_1 + m_2}{2} \cdot u^2\right)$$ нинг фарқи деформация ишига тенг:

$$\Delta T = A = \left(\frac{m_1 \upsilon_1^2}{2} + \frac{m_2 \upsilon_2^2}{2}\right) - \frac{(m_1 + m_2)}{2} \cdot u^2 \qquad (2.57)$$

Бундаги u ўрнига унинг қийматининг ((2.56) чи қ.) қўйсак, бир қатор математик амалардан сўнг,

$$A_D = \frac{m_1 \cdot m_2}{2\,(m_1 + m_2)} \cdot (\upsilon_1 + \upsilon_2)^2 \qquad (2.58)$$

ифодани ҳосил қиламиз. Агар тўқнашаётган жисмлардан бири қўзғалмас бўлса (2.58) ифода яна соддароқ кўринишга келади. Масалан $\upsilon_2=0$ деб олсак,

$$A_D = \frac{m_1 \cdot m_2}{2(m_1+m_2)} \cdot \upsilon_1^2 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \cdot \frac{m_1 \upsilon_1^2}{2} \qquad (2.59)$$

бўлади. Агар урилишгача биринчи жисм кинетик энергияси $E_1 = \frac{m_1 \upsilon_1^2}{2}$ эканлигини эътиборга олсак, (2.59) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$A_D = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \cdot E_1 \qquad (2.60)$$

Демак, иккинчи жисм қўзғалмас бўлган ҳолларда бу икки жисмдан иборат система кинетик энергияси ($E_c = E_1+E_2=E_1$, чунки $E_2 = 0$) нинг $m_2/(m_1 + m_2)$ қисми деформацияга сарфла–

нади, қолган $1 - \dfrac{m_2}{m_1 + m_2} = \dfrac{m}{m_1 + m_2}$ қисми эса жисмнинг урилишдан кейинги кинетик энергиялари тарзида намоён бўлади.

Абсолют ноэластик урилишда системани кинетик энергияси нисбий камайишини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\frac{\Delta E_K}{E_K} = \frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta A}{A} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \qquad (2.61)$$

30–§. СНАРЯД ЗАРБАСИНИ ЗИРХГА ТАЪСИРИ

Абсолют ноэластик тўқнашишга снаряднинг зирхга зарбасини мисол қилиб келтириш мумкин. Агар таъриф берадиган бўлсак, снаряднинг зарба таъсири деб, унинг бирор бир тўсиқдан ўтиб, тўсиқни яксон этиш қобилиятига айтилади. Зарба таъсирининг ўлчови қилиб, тўсиқ қалинлигини энг катта қиймати олинади.

Снаряднинг зарба таъсири жуда кўп ҳолатларга боғлиқ, улардан энг муҳимлари қуйидагилардир.

- снаряднинг нишонга тегиш моментидаги тезлиги;
- снаряднинг калибра ва массаси;
- урилиш бурчаги;
- снаряднинг шакли;
- снаряд ва зирх металининг сифати.

Энг яхши зарба таъсири тўқнашиш бурчаги 90^0 тенг бўлганда кузатилади.

Чунки, бунда снаряд зирхда энг кам масофани босиб ўтади ва зарба кучи нишонни ёки тўсиқни бутунлай яксон этишга сарфланади. Снаряднинг зирхга тўқнашишини абсолют ноэластик деб, бунда снаряд кинетик энергиянинг қандай қисми зирх ички энергиясига айланишини ҳисоблайлик.

Фараз қилайлик, снаряднинг массаси m_1 = 40 кг, танкнинг массаси эса m_2 = 43 т га тенг бўлсин. У ҳолда,

$$\frac{\Delta T}{T}=\frac{\Delta E_K}{E_K}=\frac{m_2}{m_1+m_2}=\frac{43\cdot 10^3}{43\cdot 10^3+40}\approx 0,9996$$

яъни тахминан, $\frac{\Delta T}{T}\approx 99,96\,\%$

Бунда зирхнинг темпаратураси қуйидаги катталикка ўзгаради:

$$\Delta T = Q = C\cdot m_2\cdot \Delta t = T\cdot \frac{m_2}{m_1+m_2} \qquad (2.62)$$

бу ерда C — зирхнинг ўртача солиштирма иссиқлик сиғими. Агар (2.62) дан Δt ни топсак,

$$\Delta t = \frac{T}{C(m_1+m_2)} \qquad (2.63)$$

T — снаряднинг кинетик энергияси, яъни

$$T=\frac{m_1\cdot \upsilon_1^2}{2}$$

Агар $\upsilon_1\approx 1815$м/с, $m_1 = 40$ кг, $m_2\approx 43$ т, с = 46 ж/кг.град тенг деб ҳисобласак, (2.63) дан $\Delta t = 4.2^0$ эканлиги келиб чиқади. Бу темпаратурада танкни ўртача қанчага исиганлигини (қизиганлигини) кўрсатиб беради.

Подкалибер снарядлар катта зичликка эга бўлган материалдан тайёрланади, масалан, карбидвольфрам.

Ҳозирги вақтда вольфрам ўрнига зичлиги ундан ҳам катта бўлган уран ва титан қотишмаси ишлатилади. Бу қотишма зирхни ўтиш вақтида алангаланиш хусусиятига эга бўлиб, ёнаётган снаряд бўлакчалари танк ичига кириб экипаж аъзоларига ва жиҳозларга таъсир кўрсатиши мумкин.

Снаряд кўндаланг кесимининг юзи катта эмас, шунинг учун зирхга урилиш моментида юза бирликка катта миқдордаги кинетик энергия тўғри келади. Бу эса катта қалинликдаги зирхни тешиб ўтишга имкон беради.

Замонавий танк пушкалари катта бошланғич тезликларга эга.

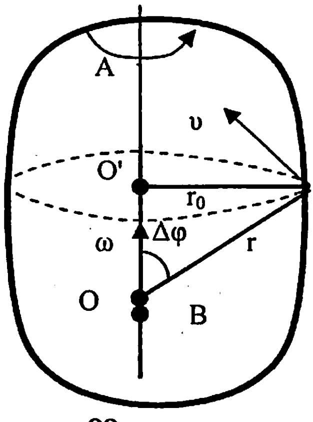
Масалан, зирхни тешиб ўтувчи подкалибер снаряднинг бошланғич тезликлари 1600—1850 м/с ни ташкил этади.

III – БОБ

ҚАТТИҚ ЖИСМ МЕХАНИКАСИ

31–§. ҚАТТИҚ ЖИСМ АЙЛАНМА ҲАРАКАТИНИНГ КИНЕМАТИК ХАРАКТЕРИСТИКАЛАРИ

Абсолют қаттиқ жисм деганда деформацияланмайдиган жисм тушинилади. Бундай жисмда зарраларнинг ўзаро жой–лашиши ўзгармайди.



22–расм.

Қаттиқ жисмнинг ҳаракатини AB ўқини атрофида, ҳамма вақт AB ўқи атрофидаги нуқталар ўққа қаттиқ боғланган ва ўзгармас қолса у ҳолда бундай ҳаракатнинг AB ўқи атрофида жисмнинг ай–ланма ҳаракати деб аталади (22–расм). AB тўғри чизиқ айланиш ўқи дейилади.

Фараз қиламизки қаттиқ жисм ихтиёрий N нуқтаси қўзғалмас AB ўқи атрофида айла–нади. Айни ҳолда N нуқта атро–фида айланма бўйлаб ҳаракатла–надики, унинг маркази айланувчи ўқда (22–расм.) жойлашган, те–кислик унга перпендикулярдир.

Олинган нуқта ўқдан ҳар қанча олисроқда жойлашган бўлса шунча dt вақт босиб ўтган ds масофа, шунингдек уни тезлиги ҳам катта бўлади $\upsilon = ds/dt$. Бу ҳолда кўчиш катталиги dt вақт орасида $d\varphi$ элементар вектор орқали ифодаланади. Модул бўйича у $d\varphi$ бурчакка тенг ўқ атрофида dt орасида ўзгаради ва ўққа нисбатан йўналган.

Жисмнинг кинематик йўналиши ва тез айланиши бурчак тезлиги билан характерланади.

Агар Δt вақт интервалида қаттиқ жисмнинг бурилган бурчаги $\Delta\varphi$ га тенг бўлса, Δt ни чексиз кичрайтирилган ҳолда $\frac{\Delta\varphi}{dt}$ интиладиган лимит оний бурчак тезлик ёхуд, бурчак тезлик деб аталади.

$$\omega = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\varphi}{dt} = \frac{d\varphi}{dt} \qquad (3.1)$$

Демак, айланма ҳаракат қилаётган қаттиқ жисмнинг бурчак тезлиги бурилиш бурчагидан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосилага тенг.

Агар қаттиқ жисмнинг бурчак тезлиги ўзгармас қийматга эга (яъни $\omega = const$), бўлса, жисм текис айланаётган бўлади. Бу ҳолда бурчак тезлиги қиймати

$$\omega = \frac{\varphi}{t} \qquad (3.2)$$

ифода билан аниқланиши мумкин.

Ихтиёрий N нуқтаки у АВ ўқдан r_0 масофада туриб айланади, уни υ тезлигини қуйидагича ҳисоблаймиз: бунда 0 нуқта координатасининг бошланғич нуқтаси, айлананинг маркази бўйлаб N нуқта айланади, 0` билан ифодалаймиз. У ҳолда N нуқтанинг радиус вектори

$$r = 00` + r_0 \qquad (3.3)$$

ёки r_0 – вектор 0`N га тенг. N нуқта кичик Δt орасида айлананинг ёйи бўйлаб ҳаракатланади, расмда пунктир чизиқлар билан ифодаланган қуйидаги йўлни босади:

$$ds = r_0 \cdot d\varphi = r_0 \cdot \omega \cdot dt \qquad (3.4)$$

$$(\varphi = \omega \cdot dt)$$

Бунда N нуқтанинг тезлик модули

$$\upsilon = \frac{ds}{dt} r_0 \cdot \omega \qquad (3.5)$$

Агарда r_0 нинг ω га перпендикуляр, ва N – нуқтанинг υ – векторига ҳам бу иккала векторларга (r_0, ω) га перпендикуляр йўналганлигини ҳисобга олиб, ҳосил қиламиз:

$$\upsilon = \frac{dr}{dt} = [\omega \cdot r_0] \qquad (3.6)$$

ёки

$$\upsilon = \frac{dr}{dt} = [\omega \cdot r] \qquad (3.7)$$

ёки υ — N нуқтанинг чизиқли тезлиги дейилади.

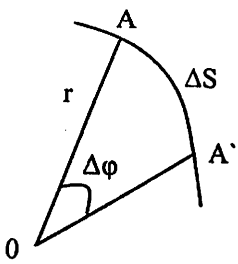
$T = \dfrac{2\pi}{\omega}$ шундай вақтки жисм бу вақт орасида ω бурчак тезлиги билан бир маротаба тўла айланади (яъни $\varphi = 2\pi$ бурчакка бурилади), айланиш даври (T) дейилади. Нуқтанинг бир марта тўлиқ айланиб, чиқиши учун кетган вақт — айланиш даври, (T) дейилади (ёки $n = \dfrac{1}{T}$ - вақт бирлигидаги тўла айланишлар сони).

Айланиш даври (T) — қаттиқ жисмнинг битта тўлиқ айланиши сони, яъни мазкур қаттиқ жисм ихтиёрий заррасининг радиус-вектори $\varphi = 2\pi$ бурилиш учун сарфланган вақт.

Айланиш частотаси эса қаттиқ жисмнинг бирлик вақтдаги айланишлар сонидир, яъни $\nu = \dfrac{1}{T} = \dfrac{\omega}{2\pi}$ (`ё $n = \nu = \dfrac{N}{t}$, N – давр сони).

(3.2) формуладан фойдаланиб СИ системасида бурчак тезлигининг бирлигини ифодалаймиз; $\omega = \dfrac{\varphi}{t}$ дан, яъни СИ системасида бурчак (φ) радиан ҳисобида, бурчак тезлиги рад /с (радиан тақсим секунд) ҳисобида, ўлчанади.

Рад/с — деб шундай марказий бурчакни дейиладики уни ёй узунлиги айлананинг радиусига тенг. (AA` = R = r)



23 — расм.

$$1 \text{ давр} = \frac{2\pi R}{R} = 2\pi \text{ рад} = 6{,}28 \text{ рад}$$

$$1 \text{ рад} = \frac{360^0}{6{,}28} = 57^0,3`;$$

Агар t = T бўлса, $\alpha = 2\pi$ рад га тенг бўлса, агар $\omega = \frac{\alpha}{t}$ бўлса, $\omega = \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{рад}{c} = 2\pi \cdot n \frac{рад}{c}$; $\omega = 2\pi \cdot n$ бўлади.

Агар жисм ўзгармас ўқ атрофида нотекис ҳаракатланса унинг бурчак тезлиги ўзгаради (23–расм), яъни $\omega \neq const$ бўлганда қаттиқ жисм нотекис айланаётган бўлади. Бу ҳолда бурчак тезлик ўзгаришининг жадаллашиши бурчак тезланиш деб аталадиган катталик билан характерланади.

$$\varepsilon = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\omega}{\Delta t} = \frac{d\omega}{dt} \qquad (3.8)$$

Мазкур ифодада (3.1) ни ҳисобга олиб. қуйидаги кўринишда ҳам ёза оламиз:

$$\varepsilon = \frac{d}{dt}\left(\frac{d\varphi}{dt}\right) = \frac{d^2\varphi}{dt^2} \qquad (3.9)$$

Демак, айланаётган қаттиқ жисм бурчак тезланишининг қиймати тезликдан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосилага, ёки бурилиш бурчагидан вақт бўйича олинган иккинчи тартибли ҳосилага тенг. СИ ситемасида

$$\varepsilon = \frac{d\omega}{dt} - \frac{рад}{c^2}$$

Агар жисм қўзғалмас ўқ атрофида тезланувчан ҳаракат қилса, яъни $d\omega/dt > 0$, у ҳолда ε – ни йўналиши ω йўналишига мос бўлиб, шу томонга йўналган. Секинланувчан ҳаракатда улар қарама – қарши йўналган.

N нуқтага жисмни a тезланиши айланма бўлиб ҳаракатланаяпти у қуйидагича бўлади, яъни (3.6), (3.7) ва (3.8) чи формулалардан ҳосил қиламиз:

$$a = \frac{d\upsilon}{dt} = [\varepsilon \cdot r_0] + [\omega \cdot \upsilon]$$

ёки

$$a = [\varepsilon \cdot r_0] + [\omega[\omega \cdot r_0]] \qquad (3.10)$$

(3.10) - формулада биринчи қиймат (сон) ўзича

$$a_т = [\varepsilon \cdot r_0] = [\varepsilon \cdot r]$$

ёки

$$\left[a_т = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta \upsilon_т}{\Delta t} = \frac{d\upsilon}{dt} \right]$$ — уринма тезланиш ё

тангенциал тезланиш дейилади, иккинчи қиймат (сон)

$$a_н = [\omega [\omega \cdot r_0]] = \omega^2 \cdot r_0$$

ёки

$$a_н = \left(\frac{\upsilon^2}{r} = \frac{\omega^2 \cdot r^2}{r} = \omega^2 \cdot r \right)$$ — нормал (марказга

интилиш) тезланиш дейилади.

Агарда айланувчи қаттиқ жисм фақат бир ўзгармас 0 нуқта атрофида айланса, бундай ҳаракатни қаттиқ жисмнинг қўзғалмас нуқта атрофидаги айланма ҳаракати дейилади. Бу ҳолда ҳамма нуқталар фақат 0 нуқта атрофида айланади.

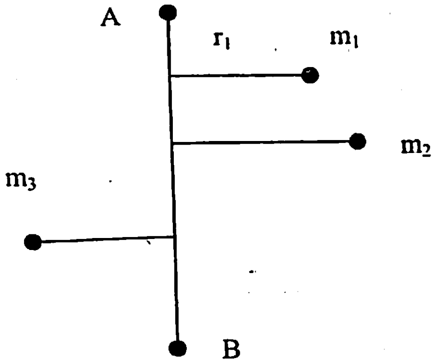
Вектор $a_{айлн} = [\varepsilon \cdot r]$ – ни N нуқтани айланма тезланиши ва $a_{м.лн} = [\omega \cdot [\omega \cdot r]]$ – ни N нуқтани марказига интилма тезланиш ёки нормал тезланиш дейилади.

32 –§. ИНЕРЦИЯ МОМЕНТИ

Табиатда ҳамма реал қаттиқ жисмлар ўнга таъсир қилувчи куч остида деформацияланади, яъни бу ё у ҳолатда ўз шаклини ўзгартиради, қаттиқ жисмларнинг осонроқ ўрганиш учун абсолют қаттиқ жисм тушунчасидан фойдаланамиз. Юқорида айтиб ўтганимиздек – бундай қаттиқ жисм заррачаларини ўзаро жойлашиши ўзгармайди, бундай жисмлар хеч қандай шароитда ҳам деформацияланмайди ва ҳамма шароитда зарралар орасидаги масофа доимий қолади.

Айланма ҳаракат – бу шундай ҳаракатки қаттиқ жисмни ҳамма заррачалари айланма бўйлаб бир ўқ атрофида (AB) айланади (24 – расм).

Қаттиқ жисмнинг айланиш ҳаракатини ўзгариши натижасида инерция моменти тушунчаси киритилган.



24 — расм.

Агар берилган жисмнинг массалари марказидан ўтувчи ўққа нисбатан инерция моменти аниқланган бўлса, бу ўққа параллел исталган ўққа нисбатан инерция моментини аниқлаш мумкин.

Берилган жисмнинг исталган ўққа нисбатан инерция моменти, шу ўққа параллел ва жисм массалар марказидан ўтувчи ўққа нисбатан инерция моменти билан жисм массасининг ўқлар орасидаги масофа квадратига кўпайтмасининг йиғиндисига тенг.

$$J = m R^2 \tag{3.11}$$

(3.11) n — массали материал зарралар учун

$$J = \sum_{i=1}^{n} m_i \cdot r_i^2 \tag{3.12}$$

бўлади.

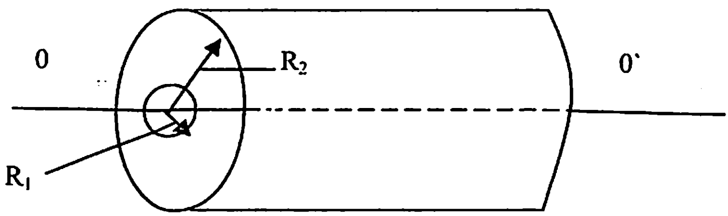
Яъни J физик катталикки, у жисмнинг инертлигини айланма ҳаракатга нисбатан аниқлайдиган катталикдир.

Жисмларнинг инерция моментини ҳисоблашда унинг бурчак тезланиши, жисмнинг массасини, уни шаклини, геометрик ўлчовини, ўқни жойлашишини ва массани ҳажмлар бирлигидаги жойланишини эътиборга олиш лозим.

Агар бир нечта бир хил массага эга, лекин шакллари хилма — хил жисмларни (стержень, ҳалқа, диск) олиб ва уларга бир — хил момент билан таъсир этсак, у ҳолда жисмлар ҳар хил бурчак тезланишга эга бўлади. Уларнинг инерция моменти бир хил бўлмайди, чунки уларнинг шакли ҳар хил, уларнинг массалари учига нисбатан ҳар хил жойлашган ва айланишига ҳар хил таъсир қилади.

Шунингдек, агарда бир жисмни ҳар хил ўқ атрофида айлантирсак ҳам унинг инерция моменти ўзгаради.

Баъзи бир жинсли жисмларнинг инерция моментларини аниқлашга имкон берувчи формулаларни, уларни келтириб чиқариш билан шуғилланмаган ҳолда кўрсатиб ўтайлик.

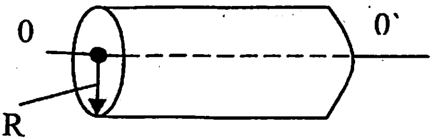


25 — расм.

1. Девори қалин трубанинг 00` симетрия ўқига нисбатан инерция моменти (25 — расм)

$$J = \frac{1}{2} m \left(R_1^2 + R_2^2 \right) \qquad (3.13)$$

2. Бутун цилиндр (диск) нинг 00` симметрия ўқига нисбатан инерция моменти (26 — расм)



$$J = \frac{1}{2} m R^2 \qquad (3.14)$$

26 — расм.

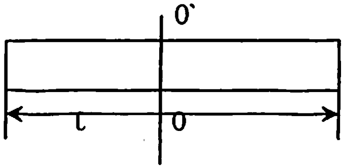
3. Бутун шарнинг массалар марказидан ўтувчи ўққа нисбатан инерция моменти

$$J = \frac{2}{5} m R^2 \qquad (3.15)$$

4. Юпқа деворли ичи бўш шарнинг массалар марказидан ўтувчи ўққа нисбатан инерция моменти.

$$J = \frac{2}{3} m R^2 \qquad (3.16)$$

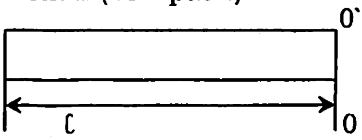
5. ℓ узунликдаги ингичка стерженнинг узунлигига тик ва массалар марказидан ўтувчи 00` ўққа нисбатан инерция моменти (27 — расм)



$$J = \frac{1}{12} m \cdot \ell^2 \qquad (3.17)$$

27 — расм.

6. ℓ узунликдаги ингичка стерженнинг узунлигига тик ва унинг бир учидан ўтувчи 00` ўққа нисбатан инерция моменти (28 — расм)



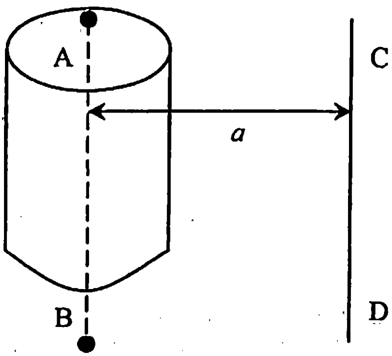
$$J = \frac{1}{3} m \cdot \ell^2 \qquad (3.18)$$

28 — расм.

Умуман, жисмнинг инерция моменти, шу жисмнинг айланма ҳаракатига нисбатан инертлигини ифодалайдиган катталикдир.

СИ системасида инерция моменти бирлигини (3.11) дан фойдаланиб топамиз: $J = m \cdot R^2$

$$[J] = кг \cdot м^2$$



29 — расм.

Жисмнинг массалар марказидан ўтувчи айланиш ўқига нисбатан инерция моментини билган ҳолда, унинг ихтиёрий бошқа параллел ўққа нисбатан инерция моментини Штейнер теоремаси орқали аниқлаш мумкин: жисмнинг исталган айланиш ўқига нисбатан инерция моменти унинг массалар марказидан ўтувчи ўққа нисбатан инерция моменти билан (J_c), жисм массасини ўқлар орасидаги масофа (a) квадрати кўпайтмасининг йиғиндисига тенг (29 — расм), яъни

$$J = J_c + m \cdot a^2 \qquad (3.19)$$

(3.19) тенглама Штейнер тенгламаси дейилади.

33-§. АЙЛАНМА ҲАРАКАТНИНГ КИНЕТИК ЭНЕРГИЯСИ

Абсолют қаттиқ жисмнинг қўзғалмас 00` (30-расм) ўқи атрофидаги айланма ҳаракатини кўриб чиқамиз.

Агар айланувчи жисм кичик ҳажмларга бўлинган бўлса, уларнинг элементар массалари m_1, m_2, ...m_n, айланувчи ўқидан турли r_1, r_2, ...r_n масофада жойлашган бўлса. Қаттиқ жисмнинг элементар ҳажмдаги m_n массага эга бўлган зарралари, радиуси r_n — га тенг бўлган айланалар бўйлаб υ_n — чизиқли тезлик қиймати турли хил ҳаракатланади, лекин уларнинг бурчак тезлиги бир хил, яъни

$$\omega = \frac{\upsilon_1}{r_1} = \frac{\upsilon_2}{r_2} = \ldots = \frac{\upsilon_n}{r_n} \qquad (3.20)$$

$$(\omega_1 = \omega_2 = \ldots = \omega_n)$$

Шундан фойдаланиб, n — бўлакчаларнинг айланма кинетик энергиясини қуйидагича ифодалаймиз:

$$E_{айл} = \frac{m_1\upsilon_1^2}{2} + \frac{m_2\upsilon_2^2}{2} + \ldots + \frac{m_n\upsilon_n^2}{2} \qquad (3.21)$$

ёки

$$E_{айл} = \sum_{i=1}^{n} \frac{m_i\upsilon_i^2}{2} \qquad (3.22)$$

($E_{айл}$ – айланма кинетик энергия).

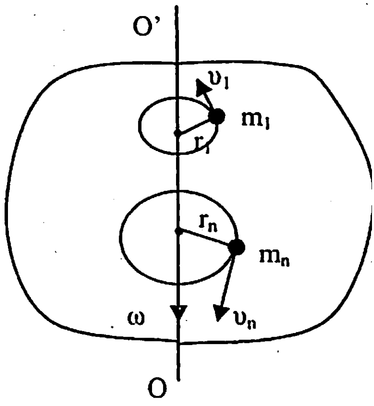
Агар $\upsilon = \omega \cdot r$ – ни ҳисобга олсак,

$$E_{айл} = \sum_{i=1}^{n} \frac{m_i\omega_i^2}{2} \cdot r_i^2 = \frac{\omega^2}{2} \cdot \sum_{i=1}^{n} m_i r_i^2 = \frac{\omega^2}{2} \cdot J \qquad (3.23)$$

яъни қаттиқ жисм — кинетик энергияси уни ташкил этувчи ҳамма бўлаклар кинетик энергиясининг йиғиндисидан иборат.

$\sum\limits_{i=1}^{n} m_i r_i^2 = J$ - жисмнинг айланиш ўқига нисбатан инерция моменти.

Демак, кўзғалмас ўқ атрофида айланаётган жисмнинг кинетик энергияси шу жисмнинг айланиш ўқига нисбатан инерция моменти ва бурчакли тезлиги орқали ифодаланар экан.



30—расм.

Қаттиқ жисмнинг тўла кинетик энергиясини илгарилланма ва айланма ҳаракатлар кинетик энергиясининг йиғиндисидан иборат деб қараш мумкин, яъни

$$E = \frac{m\upsilon_м^2}{2} + \frac{J \cdot \omega^2}{2} \qquad (3.24)$$

бундан m— қаттиқ жисм массаси, $\upsilon_м$ — жисм масса марказининг тезлиги (3.24) — формулани, горизонтал юзада ҳаракат энергияси илгарилланма ва айланма ҳаракатларни йиғиндисидан иборатдир.

34—§. ҚАТТИҚ ЖИСМНИНГ ДЕФОРМАЦИЯСИ

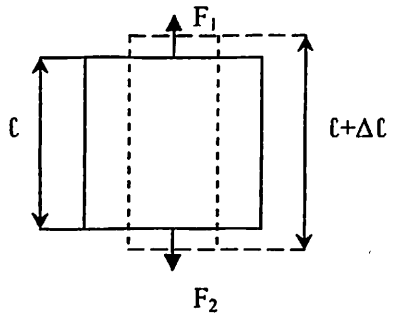
Кучлар таъсири остида жисмлар деформацияланади, яъни уларнинг ўлчамлари билан шакли ўзгаради.

Ҳар қандай қаттиқ жисм ташқи кучлар таъсирида ўзининг шаклини ва ҳажмини ўзгартиради. Бундай ўзгариш деформация дейилади.

Ташқаридан қўйилган кучларнинг таъсири тўхташи билан йўқолиб кетувчи деформациялар эластик деформациялар деб аталади. Кучларнинг таъсири тўхтаганидан сўнг жисмда сақланиб қолувчи деформациялар пластик ёки қолдиқ деформациялар деб аталади. Эластик деформациянинг хусусияти билан танишиб чиқайлик.

Қаттиқ жисмлар молекулалардан ташкил топганлиги маълум. Молекулалар таркибида битта ёки бир нечта атомлар бўлиши мумкин. Полимер материалларининг молекулалари ўн, ҳатто юз минглаб атомлардан ташкил топган. Ҳар бир атом эса, ўз навбатида мусбат зарядланган ядродан ва ман—

фий зарядланган электронлардан иборат. Деформацияланган жараёнида қаттиқ жисмни ташкил этувчи заррачалар (моле–кулалар ва атомлар)нинг маълум қисми бир – бирларига нисбатан силжийди. Бундай силжишга қаттиқ жисм тарки–бидаги зарядланган зарралар орасидаги ўзаро таъсир кучлари қаршилик кўрсатади. (Зарядланган зарралар орасидаги ўзаро таъсир кучлари деб аталади). Натижада деформацияланаётган қаттиқ жисмда сон жиҳатидан ташқаридан қўйилган кучга тенг, лекин қарама – қарши йўналишга эга бўлган ички – куч эластик кучи вужудга келади. Деформацияларнинг тур–лари жуда кўп бўлиб, тушуниши осон бўлиши учун энг содда деформациялардан бирини – бир томонлама чўзилишни ёки бир томонлама сиқилишни қараб чиқайлик.



31 – расм.

Бўйлама чўзилиш (ёки бир томонлама сиқилиш). Агар ўзгармас кесимли бир жинсли стерженнинг учла–рига унинг ўқи бўйлаб йў–налган ва таъсири бутун ке–сим бўйлаб текис тақсим–ланган F_1 ва F_2 ($F_1 = F_2 = F$) кучлар қўйсак, у ҳолда стер–женнинг ℓ узунлиги мусбат (чўзилиши учун) ёки манфий (сиқилиши учун) $\Delta\ell$ орттирма олинади (31 – расм).

Стерженнинг деформациясини характерлайдиган катта–лик сифатида унинг узунлигининг нисбий ўзгаришини, яъни

$$\varepsilon = \frac{\Delta\ell}{\ell} \qquad (3.25)$$

ни олиш қулай.

Нисбий узайиш ε аниқланишига кўра ўлчамсиз катта–ликдир. Чўзилиш учун у мусбат, сиқилиш учун эса манфий бўлади.

Тажриба берилган материаллардан ясалган стерженлар учун эластик деформация вақтидаги нисбий узайиш стержень кўндаланг кесимнинг юз бирлигига тўғри келувчи кучга про–порционал эканлигини кўрсатади:

$$\varepsilon = \alpha \cdot \frac{F}{S} \qquad (3.26)$$

Пропорционаллик коэффиценти α эластик коэффиценти дейилади. У фақат стержен материалининг хоссаларига боғлиқ.

Кучнинг шу куч таъсир қилаётган сиртнинг катталигига нисбати кучланиш дейилади.

Агар куч ўз таъсир этаётган сиртга ўтказилган уринма бўйлаб йўналса, кучланиш тангенциал кучланиш дейилади. Нормал кучланишни σ ҳарфи билан, тангенциал кучланишни τ ҳарфи билан белгилаш қабул қилинган.

Нормал кучланиш тушунчаси

$$\sigma = \frac{F}{S} \qquad (3.27)$$

ни киритсак (3.27) тенгламани қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$\varepsilon = \alpha \cdot \sigma \qquad (3.28)$$

Шундай қилиб, нисбий узайиш нормал кучланишга пропорционал экан. (3.28)дан эластик коэффиценти α, қиймат жиҳатидан бирлик кучланиш таъсиридан юзага келадиган нисбий узайишга тенг деган хулоса чиқади.

Материалнинг эластик хоссаларини характерлаш учун эластиклик коэффиценти α билан бир қаторда унга тескари бўлган $E = 1/\alpha$ катталик ҳам ишлатилади. Бу катталик Юнг модули деб аталади.

(3.28) да α ни E билан алмаштирсак, қуйидагини топамиз:

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E} \qquad (3.29)$$

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon} \qquad (3.30)$$

бундан Юнг модули шундай нормал кучланишга тенгки, унинг таъсирида материалнинг нисбий узайиши ($\Delta\ell/\ell = 1$), агар имкон бўлса, бирга тенг бўлар эди, деган хулоса чиқади. ((3.30) Юнг модули E сон жиҳатидан стержен узунлигини икки марта ортилганда вужудга келадиган кучланишга тенг). (3.25) ва(3.29) ни ҳисобга олганда (3.27) ни қуйидаги кўринишга келтириш мумкин:

$$\varepsilon = \frac{\Delta\ell}{\ell} = \frac{\sigma}{E} = \frac{F}{E \cdot S}$$

яъни

$$\frac{\Delta\ell}{\ell} = \frac{F}{E \cdot S} \text{ дан } F = \frac{E \cdot S}{\ell} \cdot \Delta\ell = k \cdot \Delta\ell; \quad \left[k = \frac{E \cdot S}{\ell} \right]$$

$$F = k \cdot \Delta\ell \tag{3.31}$$

бу ерда к — берилган стержен учун ўзгармас коэффицент.

(3.31) га биноан, эластик деформация вақтида стерженнинг узайиши стерженга таъсир этувчи кучга пропорционал. (3.31) муносабат берилган деформация кучи учун Гук (Олмон физиги) қонунини ифодалаймиз.

Деформация вақтида стержен узунлигининг ўзгаришига мос равишда стерженнинг d кўндаланг ўлчамлари ҳам ўзгаради (31—расм). Бу ўзгариш қабул қилинишига кўра нисбий кўндаланг кенгайиш ёки сиқилиш билан характерланади:

$$\varepsilon' = \frac{\Delta d}{d} \tag{3.32}$$

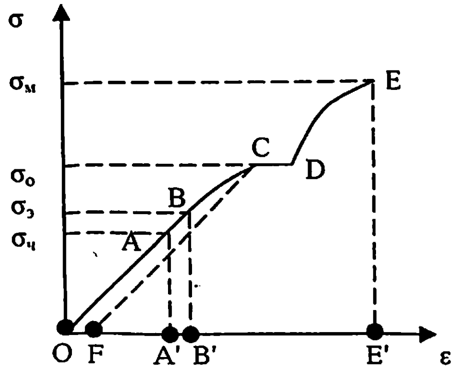
Равшанки, ε билан ε' нинг ишораси доим ҳар хил бўлади: чўзилиш вақтида $\Delta\ell$ мусбат, Δd манфий, сиқилиш учун эса $\Delta\ell$ манфий, Δd эса мусбат бўлади. Тажриба ε' нинг ε га пропорционал эканлигини кўрсатади:

$$\varepsilon' = -\mu \cdot \varepsilon \tag{3.33}$$

бу ерда —μ фақат материалнинг хоссаларигагина боғлиқ бўлган мусбат коэффицент. У кўндаланг сиқилиш коэффиценти ёки Пуассон коэффиценти дейилади.

Гук қонунига асосан кучланиш (σ) нисбий чўзилишга боғланган экан.

Графикда (тажрибалар) Гук қонуни фақат эластик деформациянинг кичик қийматларида аниқ бажарилишини кўрсатади (32—расм). Расмда баъзи бир металлар учун кучланишнинг нисбий узайишига боғлиқлик графиги келтирилган.



32—расм.

Боғланишнинг 0 дан А гача қисми тўғри чизиқдан иборат бўлиб, нисбий узайишнинг қийматлари А` дан кичик бўлган ҳолларда Гук қонунининг тўла бажарилишини кўрсатади. Тўғри чизиқли боғланишдан четланиш сезила бошлаган А нуқтага мос келувчи кучланиш $\sigma_{\text{чег (п)}}$ — пропорционаллик чегараси деб аталади

Нисбий чўзилишнинг қийматлари В` дан кичик бўлган ҳолларда деформация эластиқ деформациядан иборат бўлади. Чунки ташқи кучнинг таъсири тўхташи билан деформация бутунлай йўқолади, эластиклик чегарадан юқорида жисмда қолдиқ деформация сезиларли бўлади. Уни 0В эгри чизиқ билан эмас, шунга пареллел CF — тўғри чизиқ билан ифодаланиладики бу ҳолатдан жисм тўла аввалги ҳолатга қайтади. Лекин нисбий узайишнинг қиймати В` дан ортиқ бўлганда ноэластик деформация ҳосил бўлади. В нуқтага мос келувчи кучланиш $\sigma_{\text{эл}}$ — эластиклик чегараси дейилади.

Мисол, қолдиқ деформация сезиларли вужудга келганда (≈0,2%), уни оқиш соҳаси — $\sigma_{\text{оқ}}$ (с — нуқтаси) деб аталади. CD соҳасида деформация кучланиш (σ) — оширмаган ҳолатда кўпаяди. Бу соҳани (CD) ни $\sigma_{\text{оқ}}$ — оқиш соҳасини ёки (пластик деформация соҳаси) деформацияси дейилади.

Боғланишнинг АВ қисмида Гук қонунидан сезила бошлайди. D нуқтадан кейинги чўзилишда жисмни бузилиши бошланади.

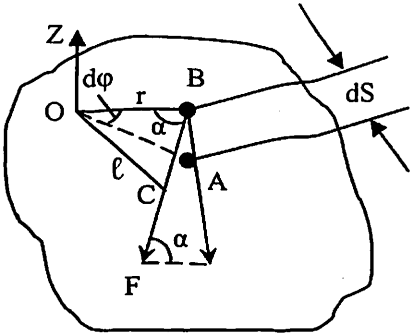
Агар ташқи кучнинг миқдори ортиши давом этса, нисбий чўзилиш маълум Е` қийматга эришганида стержен узилиб кетади.

Жисмда то узилишгача максимал кучланишни ҳосил бўлишни мустахкамлик чегараси ($\sigma_{\text{мус}}$) деб аталади, яъни Е нуқтага мос келувчи кучланишнинг қиймати $\sigma_{\text{мус}}$ — мустаҳкамлик соҳаси деб аталади.

Юқорида келтирилган σ нинг ε га боғланишини ифодаловчи графикнинг кўриниши молекулалари чекланган (нисбатан кичик) сондаги атомлардан ташкил топган жисмлар учун ўринлидир.

35–§. ҚАТТИҚ ЖИСМ АЙЛАНМА ҲАРАКАТИ ДИНАМИКАСИНИНГ ТЕНГЛАМАСИ

Қаттиқ жисмни айланма ҳаракатга келтириш учун унга бирор куч таъсир этиш керак, жисм натижада вертикал 0Z ўқ атрофида айланади (33—расм). Лекин бу жисм ҳар қандай йўналишдаги куч таъсирида ҳам айланавермайди.



33 — расм.

Хусусан, F кучнинг йўналиши расмда тасвирланганидек бўлганда жисм соат стрелкасининг йўналишида 0Z ўқ атрофида ҳаракатга келади. Бу ҳолда жисмнинг айланма кинетик энергияси сарфланган ишга нисбатан ошиб боради.

Иш катталиги таъсир этувчи кучдан ва қайси катталикка кўчганидан боғлиқ.

Айланаётган жисм учун иш қийматини топамиз. Фараз қилдикки F кучи B нуқ— нуқтага таъсир этадики, у айланувчи ўқдан r масофада жойлашган, α — куч йўналишидаги ва радиус вектори орасидаги бурчак.

Жисм абсолют қаттиқ бўлгани учун бажарилган иш катталиги жисмни айлантиришга сарфланган иш катталигига тенг бўлади. Жисмни бирон кичик dφ айлантиришда куч таъсир этувчи B нуқтамиз $dS = r \cdot d\varphi$ – масофани босиб ўтади. ($dS/r = tgd\varphi \approx d\varphi$) бу ҳолда бажарилган иш кучи босиб ўтилган масофани кўпайтмасига тенг бўлади.

$$dA = F \cdot \sin\alpha \cdot r \cdot d\varphi \qquad (3.34)$$

$$M = F \cdot r \cdot \sin\alpha \qquad (3.35)$$

(3.35) — катталик айланувчи ўққа нисбатан куч моментини ифодалайди;

$r \cdot \sin\alpha = \ell$ – F кучнинг 0 нуқтага нисбатан елкаси деб аталади. Куч моменти векторли катталик, $M = F \cdot \ell$ ёки $M = [F \cdot r]$. Унинг йўналиши вектор жойлашган юзага перпендикуляр.

(3.35) ни (3.34)га қуйиб ҳосил қиламиз, яъни айланишда бажарилган жисм иши таъсир этувчи куч моменти (M) айланувчи бурчак кўпайтмасига тенг бўлади.

$$dA = M \cdot d\varphi \tag{3.36}$$

Айланма ҳаракатда бажариладиган иш катталиги кинетик энергиясини кўпайишига сарфланади:

$$dA = dT \tag{3.37}$$

(dT – кинетик энергияси), лекин

$$dT = d\left(\frac{J\omega^2}{2}\right) = J\omega \cdot d\omega$$

Шунинг учун ҳам (3.36) ва (3.37)га биноан

$$M \cdot d\varphi = J\omega \cdot d\omega \tag{3.38}$$

ёки

$$M \cdot \frac{d\varphi}{dt} = J\omega \cdot \frac{d\omega}{dt} \tag{3.39}$$

Агарда $\omega = \frac{d\varphi}{dt}$ - ни эътиборга олсак, у холда

$$M = J \cdot \frac{d\omega}{dt} \tag{3.40}$$

аммо $\varepsilon = \frac{d\omega}{dt}$, у холда

$$M = J \cdot \varepsilon \tag{3.41}$$

Вектор тарзида

$$\mathbf{M} = J \cdot \boldsymbol{\varepsilon} \tag{3.42}$$

Шунингдек, жисмга таъсир этувчи куч моменти жисмни инерция моментининг бурчак тезланишининг кўпайтмасига тенг.

(3.42) — тенгламани қаттиқ жисм айланма ҳаракати динамикасининг тенгламаси дейилади.

У $m \cdot a = F$ тенгламага ўхшаш бўлганлиги туфайли, баъзан, айланма ҳаракат учун Ньютоннинг иккинчи қонуни деб ҳам аталади. Мазкур қонун қуйидагича таърифланади: ихтиёрий қўзғалмас айланиш ўқига нисбатан жисм инерция моменти билан бурчак тезланишининг кўпайтмаси жисмга таъсир этаётган кучларнинг шу ўққа нисбатан моментларининг алгебраик йиғиндисига тенг.

Куч моменти СИ системасида $M = F \cdot \ell$ га биноан $H \cdot M$ (Ньютон — метр) ларда ўлчанади.

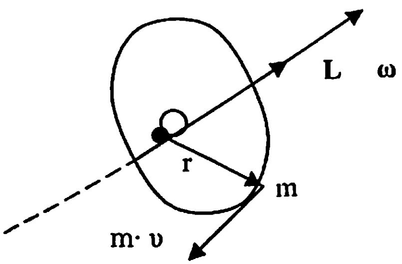
36–§. ҲАРАКАТ МИҚДОРИНИНГ МОМЕНТИ

Айланма ҳаракатни илгарилланма ҳаракатга солиштирганимизда, айланма ҳаракатда куч ўрнига унинг моменти ва масса ролини унинг инерция моменти алмашади.

Маълумки, m массали моддий нуқта υ тезлик билан илгарилланма ҳаракат қилса, у $\dot{P} = m\,\upsilon$ билан аниқланган импульсга эга бўлар эди.

Ушбу моддий нуқтани r радиусли айланма бўйлаб ҳаракатга келтирсак, моддий нуқтанинг чизиқли тезлиги айлана радиусининг ўзгаришига боғлиқ равишда ўзгаради (34 — расм). Шу боисдан, айланма ҳаракатни текширишда импульс ўрнига, импульс моменти (L) деган тушунча киритилган.

Моддий нуқтанинг импульс моменти (ҳаракат миқдори моменти) ҳам худди куч моментига ўхшаш усул билан аниқланади.



34 — расм.

m_i массага эга бўлган алоҳида зарранинг ҳаракат миқдори моменти (L_i) моддий нуқта импульсининг ($m_i\ \upsilon_i$) айланма радиусига (r_i) дейилади.

$$L_i = m_i \cdot \upsilon_i \cdot r_i \qquad (3.43)$$

Моддий нуқталар ситемаси импульсининг ихтиёрий 0 нуқтага нисбатан моменти қуйидаги вектор йиғиндиси тарзида аниқланади:

$$L = \sum_{i=1}^{n} L_i = \sum_{i=1}^{n} m_i \cdot \upsilon_i \cdot r_i = \sum_{i=1}^{n} [P_i \cdot r_i] \qquad (3.44)$$

бундаги L_i — ситемага мансуб i — моддий нуқта импульсининг нуқтага нисбатан моменти, r_i — моддий нуқтанинг 0 нуқтага нисбатан вазиятини характерловчи радиус вектори, P_i — шу моддий нуқтанинг импульси.

Импульс моменти вектор катталик, 34 — расмдан равшанки, **L** импульс моменти, **r** ва **υ** векторлар ҳосил қилинган текисликка перпендикуляр:

$$\mathbf{L} = m\,[\mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\upsilon}] = [\mathbf{P} \cdot \mathbf{r}]$$

Унинг йўналишини янада аниқлаш учун (3.43) тенгламадаги чизиқли тенгликни $\upsilon_i = \omega\, r_i$ ифода билан алмаштирамиз:

$$L = \sum_{i=1}^{n} m_i \cdot r_i^2 \cdot \omega = \omega \sum_{i=1}^{n} m_i \cdot r_i^2 \qquad (3.45)$$

Мазкур ифодадаги $L = m_i\, r_i$ ҳаракатланаётган моддий нуқтанинг инерция моменти эканлигини назарга олсак, моддий нуқтанинг импульс моменти (ҳаракат миқдори моменти) учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$L = J \cdot \omega \qquad (3.46)$$

ёки

$$\mathbf{L} = \mathbf{J} \cdot \boldsymbol{\omega} \qquad (3.47)$$

Демак, импульс моментининг йўналиши бурчак тезлик йўналиши билан мос экан.

Шунингдек, (3.46)дан маълум бўладики ҳаракат миқдори (L) моменти инерция моментининг бурчак тезлигининг кўпайтмасига тенг.

37—§. ИМПУЛЬС МОМЕНТИНИНГ САҚЛАНИШ ҚОНУНИ

Умуман, импульс моменти вақт ўтиши билан ўзгариб туриши мумкин. Импульс моментининг ўзгариш тезлиги нимага боғлиқлигини қуйидагича ифодалаш мумкин.

Бунинг учун инерция моментини ($J = const$) ўзгармас деб

$$L = J \cdot \omega \tag{3.48}$$

бундан вақт бўйича дифференциаллаб

$$\frac{dL}{dt} = J \cdot \frac{d\omega}{dt} = J \cdot \varepsilon \tag{3.49}$$

Бизга олдиндан маълумки

$$M = J \cdot \varepsilon \tag{3.50}$$

(3.49) ни (3.50) билан таққослаб,

$$\frac{dL}{dt} = M \tag{3.51}$$

муносабатни ҳосил қиламиз.

Демак, моддий нуқтанинг импульс моментининг ўзгариш тезлиги унга таъсир қилувчи куч моментига тенг экан.

Бу ифодани қуйидагича ҳам таърифлаш мумкин.

Моддий нуқтанинг қўзғалмас 0 нуқтага нисбатан импульс моментидан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосиласи таъсир этаётган кучнинг шу нуқтага нисбатан моментига тенг экан.

Энди моддий нуқта деб қаралиши мумкин бўлган N та жисмдан иборат система учун импульс моменти билан куч моменти орасидаги боғланишни қараб чиқайлик. Маълумки, системадаги жисмларнинг импульс моменти $L_1, L_2, ..., L_n$ дан иборат бўлса, системани тўла импульс моменти

$$L_{сис} = \sum_{i=1}^{n} L_i \tag{3.52}$$

Шунингдек, ҳар бир жисмга таъсир этаётган ташқи кучлар моментларининг йиғиндиси системага таъсир этаётган барча ташқи кучлар йиғинди моментини ифодалайди, яъни

$$M = \sum_{i=1}^{n} M_i \tag{3.53}$$

Системадаги ҳар бир жисм учун (3.51) ифодани ёзиб, сўнгра уларни мос равишда қўшиб чиқилса, қуйидаги ифода ҳосил бўлади:

$$\sum \frac{d L_i}{dt} = \sum M_i \quad \text{ёки} \quad \frac{d}{dt} \sum L_i = \sum M_i$$

(3.52) ва (3.53) ни эътиборга олиб, охирги тенгламани қуйидагича ёзиш мумкин.

$$\frac{d L_{сис}}{dt} = M \tag{3.54}$$

Бу боғланиш моментлар тенгламаси деб аталади.

Демак, (3.54) ифодадан кўринадики, системанинг бирор қўзғалмас нуқтага нисбатан тўла импульс моментидан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосила системага таъсир этаётган ташқи кучларнинг шу нуқтага нисбатан йиғинди моментига тенг экан.

Агар ташқи кучларнинг йиғинди моменти нолга (M = 0) тенг бўлса (3.54)дан

$$\frac{d L_{сис}}{dt} = 0 \tag{3.55}$$

ва бу тенглик фақат ситеманиниг тўла импульс моменти вақтга боғлиқ бўлмаган ҳолда ўзгармас катталикдан иборат бўлиб қолсагина бажарилади, (3.55) тенглик импульс моментининг сақланиш қонунини ифодалайди.

Система берк ситемадан иборат бўлса, яъни системага ҳеч қандай ташқи кучлар таъсир этмаган бўлса, системани импульс моменти вақт ўтиши билан ўзгармайди, яъни импульс моментининг сақланиш қонуни бажарилади.

(3.55) дан, яъни $\dfrac{d L}{dt} = 0$ (M = 0) бу ифодада $L = const$ яъни $J \cdot \omega = const$ (3.56) бўлганидагина бажарилади. (3.56) ифода импульс моментини сақланиш қонунини ифодалайди. (Моддий нуқталар ёпиқ ситемасининг импульс моменти ўзгармайди).

Қуйида 1-жадвалда илгарилланма ҳаракат динамикаси тенгламаларини айланма ҳаракат динамикаси тенгламалари билан таққосланган.

1 — жадвал

Илгариланма ҳаракат	Айланма ҳаракат
Масса — m	J — инерция моменти
Йўл — S	φ — бурилиш бурчаги
Тезлик — $\upsilon = \frac{dS}{dt}$	Бурчак тезлиги — $\omega = \frac{d\varphi}{dt}$
Тезланиш — $a = \frac{d\upsilon}{dt}$	Бурчак тезланиш — $\varepsilon = \frac{d\omega}{dt}$
Куч — F	Куч моменти — M
Импульс — $P = m \cdot \upsilon$	Импульс моменти — $L = J \cdot \omega$
Динамиканинг асосий тенгламаси $F = m \cdot a$ $\frac{dp}{dt} = F$	Динамиканинг асосий тенгламаси $M = J \cdot \varepsilon = \frac{dL}{dt}$ $\frac{dL}{dt} = M$
Иш — $F \cdot dS$	$M \cdot d\varphi$ — айланма ҳаракт иши
Кинетик энергия — $\frac{m\upsilon^2}{2}$	Айланма ҳаракат кинетик энергияси — $\frac{J\omega^2}{2}$

38–§. ЭРКИН АЙЛАНИШ ЎҚИ

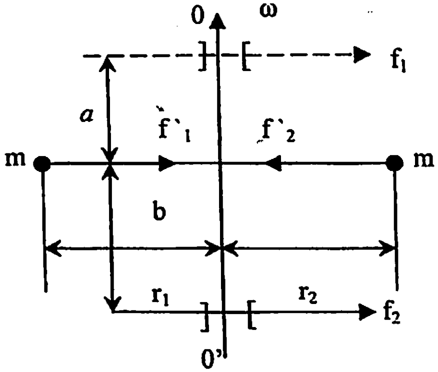
Агар бирон бир жисмни исталган ўқ атрофида айлантириб кейин уни эркин қўйсак, у ҳолда айланиш ўқининг фазодаги вазияти ўзгаради: ўқ инерция саноқ системага нисбатан ё бурилади, ё кучади.

Ихтиёрий олинган ўқни ўзгармас ҳолатда сақлаб туриш учун унга маълум бир кучлар билан таъсир кўрсатиш керак.

Агар m массаларни боғлаб турувчи стержен 00' айланиш ўқига перпендикуляр бўлиб, массалар ўқдан ҳар хил r_1 ва r_2 масофаларда ётса (35—расм), у ҳолда ўқнинг фазода кўчи—

шига йўл қўймаслик учун подшипниклар ўққа бир хил йўналган ва модулларининг йиғиндиси марказга интилма кучларнинг f'_1 ва f'_2 модуллари айримасига тенг бўлган f_1 ва f_2 кучлар билан таъсир этиши керак:

$$f_1 + f_2 = m\,\omega^2 (r_1 - r_2) \quad (3.57)$$

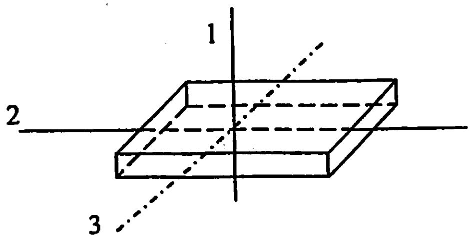


35 – расм.

a ва b кесмалар ўзаро тенг бўлса, f_1 ва f_2 кучларнинг катталиги ҳам бир хил бўлади; акс ҳолда $f_1 a = f_2 b$ шарт бажарилиши керак.

Фазодаги вазиятни ташқаридан бирон кучларнинг таъсирисиз сақланадиган айланиш ўқи жисмнинг эркин ўқи дейилади. 35 – расмда тасвирланган ҳол учун $r_1 = r_2$ бўлганда 00' ўқ маълумки, эркин ўқ бўлади.

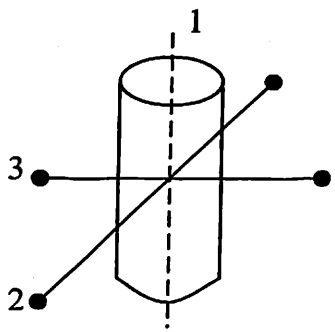
Исталган жисм учун эркин ўқлар бўлиб хизмат қиладиган ва жисмнинг инерция (масса) маркази орқали ўтувчи учта ўзаро перпендикуляр ўқлар мавжуд эканлигини исботлаш мумкин; улар бош инерция уқлари деб аталади.



36 – расм.

Бир жинсли параллелепипед учун (36 – расм) қарама – қарши ётган ёқларини кесиб ўтувчи 1,2 ва 3 ўқлар бош инерция ўқлари бўлиши равшан.

Симметрия ўқига эга бўлган жисм (масалан, бир жинсли цилиндр) учун симметрия ўқи бош инерция (масса) ўқларидан биридир, бошқа иккита ўқ вазифасини эса симметрия ўқига тик ва жисмнинг инерция (масса) маркази орқали ўтувчи, текисликда ётувчи иккита ўзаро перпендикуляр ўқлар бажариши мумкин (37 – расм). Шундай қилиб, симметрия

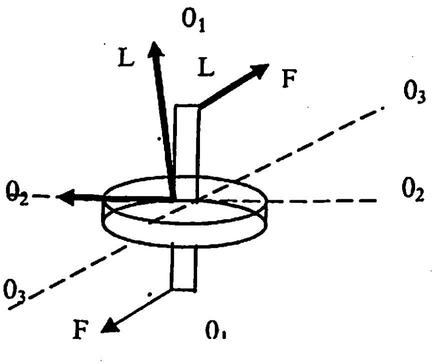


37 – расм.

ўқига эга бўлган жисмда бош инерция (масса) ўқларидан фақат биттаси фиксацияланган (қўзғалмас) экан.

Марказий симметрия жисм, яъни зичлиги фақат марказгача бўлган масофага боғлиқ бўлган шар учун инерция (масса) маркази орқали ўтувчи учта ўзаро перпендикуляр ўқлар бош инерция ўқларидир. Демак, бош инерция ўқларидан бири фиксацияланмаган экан.

39–§. ГИРОСКОП



38 – расм.

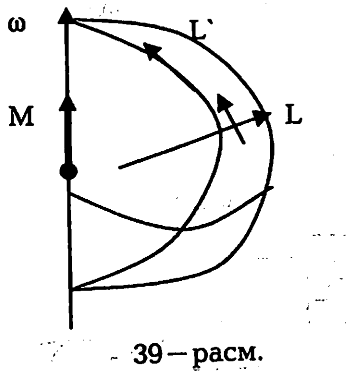
Симметрия ўқи атрофида катта тезлик билан айланувчи оғир симметрик жисмни гироскоп ёки (пилдироқ) деб юритилади. Симметрия ўқига гироскопнинг бош инерция ўқларидан бири бўлиб хизмат қилади, шунинг учун гироскопнинг импульс моментининг йўналиши унинг айланиш ўқи билан устма – уст тушади.

Гироскоп ўқининг фазодаги йўналишини ўзгартириш учун

$$\frac{dL}{dt} = \sum_{i=1}^{n} M_i = M \qquad (3.58)$$

бу ифода ташқи кучларнинг йиғинди моменти M га мос равишда унга ташқи кучлар моменти билан таъсир кўрсатиш керак. Бунда гироскопик эффект деб ном олган қуйидаги ҳодиса кузатилади; гўё гироскопнинг 0_10_1 ўқини 0_20_2 (38-расм) тўғри чизиқ атрофида бурилиш керак бўлган кучлар таъсирида гироскопнинг ўқи 0_30_3 тўғри чизиқ атрофида бурилади (0_10_1 ўқ ва 0_20_2 тўғри чизиқ расм текислигида ётади, тўғри чизиқ ва F кучлар эса бу текисликка перпендикуляр йўналган деб фараз қилади). F кучларнинг моменти 0_20_2 тўғри чизиқ бўйлаб йўналган. Δt вақт ичида гироскопнинг L импульс моменти M билан бир томонга йўналган $\Delta L = M \cdot \Delta t$ орттирма олади. Гироскопнинг импульс моменти Δt вақтдан кейин расм текислигида ётган натижавий $L' = L + \Delta L$ га тенг бўлади, L' векторининг йўналиши гироскоп айланиш ўқининг янги йўналиши билан устма — уст тушади. Шундай қилиб, гироскопнинг айланиш ўқи 0_30_3 тўғри чизиқ атрофида шундай буриладики, M ва L векторлар орасидаги бурчак кичраяди.

Гироскопнинг таърифланган ҳатти-ҳаракати гироскопик компас (гирокомпас) деб аталувчи асбобга асос қилиб олинган. Бу асбоб ўқи горизонтал текисликда эркин бурила оладиган гироскопдан иборат (39-расм).



39-расм.

Ер суткали айланганлиги сабабли гироскопга уни Ер ўқи атрофида айлантиришга интилувчи (худди 38-расмда F кучлар гироскопни 0_20_2 тўғри чизиқ атрофида айлантиришга интилгани каби) кучлар таъсир қилади. Натижада гироскопнинг ўқи шундай буриладики, гироскоп импульс моменти вектори L билан Ернинг бурчак тезлиги вектори $\omega_{ер}$ орасидаги бурчак кичраяди.

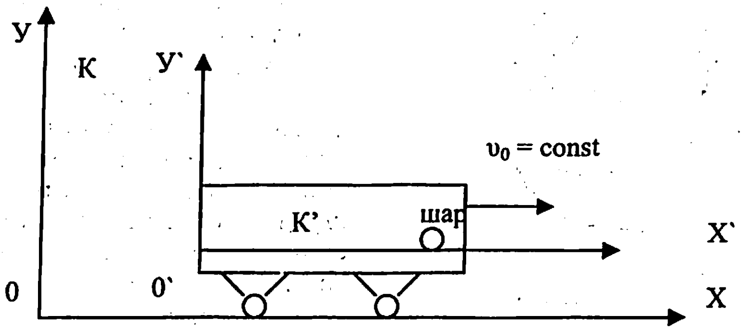
Бу L билан $\omega_{ер}$ орасидаги бурчак минимал бўлгунга қадар давом этади (яъни гироскоп меридионал текисликда жойлашгунга қадар давом этади).

40–§. НОИНЕРЦИАЛ САНОҚ СИСТЕМАЛАРИ

Агар саноқ ситемада Ньютоннинг биринчи қонуни қаноатлантирса, бу система инерциал система дейилади. Бу қонуннинг ўзи баъзан инерция қонуни деб ҳам юритилади. Яъни ҳар қандай жисм тинч ёки тўғри чизиқли ва текис ҳаракат ҳолатини то бошқа жисмлар томонидан кўрсатиладиган таъсир бу ҳолатни ўзгартиришга мажбур этмагунча сақлаб қолади (Ньютоннинг I — қонуни). Уни қуйидагича ҳам ифодалаш мумкин: ҳар қандай жисмнинг тезлиги то унга бошқа жисмлар томонидан кўрсатилган таъсир уни ўзгартирмагунча доимийлигича (хусусан нолга тенглигича) қолади.

Ньютон қонуни бажарилмайдиган саноқ система ноинерциал саноқ системаси деб аталади. Чексиз кўп инерциал системалар мавжуд. Бирор инерциал системага нисбатан тўғри чизиқли ва текис (яъни ўзгармас тезлик билан) ҳаракатланувчи исталган саноқ система ҳам инерциал бўлади.

Ноинерциал саноқ система ҳақидаги фикримизни ойдинлаштириб олиш мақсадида йўлнинг тўғри чизиқли горизонтал қисмида ҳаракатланаётган вагон ичидаги жисмлар вазиятини текширайлик. Бунинг учун Ер сирти билан боғланган K саноқ ситемасида ва вагон билан боғланган K' саноқ ситемасида турган кузатувчилар назаридан фикр юритамиз.



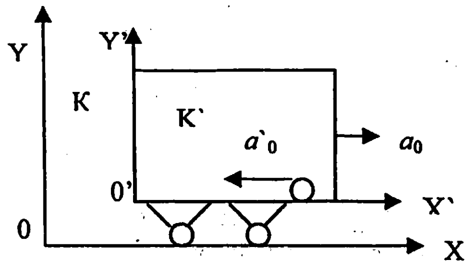
40 – расм.

1. Вагон ҳаракатланмаётган ҳолда K ва K' саноқ ситемаларидаги кузатувчиларнинг фикри айнан бир хил бўлади (40 – расм): вагоннинг горизонтал полида турган шарнинг оғирлик кучи полнинг реакция кучи билан мувозанатланганлиги учун Ньютоннинг биринчи қонунига асосан, шар ўзи-

нинг тинч ҳолатини сақлайди. Вагон тўғри чизиқ бўйлаб текис ҳаракатланган (υ_0 = const) ҳолда ҳам шарнинг вазияти ўзгармаслигини К ва К` саноқ системаларидаги кузатувчилар қайд қиладилар. Маълумки, Ер сирти билан боғланган саноқ системасини тақрибан инерциал саноқ системаси деб ҳисоблаш мумкин эди. Шунинг учун, К` саноқ системаси К саноқ системасига, яъни инерциал саноқ системасига (К) нисбатан тинч турган ёки тўғри чизиқли текис ҳаракат қилаётган ҳолларда инерциал саноқ системаси деб ҳисобланади.

2. Вагон a_0 тезланиш билан ҳаракатланаётган ҳолда К ва К` саноқ системаларидаги кузатувчиларининг фикрлари фарқланади. К саноқ ситемасидаги кузатувчи қуйидагича фикр юрита олади: вагон ва у билан мустаҳкам боғланган жисмлар ОХ йўналишда a_0 тезланиш билан ҳаракатланаяпди. Шарни эса вагон билан боғланмаган жисм деб ҳисоблаш мумкин, чунки шар билан вагон поли орасидаги ишқаланиш кучи эътиборга олмаса ҳам бўладиган даражада кичик. Бинобарин, шар вагон билан биргаликда тезланувчан ҳаракатда қатнашмайди. Аксинча, Ньютоннинг биринчи қонунига асосан, шар ўзининг тинч ҳолатини сақлайди. Шунинг учун, вагоннинг тезланувчан ҳаракати бошланган t_0 вақтда ҳам, ҳаракат бошланганидан бирор $\Delta t = t - t_0$ вақт ўтганидан ҳам шарнинг К саноқ системасидаги вазиятнинг координатаси ($X_{шар}$) ўзгармай қоляпди. Вагон эса Δt вақт давомида ОХ йўналишда бирор ΔX масофага силжиб қолади. Шу сабабли вагон девори ва шар орасидаги масофа ўзгаради.

К` саноқ системасидаги кузатувчи эса шарни чап томонга қараб тезланувчан ҳаракат қилаётганлигини қайд қилади (41 – расм).



41 – расм.

Жисм тезланишга эришиши учун унга, Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан, бирор куч таъсир этиши лозим, албатта.

Шунинг учун, К` саноқ системасидаги кузатувчи шарга мазкур куч билан таъсир этаётган жисмни ахтаради, лекин топа олмайди. Натижада кузатувчи қуйидаги хулосага келади:

K` саноқ системасидаги шарга бошқа жисмлар таъсир этаётган бўлсада, у ўзининг тинч вазиятини ёки тўғри чизиқли текис ҳаракатини сақлаяпти, яъни инерция қонуни бажарилмаяпти. Шунинг учун, системадаги кузатувчи мазкур системани ноинерциал саноқ системаси деб ҳисоблаши, табиийдир.

41–§. ИНЕРЦИЯ КУЧЛАРИ

Юқорида баён қилинганидек, Ньютон қонунлари фақат инерциал саноқ системалардагина тўғри халос. Барча инерциал ситемаларга нисбатан берилган жисм бир хил a_0 тезланишга эга бўлади. Исталган инерциал саноқ система инерциал саноқ системаларга нисбатан бирор тезланиш билан ҳаракатланганлиги сабабли жисмнинг ноинерциал саноқ системадаги a'_0 тезланиши a_0 дан фарқли бўлади. Жисмнинг инерциал ва ноинерциал системаларидаги тезланишларини фарқини a ҳарф билан белгалаймиз:

$$a_0 - a'_0 = a \qquad (3.59)$$

Агар ноинерциал система инерциал системага нисбатан илгарилланма ҳаракатланса, у ҳолда a ноинерциал саноқ ситеманинг тезланишига тенг бўлади.

Агарда вагондаги шар ўрнига ишқаланишсиз ҳаракатлана оладиган бошқа жисмлар қўйиб кузатишни давом эттирсак, K` даги кузатувчи қуйидаги хулосага келади: а) жисмларнинг тезланиши уларнинг массаларига боғлиқ эмас; б) барча жисмларнинг тезланиши ($a'_0$) бир хил, унинг қиймати K` саноқ системасининг илгарлланма ҳаракат тезланишга тенг, йўналиши эса қарама – қарши.

Демак, ноинерциал саноқ системаларида жисмлар

$$a'_0 = - a_0 \qquad (3.60)$$

тезланиш билан ҳаракатланади. Иккинчи томондан, жисмга тезланиш берувчи таъсирни куч деб аталгандик. Лекин a'_0 тезланиш K` саноқ системасидаги жисмга бошқа жисмларнинг таъсири туфайли эмас, балки K` саноқ системасининг K саноқ системасига нисбатан тезланувчан илгариланма ҳаракати туфайли вужудга келади. Шунинг учун, ноинерциал са–

ноқ системасидаги жисмга таъсир этувчи мазкур кучларни оддий кучлардан (яъни Ньютон кучларидан) фарқ қилиш мақсадида инерция кучлари деб аталади. Инерция кучларининг жисмларга таъсири худди оддий Ньютон кучларининг таъсиридек бўлади. Бу таъсирни кундалик турмушимизда, бирор транспорт пассажири сифатида ҳам сезиб турамиз.

Текширилаётган ҳолда K` саноқ системасидаги жисмга таъсир этувчи Ньютон кучлари (оғирлик кучи ва таянчнинг реакция кучи) нинг йиғиндиси нолга тенг. Шунинг учун жисм эришаётган тезланиш ($a`_0$) фақат инерция кучи ($F_u$) нинг самараси сифатида намоён бўлади:

$$F_u = m a`_0 \tag{3.61}$$

Лекин (3.60) муносабатни ҳисобга олсак, (3.61) ни қуйидаги кўринишда ҳам ёза оламиз:

$$F_u = -m a`_0 \tag{3.62}$$

Демак, тезланувчан илгарилланма ҳаракат қилаётган саноқ системасидаги ихтиёрий жисмга таъсир этадиган инерция кучининг йўналиши саноқ системасининг ҳаракати йўналишига тескари, кучнинг модули эса жисм массаси билан саноқ системаси тезланишининг кўпайтмасига тенг.

Саноқ системаси ўзгармас тезланиш билан ҳаракатланганда, (a_0 = const) m массали жисмга таъсир этувчи инерция кучи ҳам доимийлигини сақлайди. Акс ҳолда, яъни $a_0 \neq$ const бўлганда, мазкур жисмга таъсир этувчи инерция кучи ҳам ўзгарувчан бўлади.

Энди, инерция кучи тушунчасидан фойдаланиб, ноинерциал саноқ системалари учун ҳаракат тенгламасини ёзайлик. Табиийки, бу ҳолда жисмга таъсир этувчи кучларнинг вектор йиғиндиси Ньютон кучлари билан бир қаторда инерция кучи ҳам ҳисса қўшади:

$$ma = \Sigma F_i + F_u$$

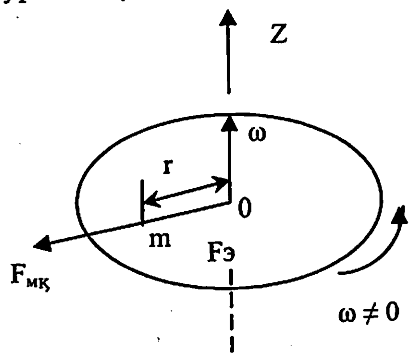
ёки

$$ma = \Sigma Fi - ma_0 \tag{3.63}$$

бунда a_0 — ноинерциал саноқ системаси (K`) нинг инерциал саноқ системаси (K) га нисбатан илгарилланма ҳаракатнинг тезланиши, ΣF_i — жисмга таъсир этувчи Ньютон кучларининг вектор йиғиндиси, a эса ноинерциал саноқ системасидаги жисмнинг барча кучлар таъсирида эришган тезланиши.

(3.63) — тенглама ноинерциал саноқ системалари учун ҳаракат тенгламасини ифодалайди.

Энди айланувчи саноқ системаларига нисбатан жисм ҳаракатининг фақат бир хусусий ҳолини, яъни қўзғалмас ўқ атрофида ўзгармас бурчак тезлик (ω= const) билан айланадиган ноинерциал саноқ системасидаги жисм ҳаракатини кўриб чиқамиз.



42— расм.

42—рамсда тасвирланган қурилма 0Z ўқ атрофида айланадиган дискдан иборат. Диск радиуси бўйлаб ингичка стержен ўтказилган m массали шарча диаметри бўйлаб тешилган ва шу стерженга кийгизилган. Шарча диск маркази билан эластик пружина ёрдамида бирлаштирилган.

Диск айланма ҳаракатга келтирмагунча шарча тинч ҳолатини сақлайди.

Шарчани диск маркази билан бирлаштирувчи пружина эса нормал ҳолатда бўлади (яъни чузилган ҳам эмас, сиқилган ҳам эмас).

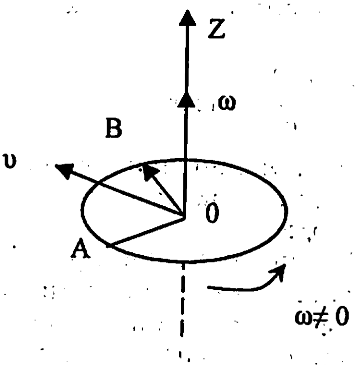
Дискни 0Z ўқ атрофида ω бурчак тезлик билан айланма ҳаракатга келтирсак (42—расм). Диск билан биргаликда шарча ҳам 0Z ўқ атрофида айланма ҳаракатда қатнашади ва у стержен бўйлаб сирпаниб пружинани чўзади. Шарча айланиш марказидан r масофага узоқлашганида чўзилган пружинанинг эластик кучи ($F_э$) (текширилаётган ҳолда бу куч ($F_э$) диск маркази томон йўналган) уни янада узоқлашишига йўл қўймайди. Бунинг сабаби шундаки, айланувчи саноқ системасидаги шарчага таъсир этувчи инерция кучи ($F_{мк}$) ва чўзилган пружина томонидан шарчага таъсир этувчи куч ($F_э$) бир бирини мувозанатлайди. Инерция кучи ($F_{мқ}$) диск радиуси бўйлаб айланиш марказидан ташқари томонга йўналган. Шунинг учун, уни марказга қочма инерция кучи ($F_{мқ}$) деб аталади. У қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$F_{мқ} = m \cdot \omega^2 \cdot r \qquad (3.64)$$

бундаги ω — айланувчи саноқ системасининг айланма ҳаракатини ифодаловчи бурчак тезлик, r эса айланиш маркази ва моддий нуқтани бирлаштирувчи радиус — вектор.

Шундай қилиб, айланувчи саноқ системасида моддий нуқтага таъсир этадиган марказдан қочма инерция кучи ($F_{мқ}$) моддий нуқтанинг массаси (m), саноқ системаси бурчак тезлигининг квадратига (ω^2) ва айланиш ўқидан нуқтагача бўлган масофага пропорционалдир.

Айланувчи саноқ системасидаги жисм тинч ҳолатини сақлаётганлиги ёхуд ҳаракатланаётганлигидан қатъий назар, унга марказдан қочма инерция кучи таъсир этаверади. Лекин жисм ҳаракатланаётган ҳолда унга марказдан қочма инерция кучидан ташқари, инерцион табиатли яна бир куч таъсир этади. Бу кучни уни назарий усулда кашф этган француз физиги Кориолис номи билан кориолис инерция кучи ($F_к$) деб юритилади. Кориолис кучи билан қуйидаги тажрибада танишайлик.



43 — расм.

Горизонтал диск устида 0A радиал тўғри чизиқ чизайлик, 0 ва A томон шарчани υ тезлик билан думалатиб юборайлик. Диск айланмаётган ҳолда шарча 0A тўғри чизиқ бўйлаб ҳаракатланади. Лекин диск ω бурчак тезлик билан 0Z ўқ атрофида айланма ҳаракат қилаётган ҳолда (43 — расмга қ.) шарча диск устидаги 0A тўғри чизиқ бўйича эмас, балки 0B эгри чизиқ бўйлаб ҳаракатланади. Бунинг сабаби, айланувчи саноқ системада шарча тезлиги (υ) га перпендикуляр йўналишда қандайдир $F_к$ куч таъсир этаётганлигида экан.

Бу куч кориолис инерция кучидир. Тажрибаларнинг кўрсатишича, кориолис инерция кучи диск текислигида ётади, йўналиши эса υ ва ω векторлар вектор кўпайтмасининг йўналиши билан аниқланади:

$$F_к = 2m\,[\upsilon \cdot \omega] \qquad (3.65)$$

Мазкур формула — (3.65), ω бурчак тезлик билан айланувчи саноқ системадаги m массали жисмнинг υ тезлик билан ҳар қандай ҳаракатида шу жисмга таъсир этадиган кориолис инерция кучининг ифодалайди.

Юқорида муҳокама қилинган ҳолда, яъни υ ва ω векторлар ўзаро перпендикуляр бўлганда, ($F_к$) максимал қийматга эга. υ ва ω ўзаро пареллел бўлса, кориолис инерция кучининг ($F_к$) қиймати нолга тенг бўлади. Умумий ҳолда $F_к$ нинг қиймати учун қуйидаги ифода ўринли:

$$F_к = 2m\upsilon\omega \cdot \sin\alpha \qquad (3.66)$$

бунда υ ва ω орасидаги бурчак α деб белгиланган.

Демак, текис айланувчи саноқ системага нисбатан жисмнинг ҳаракат тенгламасини тузиш учун мазкур, жисмга таъсир этаётган Ньютон кучлари (F_i), марказдан қочма кучи ($F_{мқ}$) ва кориолис инерция ($F_к$) кучининг йиғиндисини ҳосил қилиш керак:

$$ma = \Sigma F_i + F_{мқ} + F_к$$

Биз яшаб турган сайёра — Ер ҳам айланувчи саноқ системадир. Унинг бурчак тезлиги

$$\omega = 2\pi \frac{рад}{с} \approx 7{,}3 \cdot 10^{-5} \frac{рад}{с} \text{ га тенг.}$$

Ер билан боғлиқ бўлган саноқ системанинг ноинерциаллиги туфайли Ер сиртидаги жисмларга марказдан қочма ва кориолис инерция кучлари таъсир этади.

Кориолис инерция кучлари Ернинг шимолий ярмидаги жисмни υ га нисбатан ўнг томонига, жанубий ярмидаги жисмни эса υ га нисбатан чап томонга оғдиришга ҳаракат қилади. Шунинг учун, экватордан шимолроқдаги дарёларнинг ўнг қирғоқлари, жануброқдаги дарёларнинг эса чап қирғоқлари кўпроқ ювилган бўлади.

Адабиётлар

1. Трофимова Т.И. Курс физики. М: «Высшая школа» 1985.

2. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. М: «Высшая школа» 1989.

3. Аҳмаджанов О. Физика курси (Механика ва молекуляр физика). «Ўқитувчи» нашр. Т: 1985.

4. Савельев И.В. Умумий физика курси 1 том. Ўқитувчи нашр. Т: 1973.

5. Рахматуллаев М. Умумий физика курси (Механика). Ўқитувчи нашр. Т: 1995.

6. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. М: «Наука». 1980.

7. Маламуд В.Г., Чайнов В.И. Военно-прикладные вопросы курса физики. Часть 1. М; 1985.

МУНДАРИЖА

I-БОБ

МОДДИЙ НУҚТАНИНГ КИНЕМАТИКА ВА ДИНАМИКАСИ

КИНЕМАТИКА

ДИНАМИКА

II–Б О Б
ИШ ВА ЭНЕРГИЯ

КИНЕТИК ВА ПОТЕНЦИАЛ ЭНЕРГИЯ

АБСОЛЮТ ЭЛАСТИК ВА НОЭЛАСТИК ТУҚНАШИШ

III-Б О Б
ҚАТТИҚ ЖИСМ МЕХАНИКАСИ

Босишга рухсат этилди 6.12.04.
Буюртма 154. Адади 500. Босма табоғи 6,5.
"FAN VA TEXNOLOGIYALAR
MARKAZINING BOSMAXONASI"да чоп этилди.
Тошкент ш., Олмазор кўчаси, 171.