

Х.А. Валиев

**МЕХАНИКА ҲУҚУВ
МАТЕРИАЛЛАРИНИ
БАЁН ЭТИШНИНГ
УСЛУБИЙ ТАДҚИҚЛАРИ**

(Академик лицей ўқитувчилари учун
услубий қўлланма)

—ТОШКЕНТ— 2000-йил.

Кимки ҳаракат қонунлари билан таниш бўлмаса, у табиатни била олмайди.

(Галилео Галилей)

КИРИШ

Маълумки, янги жамият қурилишини илм-фансиз мутлақо тасавур қилиб бўлмайди.

Илм-фаннинг ривожини масаласига келганимизда, тарихнинг курсатишича инсон ҳаётида учрайдиган физика-математика фанларидаги энг фундаментал проблемалар ёш олимлар томонидан ҳал қилинган. Булажак олимлар мактабда тарбияланади. Буни эса, олимпиадаларга қатнашувчи истеъдодли ўқувчиларнинг берган жавобларида, ечган масалаларида қуриш мумкин. Уларнинг ҳозирги замон физикавий манзарага бўлган қизиқишлари ортганлигини ҳисобга олишга тўғри келади. Чунки физика ва математика ҳозир илмий-техника прогрессининг асосий омиллари ҳисобланади. Шунинг учун ҳам умумий таълим мактаблари олдида қўйилган масала ўқувчиларга чуқур ва мустақам билим бериш, уларнинг илмий дунёқарашларини ривожлантириш, ўз билимларини мустақил равишда узлуқсиз тулдириб бориш ва чуқурлаштириш, уларнинг ижодий қобилиятини ва меҳнат малакасини устиришни тарбиялашдан иборат. Шу мақсадда таълим жараёни самарадорлигини ошириш ва ўқувчиларнинг билим сифатини такомиллаштириш омилларидан бири ўқув предметлар аро алоқаларни амалга ошириш, уларни ҳар томонлама турмушга тадбиқ этишдан иборат. Ўзбекистоннинг “Таълим ҳақида” ги қонунида ўқув фанларини чуқур назарий ва амалий урганадиган мактаб ва синфларни ташқил этишга катта эътибор берилган. Маълумки, ўқувчиларнинг физика ва математика машғулотида узлаштириб олган тушунчалари, билим ва малакалари ўқув предметларни чуқур урганишларига ижобий таъсир курсатиши керак.

Математик аппарат физикага тил каби, эксперимент билан бир қаторда физик тадқиқот методларидан бири сифатида физик ходисаларни тушунишга яқин ёрдам беради. Шунинг учун физика ўқитувчилари ўз дарсларида математик тушунча ва терминларни математика дарсларида берилгани каби математик маъноларига путур етказмасдан фойдаланишлари керак. Физика чуқур урганиладиган синфларда ўқув материалларини чуқур физик

маъносини очиш учун ўқувчиларнинг математик билимларидан кенг равишда, тула ва самарали фойдалана олишлари керак бўлади. Математикани ўқитиш учун ўқув режада вақтнинг орттирилганлиги туфайли бундай имконият яратилган. Ўқувчилардаги чуқур математик билим табиат қонунларини индуктив усулда аниқлашни, эксперимент ва дедуктив йуллари орқали улардан натижалар чиқаришни енгиллаштиради.

Юқоридагилардан кўринадики, физика ва математика ўқитувчилари узаро ҳамкорликда иш олиб борганларидагина ҳар иккала предметнинг хусусий мазмуни сақланган ҳолда самарали натижага эришиши мумкин.

Шуни ҳам айтиш керакки, физика курсида математиканинг оддий тадбиқгина бўлиб қолмасдан, балки кенг табиий илмий материаллар асосида унинг гоё ва методлари тараққий этади, ойдинлашади деб тушуниш керак. Предметлараро алоқадорлик математик тушунчалар, конкрет физикавий образга эга эканлигини тушуниб олишларига ёрдам беради.

Физика ва математика йўналишидаги ташқил этилган академик лицей ва мактаблар ҳамда синфларнинг асосий мақсади: физика ва математикадаги Предметлараро боғланишдан самарали фойдаланиб ўқувчиларга физиканинг бошқа бўлимлари билан бир қаторда, Механика бўлимидан ҳам чуқур назарий ва амалий билим бериш ва унинг қонунлари тадбиқининг баъзи соҳалари билан таништиришдан иборат бўлиши керак. Мазкур қўлёзма физика, математика ҳамда техник йўналишдаги академик лицей ўқитувчилари учун услубий қўлланма сифатида фойдаланиш учун тавсия этилади.

Мазкур қўлланмада 150 соат ажратилган механика бўлимининг баъзи, муҳим ҳисобланган мавзуларига батафсил тўхталиб ўтиш мақсадга мувофиқ деб ҳисобланади. Қўлланма туғрисида уз фикр ва мулоҳазаларини билдирганиклари учун педагогика фанлари доктори, профессор Ю.Махмудовга ва педагогика фанлари номзоди, доцент, академик лицей директори Аҳрор Ҳусановга миннатдорчилик изҳор қиламан.

Низомий номидаги педагогика университетининг физика ўқитувчиси Мавжуда Мансуровага матнни солиштириб куришдаги ёрдами учун самимий ташаккуримни билдираман.

МЕХАНИКА ЎҚИТИШ БИЛАН БОҒЛИҚ БЎЛГАН УМУМИЙ МАСАЛАЛАР

Механика ўқув материалларини баён этишнинг услубий талаблари

Умумий таълим мактабининг фаолиятларидан бири IX синфни ботириб чиқувчи ўқувчилар истаги, қизиқиши ва қобилиятини ҳисобга олган ҳолда халқ хужалигининг эҳтиёжларига мувофиқ равишда таълим тарбия беришдир:

Иккинчидан, ҳозирги замонда ёш авлодни узлуксиз билим олишга тайёрлашдан иборат. Чунки мустақил ўқиш жараёнида шахсининг актив қобилияти тула намоён бўлади. Шу мақсадда физика ва математикани чуқур ўрганувичи мактабларнинг X-синф физика курсининг Механика бўлимига оид материаллари юқорида айтиб утилганларга амал қилган ҳолда ўқувчиларга билим берилиши кузда тутилган.

Қўлланманинг вазифаси:

1) Ўқувчиларнинг Механика буйича билимларини чуқурлаштириш имкониятларини, йўлларини ва воситаларини аниқлаши ҳамда уларнинг қизиқишларини устириш;

2) Зарурий материалларнинг мундарижасини аниқлаш;

3) Механика бўлимига уларни киритишнинг экспериментал методини ишлаб чиқиш;

Механика-техника оламига чуқур кирмоқ учун қудратли воситадир. Чунки механика илмий-техник жараёнининг бош йўналишларидан бири механизациянинг илмий асосини ташкил этади. Шунга боғлиқ равишда тадбиқий масалаларга етарли эътибор берилиши шарт. Уларни ўқув жараёнида умумийлаштириш ва системалаштириш зарур. Маълумки, ҳозирги замон техникаси турли туман ва қизиқарлидир. Унга фақатгина чуқур билим билан қуролланганларгина эриша олади. Механиканинг асосий мақсади Механик ҳаракатнинг умумий объектив қонунлари ва қонуниятларини очиш, билиш ва турмушга тадбиқ қилишдан иборатдир. Бу эса уни табиий фанлар билан бир қаторга қуяди.

Физика ўқитувчиси қонун ва қонуниятнинг маъносига путур етказмай ҳар қайсисини уз жойида туғри қўллаши керак. Чунки қонун ва қонуният бир-бирини алмаштира олмайди. Қонун бу конкрет, умумийдир.

Қонуният эса унинг хусусий намоён кўриниши эканлигини билиш керак. Бундан ташқари физика ўқитувчилари ўз дарсларида жойи келганда математик моделлардан самарали фойдаланиши зарур.

Физикада математик модель

Маълумки, физикада текширилаётган ҳар қайси объектга тўғри келувчи унга мос математик объект (сонни, функцияни, тўшамни ва х.к.) қўйилади, физик объектлар орасидаги алоқа ва муносабатларни математик муносабатлар ва мос тенглама, тенгсизлик ва х.к. ёрдамида ёзадилар.

Демак, математик модел деб математик символлар орқали урганилаётган моддий дунёдаги ҳодисаларни ва физик жараённи математик муносабатлар системаси ёрдамида тасвирланишига айтилади.

Жумладан, Механика-ҳаракат ва ҳаракат тўғрисидаги масалаларнинг сифат ва миқдор жиҳатидан механик формасини ифодалаш усуллари математика тилида шакллантирувчи фандир.

Механика-объект ҳаракатининг математик моделини яратади ва урганади, объектлар ва уларнинг ўзаро таъсирлари тўғрисидаги идеал тасаввурлар устида математик формулалар кўринишида иш олиб боради, шу маънода Механика математика каби аниқ ва мавҳум фан ҳисобланади.

Механикани урганиш вазифасига қўйидагилар киради:

- физика фани асослари-экспериментал фактлар, ҳодисалар, тушунчалар, қонунлар, назарияларга тсгишли билим бериш;

- (физика) Механиканинг асосий методлари булган-назария ва экспериментлар билан таништириш;

- баъзи экспериментал кўникмаларни шакллайтириш;

- асбоб ва усқуналардан фойдалана билишга, улчамлар натижасини микрокальқўляторлар ва компьютерлар ёрдамида ишлаш олишга ўргатиш;

- (физика) механиканинг асосий ютуқларини халқ хужалигида ва турмушда политехник принципга мос равишда механиканинг амалий тадбиқи билан таништириш;

- Механика курсининг илмий даражасини юксалиши ўқувчиларга катта хажмдаги ўқув информациясидан зарурини ажрата билишга ва ўз вақтида меҳнатлари билан мақсадга йўналтирилган ҳолда системали ишлашлари билан, уларни мустақил билим олишга ўргатиш зарур;

- физикани хусусан механикани эса севиш ва ҳурмат қилишни сингдириш, уқувчиларнинг билим ва ижодий қобилиятларини устириш;

- илмий нуқтаи назардан (физика) Механика ютуқлари ва методлари билан таништириш ва илмий дунёқарашларни шакллантириш;

- шахсда инсоний хислатни шакллантириш ва юксак гоёли уқувчиларни тарбиялашдан иборат;

- мактабни битирувчи уқувчилар уқиш жараёнида умумий фойдали меҳнатга ва бирмунча баъзи профессионал кўникмага ҳам эга булиши шарт.

Илмий дунёқарашни шакллантириш учун уқув материалларини қуйидаги асосда тушуштириш керак:

- дунёни билиш мумкинлиги ва билиш жараёнининг илмий характердалиги;

- дунёнинг моддий бирлиги;

- материя ва ҳаракатнинг ўзлуқсизлиги;

- (физик) Механик ходисаларнинг илмий характери, сабаб-натижанинг объективлиги;

- моддий дунёнинг хусусиятини тугамаслигини билиш жараённинг чексизлиги.

Уқувчи шахсини тарбиялаш учун қуйидагилар зарур.

- ватанмиз ва чет эл олимларининг (физика) Механика ва техника соҳасидаги хизматларини очиб берши;

- ватаннинг моддий-техника базасини яратишда (физика) Механиканинг роли билан таништириш;

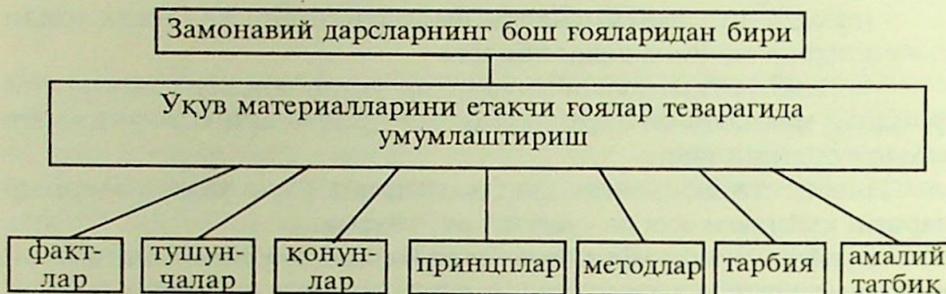
- мустақил халқ ҳужалигининг тараққиётига мос булган фан ва техниканинг асосий тараққиёти ва келажагини очиб бериш.

Генерализация принципи.

Ҳозирги замон (физика) Механика курсининг тузилиши принципларидан бири уқув материалларининг генерализациялашдир. (УМГ). Генерализация (лотинча-умумий) умумийлаштириш, хусусийни умумийга кутариш, хусусий ҳодисаларни қандайдир умумий принципга буйсиндириш. (УМГ) бундай танлаш ва уни уқитиш методикасида, асосий диққат X-синфда қиладиган механика булимининг мундарижасини назариянинг асосий компонентлари кўринишида тасаввур этилади. У компонентлар қуйидагилардан иборат (схема №1 га қаралсин): фактлар, асосий тушунчалар механикадаги идеаллаштирилган моделлар қонун ва қонуниятлар, назарияларнинг

хулосалари уларнинг амалда қулланишидан иборат. Уқитувчи ҳар қайси компонентни илмий ва методик асосда етарли даражада уқувчилар онгига сингдириши зарур.

Схема №1



Генерализация принципига қўра Механиканинг асосий уқув материаллари кинематикада: асосий тушунчалар ва кинематиканинг тенгламаларига, ҳаракатнинг нисбийлигига, саноқ системаларига (инерциал ва ноинерциал), механиканинг асосий масалалари ва уларнинг ечилишлари, тезликларни классик равишда қўшиш ва унинг тадбиқий чегараси кирган.

Динамикада генерализация гоъяси қўйидагича амалга оширилади: Ньютоннинг I-қонуни, куч ва масса тушунчаси, Ньютоннинг II-III қонуни, импульснинг сақланиш қонуни. Галилейнинг нисбийлик принципи. Масса ва кучни улчаш усуллари. Инерция моментлари. Ноинерциал саноқ системаси, инерция кучи. Узгарувчан массали жисм ҳаракати (Ш.В.Мешчерский, Циолковский формулалари). Сақланиш қонуни, айланувчи жисмнинг кинетик энергияси. Импульс моментини сақланиш қонуни.

Шундай қилиб, уқув материалларини танлаш асосида генерализациялаш гоъяси қўйилган. Бу ҳолда механика бўлимининг бош масалаларини урганишга диққат берилади. Жумладан:

1) X синфда механика бўлимини урганишда физика ва математика предметлараро боғланиш;

2) Механикани урганиш даврида политехник принципни амалга ошириш.

Физика ва математикани чуқур урганувчи мактаб X синф уқувчиларига Механикадан чуқур билим бериш омилларида бири физика ва математика предметлараро боғланишни руёбга чиқариш методикасини ва дарс ишланмасини бериш. Шу мақсадда физика уқитувчиси айтилганларга етарли эътибор бериши зарур.

Предметлараро боғланиш

Таъриф: табиатдаги мавжуд объектив узаро боғланишни мактаб табиий-илмий предметлар мундарижасини кетма-кет таъминловчи дидактик шартидир.

Предметлараро боғланиш тушунчаси савиясида, ёндош ўқув предметлар умумий тушунчани шакллантиришга йуналтирилган. Чунки ҳар қайси ўқув предметлари структурасига турли даражадаги умумийлашган тушунчалар киради.

Назарий боғланиш. Назария маълум соҳадаги илмий билимлар системасидир. Назарияда илмий фактларнинг, тушунчаларнинг, қонунларнинг, натижаларнинг, практик тадбиқларнинг узаро боғланишлари акс эттирилади. Илм-фаннинг ривож масаласига келганда физика-математика ҳозирги илмий-техника жараёнининг асосий омиллари ҳисобланади. Шунинг учун ҳам умумий таълим мактаблари олдига қўйилган асосий масала-ўқувчиларга фан асосларидан чуқур ва мустақкам билим бериш, уларнинг илмий дунёқарашларини такомиллаштириш. Ўз билмларини масалалар ечиш билан бир қаторда мустақил равишда ўзлуксиз тулдириб бориш ва чуқурлаш-тириш, уларнинг ижодий қобилиятларини тарбиялашдан иборат.

Масала ечиш нима дегани ?

Уни ечиш-изланмоқдаги жавобга олиб келадиган маълум кетма-кетликдаги математик операцияларни топиш дегани. Шундай кетма-кетлик берувчи қоидалар системасига алгоритм деб айтилади, алгоритмлар турли формулалар, чизмалар, оғзаки тасвир ва х.к. формада бўлишлари мумкин

Улуғ физик С. И. Вавилов “Физика ва математика ҳамиша бири иккинчисига ёрдам берган ва уларнинг тараққиётини бир-биридан ажратиб бўлмайди” деган. Физика ва математикани чуқур урганиш учун ташқил этилган мактаб ва синфларнинг асосий мақсади физика ва математика предметлараро боғланишдан самарали фойдаланиб ўқувчиларда физиканинг бошқа бўлимлари билан бир қаторда, X синф механика бўлимидан ҳам чуқур назарий ва амалий билим бериш на унинг қонунлари татбиқининг баъзи соҳалари билан таништиришдан иборат бўлиши керак.

Қўйилган мақсадга эришиш ниятида мавжуд ўқув, илмий ва методик адабиётлар ва дастурларни анализ қилинди. Мактаб ўқитувчилари билан таъланган мавзунинг қанчалик долзарблиги

туғрисида суҳбатлар утказилди. Утказиладиган педагогик экспериментнинг мундарижси аниқланди.

Механиканинг политехник жиҳатлари

Уқувчиларнинг политехник тайёргарликлари, уларда техника ва ишлаб чиқаришга тегишли шундай куникмани шакллантирсинки турли куринишдаги профессионал фаолиятда фойдалана олсинлар, уларнинг янги ишни узлаштиришини енгиллаштира син ва ишловчининг профессионал мойилигини таъминласин. Бунга эса Механика курсида уқувчиларнинг политехник куникмалари замонавий ишлаб чиқаришнинг илмий асосларини политехник таълим жараёнда амалиётчи томонидан ташқил этганда ва куйидагиларга амал қилгандагина эришиш мумкин.

Икки қарама-қарши жараён фаннинг дефференцияси ва интеграцияси. Илмий техника революцияси даврида, материалларнинг (таснифи) мураккаб муаммолардан иборат бўлиб қолади. Аниқ билими (ходисалар, тушунчалар, қонунлар, назариялар, услублар ва ҳ.к.) урганиш маълум даражада шартли булса ҳам бироқ ихтиёрий эмаслиги тушунарлидир.

Урта умумий таълим мактабда физика уқитилиши маълум системага эга. У уқувчиларга фаннинг ривожиди ҳал қилувчи ролни уйновчи фундаментал физик экспериментлар, физик ҳодисалар ва жараёнлар: физик тушунчалар, қонунлар ва назариялар тизимидан иборат булгани маълум даражадаги билимни беради. Шунини ҳам айтиш керакки физика уқитишнинг юқори илмий даражада булиши у уқувчиларни ҳозирги замон индустрияси асосларини тушунтириш билан бирга олиб бориш зарурий политехникавий принципни амалга ошириш омилларидан бири ҳисобланади. Уқувчилар, янги техникани яратишдаги асосий база, физика фани ютуқларидаи фойдаланишдан иборат эканлигига чуқур тушунсинлар. Чунки илмий-техникавий жараён талабларини, уқувчилар уқув материаллари онгли равишда юқори даражада узлаштириш билан уз билимларини янги амалий шароитда ижодий қўллаш қобилиятига эга булгандагина, политехник таълим сифати талабга жавоб бериши мумкин. Физика уқув дастурида дарслик ва қўлланмаларда берилган физика таълимига оид назарий фундаментал ва табиий, полтехник жараён қисми диққатга сазовордир. Чунки булар биргаликда физика курсида бсриладиган урта таълим элементининг таркибий қисмини ташқил этади.

Бироқ дастур тўзувчилар ва дарсликлар муаллифлари мактаб физика курсининг фундаментал қисмига нисбатан татбиқ қисмига кўп эътибор берганлар. Натижада утиладиган назарий қисмининг ҳажми ва мундарижаси аниқланмаган. Классик механика, электродинамика асослари, нисбийлик назарияси квант механикаси ва статистик физика шулар жумласига киради.

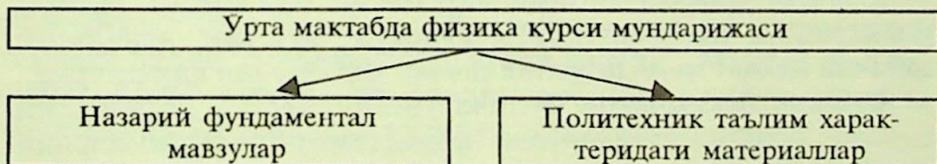
Мактаб физикаси экспериментида фундаментал тажрибалар етарли уринга эга бўлиб қолди. Физика ўқитиш методикасида фундаментал мавзуларнинг ўқитилиш дидактикаси ишланган. Политехник таълимга тегишли татбиқий мавзуларнинг дидактик ишланмаси ҳозирча такомиллашмаган, чунки мактаб физика курси ҳажмида политехник таълим аҳамиятига эга бўлган турли татбиқ масалалари жуда кўп. Улар саноат, қишлоқ хўжалиги, транспорт, алоқа, қурилиш, харбий техника, медицина, спорт ва бошқалардан иборат.

Урта умумий таълим мактаб физика курсида ўқитиладиган етакловчи ғоялар қуйидагилардан иборат:

Механика бўлими бўйича-ҳаракатнинг нисбийлиги, Ньютон қонунлари, сақланиш қонунлари.

Молекуляр физика бўлимида молекуляр кинетик назария, идеал газнинг асосий тенгламаси, термодинамика; электродинамика асослари бўлимида бошланғич электро-динамика асослари-электромагнит майдони туғрисида таълим, электрон назарияси, Кулон қонуни, Ампер қонуни, Лоренц қонуни, электро-магнит индукцияси ёруғлик ва атом тузилиши бўлимида оптика ва квант физикаси-ёруғлик тўлқини ва квант хусусиятлари ва унинг электромагнит табиати, масса ва энергиянинг узаро боғланиши. Буларнинг ҳаммаси политехник таълим учун зарурий татбиқ ғоялардир.

Схема №2



Политехник таълим табиат ва жамиятда фойдаланадиган физик қонунларни ўз ичига олади. Маҳаллий ва ишлаб чиқариш шароитига боғлиқ равишда Ньютон қонунларининг татбиқи статика

элементлари, Бернулли қонунининг табиқи, иссиқлик двигателлари, электролиздан техникада фойдаланиш, оптик ва квант асбоблари ва улардан фойдаланиш, ядро энаергиясидан фойдаланишга алоҳида эътибор берилди (Схема №2).

Фундаментал ва политехник характердаги урта мактаб физика таълимининг бирлиги уқувчиларга хозирги замон талабларга жавоб бера оладиган билим беришга имконият яратади.

Шунинг учун политехник принципни физика курси мундарижасида етарли ёритиш зарур, шу билан бирга умумий таълим учун урта мактабларни “хунармандлар” курсига айлантмаслик керак.

Келажакда фанни тараккий эттирувчиларни тайёрлаш мақсадида физика курсида назарий муаммоларни кондириш масаласига ҳам жуда жиддий ёндашиш зарур.

Дарсликларда, методик кулланмаларда политехник принцип етарли равишда ёритилиши зарур.

Социал ва илмий техник революция шароитида умумий мажбурий урта таълим мактаблари битирувчиларининг асосий купчилиги моддий ишлаб чиқариш муассасаларида қолишлари, таълимнинг политехник йуналишини кучайтиришни талаб қилади, чунки у уқувчиларни ихтисос ва хунарга тайёрлашнинг асосидир.

Фан ва техниканинг таракқиёти умумий таълим мундарижасида юксак талабларини қуяди. Шу мақсадда асосий йуналишлар буйича қуйидаги ишлар утказилмоқда.

1. Урта мактабларда таълим мундарижаси ва характерни хозирги замон фан, техника, маданият таракқиёти даражасига мос келтириш.

2. Кейинчалик таълим ва тарбияни турмуш, меҳнат ва янги қурилиш билан боғланишини мустаҳкамлаш.

3. Уқувчиларда табиий-математик билимини, илмий дунёқарашни шакллантириш, ахлоқий, эстетик, жисмоний тарбияни меҳнат ва политехник таълим даражасини юксалтириш.

4. Уқув босқичлари буйича урганиладиган материални рационал тақсимлаш ва зарурий предметлараро боғланишларини жорий қилиш.

Табиий-математик ва тадбиқ цикллари буйича дастурларга киритилган узгаришларни қуриб утайлик.

Табиий фанлар, айниқса, физика ва математика илмий-техник прогресснинг асосини ташкил этади.

Турмушнинг асосий моддий базасини яратишда ва илмий дунёқарашни шакллантиришда асосий ролни уйнайди.

Физика, математика, ва химия бошқа фанларнинг ривожланишда ва улардан ижтимоий амалда фойдаланиш соҳасида ҳаддан ташқари кенгайди, математиканинг ютуқларига ва унинг методларига фақат табиий фанларгина эмас, ҳатто техник, қишлоқ хужалик ва гуманитар фанлар ҳам кенг миқёсда таянмоқда. Умумий ўрта таълим мактаблар математика курсининг мундарижаси шундай ҳажмдаги билим, қуникма ва малака, математик такомиллик савияси билан таъминлай-дики, қайсики ёндош физика, чизмачилик, химия кабиларни ўрганиш учун ҳозирги замон ишлаб чиқариш шароитида ўқувчиларни амалиёт фаолиятига тайёрлаш учун олий ўқув юртларида ўқишни давом эттириш учун зарур ҳисобланади. Ўқув режасида политехник ва меҳнат таълимига анча ўрин берилган, умумий ўрта мактабларга ярим техник таълим мундаражаси ҳозирги замон илмий техник ишлаб чиқариш ҳунарига эга. Ишловчиларга, жумладан улчашлар, ҳисоблашлар, графикчилар, монтажчиларга, машина ва техник усқуналар билан муомала қила олувчиларга зарур. Техника - бу табиат ҳодисалари ва қонунлари туғрисидаги билимни инсонларнинг турмуш талабларини қаноатлантиришда фойдаланишдир. Механика ўз ичига табиатнинг энг асосий ҳодисалар ва қонунлар таълимотини олгани учун, инсоният ҳаётига зарур ишлаб чиқаришнинг энг катта асосий қисмини изҳор қилади. Ўз навбатида ҳозирги замон техникаси физиклар олдига янги масалалар қўйишни давом этибгина қолмасдаи илмий текширишлар учун қудратли восита ҳам бўлади.

Ҳозирги замонда физика ва техниканинг узаро таъсирларига келганда физика қонунларига асосланган ҳозирги замон ҳамма техникаларини қамраб олишга имконият йўқ, шунинг учуи физика қонунларидан фойдаланувчи умумийлашгаи илғор техника билан чегараланишга туғри келади. Мактаб физика курси билимларини техникага татбиқини ифодаловчи ва политехник материаллар мазмуни жадвалда берилган.

Физика курсидаги политехник материаллар намунаси

Физика курсининг бўлими	Техникавий прогресс йуналиши	Ишлаб чиқариш турлари, машина ва материалларнинг типлари	Техникавий объект ва жараёнлар
1	2	3	4
Механика	Механизация	Механизмлар, машиналар (қурувчи, йиғувчи ва бошқалар) транспорт, энергетика	Кутаргич крани, транспортёр, гидромантёр, центрифуга, сепаратор, автомобиль, ракета, гидроэлектростанция, шамол двигатели

Физик эксперимент-политехник таълим самарадорлигини ошириш воситаси

Бу ердан физика курсида дастур буйича практика билан боғланган чуқур назарий билим кургазмали ва экспериментлар воситасида берилиши ўқувчиларда билиш активлиги содир бўлади, мустақкам билимга эришади. Назария билан амалиётни боғлайди, дегаи хулоса чиқарилади. Мактабларда политехника таълимининг амалга оширилишидан кузланган мақсад ўқувчиларга бериладиган таълим мазмунини илмий савиясини ошириш, янги техник ва халқ хўжалиги муҳим тармоқлари физик асосларини тушунтиришдир. Ўқувчиларни ҳозирги замон илмий-техника прогрессининг асосий йуналишлари билан таништириш, физика курсининг ўқувчиларда амалий қуникма ва малакалар шаклланиши ва ривожланишини таъминловчи тажриба асосини қупайтиришни кўзда тутати. Чунки физика фанининг мундарижаси ўқувчиларнинг билимга қизиқишларини шакллантириш учун объектив имкониятларни уз ичига олади, улардан бири-асосий илмий вазиятларни экспериментал асослантирилишидир. Тажриба ўқувчиларнинг қизиқишларини устиришда ва билиш қобилиятларини активлаштиришда катта тарбиявий аҳамиятта эга. Одатда ўқувчилар ҳар қайси вазиятда исботланадиган ўқув иредметларига ҳўрмат билан муносабатда буладилар. Шунинг учун ўқувчиларга тадқиқотнинг эксперимент методи аҳамиятини назария билан практикани боғланишини курсата билиши зарур.

Академик П.Л Капица эксперимент назария, практика тупламидаги мақоласида (М. "Наука" 1974, с. 91-96) табиатшуносликнинг ҳамма соҳасида назария, тажриба ва амалиётнинг гармоник тараққиёти абсолют зарурлигини курсатади. Кельвин эса назарияни тегирмон тош билан, тажриба натижасини эса тегирмон тошлари орасига туқилиб турган дон билан қиёс қилади. Ўз узидан маълумки тегирмон тошлари қанча айлансалар ҳам фойдали хеч нарса бераолмайди бироқ унинг сифати доннинг сифати билан аниқланади. Шунинг учун юқори сифатли эксперимент фаннинг тараққиёти учун зарурий шароит ҳисобланади. Лекин назария ва эксперимент методларини бири-бирига қарама-қарши қуймаслик керак. Назарий тадқиқотнинг катта аҳамиятга эга эканлигини қайд қилиш зарур.

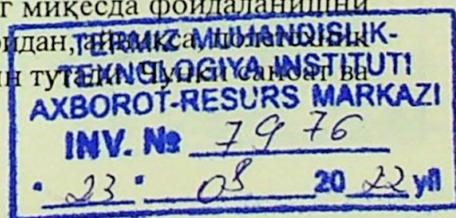
Ўрта мактабда физика табиий-илмий предмет булганлиги учун эксперимент асосида утилиши шарт, физика курсининг илмийлик даражасининг юксалиши унинг экспериментал характерини кучайтирилишини талаб қилади. Чунки илмий тушунчалар, қонунлар, ифодасини беришда экспериментдан фойдаланилади, уқув материалларининг дедуктив хулосасидан чиқарилган натижасининг туғрилигини тасдиқлайди.

Физикани чуқур урганувчи дастурда уқувчиларнинг математикадан олган билимларидан кенг миқёсда фойдаланиш кўзда тутилган.

Уқувчиларнинг математикадан старли тайёргарликлари эксперимент асосида табиатнинг асосий қонунларини индуктив усулда курсатишни енгиллаштиради ва фундаментал ҳолатдан дедуктив усулда натижа олишга имкон беради. Курснинг тузилиши унғайлиги учун афсуски кўпчилик дедуктив усулни афзалроқ кўради. Бироқ шу курсни уқувчилар томонидан ушлаштирилишини назарга олмайди. Қисқаси бу масаланинг педогогик аспектига зарурий диққат берилмайди. Индуктивликни иложи борича дидуктив метод билан алмаштиришга интилувчилар кўп, лекин буни мақсадга мувофиқлиги баъзи ҳолларда шубҳали бўлиб чиқади.

Физика ўқитувчиси уқувчиларга фақат назарий билим берибгина қолмай, балки уқувчиларнинг назарий билимларини турмушга тадбиқ эта оладиган қилиб тарбиялаши керак.

Бунинг учун физика дарсларида экспериментал ва кургазмали уқув қуролларидан мумкин қадар кенг миқёсда фойдаланишни талаб қилинади мактаб уқув предметларидан, табиатшуносликнинг аҳамиятга эга булган физика катта урин тутилган.



фойдали ижодий меҳнатга тайёрлаш, таълим-тарбия жараёни самарадорлигини ошириш кўп жиҳатдан ўқитувчи ва унинг томонидан қўлланиладиган таълим методларига ва ундан унумли фойдаланишга боғлиқдир.

Бу кунги мактабларга, атрофида узига тортиш майдонини вужудга келтира оладиган талантили ўқитувчилар зарур. Ўқитувчининг илмий тайёргарлиги шундай булиши керакки, унинг ўқувчиларга дастур бўйича берадиган билими. узининг мактабда ўқиган пайтларниқидан ижобий томонга тубдан фарқ қилсин. Бу қўйилган мақсадга эришиш учун X синфда Механикага оид мавзуларни ўтганда қуйида тавсия қилинган методлардан самарали фойдаланиш ўқитувчининг маҳоратига боғлиқ.

Таълим методи нима? Таълим методи деб таълим жараёнида ўқитувчи ва ўқувчи-ларнинг бирлигидаги фаолият йўллари тушунилади, қайсики унинг ёрдамида қўйилган масаланинг бажарилишига эришилади.

Таълим методи ўқитувчи ва ўқувчиларнинг фаолият турларини белгилайди, шунинг натижасида таълимнинг бош омилларидан бири бўлган ўқувчиларнинг мантиқий фикрлаш қобилиятларининг тараққий этишига эришилади. Ўқувчиларнинг билиш қобилиятини фаоллаштиришга диққатни жалб қилиш учун таълим методларининг қуйидаги оригинал систематик классификациясидан фойдаланишни тавсия қиламиз:

1) Тушунтириш-иллюстратив ёки инфорацион рецептли, ёки репродуктив метод;

Бу методлар ёрдамида ўқитувчининг турли формада ўқувчиларга берилган тайёр билим улар томонидан ўзлаштирилади, кейинчак ўқувчилар томонидан қайтарилади.

2) Муаммоли баён методи.

Ўқитувчи томонидан ўқувчилар олдида билиш масаласи кўринишида қўйилган муаммони ҳал қилишда улар актив иштирок қилиб, илмий билиш усуллари билан танишади.

Тушунтириш-иллюстратив методга ҳикоя, лекция, суҳбат, демонстрация, дарслик билан ишлаш, ёзма машқлар ва х.к.лар мос келади.

3) Тадқиқот методи. Бу метод қўлланганда, ўқувчилар томонидан муаммо ечилади. Ўқитувчи эса уларнинг мустақил изланиш фаолиятларининг ташкилотчиси сифатида иштирок этади.

Муаммоли метод. Ўқитувчининг исботли баёнида дарслик ёки илмий-оммабоп адабиётларда, экскурсияларда, демонстра-

ТЕХНИКА ДИПЛОМАТИ
ДВОРОТ-КЕ... НАРКАЗИ
INV. № 3201
24.08.2012 VII

5910 17
2007 7
5459 812

цияларда, тажриба-кузатишда, экспериментда, китоб-тексти устида ишлаш, хужжатларда, ёзувларда, расмларда ва х.к. ларда узифодасини топади.

Қисман-изланишли ёки эвристик метод. Бу методда олиб бориладиган дарс тадқиқот методига нисбатан ўқувчиларга анча содда, тушунилиши осон туюлади. Бунда ўқувчилар илмий билиш жараёнининг айрим босқичларинигина билиб олишади. Бу метод суҳбат, кузатиш, билишга оид масалаларни ҳал қилиш режасини тузишда ва х.к. куринишда амалга оширилади. Методлар орасидаги боғланиш ва таълим мундарижасини аниқлаш предметлар методикаси ютуқлари ҳисобланади.

Методик приём нима? Методик приём-метод қисми, унинг элементи таълим жараёнида ўқитувчи билан ўқувчиларнинг айрим фаолиятларинигина ифодалади. Ҳар қайси метод турмушда тез-тез методик приём куринишида амалга оширилади. Методик приёмлар умуман уч группа: мантиқий, ташқилий ва техни-кавийдан иборат. Дарсларда методик приёмлар, методлар каби, узаро боғланган ҳолда қўлланилади. Физика ўқитувчиси ҳар қайси дарсни самарали ўтиш учун унга тайёрланган чоқда зарурий метод ёки методик приёмни аниқлаб олиши шарт. Шундай қилиб, метод ва методик приём ва уларнинг фарқи нимадан иборат эканлиги туғрисида қисқача тухтаб ўтдик. Бу тушунчаларни кенгайтиришни истаган физика ўқитувчилари “Методика преподавания физики в средней школе” дан фойдаланишларини тавсия қиламиз.

Қўлланмадаги баъзи янгиликлар

Ўқувчиларнинг классик динамика қонунлари ҳақидаги билим доираларини кенгайтиришнинг баъзи методик йўналишларини таклиф қилиш.

Ўқитувчининг дарсга тайёрланган чоғда замонавий дарс ва унинг мақсади ва вазифаси тасаввурини кенгайтириш мақсадида: мақсад ва вазифанинг таърифини бериш ва уларнинг бири иккинчисини тулдиришини курсатиш. Мақсад узи нима?

Мақсад-қандайдир объектни ўзгартириш ниятида фараз қилиб, олдиндан режалаштирилган фаолият натижасидир. Шунга кура дарснинг мақсади етарли конкрет булиши ва унга эришиш воситасини курсатиш шарт. Дарснинг умумий дидактик мақсади: таълим, ривожланиш ва тарбиядан иборат.

Дарснинг вазифаси ёки дарснинг асосий материаллари.

Вазифа-энг умумий маънода бу объект устида узгартиришлар олиб боришда.

Берилган ва изланишдаги кетма-кет операциялар тупламидан иборат.

Вазифани мақсадга эришиш воситаси сифатида қараш мумкин.

Дидактик вазифа уқитувчи ва уқувчи учун умумий булиб, уларни дидактик мақсадга олиб келади.

Масалан: дидактик мақсад—“Механиканинг тескари масаласи” тушунчасини узлаштириш, унинг тадбиқи малакасини ва куникмасини содир қилиш. Бу мақсад мураккаб булгани учун унга уч асосий дидактик вазифани ҳал қилиш билан эришилади:

- а) илгариги билим, куникма ва малакани актуаллаштириш;
- б) янги тушунча ва таъсир усулларини шакллантириш;
- в) тадбиқ қилиш, масала ечиш, куникма ва малакани шакллантириш;

Ҳаракат ҳақида асосий тушунчалар.

Ҳаракат-бу физик ҳодисани математик усулда урганиш учун аввало “ҳаракат” сузининг маъносини нима эканлигини тушунишимиз керак. Вақт утиши билан фазода жисмлар узаро вазиятларини узгартиришлари натижасига ҳаракат деб айтилади. Демак, ҳаракатни кўриш учун ақали икки жисм булиши керак. Вақт утиши билан фазода бир жисмнинг вазияти иккинчи жисмга нисбатан узгаришига ҳаракат дейилади. Жисмнинг фазодаги вазиятини аниқлаш учун бошқа бир (саноқ деб аталган) жисмнинг ва вақтни белгилаш учун соатнинг булиши керак. Чунки ҳамма воқеалар фазода (қаерда) ва вақтда (қачон) содир булади. Саноқ жисм билан соатни биргаликда саноқ системаси (тизими) дейилади. Ҳаракатни математик методда урганиш учун саноқ системасини аниқлаш керак.

Механика дарсларининг асосий материаллари. Кириш: кинематика, ҳаракат-материянинг яшаш формаси. Физик катталиқ тўғрисидаги тушунчаларни такрорлаш. Механиканинг амалий моҳияти. Механик ҳаракат, саноқ системаси моддий нуқта, абсолют қаттиқ жисм. Механиканинг асосий масаласи, тўғрисида тушунча бериш.

Материал нуқта ҳаракатнинг координат методида берилиши. Траектория ва унинг тенгламаси. Ҳаракат. Бу физик ҳодисани

математик усулда урганиш учун аввало Механик ҳаракат сўзининг маъноси нима эканлигини тушинишимиз керак. Вақт утиши билан фазода жисимлар узаро вазиятларини узгартиришларига Механик ҳаракат дейилади. Ҳаракатни куриш учун ақали икки жисим булиши шарт. Ҳаракат пайтида жисимларда содир буладиган шакл ва сифат узгаришлари ҳисобга олинмайди. Жисмни фазодаги вазиятини аниқлаш учун бошқа бир жисм, вақтини белгилаш учун эса соат булиши керак. Чунки ҳамма воқеалар фазода ва вақтда содир булади. Санок жисм билан соатни биргаликда санок системаси (тизим) дейилади. Ҳаракатни математик методда урганиш учун санок системасини аниқлаш керак.

Механикада идеаллаштирилган моделлар.

Баъзи Механик масалаларда жисмнинг шакли ва улчами эътиборга олмаслик мумкин. Форма ва улчами эътиборга олинмаган жисмларга моддий нуқта дейилади. Моддий нуқта ҳаракатнинг Механик қонунларини ифодалашга имкон берувчи оддий объектдир. Масалан: Ернинг қуёш атрофидаги йиллик ҳаракатини урганиш пайтида Ерни моддий нуқта деб олиш мумкин.

Табиятдаги жисмларни ҳаракати ҳам мутлақо оддий эмас. Шу билан бирга жисмни узи ҳам бирмунча мураккабдир. Фанда иккинчи даражали деталларни урганмаслик учун моделлаштириш методи қабул қилинган. У қуйдагидан иборат: ҳақиқий ҳодисалар ёки жисм урнига қандайдир фиктив ҳодисани ёки жисмни урганилади. Асосий ҳислатлари ҳақиқий ҳодисага ёки жисмга ухшаса шундай фиктив ҳодиса ёки жисм модел деб аталади.

Баъзи ҳолларда “масалан: Ернинг уқи атрофида суткалик ҳаракатининг анализи пайтида” жисмни улчамини эътиборга олмаса булмайди. Абсолют қаттиқ жисм. Формаси улчамлари ташқи ҳар қандай таъсирдан кейин ҳам узгармайдиган жисмга абсолют қаттиқ жисм дейилади.

Асосий тушунчалар

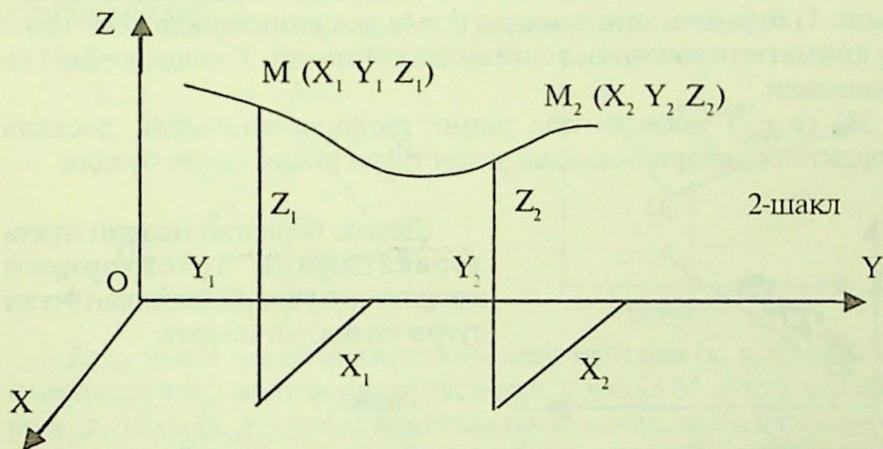
Механик тушунчалар деб берилган жисм вазиятнинг бошқа жисмга нисбатан узгаришига айтилади

Исталган вақт моментиде берилган Механик ҳаракатини бирор жисмга нисбатан аниқласа, у жисмга санок жисм дейилади. Агар у жисм билан боғлиқ координата системаси берилса уларга бирликда санок системаси дейилади. Берилган механик ҳаракатни берилган санок системасига нисбатан аниқловчи методлар тўғрисида қисқача тўхтаб утилади.

Кинематика асослари. Координатлар методи. (Методик кўрсатма)

Жисмни фазодаги ҳаракатига дарсликда эътибор берилмайди. Шунинг учун механика бўлимида моддий нуқтанинг фазодаги ҳаракатини тушинтириш зарур. Бу мақсадда ўқувчиларнинг математика курсидан олган билимларига асосан уч ўлчовли координаталар системасидан фойдаланилади, чунки биз яшаб турган фазо уч ўлчовлидир.

Маълумки Декарт координата системасига нисбатан фазодаги моддий нуқтанинг вазияти учта координаталари (x, y, z) билан аниқланади. Берилган нуқтанинг ҳаракати пайтида вақт утиши билан координатлар узгаради. Яъни нуқта координаталари вақт "t" нинг функцияси кўринишида $X=f_1(t)$, $y=f_2(t)$, $Z=f_3(t)$ (1) каби ифодаланади.



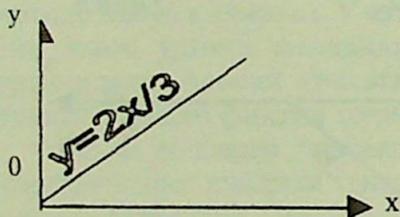
Бу ҳолни ўқитувчи аниқ мисолларда тушунтиргандан кейин, доскага $oxyz$ координата системасини чизиб, бири-бирига яқин нуқталар ўрнини белгилаб беради. Кейин (1) ни доскага ёзиб ва ҳаракат тенгламаси деб айтиладиган (1) ни фазодаги моддий нуқта ҳаракатининг координаталари методидagi тенгламаси деб атайди. (1) нинг хусусий ҳоллари сифатида текислик учун $x=F_1(t)$ $y=F_2(t)$ тўғри чизиқ учун $x=F(t)$ (2) ни кўрсатади ва (1) ва (2) ни ҳаракатнинг параметрик тенгламаси дейилади. Параметр вақт "t" дан иборатдир.

Траектория тенгламаси (нуқта координаталари билан берилган ҳаракат тенгламаси). 1 ва 2 тенгламадаги t параметр йўқотилса,

траектория тенгламасига эришилади. Курунишларига қараб механик ҳаракат тугри чизиқли ва эгри чизиқли синфларга булинади. Биринчи ҳолда берилган санок системасида ҳаракат тугри чизиқдан иборат булади, иккинчи ҳолда эса эгриликдан иборат булади. Буларни аналитик равишда қуйидагича тушунтирилади. Агар траектория-нинг ҳамма нуқталари бир текисликда ётса у ҳолда унинг параметрлик тенгламаси: $x=F_1(t)$, $y=F_2(t)$ каби ифодаланади. Биринчи тенгламадан вақт t ни $t=\varphi(x)$ каби аниқлаб, иккинчисига қўйсақ, у ҳолда $y=F[\varphi(x)]$ га эришамиз. Бу тенгламада вақт иштирок этмагани учун унга траектория тенгламаси дейилади ва у тенгламани $F(x,y)=0$ каби ҳам ёзиш мумкин.

Машқ: параметрик ҳаракат тенгламаси $x=t^2/4, y=t^2/6$ каби берилган моддий нуқтанинг траектория тенгламаси аниқлансин ва чизиб курсатилсин. Ҳаракатнинг бошланғич нуқтаси топилсин. Ечиш: 1) биринчи тенгламадан $t^2=4x$ дек аниқланади. 2) t^2 нинг шу қийматини иккинчи тенгламага қўйилади. У ҳолда $y=2x/3$ га эришилади.

3) $(0,x,y)$ текислигида унинг графиги чизилади, доскада координата уқлари бошидан утган тугри чизиқ ҳосил булади



Демак, берилган моддий нуқта ҳаракатининг траекторияси координата уқлари бошидан утган тугри чизиқдан иборат.

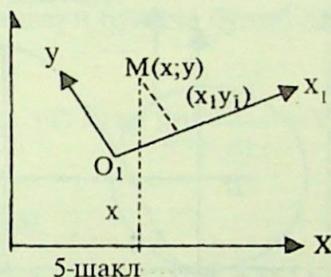
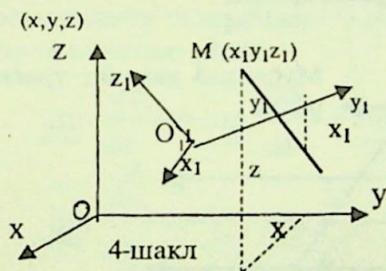
3-шакл

Тезликларни қўшишнинг классик қонуни ёки моддий нуқтанинг мураккаб ҳаракати (Методик кўрсатма)

6-синф дарслиги кинематика бўлимида моддий нуқта ҳаракатини шартли равишда қўзғалмас ҳисобланган санок, системаси қўлланилмайди. Ҳаракатнинг нисбийлиги мавзусидан тажрибалар воситасида мураккаб ҳаракат тугрисида (дарсликда гарчи мураккаб ҳаракат деб айгилмасада) тушунчалар берилган. Фикримизча дарсликда келтирилган мисоллар тажрибалардан кейин “қўзғалмас” ва қўзғалувчан санок сиетсмалари (бу ерда координата системалари кузда тутилади), тугрисида тушунча бергандан кейин улардан фойдаланиб мураккаб ҳаракат ҳақида тула маълумот берилса

динамика булимини урганишга замин тайёрланган булади. Бизга маълумки, динамикада бир қатор ҳолларда моддий нуқта ҳаракатини бир вақтда икки саноқ системасига нисбатан урганиш мақсадга мувофиқ булади. Шулардан биринчиси асосий ва шартли равишда “қўзғалмас” саноқ системаси деб атаб o_1, x_1, y_1, z_1 билан белгилаймиз. Иккинчиси эса, биринчи саноқ системасига нисбатаи исталгандай ҳаракатланувчи ёки қўзғалувчан саноқ системаси деб атаймиз ва o, x, y, z , билан белгилаймиз.

Бу координата системаларининг ҳар қайсисига нисбатан моддий нуқта ҳаракатини айрим урганилади. Ҳаракатларнинг асосий характеристикалари, яъни кинематик элементлари орасидаги алоқани координаталар системасидан фойдаланиб топишни узимизга мақсад қилиб қўямиз. Биз M нуқтани (4 ва 5 шакл) фазодаги ёки тексликдаги ҳаракатини текширайлик, юқорида айтганимиздек o, x, y, z саноқ системаси “қўзғалмас” o_1, x_1, y_1, z_1 эса қўзғалувчидир.



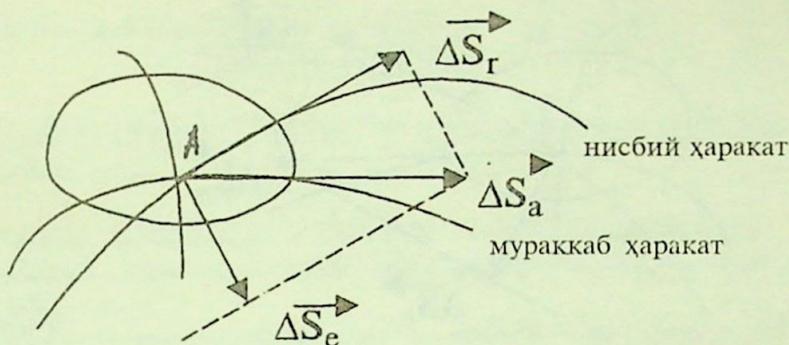
Агар нуқта вазияти унинг ҳаракати пайтида (x, y, z) ёки (x, y) координаталар воситасида аниқланса, у ҳолда M нуқта ҳаракати (x_1, y_1, z_1) ёки (x_1, y_1) координаталар воситасида, яъни қўзғалувчан координаталар системасига нисбатан аниқланса, у ҳолда ҳаракатни нисбий ҳаракат дейилади. Мураккаб ва нисбий ҳаракат қўйдагича тассавур этиш мумкин. Фараз қилайлик, қўзғатувчи “қўзғалмас” координата системасида туриб M нуқта ҳаракатини қўзғатмоқда, у ҳолда қўриб тургани мураккаб ҳаракат булади. Агар қўзғатувчи қўзғалувчан координаталар системасида туриб M нуқта ҳаракатини қўзғатса у ҳолда нисбий ҳаракатини қўради. Масалан: Ерга нисбатан ҳаракатдаги автобус ичига йўловчи кирсин. Ерга турган қўзғатувчи учун автобус ичида юриб турган йўловчининг ҳаракати мураккаб ҳаракат ва автобус ичида қўзғатувчи бошқа йўловчиси учун эса ҳаракати нисбий ҳаракат ҳисобланади. Агар M нуқта қўзғалувчан o_1, x_1, y_1, z_1 координаталар системасига нисбатан ҳаракатланмаса

(масалан, ҳаракатдаги автобус ичида утирган йуловчи), u ҳолда қўзғалмас санақ системасига нисбатан унинг ҳаракати қўзғалмас ҳаракат дейилади. Демак, нуқтанинг мураккаб ҳаракати нисбий ва кучирма ҳаракатлар йиғиндисидан иборатдир. Мисол тариқасида релс сирганмасдан юмаловчи паравоз гилдираги-нинг туғинидаги M нуқтанинг ҳаракатини куриб утайлик. Қўзғалмас o, x, y координата системаси учун боши гилдиракнинг маркази C да булган C, x, y ни қабул қиламиз. (x, y) уқлар мос равишда $0, x, y$ нинг уқларига параллел йуналтирилади.

M нуқтанинг нисбий ҳаракати C нуқта атрофидаги ҳаракатидан иборат. Кучирма ҳаракат эса Ox уқи бўйича йуналган туғри чизиқли ҳаракатидан иборатдир. M нуқтанинг мураккаб, яъни ерга нисбатан ҳаракати циклоида деб аталувчи эгри чизиқдан иборат булади.



Баъзи ҳолларда нуқтанинг нисбий ҳаракатидан мураккаб ҳаракатига ва аксинчасига утишга зарурат туғилиб қолади. Биз қўзғалувчан координата системаси қўзғалмасга нисбатан илгариланма текис ва туғри чизиқли ҳаракатдаги ҳолатини текшираемиз. Кинематикадан бизга маълумки нуқтанинг Δt вақт оралиғидаги силжиши деб нуқтанинг шу вақт оралиғининг бошидаги ва охиридаги вазиятларини туташтирувчи векторга айтилади. Шу тушунчадан фойдаланиб A нуқтанинг мураккаб элементар силжишини аниқлайлик. Фараз қилайлик Q нуқта мураккаб ҳаракатда булсин. Δt вақт оралиғида A нуқта ΔS ча нисбий силжишига ва жисм билан бирга ΔS_c ча кучирма силжишга эришсин. Бу векторларни параллелограмм қондасига асосан қушиб, элементар мураккаб силжиш ΔS_a ни топамиз.



7-шакл

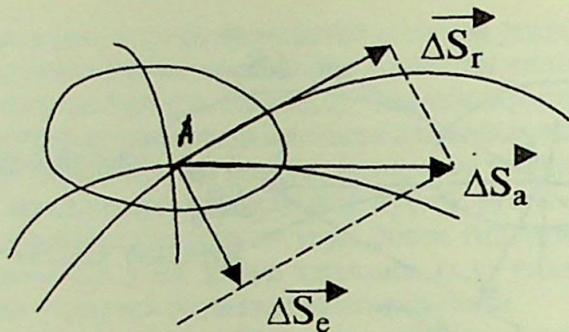
кучирма ҳаракат

Яъни $\Delta S_a = \Delta S_e + \Delta S_r$ (1). Демак нуқтанинг элементар мураккаб силжиши катталиқ ва йуналиш жиҳатидан элементар нисбий ва кучирма тезлик векторларидан ясалган параллелограмминг диагоналига тенг. Агар (1) ни Δt га ҳадлари буйича булиб $\Delta t \rightarrow 0$ лимитга утсак, яъни

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S_a}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S_e}{\Delta t} + \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S_r}{\Delta t} \dots (2) \text{ Агар } \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S_a}{\Delta t} = V_a;$$

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S_e}{\Delta t} = V_e; \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S_r}{\Delta t} = V_r \dots (3)$$

(3) ни (2) га қўйсақ $V_a = V_e + V_r \dots$ (4) эга буламиз. Демак, нуқтанинг мураккаб тезлик вектори кучирма ва нисбий тезликлар векторларининг вектор йиғиндисига тенг. Бундай қушишга тезликларнинг параллелограмм қонидаси ҳам дейилади. 8-шаклда юқоридаги векторлар курсатилган. Мураккаб тезликнинг модули: нуқта координаталари траекторияси ва тезлиги турли координата системасида турлича булади. Траекториянинг турлича бўлишини курсатиш учун ичига ёпишқоқ суяқлик қуюлган узун вертикал жойлашган трубка ичидаги текис пастга тушувчи шарчидан фойдаланилади. Агар синф доскаси кундалигига бир вақт оралиқларида шарчани вазиятини бўр билан доскага белгилаб борилса, шу нуқталар буйича шарча ҳаракатини синф доскасига нисбатан траекторичсини чизиш мумкин. Бу тажриба турли санок системасида (яъни қўзғалмас доска ва қўзғалувчан шишатрубка жисм шарчанинг) турлича ҳаракат қилишига ўқувчилар диққатини жалб қилиш керак.



8-шакл

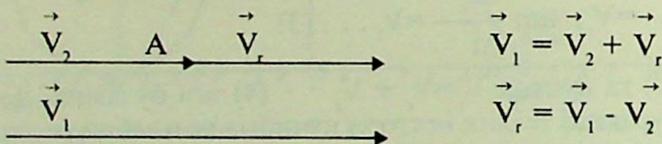
Масала: Шоссе буйлаб икки автомобиль $V_1=120$ км/соат; $V_2=100$ км/соат; тезликлар билан ҳаракатланмоқда. Биринчи автомо-билнинг иккинчисига нисбатан:

- улар бир томонга йўналганда,
- қарама-қарши йўналгандаги нисбий тезлиги топилсин..

Ечиш: Мураккаб тезлик V_1 кучирма тезлик V_2 билан белгиланади.

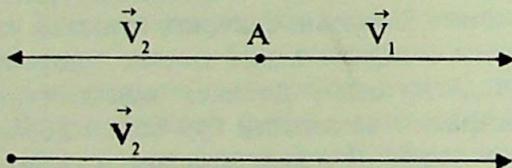
$$a) \vec{V}_1 = \vec{V}_2 + \vec{V}_r$$

$$\vec{V}_r = \vec{V}_1 - \vec{V}_2 \quad \vec{V}_r = 120 \text{ км/соат} - 100 \text{ км/соат} = 20 \text{ км/соат}$$



$$9\text{-шакл} \quad V_r = 120 \text{ км/соат} - 100 \text{ км/соат} \\ V_1 = 20 \text{ км/соат}$$

Қўрғазмали бўлиши учун айрим чизилган.



$$V_r = V_1 - (-V_r);$$

$$V_r = V_1 + V_2; \quad V_r = 120 \text{ км/соат} + 100 \text{ км/соат} = 220 \text{ км/соат}$$

Фазода жисм вазиятини радиус-вектор методи ёрдамида аниқлаш

Годограф тўғрисида тушунча. Биринчи кинематик катталиқ-кучиш вектори.

Йул.

1. Дарснинг вазифаси (ёки дарснинг асосий материаллари)

А) Берилган саноқ системасида нуқта ҳаракатини радиус-вектор методида ифодалаш.

Б) Нуқта ҳаракатининг радиус-вектор методи билан координата методи орасидаги муносабатни аниқлаш.

В) Радиус-векторни компонентлар билан ифодалаш.

Г) Кучиш вектори. Кучиш билан йулнинг фарқини тушунтириш.

2. Масала ишлаш. (Йул ва кучиш фарқини тушунтириш мақсадида. Римкевич 1981. №7-10 масалалар.

3. Демонстрация. Кинофильм “Саноқ системаси” -фрагмент.

4. Уйга вазифа. Утганларни ўқиб келиш.

Дарс. Радиус-вектор методи.

Физикада радиус-вектор тушунчаси кўп қўлланилади. Жумладан, кинематикада моддий нуқта ҳаракатини радиус-вектор методи ёрдамида аниқлаш. Биринчидан, ўқувчиларнинг вектор катталиқлар тўғрисидаги тушунчаларини бир мунча кенгайтиради. Иккинчидан эса мураккаб физик тушунчаларни математик жиҳатдан ихчам ифодалашга ургатади. Шунинг учун нуқта ҳаракатини радиус-вектор методида ифодалашни ўқувчиларга кўрсатиш зарур.

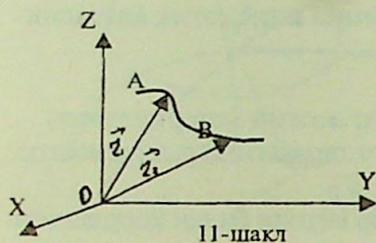
Радиус вектор деб бошланғич нуқтаси координаталар системасининг бошида ва учи эса ҳаракатдаги А нуқтада бўлган $r = AO$ векторига айтилади. Текисликдаги ёки фазодаги ҳар қайси нуқтага ягона радиус-вектор мос келади. Унинг учи билан устмас-уст тушган биргина нуқта мос келади. Уни r билан ифодаланади.

Нуқта ҳаракати пайтида унинг вазиятини аниқловчи радиус-векторнинг вақт ўтиши билан ўзгаришга эга, яъни ҳар қандай вақт моментига мос ўз радиус-вектори мос келишига ўқувчилар диққати жалб қилинади.

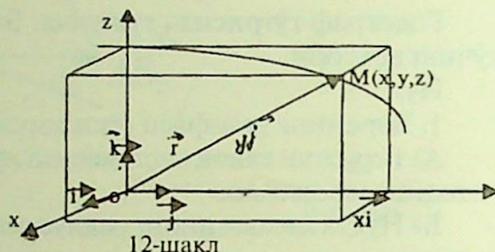
Кейин $r=r(t)$ (а) ёзилади. (а) га ҳаракатнинг радиус-вектор кўринишидаги тенгламаси дейилади.

Радиус-векторни координата ўқлари бўйича ташқил этувчиларга ажратилган ҳолда ёзилади $r=x_1+y_1+z_k$ (б) билан

уқувчиларга таништирилади. i, j, k лар мос равишда ox, oy, oz уқларининг бирлик векторларидир. x, y ва z ҳаракатдаги нуқта координаталарини ифодалайди.



11-шакл



12-шакл

Бу ерда ҳаракатдаги нуқта вазиятини аниқловчи радиус-вектор уқларининг тупламига траектория дейилади деб таъриф бериш мумкин. Фанда радиус-вектор уқларининг тупламига “годограф” дейилади. “Годограф” сузини доскага ёзиб қўйилади (годограф-юнонча булиб, йўл, ёзаман маъносида).

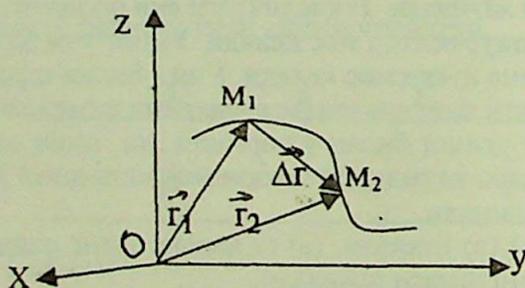
Демак, моддий нуқта ҳаракатининг траекторияси радиус-вектор годографидан, ёки аксинча радиус-вектор годографи моддий нуқта ҳаракати траекториясидан иборат эканлиги таъкидланади.

Кўчиш вектори. Йўл.

Бу темани тушунтириш учун моддий нуқта ҳаракати радиус-вектор методида берилиши керак.

Фазода ёки текисликда ҳаракатланувчи моддий нуқтанинг радиус-вектори вақт утиши билан узгаришини эслатади. Кейин радиус-векторлар фарқини Δt вақт учун $\Delta \vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$ каби ёзиб курсатилади. Δt вақтда кучганлигини курсатади (13-шакл).

ox, oy, oz уқларидаги кучиш векторининг проекциясини унинг учи ва бошининг координаталари фарқи орқали ифодалаш мумкин.



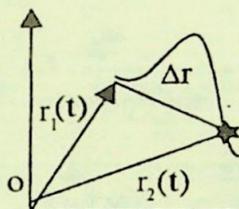
13-шакл

Бу ерда: Δr ($\Delta r_x, \Delta r_y, \Delta r_z$)

$$\Delta r_x = \Delta x = x_2 - x_1; \Delta r_y = \Delta y = y_2 - y_1; \Delta r_z = \Delta z = z_2 - z_1 \quad (1)$$

координатлар фарқи $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ ларни координата уқлари буйича нуқтанинг кучиши (силжиш) дейилади. Агар бошлангич вақт момен-тида жисм (моддий нуқта) координата уқлари бошида бўлса, у ҳолда $x_1=0, y_1=0, z_1=0$ булади. (1) дан $\Delta r_x=x, \Delta r_y=y, \Delta r_z=z$ булади. Кучиш векторлари геометрик равишда қўшилади.

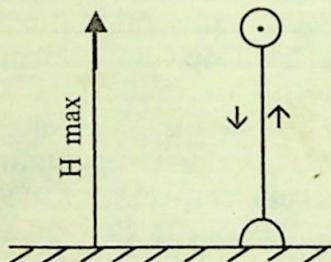
Йўл. Нуқта исталган траектория буйича ҳаракатлана олади. Йўл скаляр катталиқ булиб, берилган вақт оралиғида ҳаракатдаги нуқтанинг утган траектория бўлагининг узунлигига айтилади.



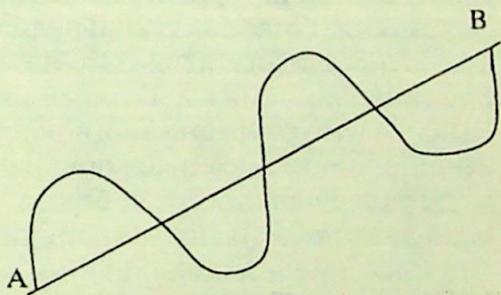
14-шакл

Кейинги кетма-кет вақтлар оралиқларида утилган йуллар арифметик қўшилади.

Умумий ҳолда кучиш вектори $|\Delta r|$ нинг модули берилган вақт оралиғида утилган йулга тенг эмас. Масалан: эгри чизикли ҳаракатда утилган йул кучиш вектори модулига тенг эмас. Яъни $\Delta S \neq |\Delta r|$. Агар тўғри чизикли ҳаракатда бўлса, у ҳолда $\Delta S = |\Delta r|$ булади. $S=S(t)$ нинг графиги йул графигидан иборат булади. $S=S(t)$ тенгламага моддий нуқта ҳаракатини табиий методда берилганлигини ифодалайди. Йўл-доимо мусбат катталиқдир. Масалан: вертикал юқорига отилган копток, ерга тушди. Демак, у иккиланган баландликни утди. (Б) шаклда йул АВ траектория узунлигига тенгдир.



15-шакл



16-шакл

Динамика асослари

Уқувчилар инерциал санок системасида динамикани урганганда зарурий тушунча асосий қонунларни ва уларни амалиётга тадбиқ қилишни билишлари зарур.

Қонунлар: Ньютоннинг биринчи қонунидан: инерциал санок системасининг мавжудлигини ва бу системада жисм нисбий тинчликда ёки тўғри чизиқли ҳаракатда бўлиши шартини билишлари керак.

Ньютоннинг иккинчи қонунидан: бу қонун инерциал санок системасига хос ва унда куч миқдор жихатдан аниқланиши. Куч таъсиридаги жисм тезлиги узгаришини аниқлайди.

Ньютоннинг учунчи қонунидан: уқувчилар бу қонун ҳам инерциал санок системасидагина тўғрилигини узаро таъсир этувчи карама-қарши кучлар турли жисмларга қўйилганлигини аниқ билишлари зарур.

Тушунчалар: жисм массаси (икки жисмнинг узаро таъсирлари методи билан ёки улчаш методи билан массани аниқлаш: масса инерция улчови, СИ системасида масса бирлиги).

Куч ва уни улчаш. СИ системасида куч бирлигини уқувчилар билишлари шарт.

Куникма. Юқорида айтилган қонунларни ва формулаларни содда ҳолларга тадбиқ қила билиш. Масалан: кучни, тезланишни аниқлашга тегишли масалалар ечиш. Координата методи ёрдамида кучга ва унинг проекциясига тегишли масалалар ечиш.

Динамика қонунларини конкрет ҳолларга тадбиқ қилишга урганишлари зарур. Жумладан, айланишларда транспорт воситасини ҳаракатини тормозланиш пайтида тормоз йулини ҳисоблашни ва ҳ.к билишлари кўзда тутилади.

а) **Инерциал санок системалари.** 8-синф механика курсида урганилаётган инвариант ва нисбий катталиклар инерциал санок системасида батафсил текширилмаган. Бундан ташқари Галилей алмаштириши аналитик томо-нига етарли эътибор берилмайди. Бизнинг фикримизча Галилей-нинг нисбийлик принципи 8-синфда чуқур урганилиши керак. Кейинчалик 11-синфда Эйнштейннинг нисбийлик принципи ва Лоренц алмаштиришини яхши узлаштиришга ёрдам беради. Одатда санок системасидан 9-синфда кинематиканинг биринчи дарсларида ҳамма ҳаракат ва тинчлик нисбий эканлигини тушунтириш учун бир неча мисоллардан фойдаланиш билан чегараланади. Динамикани

урғанаётган пайтда эса саноқ системаси бутунлай қулланилмайди. Бу булимда саноқ системасини қуллаш билан бир қаторда турли саноқ системасида жисмнинг турлича ҳаракат қилишга уқувчилар диққатини жалб этиш керак. Шу мақсадга эришиш учун аввало уқувчиларни инерциал ва ноинерциал саноқ система билан таништириш зарур. Механик ҳаракат-моддий нуқта (ёки жисм) вазиятининг узғаришидир. Шунинг учун механик ҳаракат ва унинг қонунларини урганишга албатта, у ёки бу “саноқ жисм” ёки саноқ системаси танланади. Чунки “саноқ жисмсиз” ёки системасиз моддий нуқта (ёки жисм) Механик ҳаракати туғрисидаги “умумий” гап маъносиздир. Ньютон қонунлари ҳаракатга тегшлидир ва у шу қонунларни қайси “саноқ жисмга” ёки саноқ системага нисбатан очди? Ҳаракат қонунларини ва бутун олам тортилиш қонунини очишда Ньютон “саноқ жисм” сифатида қуёшни ёки қуёш марказида ва уқлари эса уч қузғалмас юлдузлари билан боғланган координата системаси деб аталади. Ердаги ҳаракатни тасвирлаш учун бу қуёшга боғланган “қузғалмас” координата системаси анча ноқулайлик тугдиради. Ердаги ҳаракат ва унинг қонунларини урганишда ер билан боғлиқ координата системасидан фойдаланишга туғри келади. Бироқ, ер, қуёш атрофида ёпик орбита буйлаб $a=3,4$ см/сек². тезланиш билан йилда бир марта айланади. Уз уқи атрофида эса ер суткада $\omega=0,7 \times 10^{-4}$ сек⁻¹ бурчак тезлиги билан айланади. Лекин бу катталиқлар кичик булганлигидан ердаги купчилик ҳаракат ва уларнинг қонунларига таъсир курсатмайди. Шунинг учун ерни “қузғалмас” саноқ системаси ва унинг билан боғланган координата системасини қузғалмас саноқ ситемаси деб қабул қилинади. Агар моддий нуқта тинчликда ёки тезланишга эга эмас деб айтилса, унинг бу сифатларини бундан кейинги мулоҳазаларимизда “қузғалмас” координата системасига нисбатан яъни ерга нисбатан тушунилади.

Ньютон қонунлари қайси саноқ системасида уз кучини сақлайди?

Юқорда боши қуёш марказида, уқлари уч юлдузларга йуналтирилган “қузғалмас” координата системасига нисбатан Ньютон ҳаракат қонунларини очди деган эдик. Демак, Ньютон қонунлари ер билан боғланган “қузғалмас” координата системасида ҳам уз кучини сақлайди. “Қузғалмас” координата системасига нисбатан Кеплер томонидан очилган планеталар ҳаракати қонуни Ньютон текшириб орбита буйича ҳаракатланувчи планеталарнинг

тезланишлари қуёшнинг шу планетага таъсири натижасида содир булади деган асосий фактни муқаррарлаштирди. Кейинчалик худди шу каби, ер сиртида ҳаракатланувчи ҳар қандай жисмда “қузгалмас” координата системасига нисбатан содир булган тезланиш жисмларнинг узаро таъсирлари натижаси деб тушунтирди. Яъни a тезланиш билан F куч орасидаги муносабатни (яъни 11-қонун) берди. Бу ерда кучни жисмларнинг узаро таъсирларини характерловчи физик катталиқ деб тушунилади. Классик динамиканинг асосий қонунидаги катталиқ куч таъсир улчовидир, куч вектор катталиқ эканлиги А.В.Буров ва бошқаларнинг “Урта мактаб юқори синфларида физика буйича демонстрацион экспериментлар” китобининг 94-бетида курсатилган айланувчан дискдан фойдаланиб кучнинг йуналишга эга эканлиги, яъни вектор катталиқ эканлиги тушунтирилган. Шундан кейин Ньютоннинг иккинчи қонуни каби вектор қурилишида ёзилади ва таърифи берилди. Шундай қилиб, Ньютон қонунлари бажариладиган “қузгалмас” координата системасига инерциал саноқ системаси дейилади. Инерциал системани тезланишга эга булмаган яъни узининг табиий ҳолатидаги (нисбий тинчликдаги ёки тўғри чизиқли текис ҳаракатдаги) жисмга боғланган саноқ системаси дейиш мумкин. Бундай системада текшириляётган жисм ҳаракатининг тезлиги бошқа жисм таъсир этмагунича, яъни куч қўйилмагунча узгармайди (1-қонун). Ньютон қонунлари уз кучини саклай олмайдиган (яъни уларга бошқача қурилиш берилиши зарур булган) координата системасига (кузгалувчан) ёки инерциалмас аниқроғи ноинерциал саноқ системаси дейилади. Ноинерциал саноқ системаси тўғрисида кейинчалик батафсил тўхтаб утамиз.

б) Масса ва кучни ўлчаш усуллари. (Методик кўрсатма). Жисм массаси ва таъсир этувчи куч бир қанча усулда улча-нади. Улардан баъзилари устида тўхтаб утамиз. Улардан қайси би-рини кучни ёки массани улчашга асос қилиб олмоқчи булсак у ҳолда қандайдир бир жисм массасини ихтиёрий равишда масса бирлиги сифатида (масса эталони) қабул қилиш керак, ёки қандайдир кучни (куч-эталон), яъни куч бирлиги деб қабул қилиш керак. Шу мақсадда Х синф механика курсига оид 16 соатлик материалда юқорида айтиб утилганларга мос равишда ўқувчиларга билим берилиши шарт.

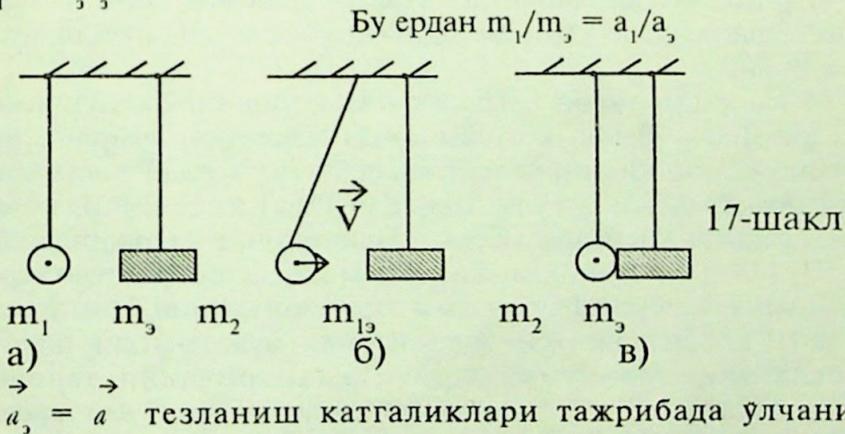
Маълумки, механика-сифат ва микдор жиҳатидан ҳаракатнинг механик формасини ифодалаш усуллари математика тилида ҳаракат тўғрисидаги масалаларни шакллантирувчи фандир.

Механика-объектнинг механик ҳаракатининг математик моделини яратди ва урганади.

У объектлар ва уларнинг узаро таъсирлари тўғрисидаги идеал тасаввурлар устида математик формулалар курунишида иш олиб боради. Шу маънода механика математика каби аниқ ва абстракт фан ҳисобланади. Бироқ, механика модели у ёки бу даражадаги аниқлик билан реал процессларга мос келгани учун, математик узгаришларни конкрет мундарижа билан тулдиради.

1. Ньютоннинг иккинчи қонуни икки катталиқ-жисм массаси m га ва куч F эга. Улардан фақат биринигина улчаш учун фойдаланиш мумкин. Жисм тезланиши a билан бир қаторда иккинчи катталиқ, бу қонунга боғлиқ бўлмаган ҳолда улчаш зарур. Масса ва кучни улчаш учун Ньютоннинг II-қонунига қушимча равишда физик қонуни ҳам фойдаланиш керак. Куч ва жисм массасини солиштириш учун турли усуллар мавжуд, бироқ улардан қайси бирини куч ёки массани улчашга асос қилиб олинмаган бўлса, у ҳолда бошқа массасини ихтиёрий равишда масса бирлиги (массаметр эталони) қилиб ёки қандайдир кучни куч бирлиги (куч эталони) қилиб қабул қилишга тўғри келади.

2. Жисм массаларини солиштириш усулининг бири Ньютоннинг II ва III қонунларидан бир вақтда фойдаланишга асосланган. Агар узун, ингичка ва чўзилмайдиган ипга осилган жисмлар орасида эластик зарба вужудга келтирилса (17-шаклда кўрсатилганидек) у ҳолда Ньютоннинг II ва III қонунларига асосан $m_1 a_1 = m_2 a_2$



$a_2 = a_1$ тезланиш катталиқлари тажрибада улчаниб аниқлангандан кейин, узаро таъсир этувчи жисмлар массаларининг нисбати аниқланади. Агар m_2 маълум бўлса, у ҳолда исталган

жисм массаси m ни ўлчаш мумкин. Яъни $m = m_3 \frac{a_3}{a}$ массаси m

булган жисмга таъсир этувчи кучни Ньютоннинг II қонунига асосан $F=ma$ каби аниқланади. Унинг модули эса $F = ma$ дан иборат булади.

3. Массаларни солиштириш ва ўлчашнинг унгай усулларида бири бутун олам тортилиш қонуни, Гук қонуни ва Ньютоннинг II қонунларидан бир вақтда фойдаланишдан иборат. Р-жисмнинг оғирлик кучи, $F_{\text{эл}}$ -пружинанинг эластиклик кучидир.

Бутун олам тортиш қонунига кўра: $P = \gamma \frac{mM_{\text{сп}}}{R_{\text{сп}}^2}$

Гук қонунига асосан $F_{\text{эл}} = g\Delta l$ g -пружинанинг бикрлик коэффициентини. Δl -пружинанинг чизиқли чузилиши. Шундай қилиб

$$\gamma \cdot \frac{mM_{\text{сп}}}{rR_{\text{сп}}^2} = g \cdot \Delta l \text{ буердан: } m = \Delta l \left(\frac{rR_{\text{сп}}^2}{\gamma M_{\text{сп}}} \right) = \Delta l \cdot B \quad B = \frac{rR_{\text{сп}}^2}{\gamma M_{\text{сп}}} = \text{const}$$

катталиқдир ва у пружинага қандай жисм осилганига боғлиқ эмас.

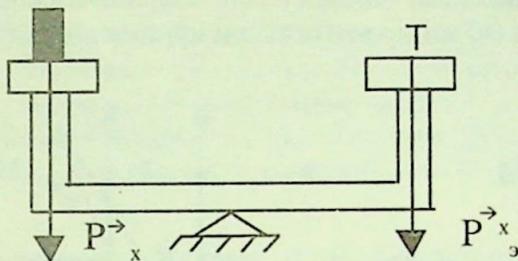
Берилган пружинага навбат билан бирин-кетин икки жисм массалари m ва m_3 осиб тажрибада пружинанинг чузилишлари Δl ва Δl_3 ўлчаб солиштирилади. $m = \Delta l \cdot B$; $m_3 = \Delta l_3 \cdot B$;

Бу ердан $m/m_3 = \Delta l/\Delta l_3$ га эришилади.

m_3 маълум булса у ҳолда $m = m_3 \frac{\Delta l}{\Delta l_3}$ каби аниқланади.

Шуни айтиш керакки, эталон массаси ернинг турли пунктларида турлича булади. Шунинг учун $\Delta l_{31} \neq \Delta l_{32}$ булади, чунки $B_1 \neq B_2$ дир.

4. юқоридаги каби ўлчанса куч Ньютоннинг 2 қонунига асосан ўлчанади. $F=ma$ хусусий ҳолда жисмнинг оғирлик кучи ўлчанади. Агар жисмнинг массаси m булса у ҳолда $P=mq$ булади. Динамометр билан куч ўлчанади. Куч $|F|$ ва $|a|$ тезланиш маълум булса у ҳолда жисмнинг массаси Ньютоннинг 2 қонунидан $m = |F|/|a|$ каби аниқланади. Жисм массасини ричагли тарози ёрдамида ўлчаш усули бутун олам тортилиш қонуни, Ньютоннинг II ва III қонунларига ҳам жисмларнинг мувозанатлик шартига асосланган. Маълумки тенг елкали ричакли тарозида мувозанатликка $P^x = P^y$ шартда эришилади. P^x ва P^y лар тарозида палладаги жисмлар оғирликларини ифдолайди.



18-шакл

Жисмларнинг оғирлик кучлари P ва P_0 лар жисмлар оғирликларига тенг $|P| = |P_0|$. Бу ердан $m|g| = m_0|g|$ ва $m = m_0$ булади. Масса эталони бўлган жисм сифатида тарози тошлар қилинган. Массаси m бўлган турли жисмларни улчаш имкониятига эришилади. Ричагли тарози ва унинг тошлари ёрдамида жисм оғирлик кучини аниқлаш учун ернинг мазкур пунктидаги эркин тушиш тезланишининг билиб $P = mg$ каби аниқлаш керак.

Ньютон қонунлари инерциал санок системасида тушинтирилади. Шунинг учун аввало инерциал санок системаси тўғрисида ўқувчиларга маълум бўлган тўшунчаларни аниқланади. Масса ва кучни ўлчаш усуллари тажриба воситасида аниқланади.

Галилей-Ньютон нисбийлик принциплари

Инерциал санок системаси. Икки ихтиёрий санок системасига нисбатан моддий нуқта вазиятининг узаро нисбатини Галилей олماштиришлари воситасида ифодалаш.

Галилей алмаштиришларида қўзғолмас санок системасига нисбатан координаталари маълум бўлган моддий нуқтанинг қўзғалувчан ҳаракатдаги қўзғалувчан санок системасига нисбатан координаталарини аниқлашга имкон берувчи тенгламалар берилди.

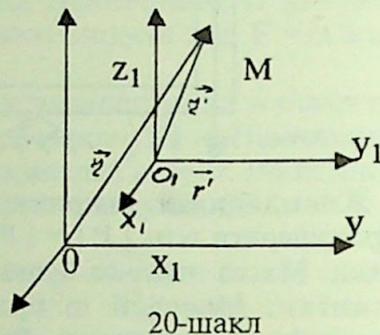
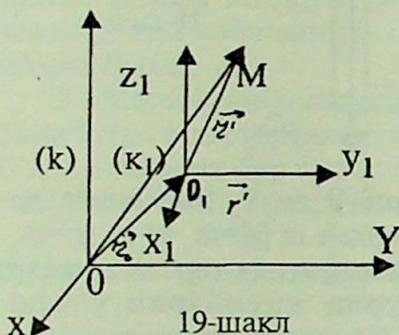
1) Фараз қилайлик, r ва r' радиус-векторлар билан биринчи (K) ва иккинчи (K') санок системасига нисбаан моддий нуқта вазияти мос равишда аниқлансин.

(K') системаси (K) га нисбатан U доимий тезлик билан Ox ўқи бўйлаб тўғри чизиqli текис ҳаракатлансин. U ҳолда $r = r_0 + Ut + r'$ бу ердан (K') системасига нисбатан моддий нуқта ҳаракати:

$$r = r_0 - (r_0 + Ut) \quad (a) \text{ каби аниқланади.}$$

Бу ердан r_0 - биринчи (K) координата бошидан иккинчи (K') координата бошига $t=0$ бўлган чоқда утказилган радиус-вектордир.

Икки системага нисбатан моддий нуқта координаталарининг узаро боғланиши, яъни (а) ни проекциялари кўринишида ёзсак,
у ҳолда



$$\begin{aligned} x' &= x - (x_0 + U_x t) \\ y' &= y - (y_0 + U_y t) \\ z' &= z - (z_0 + U_z t) \end{aligned} \quad (\text{б}) \text{ эришамиз.}$$

Бунга Галилей координаталари алмаштирилишлари дейилади. Агар тезлик ОХ ўқи бўйича йўналса (б) олماштириш анча соддалашади:

$$\begin{aligned} x' &= x - (x_0 + ut) \\ y' &= y - y_0 \\ z' &= z - z_0 \end{aligned}$$

Чунки $U_y = 0$, $U_z = 0$ бўлади.

2) Моддий нуқтанинг иккала саноқ системасига нисбатан тезлиги:

(а) дан вақт бўйича олинган ҳосиласига тенг:

$$\frac{dr'}{dt} = \frac{dr}{dt} - \frac{dr_0}{dt} + U \text{ ёки } V' = V - U \text{ (в) бўлади. Бу ерда } \frac{dr_0}{dt} = 0$$

$r_0 = \text{const}$ бўлгани учун (в) нинг координата ўқларидаги проекцияси

$$\begin{aligned} V' &= V - U \\ V_x' &= V_x - U_x \\ V_y' &= V_y - U_y \\ V_z' &= V_z - U_z \end{aligned} \quad (\text{г}) \text{ бу эса Механик (г) тезликларини қушиш}$$

қонунини ифодалайди. (в) даги тезликларни қушиш вектор кўринишини ифодалайди. Бу ерда V ҳаракатдаги M нуқтанинг қўзғалмас системасидаги тезлиги, V' - M нуқтанинг (K') системадаги тезлиги, U -эса инерциал (K') системасининг инерциал (K) системасига нисбатан ҳаракат тезлигидир.

(в) ифодасининг ўқи эса (Г) нинг тескари алмаштирилиши, яъни (К') системасидан (К) системасига утишини ифодалайди.

3) Δt вақт мометида V нинг орттирмаси $\Delta V'$ ва V' ники ΔV дан иборат. $U = \text{const}$ бўлгани учун $\Delta U = 0$ булади. Шунинг учун $\Delta V' = V$ га эришамиз: бу тенгликни Δt га бўлиб, $\Delta t \rightarrow 0$ лимитга ўтсак:

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta V}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta V'}{\Delta t} \text{ бу ерда } a = a' \text{ дан иборат булади.}$$

Бу ерда a (К) системасидаги тезланишни, a' эса (К') системасидаги тезланишни ифодалайди.

Демак, берилган жисмнинг тезланиши ҳамма инерциал саноқ системаларида ҳар қайси вақт мометида бир ҳилдир, яъни инвариантдир.

Ньютонинг II қонунига асосан, инерциал (κ) ва (κ') системаларида жисмга таъсир этувчи кучлар бир хил бўлади, кучлар инерциал системасининг ҳаракат тезлигига боғлиқ эмас деб, хулоса чиқарилади.

Демак, динамикнинг тенгламаси $F = m a$ бир инерциал саноқ системасидан иккинчисига ўтганда ўзгармайди (демак инвариант булади). Механик нуқтаи назардан ҳамма инерциал саноқ системалари ўзаро эквивалентдир. Уларнинг ҳеч қайсиси бир-биридан ўстун эмас.

Демак, жисмнинг абсолют тинчлиги ёки абсолют ҳаракати тўғрисида ҳеч қандай гап бўлиши мумкин эмас. Фақат жисмнинг инерциал саноқ системасидаги нисбий ҳаракати тўғрисида гап бўлиши мумкин. Табиатнинг бу асосий объектив қонуни Галилейнинг нисбийлик принципи дейилади. У қуйдагича ифодаланади. “ҳамма инерциал саноқ системасида (бир хил бошланғич шартлада) ҳамма Механик ходисалар бир хил ўтади”

Чунончи, аэродинамик трубадан фойдаланиш нисбийлик принципига асосланган. Электротехникада индукциоан ток ҳосил қилиш учун магнитлар ва сим ўрамларининг ўзаро ҳаракатланишидан кенг фойдаланилади.

Хулоса.

Галилей алмаштирилиши аналитик томонини тушинтиришдан олдин инерциал саноқ системаси тўғрисида утилган материални эслатиш мақсадга мувофиқ бўлади.

6. Дарс вазифаси:

- 1) ноинерциал санок системаси.
- 2) инерция кучи тўғрисида тушинча
- 3) Даламбер принципи.

Актуаллаштириш мақсадида инерциал система тўғрисидаги уқувчилар билимлари аниқланади. Кейин система ва инерция кучи, Даламбер принципи тўғрисида қуйдаги тушунча берилади.

Ноинерциал санок система

Бизга маълумки механиканинг қонунлари физиканинг ҳамма бўлимларида кенг миқёсида фойдаланилади. Шунинг учун классик динамика қонунлари татбики чегараси тўғрисида уқувчиларнинг билим доирасини кенгайтириш мақсадида ноинерциал санок системаси устида бир мунча мукамал тухтаб утиш зарур деб ҳисоблаймиз.

“Қузғолмас” (инерциал) системага нисбатан тезланувчан ҳаракатдаги системага ноинерциал санок системаси дейилади.

Агар жисм ҳаракатини ноинерциал санок системасига нисбатан текшираётган бўлсак, у ҳолда Ньютоннинг I ва II қонунини одатдаги қурилишда жисм ҳаракатига тадбиқ қилиш мумкин эмас. Бу ҳолни қуйдагича тажрибада қуриш мумкин.

I. Қузғолмас (инерциал) ОХУ системасида:

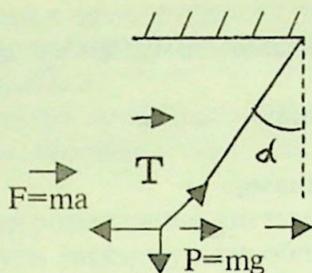
10-шаклдаги стол устида тинч шарчага оғирлик кучи ва стол сиртининг реакция кучидан бошқа ҳеч қандай куч таъсир этмайди. Инерция қонуни буйича шарчанинг тезлиги узгармайди, яъни инерциал системага (ерга) нисбатан шарча тезланишсиз ҳаракатланади. Бироқ O_1, X_1, Y_1 система O, X, Y га нисбатан тезланиш билан ҳаракатланади. Шунинг учун O_1, X_1, Y_1 га нисбатан шарча $a = -W$ тезланиш билан ҳаракат қилади.

2. Қузғолувчан (ноинерциал) O_1, X_1, Y_1 системасида:

Шарча оғрлиги ва реакция кучидан бошқа куч таъсир этмаслигига қарамадан O_1, X_1, Y_1 системаларига нисбатан у тезланишга эга. Демак, O_1, X_1, Y_1 системада инерция қонуни бузилади.

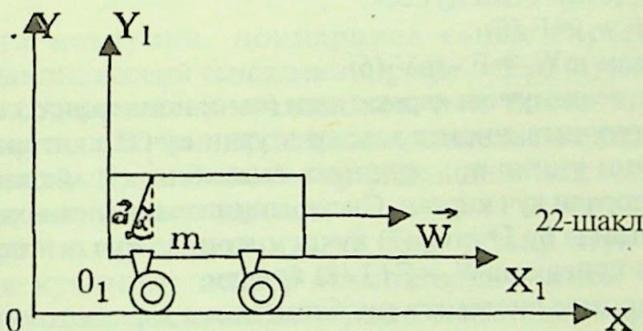
Куч таъсир этмасида тезланиш содир бўлади. Вагон шипига осилган математик маятник эса вагон тезланиши $|W|$ га қарама-қарши томонга вертикал ҳолатидан α га оғади. Вагон тезланиши W узғариши билан маятникнинг α оғиш бурчаги ҳам узғаради.

Бунинг сабаби $O X Y$ система $O_1 X_1 Y_1$ га нисбатан тезланиш билан ҳаракатланишидир. Демак, Ньютоннинг II қонуни $O_1 X_1 Y_1$ системада бажарилмади.



21-шакл

Ноинерциал (қузгалувчан) санок системасида Ньютоннинг II қонуни бажарилмаслигини куриб утдик. Шу қонунга бошқача куриниш бериш билан кузгалувчан O_1, X_1, Y_1 координата системасидан ундан фойдаланиш мумкин. Гарчи бошқа кучлар таъсир этмасда O, X, Y га нисбатан W -тезланиш билан ҳаракатланувчи O_1, X_1, Y_1 системада шарчанинг $a = -W$ тезланиш билан ҳаракатланишини эслаб утамиз. Бу ерда шарчага гуе $J = ma = -W$ куч таъсир этаётгандай сезилади. Шу таъсир натижасида шарча a тезланишга эришган деган фикр туғилади. Аналитик равишда шу фикрнинг туғрилигини Галилей алмаштиришларидан фойдаланиб исбот қиламиз.



22-шакл

Инерциал системага нисбатан туғри чизиқли тезланувчан ҳаракатдаги ноинерциал система берилсин. Бу икки системага нисбатан жисм ҳаракати характерининг узгаришини куриб утайлик:

Ноинерциал систмада худди инерциал системадаги каби $x = x_1 + x_0; y = y_1; z = z_1$

Бу ерда $x_0 = V_0 t$ (1) булади.

Бирок V_0 вақт t нинг функциясидир. Чунки ноинерциал система тезланувчан ҳаракат қилмоқда. Лимитдан фойдаланиб

$V = V_1 + V; V_y = V_{1y}; V_z = z_1$ ва

$W_x = W_{1x} + W_0; W_y = W_{1y}; W_z = W_{1z}$, (2)

Бу ерда $W_0 = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta V_0}{\Delta t}$ дан ёки $W_0 = dW_0/dt = V_0'$ дан иборат.

(2)ни вектор формада ёзилса:

$$V = V_1 + V_0$$

(3) га эришамиз

$$W = W_1 + W_0$$

Демак, инерциал системага нисбатан туғри чизиқли тезланувчан ҳаракатдаги ноинерциал система берилган чоғда ҳаракатдаги нуқтанинг тезлигигина эмас ҳатто тезланиши ҳам иккала системада хар хил булади.

(3)дан жисмнинг мураккаб W тезланиши нисбий W тезланиш билан кучирма W тезланишларининг вектор йғиндисига тенг. Ноинерциал (қўзғалувчан) системага нисбатан M массали нуқта ҳаракатининг тенгламасини тузайлик: фараз қилайлик инерциал (қўзғалмас) системага нисбатан нуқтанинг тезланиши W_1 ва унга таъсир этувчи куч эса F булсин. У ҳолда система учун Ньютон қонунига асосан:

$$mW = F \quad W = W_1 + W_0 \quad (5)$$

Бироқ (5)ни (4)га қўйсақ:

$$m(w_1 + w_0) = F \quad (6)$$

$$\text{Бу ердан } mW_1 = F - mV_0' \quad (6)$$

Демак, тезланувчан ҳаракатдаги (яъни ноинерциал) системада Ньютон қонунига жисмга таъсир этувчи кучлар қаторида жисм m массасини унинг w_1 кучирма тезланиш купайтмасига тенг тесқари ишорали куч кирган. Системанинг тезланувчан ҳаракатини ҳисобга олганда бу $J = mw_0'$ (7) кучга инерциал куч дейилади. Агар (7)ни (6)га қўйсақ: $mW_1 = F + J$ (8) булади.

Ноинерциал системага нисбатан жисм ҳаракатининг тенгламасини тузиш учун, жисмга қўйилган кучларнинг тенг таъсир этувчисига инерция J кучини ҳам кушиш шарт.

Инерция кучининг хоссалари

Инерция кучи узаро таъсир кучларидан фарқланувчи хоссаларга эга. Уларнинг зарурийларини кўриб утайлик. А) Инерция кучи жисимларнинг узаро таъсирлари натижасида эмас, балки тезланувчан ҳаракатдаги (ноинерциал) санок системаси томонидан руёбга чиқарилади. Шунинг учун инерция кучига Ньютоннинг

111-қонунини тадбик қилиб бўлмайди. Чунки аниқ қайси жисм томонидан у таъсирининг берилишини, яъни акс таъсир этувчини курсата олмаймиз.

Б) Инерция кучи ноинерциал саноқ системасидаги жисмга таъсир этади. Инерциал саноқ системасида умуман бундай кучлар йўқ.

В) ноинерциал саноқ системасидаги исталган жисмлар учун инерция кучи татқи куч ҳисобланади ва система тезланишига тескари йўналтирилади.

Г) Инерция кучи ҳам узаро тортилиш кучи каби жисм массасига пропорционалдир.

Д) Ноинерциал саноқ системасида инерция кучи узаро таъсир кучи каби таъсир этади.

Масалан: тўсатдан, тормозланган автобусда инерция кучи пасажирни олдинга иргитади. Бу кучни ҳам оғирлик кучи каби реал эканлигини сезамиз. Худди шундай, ракета кутарилаётган пайтда космонавтларни утирган креслога сикувчи инерция кучининг реаллигини сезадилар. Демак, инерция кучи реал кучдир.

Даламбер принципи

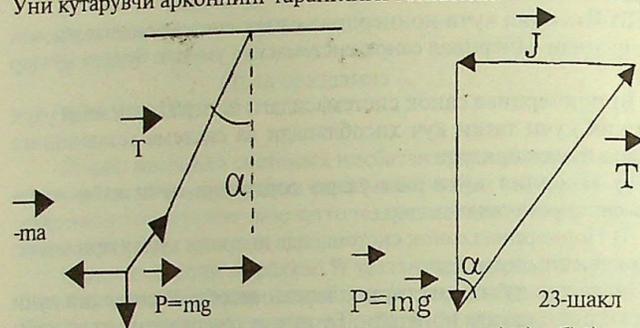
Бизга маълумки, ноинерциал саноқ системаси учун динамиканинг асосий тенгламасини: $mW_1 = F + J$ (1) каби ёзилади. F - ҳамма узаро таъсир кучларининг тенг таъсир этувчиси. J — инерция кучи ва W_1 ноинерциал саноқ системасига нисбатан нуқта тезланишидир. (1) ни Даламбер принципининг математик ифодаси дейилади ва қуйдагича уқилади.

Узаро таъсир этувчи кучлар тенг таъсир этувчиси билан инерция кучининг вектор йигиндисини жисм массасини ноинерциал системага нисбатан унинг тезланишига купайтмасига тенг. Даламбер принципи ноинерциал саноқ системасида динамиканинг асосий тенгламасини умумлаштиради. Вагон шипига осилган маятникни эслайлик, вагоннинг W тезланиш билан тезланувчан тўғри чизиқли ҳаракати пайтида ипга осилган шарча вертикал вазиятдан α бурчакка оingan эди.

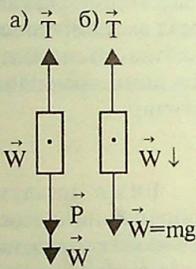
Вагонга нисбатан жисм тинч ҳолатда бўлгани учун Даламбер принципига асосан ҳамма (T, P, J) кучларнинг вектор йигиндиси нолга тенг. Демак, оғирлик кучи, таранглик кучи ва инерциал кучи узаро ёпик учбурчакни ташқил этади.

Шаклдан: $tg\alpha = J/P = mW_0/mg = W_0/g$

Масала: оғирлиги 735 кг булган подъёмник тенис тезланувчан равишда кутарилмоқда ва у биринчи 5 сек.да 25м масофани утади. Уни кутарувчи арконнинг таранглиги топилин.



- (21- шарча) учун 1) $\vec{P} + \vec{J} + \vec{T}$
 2) $T - J - P = 0$, $T = J + P$
 3) J-ни топиш учун W ни билиш керак.
 4) $H = Wt^2/2$; $W = 2H/t = 2 \cdot 25/25 = 2 \text{ м/с}^2$
 $J = mW = PW/g = 735 \cdot 2/9,8 = 150 \text{ кг}$
 5) $T = J + P = 150 + 735 = 885 \text{ кг}$
 6) $T + J - P = 0$; $T = P - J = 735 - 150 = 585 \text{ кг}$
 в) текис ҳаракатда эса $W = 0$; $T = P = 735 \text{ кг}$
 булади.



24-шакл

Моддий нуқта динамикасининг икки асосий масаласи

Моддий нуқта динамикасининг биринчи асосий масаласида моддий нуқта массаси "m" ва унга таъсир этувчи F куч берилиб, шу куч таъбирида вужудга келган ҳаракат қонуни аниқланади. Бу масалани XI синфда дифференциал тенгламасини ургангандан кейин тушинтирилади.

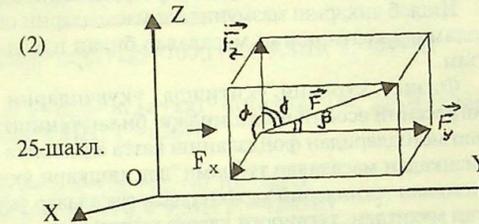
Биринчи асосий масалага тескари уларок, иккинчи асосий масалани (яъни тескари масалани) IX синфдан угилади. Таъриф: моддий нуқта динамикасининг иккинчи асосий масаласи деб нуқта массаси "m" ва унинг ҳаракати қонуни берилиб нуқтага таъсир этувчи куч / F / ни топишга айгилади.

Масалан: массаси "m" булган моддий нуқтанинг ҳаракат қонунини Декарт координатларида берилсин:

$$X = f_1(t); y = f_2(t); z = f_3(t) \dots (1)$$

Ҳаракатни вужудга келтирувчи F кучнинг координата уқларидаги проекцияси F (F_x F_y, F_z) ларни аниқлаш учун (1)даги ҳаракат тенгламаларидан вақт буйича икки марта ҳосила олиб m га қупайтирилса мос равишда:

$$\left. \begin{aligned} F_x &= m_x \\ F_y &= m_y \\ F_z &= m_z \end{aligned} \right\} (2)$$



25-шакл.

Проекцияларга кура F кучининг модули $F = \sqrt{F_x^2 + F_y^2 + F_z^2}$ (3) йуналиши эса: $\cos(F' x) = F_x/F$, $\cos(F' y) = F_y/F$; $\cos(F' z) = F_z/F$ (4) каби аниқланади.

Масала: массаси $m = 0,5 \text{ кг}$ булган моддий нуқта фазода $x = 2t^2 + 1$; $y = t^2 + 1$; $z = t^3 - 1$. Тенгламалар билан ҳаракатланмоқда.

Унга таъсир этувчи кучнинг $t = 1 \text{ с}$ пайтдаги катталиги ва йуналиши аниқлансин (координаталар метр билан, вақт секундда берилган).

Ечиш: 1) Координата уқларидаги тезлик проекциялари топилади. $x = 4t$; $y = 2t$; $z = 3t^2$

2) Тезланишнинг уқлардаги проекцияси:

$$x = 4; y = 2, z = (6t)' = 6; (t = 1 \text{ с})$$

3) Уқлардаги куч проекцияси:

$$F_x = m_x = 0,5 \cdot 4 = 2 \text{ (кг)}; F_y = m_y = 0,5 \cdot 2 = 1 \text{ (кг)}; F_z = m_z = 3 \text{ (кг)}$$

4) Куч модули:

$$F = \sqrt{F_x^2 + F_y^2 + F_z^2} = \sqrt{2^2 + 1^2 + 3^2} = \sqrt{14} = 3,74$$

5) Йуналтирувчи косинуслар: $\cos(F' x) = \cos \alpha = F_x/F = 2/3,74 \approx 0,534$

$$\cos(F' y) = \cos \beta = F_y/F = 1/3,74 = 0,267; \cos(F' z) = F_z/F = 3/3,74 = 0,804;$$

$$\alpha = 57^\circ 41'; \beta = 71^\circ 30'; \gamma = 30^\circ 42';$$

Масалалар ишлаш. Уқувчиларнинг политехник тайёргарликларидаги масалалар ечиши зарурий уринлардан бирини

ишғол этади. Шу мақсадда физика курсида масалалар мазмунини ва ечиш методини бир мунча такомиллаштириш зарур. Предметлараро боғланишдан фойдаланган ҳолда машқ характеридаги масалалар ечиш билан ўқувчиларда куникма ва малака шакллантиради. Худди шундай ижодий ма-шқларни ўқувчиларнинг қобилиятини тараққий эттириш учун фойдаланилади.

Ишлаб чиқариш мазмунидаги масалаларни стабил масалалар тупламида келтирилган масалалар билан параллел ҳолда ечиш лозим.

Физика курсини ўқитишда, ўқувчиларни илмий-техник прогрессини асосий принциплари билан таништиришда масала ечиш методларидан фойдаланиш катта аҳамиятга эга. Масалалар “физикадан масалалар туплами”дан ташқари ўқитувчининг ўзи томонидан техникавий характеридаги масалалар ўқувчиларни ураб олган муҳитдан, тўғрироғи уларга таниш булган ишлаб чиқариш доирасидан олиниши керак.

Шу мақсадда ўқувчиларга физика ва математика курсидан олган назарий билимларни практик масалаларни хал қилишга тадбиц этишни куйдаги масалаларда курамиз.

Физиканинг 8-синф Механик бўлимида ишқаланишга оид масалалар турмушда куп учрайди, ва улар ўқувчиларнинг политехник савиясини оширишда зарурий аҳамиятга эга эканлиги маълум.

Шунинг учун таранспортга тегишли масалани қуриб ўтишни уринли деб уйлаймиз. Бу масалада ўқувчилар тросларнинг таранглик кучини аниқлашга урганадилар.

Масала: массаси 7 тонна булган юк автомабили МА3-200 массаси 1000 булган “Москвич” автомашинасини ва массаси 700 кг булган “запарожец”ни буксирига олган ва 1 м/с^2 тезла-ниш билан тортиб бормоқда. Юк машинасининг тортиш кучи ва “Москивич”ни юк машина билан ва “Москивич”ни “Запоро-жец” билан боғланган тросларнинг таранглик кучлари аниқлан-син. Гилдиракларнинг тупроққа ишқаланиш коэффиценти 0,4 га тенг.

Берилган! Формулалар! 1) $Q_1 = -P_1$; $Q_2 = -P_2$; $Q_3 = -P_3$ мос равишда бу кучлар узаро мувозанатланганлиги учун уларни эътиборга олинмайди.

$$m_1 = 7000 \text{ кг} \quad F = ma$$

$$k = 0,4 \quad F_{\text{иш}} = kP$$

$$m_2 = 1000 \text{ кг} \left. \begin{array}{l} T_2 - F_{\text{иш}_3} = m_3 a \\ T_1 - T_2 - F_{\text{иш}_2} = m_2 a \\ F_1 - T_1 - F_{\text{иш}_1} = m_1 a \end{array} \right\} \begin{array}{l} T_2 - km_3 g = m_3 a \\ \text{ёки } T_1 - T_2 - km_2 g = m_2 a \\ F_1 - T_1 - km_1 g = m_1 a \end{array}$$

$$a = 1 \text{ м/с}^2 \text{ ёки}$$

$$m_3 = 700 \text{ кг } F_{\text{иш}} = kmg$$

$$F_1 - ? \quad T_1 - ? \quad T_2 - ?$$

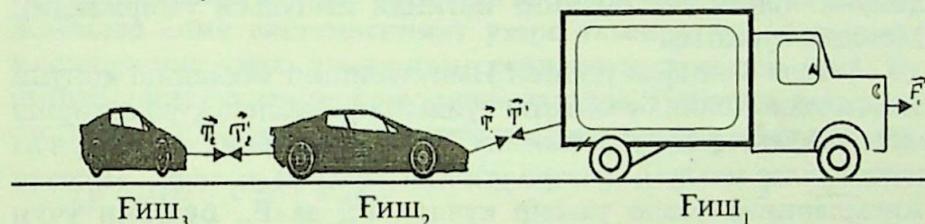
$$3) T_2 = m_3 a + km_3 g = m_3 (a + kg) = 700(1 + 0,4 * 9,8) \text{ Н}; T_2 = 3444 \text{ Н}$$

$$4) T_1 = T_2 + km_2 g + m_2 a = m_3 (a + kg) + m_2 (a + kg) * (m_3 + m_2) (a + kg) = (1000 + 700)(1 + 0,4 * 9,8) \text{ Н}; T_1 = 8364 \text{ Н}$$

$$5) F_1 = T_1 + km_1 g + m_1 a = (m_1 + m_2 + m_3) (a + kg) \text{ Н}$$

$$F_1 = (7000 + 1000 + 700)(1 + 0,4 * 9,8) \text{ Н } F_1 = 42804 \text{ Н}$$

Демак: $F_1 = 42804 \text{ Н}; T_1 = 8364 \text{ Н}; T_2 = 3444 \text{ Н}$ булади.



Қисқача такрорлаб кейин ташқи кучлар тўғрисида қуйдагича тушунча берилса кифоя.

Агар берилган жисмлар сиситемасига кирмаган, улардан ташқари жисм таъсир этса, у ҳолда берилган системани ёпик система деб бўлмайди. Бу темани утиш учун аввало утилган “Куч ва импульс” темаси такрорлашга тўғри келади. Уқувчиларга $F * \Delta t = m \Delta V$ кўринишда Ньютоннинг II-қонунини ёзиш ҳам мумкин эканлигини айтиш керак. Жисм импульсининг узгаришини $m * \Delta V = \Delta P$ билан белгилаб: у ҳолда $F * \Delta t = \Delta P$ (1) Бу ерда $F * \Delta t$ - куч импульси деб аталади. (1) ни жисм импульсининг узгариши P ни куч импульсига $F \Delta t$ тенг деб ўқилади.

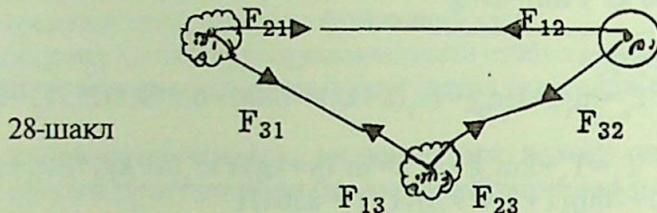
Жисмларнинг ёпик системаси тўғрисида тушунча

Таъриф: фақат узаро таъсир этувчи бир канча жисмларга, жисмларнинг системаси ёки қисқача ёпик система дейилади.

Ёпиқ системадаги жисмларнинг узаро таъсир кучларига, ички кучлар деб аталади ва уларни F билан белгиланади.

Массалари m_1, m_2, m_3 дан иборат булган уч жисм фақат узаро таъсир этишсин, у ҳолда улар ёпиқ системани ташқил этади.

Шаклдан:



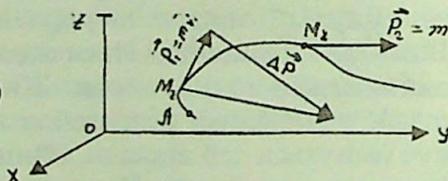
m_1 ва m_2 массали жисмларнинг узаро таъсир кучларидан иборат. Ньютоннинг III-қонунига асосан:

Дарс вазифаси: куч импульси. Куч импульсининг сақланиш қонуни. (ёпиқ системанинг йигинди импульси ўзгармайди). Методик курсатма.

Аввало 8-синфда утилган Импульсининг сақланиш қонуни эслатилади. Кейин бу мавзуни қуйдагилар билан чуқурлаштириш мақсадга мувофиқ деб уйлаймиз. Уқувчиларга ёпиқ системаси ва ички кучлар маълум, (илгари утилган дарсдан) m_2 ва m_3 массали жисмларнинг узаро таъсир кучлар F_{23} ва F_{21} булгани учун $F_{23} = -F_{32}$ булади m_1 ва m_2 массали жисмларнинг узаро таъсир кучлари F_{13} ва F_{31} дир. $F_{13} = -F_{31}$ бу ерда $F_{12}, F_{21}, F_{13}, F_{31}, F_{23}, F_{32}$ лар ички кучлардир.

(1)даги вектор тенглама, координата ўқлардаги унинг проекцияларидан иборат уч скаляр тенгламага эквивалентдир.

$$\left. \begin{aligned} \vec{F}_x \cdot \Delta t &= \Delta P_x = P_{2x} - P_{1x} \\ \vec{F}_y \cdot \Delta t &= \Delta P_y = P_{2y} - P_{1y} \\ \vec{F}_z \cdot \Delta t &= \Delta P_z = P_{2z} - P_{1z} \end{aligned} \right\} 2)$$



(2) даги $F_x \cdot \Delta t, F_y \cdot \Delta t, F_z \cdot \Delta t$ куч импульси векторининг Ox, Oy, Oz -ўқлардаги проекциясидир.

$P_{1x}, P_{1y}, P_{1z}, P_{2x}, P_{2y}, P_{2z}$ лар эса P_1 ва P_2 жисм импульсининг Ox, Oy, Oz ўқлардаги проекциясини ифодалайди. Халқаро СИ бирликлар системасида жисм импульси (ҳаракат миқдори) н/с,

яъни (Ньютон /секунд) ($\frac{\text{Кг} \cdot \text{М}}{\text{с}}$) билан улчанади. Импульсининг улчами $[P] = [m] \cdot [v]$ дан иборат булади.

“Импульсининг сақланиш қонуни” мавзусини мазмуни ва ўтиш методикаси.

Асосий материаллар: ёпиқ система, ички ва ташқи кучлар, импульсининг сақланиш қонунининг (тенгламаси) вектор формаси, унинг исботи ва координата ўқлардаги проекция қурунишлари.

Демонстрация. Импульсининг сақланиш қонуни (1,40 тажриба) кинофрагмент “Жисм импульси, Импульсининг сақланиш қонуни”. Масала ечиш: Р:дан- 349: машқ 29/ №2 Уйга вазифа: утилганларни ўқиб келиш.

Таъриф: жисмлар системасига ташқи жисмнинг берган таъсирига ташқи куч деб айтилади ва уни F каби ифодаланлади. Жисмлар ёпиқ системасининг узаро таъсиригача импульси, жисмларнинг узаро таъсиридан кейинги импульсига тенг. Бу импульсининг сақланиш қонуни ифодалайди. Исбот: (а- расмдан) системанинг ҳар қайси жисм учун импульсининг ўзгариш қонуни.

$$\begin{aligned} \Delta \vec{P}_1 &= (\vec{F}_{21}^{(u)} + \vec{F}_{31}^{(u)}) * \Delta t \\ \Delta \vec{P}_2 &= (\vec{F}_{12}^{(u)} + \vec{F}_{32}^{(u)}) * \Delta t \quad (3) \\ \Delta \vec{P}_3 &= (\vec{F}_{13}^{(u)} + \vec{F}_{23}^{(u)}) * \Delta t \end{aligned}$$

(4)ни ҳадлари буйича қушиб, Ньютоннинг III-қонунига асосан ички кучлар узаро жуфтли буйича модулларининг тенглигини эслатиб $\Delta P_1 + \Delta P_2 + \Delta P_3 = 0$. Демак $\Delta P = 0$ булгани учун бу ердан $P = P_0$ булади. Қонун исбот булди.

Агар жисмлар системаси ёпиқ булмаса, масалан m_1 ва m_2 массали икки жисм берилса, уларнинг ички кучлари $F_{21} = -F_{12}$ булсин.

$\vec{F}_1^{(T)} - m_1$ Массали жисмга таъсир этувчи ташқи куч.

$\vec{F}_2^{(T)} - m_2$ Массали жисмга таъсир этувчи ташқи куч.

Ҳар қайси жисм учун импульсининг ўзгариш қонуни ёзилади.

$$\Delta \vec{P}_1 = (\vec{F}_{21}^{(u)} + \vec{F}_{12}^{(T)}) \Delta t$$

Ҳадлари буйича қўшсак: $\Delta \vec{P}_1 + \Delta \vec{P}_2 = (\vec{F}_1^{(T)} + \vec{F}_2^{(T)}) \Delta t$

$$\Delta \vec{P}_2 = (\vec{F}_{12}^{(u)} + \vec{F}_{21}^{(T)}) \Delta t$$

ёки $\Delta \vec{P} = \vec{F}^{(T)} \Delta t \dots (5)$

Бу ерда $\vec{F}^{(T)} = \vec{F}_1^{(T)} + \vec{F}_2^{(T)}$ яъни ҳамма ташқи кучларнинг тенг таъсир этувчисидир.

(5)дан $\vec{F}^{(T)} = \frac{\Delta \vec{P}}{\Delta t}$ ёки $\vec{F}^{(T)} = \frac{d\vec{P}}{dt}$ булади.

Вақт бирлигида жисм импульсининг узгариши жисмга таъсир этувчи куч йуналишида бўлади. Бунга куч импульсининг узгариш қонуни дейилади.

$\vec{F}^{(T)} * \Delta t$ - ташқи кучларнинг импульсидир. Демак, система мавжуд эмас. Чунки ернинг жисмга таъсир кучи ташқи куч ҳисобланади (ташқи кучга ишқаланиш кучи, оғирлик кучи киради). Шунинг учун импульсларнинг сақланиш қонуни $\Delta t = 0$ булган моментдаги ўзаро таъсиригагина тадбиқ қилиш мумкин. Ўзаро таъсирдан кейин жисм ерга нисбатан ҳаракатланади. Шу ондаёқ ташқи куч пайдо булади ва системанинг импульси узгаради. Куп вақт система бир йуналишдагина сақланиш қонуни система импульсининг ОХ ўқи буйича йуналади. Бу ҳолда импульсининг сақланиш қонуни система импульсининг ОХ ўқи буйича ташқил этувчисига тўғри келади:

$$\Delta \vec{P}_x = 0; \vec{P}_{ox} = \vec{P}_x$$

ОХ ўқидаги проекцияси учун эса: $\Delta P_x = 0, P_x = P_{ox}$ дан иборат булади.

Масала. 28- машқ № 4,5 типдагилар.

Уйга вазифа: Г.В Кореновнинг “Механика” қулланмасини 72-73 бетларини ўқиш.

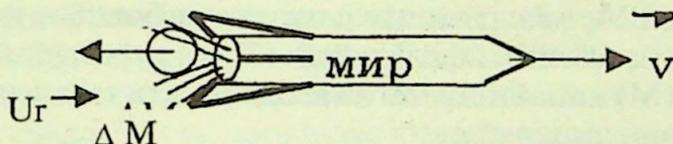
“Ўзгарувчан массали жисм ҳаракати” (Методик кўрсатма)

Одатда, 8-синф физика курсида узгарувчан массали жисм ҳаракати тўғрисида тушунча берилмайди. Бироқ академ лицейларда механикага оид (такрорланувчи-умумийлашган) курсда маълум ҳажмда бу тўғрида тушунча бериш зарурлиги дастурда кўрсатилган.

Техникада купинча жисмларнинг массаси вақтга боғлиқ равишда узгарадиган масалалар учрайди. Маълумки, жисм массаси ундан зарраларининг ажралиши ёки самолёт, автомашина ёки трактор ҳаракатланганда ёқилгининг ёниши ҳисобига уларнинг массаси камаяди. Текстил комбинатларида ғалтакка ипнинг урилиши натижасида эса унинг массаси ортиб боради.

Таъриф: вақтнинг ўтиши билан зарраларнинг қўшилиши ёки ажралиши натижасида массаси ўзгарувчан массали жисм деб айтилади. Массаси ўзгарувчан жисмни, ўзгарувчан массали моддий нуқта каби караш учун қуйдаги шартни қабул қилинади.

Таъриф: ўзгарувчан массали жисимнинг утган масофасига нисбатан унинг, улчамларини эътиборга олинмаса, илгариланма ҳаракатда бўлса ва ҳаракатда бўлса, у ҳолда бундай жисмга ўзгарувчан массали нуқта деб айтилади. Унинг ҳаракати қуйдагича аниқланади:



Ёқилги ёнганда ракетадан ажралувчи зарраларнинг ракета корпусига кўра нисбий тезлиги U_r билан белгиласак, маълумки ракетанинг массаси ажралувчи зарралар массасини ҳисобига камайиб боради.

Шунинг учун Δt вақт ичида ажралиб чиққан зарралар массаларини билан белгилаймиз. Бу ерда $\Delta M \leq 0$ булади.

Ҳаракат миқдорининг Δt вақт ичида ўзгариши ташқи куч импульсига тенг. $M\Delta\vec{V} - \Delta M\vec{U}_r = \vec{F}^{(T)} * \Delta t$

$$\text{ёки } M \frac{\Delta\vec{V}}{\Delta t} = \vec{F}^{(T)} + \vec{U}_r \frac{\Delta M}{\Delta t} \text{ лимитига утилса } M \frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{F}^{(T)} + \vec{U}_r \frac{dM}{dt} \quad (1)$$

булади.

Бу эса узгарувчан массали нуқта ҳаракатининг И.В. Мешчерский тенгламасидир.

$$(1) \text{ даги } \vec{U}_r \frac{dM}{dt} = \vec{F} \text{ га реактив куч дейилади. Бундаги } \frac{dM}{dt} -$$

ажралувчи массанинг сарифланиш тезлигини ифодалайди. Вазнсизлик ҳолатда \vec{F}^n куч таъсир этмасдан, фақат реактив куч таъсирида реактив ҳаракатланади. Бу ҳол учун (1)ни:

$$M \frac{dv}{dt} = \vec{U}_r \frac{dM}{dt} \quad (2) \text{ каби}$$

ифодалаш мумкин.

\vec{U}_r нинг йуналиши \vec{V} га қарама-қарши бўлган учун уларнинг X- уқидаги проекцияси: $Mdv = -UrdM$ булади.

$$\text{Бу ердан: } dv = -U_r \frac{dM}{M}$$

$$\text{Бунда интеграл: } V = V_0 + U_r \ln \frac{M_0}{M} \quad (3) \text{ булади.}$$

Бунда V_0 ва M_0 мос равишда ракетанинг бошлангич тезлиги ва бошлангич массасини ифодалайди. (3)дан куринадики, ракета массасининг (M) камайиши натижасида ракета тезлиги (V)нинг ортиш қонунини аниқлайди.

Агар ракетанинг уз массасини M_k десак, ёкилгининг бошлангич массасини M_e билан белгиласак, у ҳолда ракетанинг бошлангич, умумий массаси $M_0 = M_k + M_e$ булади. Ёкилги ёниб бўлгандан кейн $M_0 = M_k$ бўлиб қолади. Бу ҳолда ракета энг катта тезликка эришади. Уни

$$V_{\max} = V_0 + U_r \ln \left(\frac{M_k + M_e}{M_k} \right)$$

$$\text{Ёки } V_{\max} = V_0 + U_r \ln \left(1 + \frac{M_e}{M_k} \right) \quad /4/ \text{ каби аниқланади.}$$

(4) формулага Циолковский формуласи дейилади.

$$\text{Агар } V_0 = 0 \text{ булса, у ҳолда: } V_{\max} = U_r \ln \left(1 + \frac{M_e}{M_k} \right) \text{ булади.}$$

Демак, ракетанинг энг катта тезлиги ажралиб чиқувчи зарраларнинг нисбий тезлиги $U_г$ га туғри пропорционал бўлиб $\frac{M_e}{M_k}$ нисбатга боғлиқдир.

$$\frac{M_e}{M_k} = \gamma \quad \text{Циолковский сони дейилади.}$$

Космик учишда ракеталрдан фойдаланиш гоёси машхур олим К.Э.Циолковий томонидан XX аср бошларида таклиф қилинган. Практик жихатдан бу гоё олимлар ва техниклар томонидан ажойиб олим С.А.Королев раҳбарлигида руёбга чиқарилди. Ҳозирда ракеталар воситасида космосга куп сондаги ернинг сунъий йулдошлари ва космик карабеллар чиқарилмоқда.

Инерция моменти

Асосий материаллар. Моддий нуқта ва масса тушунчасининг таърифи. Массасини улчаш методлари ва бирликлари. Куч ва унинг елкаси, куч моменти ва унинг бирлиги.

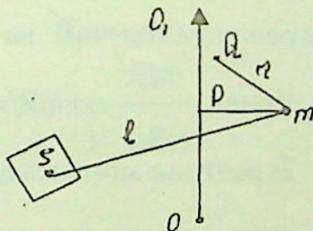
Методик кўрсатма. Юқорида айтилганларни уқувчилардан сўраб, такрорланган-дан кейин моддий нуқтанинг нуқтага, уққа ва текисликка нисбатан инерция моментлари аниқланади.

Инерция моментига таъриф: моддий нуқтанинг берилган ихтиёрий “Q” нуқтага нисбатан ёки бирор “ O_1 ” уққа нисбатан ёки “S” текисликка нисбатан инерция моменти деб моддий нуқтадан уларга булган масофалар квадратига моддий нуқта массаси “m” нинг кўпайтмасига тенг скаляр катталиқка айтилади ва қуйдаги равишда ёзилади:

$$J_Q = mr^2; J_{O_1} = mp^2; J_s = me^2$$

Жисмнинг инерция моменти эса:

$$J_Q = \sum_{i=1}^n m_i r_i^2; J_{O_1} = \sum_{i=1}^n m_i p_i^2; J_s = \sum_{i=1}^n m_i l_i^2$$



($m_1; m_2, \dots, m_n$) механик система массаси m_i билан белгиланган. Яъни n нуқталар инерция моменлари йигиндисига тенг. Инерция моменти жисмнинг айланма ҳаракати улчовидир. Илгариланма ҳаракатда масса қандай роль уйнаса инерция момент жисмнинг айланма ҳаракатида шундай роль уйнайди. Бирок, Ньютон Механикасида жисм массаси доимий катталиқ деб

ҳисобланса, берилган жисм инерция моменти эса танланган нуқта ёки айланиш ўқининг вазиятига боғлиқ.

Масалалар ечишда қуйдаги (m массали жисмларнинг) инерция моментларидан фойдаланиш мумкин.

Айланиш ёки стержиннинг буйлама ўқига тик, (1) узунлигини 1 булган тугри чизиқли ингичка стержининг инерция моменти

$$J = \frac{1}{3} ml^2 \text{ булади.}$$

(2) радиуси R булган цилиндр (ёки диск) айланиш ўқи масса марказидан ўтса у ҳолда инерция моменти $J = mR^2$ булади.

Масалалар ишланади.

Дарснинг вазифаси. Импульс моменти ва унинг сақланиш қонунини тушинтириш.

Асосий материаллар: инерция моменти. Бурчак тезлиги ва тезланиш. Куч моменти ва унинг вектор ифодаси. Айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси.

Методик кўрсатма. Асосий материалларни сураб ўзлаштиришни аниқлагандан, кейин “Импульс моменти (ёки ҳаракат миқдори моменти)нинг сақланиш қонуни” қуйдагича тушинтиришни тавсия қилинади. Масала. OO_1 ўқ атрофида M массали ва R радиусли горизонтал платформа ω бурчак тезлиги билан айланмоқда. Платформанинг четида массаси mp булган одам турган. Агар одам платформа четидан унинг марказига томон юра бошлса, у ҳолда платформа қандай бурчак ω_1 тезлиги билан айлана бошлайди? Одамани маддий нуқта деб ҳисобланади.

Ечиш. 1) бошланғич пайтда одам ва платформа импульсларини мос равишда $J_{ог} = mR^2$ ва $J_{плот} = \frac{MR^2}{2}$ дан иборат.

Демак, $\frac{MR^2}{2} \omega + mR^2 \omega$ булади.

2) импульс моментларининг охири ийгиндиси: $\frac{MR^2}{2} \omega$ га тенг.

Одам марказига келиб етганда оралик одам учун $R=0$ булади. Шунинг учун $J_{ог}=0$. Импульс моментининг сақланиш қонунинга асосан:

$$\frac{MR^2}{2} \omega + mR^2 \omega = \frac{MR^2}{2} \omega \quad (1) \text{ булади.}$$

ω_1 га нисбатан бу тенгламани ечсак: $\omega \frac{M+2m}{M} \omega$ га эришамиз.

**“Айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси”
(Моддий нуқта учун).**

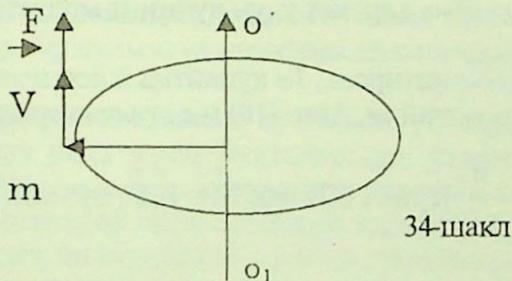
Асосий материалар: Куч-тезланиш сабабчиси. Куч-физик катталиқ. Ньютоннинг II-қонун формуласи. Кучнинг СИ даги бирлиги. Чизиқли ва бурчак тезлиги ва улар орасида боғланиш. Бурчак тезланиш.

Демонстрация. Кинофильм “Ньютон қонунлари”(II-кисм). Методик курсатмалар.

Юқоридаги айтилганларни сураб аниқлагандан кейин, айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси қуйдагича тушунтиришдан кейин келтириб чиқарилади.

Айланиш ўқидан $|\vec{R}|$ ча масофадаги “m” массали моддий нуқтага айланиш текислигида ётган ва радиусига тик йуналган доимий F куч таъсир этсин. Ньютоннинг II-қонунига асосан бу куч бу куч $\vec{F}=m\vec{a}$ бўлади.

Айланма ҳаракатда куч моменти асосий аҳамиятга эга бўлгани учун (1) даги кучни айланиш ўқидан кучнинг таъсир чизигигача масофани ифодаловчи R га купайтирамиз.



34-шакл

$$|\vec{F}| \cdot |\vec{R}| = m |\vec{a}| |\vec{R}| \quad (2)$$

Бу ерда $|\vec{M}| = |\vec{F}| \cdot R$ (3) куч моменти катталигини

ифодалайди. (3) ни (2) га қўйсак: $|\vec{M}| = m \vec{a} \cdot R$ (4) бўлади.

Маълумки, айланма ҳаракатдаги чизиқли тезланиш бурчак тезланиши билан қуйдагича муносабатда:

$$a = \frac{dV}{dt} = \frac{d}{dt} (\omega R) = \frac{d\omega}{dt} \varepsilon R$$

$$a = \varepsilon R \quad (5) \text{ булади.}$$

Агар (5) ни (4) га қўйсақ: $M = mR^2 \varepsilon$ (6) булади.

Бу ерда бизга маълумки: $J_{oo_1} = mR^2$ уққа нисбатан инерция моментини ифодалайди. Агар (7) ни (6) га қўйсақ: куч моментини ифодаловчи $M = J\varepsilon$ (8) га эришамиз. Агарда $F = m a$ ни $M = J\varepsilon$ билан алмаштираёқ, масса m нинг ролини нуқтанинг momenti J_{oo_1} катталики бажаради.

Демак, айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси:

$$M = J\varepsilon \quad \text{ёки} \quad M = J \frac{d\omega}{dt} = \frac{d}{dt} J\omega \quad (9) \text{ дан иборат. (9) даги } J\omega \text{ ни айланма}$$

ҳаракат динамикасининг тенгламаси асосида импульс momenti сақланиш қонунини келтириб чиқарилади. Шунинг учун: айлама ҳаракат динамикасининг асосий тенгламасини $M = J\varepsilon$ ни $J = \text{const}$

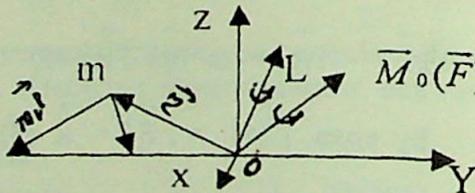
$$\text{булгани учун } M = J \frac{d\omega}{dt} \quad \text{ёки} \quad M = \frac{d}{dt} (J\omega) \quad (9) \text{ каби ёзиш мум-}$$

$$\text{кин, ва илгариланма ҳаракат учун кучнинг модулини } F = \frac{d}{dt} (mv)$$

(10). (9) ва (10) солиштирсак, $J\omega$ қўпайтма жисм импульси (ҳаракат миқдори) mv га ухшайди. Агар (10) ни r га векториал қўпайтирсак:

$$|\vec{M}_0| = [r \times F] = \frac{d}{dt} [r \times mv] \quad (\text{II}) \quad \text{ёки} \quad \vec{M} = \frac{d}{dt} [\vec{r} \times \vec{p}] \quad \text{булади.} \quad \vec{L}_0 = [r \times mv] \quad (12).$$

\vec{L}_0 - ҳаракат миқдори моментидир.



(12) ни импульс momenti ёки ҳаракат миқдоримomenti дейилади. Ҳаракат миқдори ёки импульс momenti айлана ҳаракат учун $J\omega = L_0$ каби белгиладик. (11) ва (12) дан у ҳолда

$$M_0 = \frac{dL_0}{dt} = \frac{d}{dt} (J\omega) \text{ га эришамиз.}$$

Демак, F куч momenti $J\omega$ импульс momentидан вақт буйича олинган биринчи хосилага тенг. Агар ташқи куч momenti нолга тенг бўлса, у ҳолда айланиш уқига нисбатан импульс momenti узгармайди. Яъни $dL_0 = 0$ бўлса у ҳолда айланиш $L_0 = L$ (13) бўлади. Бу исталган ёпиқ система учун тўғридир. Демак, ёпиқ система импульс momenti узгармас катталиқдир. Бу эса импульс momenti сақланиш қонунини ифодалайди. (13) ни $J_0\omega_0 = J\omega$ (14)дан каби ёзиш мумкин. (14)дан цирк ва балет артистлари ўз номерларида доймо фойдаланадилар.

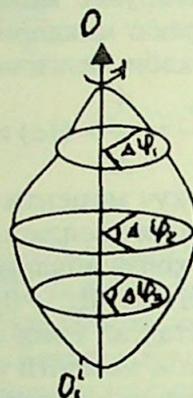
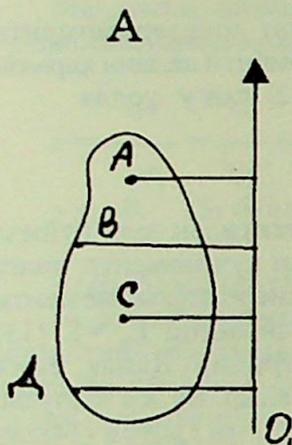
Қаттиқ жисм айланма ҳаракати динамикасининг асосий тенгламаси.

Бу мавзунини тушунтириш учун аввало VIII-синф физика дарслигидан айлана буйлаб ҳаракат, бурилиш бурчаги, айлана буйлаб текис ҳаракатда бурчак тезлиги темаларни кискача таққорланади. Кейин турмуш ва техникада кўп учрайдиган “қўзғалмас уқ атрофида каттиқ жисмнинг айланма ҳаракати” билан уқувчиларни таништиради. Уқувчиларга илгариларда ҳаракат пайитида жисмнинг ҳамма нуқталари ҳаракатда иштирок этишни эслатилади, кейин каттиқ жисмнинг қўзғалмас уқ атрофида айлана ҳаракатига таъриф берилади.

Таъриф: Қаттиқ жисмнинг қўзғалмас уқ атрофид айланма ҳаракати деб шу уққа жисм нуқталаридан ўтказилган перпендикуляр текисликлар устида жисм нуқталарининг (маркази уқда жойлашган) айланалар чиза оладиган ҳаракатига айтилади. Бу таърифни доскага чизилган (37-расм)да тушунтирилади. Δt вақт ичида айланаларнинг радиуслари бир хил $\Delta\phi$ га бурилади.

Қаттиқ жисмнинг ҳамма нуқталари бир хил бурчак тезлигига эга бўлади.

$$\text{Яъни: } \frac{\Delta\phi}{\Delta t} = \omega_{\text{ур}} * \phi_A = \omega_B = \omega_C = \dots = \omega$$



37-шакл

Шунинг учун қаттиқ жисмнинг айланиш бурчак тезлиги “ ω ” билан ҳаракатланади. Чизиқли тезликлари эса

$$|\vec{V}_A| = \frac{\Delta S_1}{\Delta t} = \frac{\Delta \phi_1 R_1}{\Delta t} = \omega_{yp} R_1$$

$$|\vec{V}_B| = \frac{\Delta S_2}{\Delta t} = \frac{\Delta \phi_2 R_2}{\Delta t} = \omega_{yp} R_2 \quad \text{Бу ерда } |\vec{V}_A| = |\vec{V}_B| = |\vec{V}_C| \text{ эканлиги равшан.}$$

$$|\vec{V}_C| = \frac{\Delta S_3}{\Delta t} = \frac{\Delta \phi_3 R_3}{\Delta t} = \omega_{yp} R_3$$

Айлана буйлаб нуқтанинг текс ҳаракати. Қонунини чизиқли ва бурчак тезлигининг сон кийматларини аниқлаш ва улар орасидаги юқорида берилган муносабатни муаллифнинг ихтироси булмиш “математика ва физика буйича демонстрацион асбоб” (ПШД-1) да яққол курсатиб тушунтириш тавсия қилинади.

Қаттиқ жисм айлана ҳаракатининг параметрлари. Айланиш даври “ T ”, бу қаттиқ жисм ҳар қайси нуқтасининг уқ атрофида бир тула айланиш вақтидир. Айланиш частотаси ν

вақт бирилигида айланиш сонидир $\nu = \frac{1}{T}$ дан иборат.

Бурилиш бурчаги. Бу ҳар қайси нуқта радиуси қаттиқ жисмларнинг OO' , уқ атрофида бурилиш бурчагини ифодалайди ва

у вақт утиши билан узгаради. Демак, бурилиш бурчаги вақтнинг функциясидир. Яъни: $\varphi = f(t)$ (15) бурчак тезлиги. Қаттиқ жисмнинг бирлик вақтда қандай бурчакка бурилишини курсатади.

Уртача бурчак тезлиги. $\omega_{\text{ур}} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t}$ (2) каби ёзилади.

$\Delta t \rightarrow 0$ чоқда уртача бурчак тезлигининг лимитига берилган вақт momentiдаги жисмнинг бурчак тезлиги дейилади. Яъни

$$\omega = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \omega_{\text{ур}}; \omega = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{d\varphi}{dt} \text{ дан иборат.}$$

ω_1 - уқ учидан қараганда жисм соат стрелкаси ҳаракатига тескари айланса, у ҳолда бурилиш бурчаги $\varphi < 0$ ортади. Шунинг учун $\omega < 0$ булади. Демак, бурчак тезлигининг ишораси жисмнинг уқ атрофида қайси томонга айланишини курсатади. Бурчак тезлигининг улчами

$$[\omega] = \frac{[\varphi]}{[t]} = \frac{\text{рад}}{c} \text{ ёки } [\omega] = \frac{1}{c} = c^{-1}$$

Кўзалмас ўқ атрофида айланувчан қаттиқ жисмнинг бурчак тезланиши.

Бурчак тезланиш ε бирлик вақт ичида қандай узгаришни курсатади. Юқоридаги ухшаш мулохазаларидан кейин

$\varepsilon = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\omega}{\Delta t}$ ёки $\varepsilon = \frac{d\omega}{dt}$ каби ёзиб курсатилади. Бурчак тезланишнинг улчами:

$$[\varepsilon] = \frac{[\omega]}{[t]} = \frac{\text{рад}}{c^2} \text{ ёки } [\varepsilon] = \frac{1}{c^2} = c^{-2}$$

булса, у ҳолда бурчак тезлиги ортади, яъни жисм тезланувчан айланма ҳаракатда булади. Агар $\omega > 0$ ва $\omega < 0$ булса, у ҳолда бурчак тезлиги ортади, яъни жисм тезланувчан айланма ҳаракатда булади. Агар $\omega > 0$ ва $\omega < 0$ булса, секинланувчи айланма ҳаракатда булади.

Хусусий холлар. Агар $\omega = \text{const}$ булса, у ҳолда жисм ўқ атрофида текис айланма ҳаракатда булади. Ҳаракат тенгламаси $\varphi = \omega t$ каби ифодаланadi.

Техникада текис айлана ҳаракат бурчак тезлиги $n \frac{\text{айл}}{\text{мин}}$ каби

ифодаланади. Уни $\frac{\text{рад}}{\text{с}}$ кураинишда $\omega = \frac{2\pi n}{60} \frac{\text{рад}}{\text{с}}$ ёки $\omega = \frac{2\pi n}{30} \text{с}^{-1}$

каби ёзилади.

2. Агар $\varepsilon = \text{const}$ булса, у ҳолда жисм айланма ҳаракати текис узгарувчан дейилади. Бу ҳол учун бурчак тезлиги $\omega = \omega_0 + \varepsilon t$ каби ифодаланди. Бунда $\omega_0 = 0$ бошланғич бурчак тезлигидир. Агар $\omega_0 = 0$ булса, у ҳолда $\omega = \varepsilon t$ ёзилади.

Бурилиш бурчаги: $\varphi = \omega_0 t + \frac{\varepsilon t^2}{2}$ булади. $\omega_0 = 0$ булганда эса

$\varphi = \frac{\varepsilon t^2}{2}$ булади.

Қуйидаги жадвални беришни тавсия этамиз.

Жисмнинг тўғри чизиқли ҳаракати	Жисмнинг қўзғалмас уқ атрофида айланма ҳаракати
$S = vt, v = \text{const}$ $V = V_0 = at; V_0 = 0; V = a$ $V = \frac{2\pi}{T} R = \omega R$	$\varphi = \omega t \quad \omega = \text{const}$ $\omega = \omega_0 + \varepsilon t; \omega_0 = 0; \omega = \varepsilon t$ $\omega = \frac{2\pi}{T}$
$S = V_0 t + \frac{at^2}{2}$ $V_0 = 0; S = \frac{at^2}{2}$ $V = 2as$	$\varphi = \omega_0 t + \frac{\varepsilon t^2}{2}$ н-айланиш сони $\omega_0 = 0; \varphi = \frac{\varepsilon t^2}{2}; \varphi = 2\pi n$ $\omega = 2\varepsilon\varphi$
$V = \frac{2\pi}{T} * R = \omega R, a = \varepsilon R$ $a = \frac{dv}{dt} = \frac{d(\omega R)}{dt} = \frac{d\omega}{dt} R = \varepsilon * R$ $a = \varepsilon R$	$\omega = \frac{n\pi}{30} \text{с}^{-1}; n = \frac{\text{айл}}{\text{мин}}$
$F = m a$	$M = J \varepsilon$

IX синф “Қузғалмас уқ атрофида айланувчи жисм” темасини урганганда йил сайн замонавий мураккаб ва такомиллашган механизмлар ва машиналар ишлаб чиқарилаётганлиги уларни ихтиро қилиш ва бошқариш учун айниқса Механикани чуқур билиш зарурлигини айтиб конкрет масалани ечиб кўрсатиш мақсадга мувофиқдир.

Механикани урганган чоғда механизациянинг мохиятига тегишли асосий уринлардан бирини эгаллаган физик катталиқ қувватдир. VI синф физикасида қувват формуласи

$$N = \frac{A}{t}; N = \frac{F S}{t} = F V \quad \text{каби ифодаланган.}$$

Ваҳоланки, двигателлар, машина механизмлар ва х.к.нинг қувватини кенг маънода тушунтириш учун эса имконият бор. Масалан айланувчи механизмнинг ёки машина деталининг қувватини ҳисоблаш учун дарслиқдаги формулаларни (уқувчилардаги билим-

доирасидан чиқмасдан). $W = Fg \frac{n}{r}$ каби ёзиб, дарслиқдаги $\frac{n}{r} = \omega$

бурчак тезлигини эканлиги эслатиб $N = F \cdot r \cdot \omega$ каби ёзиш мумкин. Бироқ, $F \cdot r = M$ куч моменти эканлигини айтиб қувват $N = M \cdot \omega$ кўринишида ёзилади.

Бу ерда M ва ω маълум катталиқлардир. Частотани $n = \frac{\omega}{2\pi}$ ёки

$\omega = 2\pi n$ бу эътиборга олинса, у ҳолда $N = 2\pi M n$ катта тадбиқий аҳамиятга эга бўлган қувват формуласини кўринишда ёзиш мумкин. Шунини ҳам айтиш керакки, фундаментал ва политехник характеридаги таълим бирлиги уқувчиларга ҳозирги замон талабига жавоб бера оладиган билим беришга имконият яратади.

Қузғалмас уқ атрофида айланувчи қаттиқ жисмнинг бурчак тезлиги ва бурчак тезланиш векторлари.

Олдинги темада чиқарилган формулалар амалий масалаларни ечиш учун етарлидир. Лекин қузғалмас уқ атрофида айланувчи катталиқ жисмнинг ҳаракатини ўрганиш учун бурчак тезлиги ва тезланишнинг вектор формасини бериш керак. Бизга маълумки

оний бурчак тезлиги $\omega = \frac{d\varphi}{dt}$ дан иборат.

Бурчак тезлиги вектор катталиқдир. Бурчак тезлиги вектор каттик жисмнинг айланиш уқи буйлаб, “унг винт” қоидаси буйича йуналтиради. Бу эса қуйдагича тушунтирилади. Каттик жисм айланиш йуналишида винтни айлантираш. Винтн илгарилама ҳаракатининг йуналишини кўрсатади.

Қузғалмас OZ уқи атрофида айланувчи каттик жисм оламиз. Жисм айланиш уқи OZ нинг исталган нуқтасига қуйилган бурчак тезлиги вектори $\vec{\omega}$ каби аниқланади. Бурчак тезлиги модули. \vec{K} - OZ уқининг бирлик вектори ҳисобланади.

Хусусий ҳоллар. 1) Агар $\omega > 0$ бўлса, у ҳолда $\vec{\omega}$ ва \vec{k} лар бир томонга йўналади.

2) Агар $\omega < 0$ бўлса, у ҳолда $\vec{\omega}$ ва \vec{k} лар қарама-қарши томонга йўналади. ω вектор айланиш уқининг исталган нуқтасига қуйилиши мумкин бўлгани учун, унга сирғалувчи вектор дейилали.

Бурчак тезланиш вектори. Бурчак тезланиш деб (сўз билан)

$$\varepsilon = \frac{d\omega}{dt}$$

га айтилади.

Бурчак тезланиши вектор катталиқдир. $\vec{\varepsilon}$ бурчак тезланиш векторининг йуналиши ($\vec{\omega}$) бурчак тезлиги векторий йуналишининг узгариши билан устма-уст тушади.

Хусусий ҳоллар. 1) Агар $\omega \geq 0$ ва $\vec{\omega}$ ва \vec{k} лар бир ҳил ишорали бўлса, $\vec{\omega}$ ва \vec{k} уқ буйлаб бир томонга йўналади. Яъни жисм тезланувчан айланма ҳаракатда бўлади.

2) Агар $\vec{\omega}$ ва \vec{k} турли ишорали бўлса, $\vec{\omega}$ ва \vec{k} лар уқ буйлаб қарама-қарши томонга йўналади. Яъни жисм секинланувчи айланма ҳаракатда бўлади.

Қаттик жисм айланма ҳаракатнинг турлари. 1) Қаттик жисмнинг текис айланма ҳаракати деб бурчак тезлиги бўлган айланма ҳаракатга айтилади. Бу ҳолда $\varphi = \omega t$ бурилиш бурчаги вақтга боғлиқ бўлиб қолади. Чунки ($\varepsilon = 0$) бурчак тезланиши нолга тенг бўлади.

2) Текис узгарувчан айланма ҳаракат деб бурчак тезланиши $\varepsilon = \text{const}$ бўлган айланма ҳаракат айтилади.

Агар $|\vec{\varepsilon}| \geq 0$ бўлса, у ҳолда $\omega = \omega_0 + \varepsilon t$ (тезланувчан айланиш).

Агар $|\vec{\varepsilon}| \leq 0$ бўлса $\omega = \omega_0 + \varepsilon t$ (секинланувчан айланиш) бўлади. Бурчак тезлиги вақт “t”га боғлиқ узгаради.

Айланувчан жисмнинг кинетик энергияси. (Методик кўрсатма)

Уқувчиларга аввало илгарилама ҳаракат кинетик энергияси туғрисида тушунча берилади.

1) Илгарилама ҳаракат: агар қаттиқ жисм илгарилама ҳаракатда булса, маълумки, унинг ҳамма нукталарининг тезлиги ҳар онда узаро тенг бўлади. $V_i = V_c$ бунда V_c -жисм масса марказининг тезлиги. Шунинг учун

$$K_{ил} = \sum_{i=1}^n \frac{m_i \cdot v_i^2}{2} = \frac{v_c^2}{2} \sum_{i=1}^n m_i = \frac{M V_c^2}{2}; K_{ил} = \frac{M V_c^2}{2}; M = \sum_{i=1}^n m_i$$

Демак, илгарилама ҳаракатдаги жисмнинг кинетик энергияси массаси бутун жисм массасига тенг бўлган массалар марказининг кинетик энергиясига тенг. Бу хулосани уқитувчининг ўзи беради.

Кейин қўзғалмас ўқ атрофида айланувчи жисмнинг кинетик энергияси қуйдагича тушинтирилади:

2) Қўзғалмас ўқ атрофида айланувчи жисмнинг кинетик энергияси. Қўзғалмас ўқ атрофида айланувчи жисмнинг исталган

нуктанинг модули $|\vec{V}_i| = |\vec{\omega}| \rho_i$, каби аниқланади. Бунда $\vec{\omega}$ - жисмнинг бурчак тезлигини, ρ_i - жисмнинг m_i массали нуктасидан айланиш ўқиғача бўлган масофани ифодалайди. Берилган жисмнинг кинетик энергияси:

$$K_{ил} = \frac{\sum m_i v_i^2}{2} = \frac{1}{2} \sum m_i \omega^2 \rho_i^2 = \frac{\omega^2}{2} \sum m_i \rho_i^2; \text{ Ёки } K_{ил} = J_{00_1} \frac{\omega^2}{2}$$

бўлади. Бу ерда $J_{00_1} = \sum_{i=1}^n m_i \rho_i^2$ жисмнинг айланиш ўқиға нисбатан инерция моментдир.

Илгарилама ҳаракат катталиклари билан айланма ҳаракат катталиклари орасидаги аналогияни кўрсатиш учун қуйдаги жадвалдан фойдаланишни тавсия қиламиз.

Демак, қўзғалмас ўқ атрофида айланаётган жисмнинг кинетик энергияси жисмнинг айланиш ўқиға нисбатан инерция моменти билан унинг бурчак тезлиги квадрати купайтмасининг яримига тенг.

Бу хулосани уқувчилардан олиш керак.

Илгарилганма ҳаракат	Айланма ҳаракат
Кучиш ΔS	Бурилиш бурчаги $\Delta\varphi$
Тезлик $ V $	Бурчак тезлиги $ \vec{\omega} $
Масса m	Инерция моменти J
Куч $ F $	Куч моменти $ \vec{M} $
Жисм импульси $ \vec{P} = m \vec{v} $	Импульс моменти $L = J\omega$
Динамиканинг асосий тенг- ламиси $\vec{F} = \frac{d\vec{P}}{dt}$	Асосий тенгламаси $M = \frac{dL}{dt}; M = J \frac{d\omega}{dt}$
Кинетик энергия $K_{ки} = \frac{mv^2}{2}$	Кинетик энергия $K_{ай} = \frac{J\omega^2}{2}$
Элементар иш $\Delta A = F \cdot \Delta S$	Элементар иш $\Delta A = M\Delta\varphi$

Ушбу тавсиялар

Маълумки, физика-математикани чуқур ўрганиш йўналишида ташкил этилган академик лицейлар, мактаблар ва синфларнинг мақсади, ўқувчиларга физикадан чуқур назарий ва амалий билим бериш ва унинг баъзи табиқий соҳалари билан таништиришдан иборат. Табиқий физиканинг кўп соҳалари илмий-техника революциясининг асоси ҳисобланади. Шунинг учун ўқувчи физиканинг фундаментал назарий асослари ва унинг зарурий табиқий соҳалари бўйича кенг умумий билим билан қуроллантириш керак. Юқорида айтилган мақсадга эришиш учун физика ўқитувчисига қуйдагиларни тавсия қиламиз.

Физикани назарий ва амалий жиҳатдан чуқур ўрганувчи академик лицей, мактаб ва синфлар учун тузилган дастурда X-синфда утиладиган механика такрорий умумлаштирувчи курс ҳисобланади.

1. Такрорий умумлаштирувчи дарслар ўқувчиларнинг билим кўникмасини беради.

2. Тафаккурлаш малакасига. Ўқувчилар тафаккурлаш фаолиятлари (анализ, синтез, таққослаш, абстрактлаш ва ҳ.қ.) каби зарурий приемлар орқали ва ўқув материалларини бирлаштириш билан эришилади.

3. Юқори синф механикасида умумлаштирувчи дарсларда ахлеки, патриотик ифтихорни ва интернационализмини тарбиялаш

имконияти мавжуд. Жумладан: “узгарувчан массали жисм ҳаракати” мавзусини утганда И.В.Мешерский тенгламасини, К.Э. Циолковскийнинг формуласини ва сонини тушинтиришганда, улар билан бир қаторда В.П.Королёвнинг ракета техника соҳасидаги хизматини ҳам кино фрагментлар воситасида намоёиш қилиш зарур. Шу дарсда Ю.А.Гагарин ва бошқа космонавтлар туғрисида, умуман бу соҳадаги ютуқлари ҳақида қизиқарли баён қилиниши мақсадга мувофиқ бўлади. “Галилей-Ньютоннинг принципи” мавзуини урганганда эса бу икки буюк олимларнинг механика фанининг тараққиётидаги ролларини ёритиш керак. Галилей уз замонида табиатни тадқиқот қилиш учун (биринчи бўлиб) эксперимент методини қўллаган. Унғача тадқиқот методи бевосита кузатиш ва кузатишлар асосида назария яратишдан иборат бўлган.

4. Механика дарслари уз ичига методологик масалаларни органик равишда олиши шарт. Шунинг натижасида дарсда материя, ҳаракат, сақланиш қонунлари ва ҳ.қ. каби фалсафий тушунчалар конкретлашади. “Импульс моментнинг сақланиш қонуни”ни урганганда тенгламага кирган физик катталикларни узаро боғланишнинг сабаби-натижаси характерини ўқувчилар диққатига ҳавола этилади.

5. Ўқитувчи ўқув материалларни соатлар бўйича туғри тақсимлаш билан бирга дарснинг типи ва унда қўлланила-диган метод туғрисида ҳам ўйлаши шарт.

6. Классик механиканинг ядроси бўлган “ҳаракат қонунлари” темасини уз ичига:

а) кузатишлар жараёнида ўрганиладиган илгариги материалларни;

б) тажриба ва кузатишлар натижасини миқдор жихатдан ифодаловчи математик аппаратини;

в) идеал моделлар (моддий нуқта, абсолют қаттиқ жисм ва ҳ.қ.)ни уз ичига олган методологик характердаги материалларни;

г) динамика тушунчаларини ва қонунлари каби элементларни олган Ньютон механикасининг структура модели бўлган бу элементлар чуқур ўргатилиши шарт.

7. Физика ва математика предметлари боғланишдан самарали фойдаланиш зарур математик аппарат. Синфда ўрганиладиган механика бўлимнинг зарурий қисми ҳисобланади. Жисм ҳаракатини анализ қилишда вектор ва координата усулларида, ҳаракат тенгламаларини аналитик ва график усулда ифодалашда ўқувчилардаги алгебра ва бошланғич математик анализ курсларидан

олган билимлардан фойдаланилади. “Механиканинг асосий масалаларининг ечими” берилган мавзуда зарурий методик гоё бўлган ўқув матриалларининг генерализация воситаси каби рўёбга чиқиши керак. Бу дарс ишланмаларида тула берилган.

8. Масалалар ишлаш орқали ўқувчиларнинг классик механика қонунларининг тадбиқий чегараси тўғрисидаги билим тараққий этади. Политехник характеридаги масалаларга катта эътибор берилиши керак.

9. Эқскурсия физиканинг зарурий ўқув формаси бўлгани учун, механикада урганган назариянинг практикадаги тадбиқини курсатиш орқали политехник таълимни амалга ошириш ва ўқувчиларнинг касб танлашларига йўналтириш мумкин.

10. Ўқувчиларнинг механикадан чуқур билим олишлари учун физика ва математика ўқитувчилари узаро ҳамкорликда иш олиб боргандагина ҳар иккала предметнинг хусусий мазмуни сақланган ҳолда самарали натижага эришиш мумкин.

Хулосалар. 1) Физика курсида (механика бўлими) биз тавсия қилган усулда ўқитилиши ўқувчилар шу билимни ўрганишда чуқур онгли билим олишлари ва политехник таълим учун зарурий фундамент ролини уйнайди.

2) математика курсини ўқувчиларнинг тушиниб уни турмушга тадбиқ қилишни ўрганишда математика ва физиканинг узвий боғланиши қанчалик зарур эканлигини яққол кўрсатилади.

3) танланган ўқув материалнинг мазмуни ва кетма-кетлиги ўқувчиларнинг хусусиятларига мослашган.

4) ўқитишнинг янги демонстрацион асбоб воситасида утказилиши ва темага оид ўқув филмлар курсатишлари материални пухта узлаштиришини таъминлайди. Ўқувчиларнинг фанга қизиқишини орттиради.

5) ўқитишнинг илмийлиги ва ўқувчилар билимини оширади, мантикий фикрлаш ва абстракт тафаккур қилиш қобилияти ортиб боради

6) шу билан ўқувчилар онгида табиатдаги бирликни тушинишда ва дунёнинг моддийлиги ҳақида илмийлиги дунёқарашлари шаклланиб боради.

Шундай қилиб, механика билимимиздаги абстраклик ва конкретликнинг бирлиги, математика ва физика тасаввурининг бирлиги орқали намоён бўлишлитини конкрет темаларда курсатишга уриндик. Шунини ҳам айтиш керакки, мавжуд физика дарслиги ҳам назарий, ҳам методик жиҳатдан камчиликлардан холи эмаслиги ва

уларни бартараф қилиш йуллари ишда курсатилган. Бундан ташқари ёш ўқитувчиларга ёрдам бериш мақсадида тузилган физика ва математика дастурлари шу предметлараро боғланишни уз ичига олган темаларни тула ва аниқ акс эттирилиши зарур, деб ҳисоблаймиз. Бу икки ёндош предметлараро боғланишдан ва тарбия процессида самарали фойдаланиб ўқувчиларга янада чуқур ва онгли равишда ўзлаштириб турмушга тадбиқ қила оладиган билим беришларига замин тайёрлаган бўладилар, чунки предметлараро боғланиш у ёки бу тема ва бўлим туғрисидаги ўқувчиларнинг идрок мундарижасини чуқурлаштиради. Тафаккурлаш қобилиятини фаоллаштиришда ва ўқув процессига қизиқишни ортиришда қувватли восита эканлигини кўп йиллик педагогик тажриба курсатади.

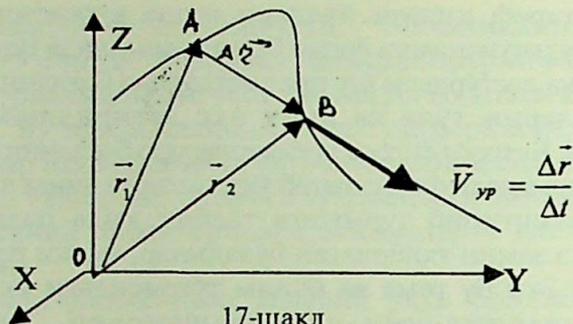
Фанда радиус-вектор учларининг тўпламига радиус векторининг годографи дейилиши ҳам айтиб ўтилади ва “годограф” сузини доскага ёзиб қуйилади (годограф-юнонча булиб йул, ёзаман маъносида).

Демак, моддий нуқта ҳаракатининг траекторияси радиус-вектор годографидан, ёки аксинча, радиус-вектор годографи моддий нуқта ҳаракати траекториясидан иборат эканлиги таъкидланса, “годограф тушунчасини ва шу янги терминни ўқувчилар енгил ўзлаштиради”.

Ўртача тезлик. Дарсликдаги 9-параграфини тушунтирилгандан сунг, жисм вазиятини вақтга боғлиқ равишда ўзгаргани учун, нуқта ҳаракатининг тезлиги тушунчаси фанга киритилганлиги туғрисида гапириб, кейн қуйидагиларни тушунтиришга киришилади: фараз қилайлик, ҳаракатдаги моддий нуқта t_1 вақт моментида \vec{r}_1 радиус-вектор билан траекторияда вазияти аниқланувчи А нуқтада, t_2 -вақт моментида эса \vec{r}_2 радиус-вектор билан вазияти аниқланувчи В нуқтада бўлсин. \vec{V} ҳолда кичик Δt вақт моментида жисм $\Delta \vec{r}$ гача кучади. Бу кучишни векторларни айриш қоидасига асосан, $\Delta \vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$ каби ёзиб курсатилади. Жисм кучиш $\Delta \vec{r}$ нинг шу кучиш содир бўлиши учун зарур булган Δt вақтга нисбатига уртача тезлик вектори дейилади ва уни

$$\vec{V}_{yp} = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} \quad \text{каби ифодаланади.}$$

Векторни скалярга бўлиш қоидасига асосан, уртача тезлик \vec{V}_{yp} - вектор катталиқ бўлади (17- шакл). \vec{V}_{yp} - уртача тезлик $\Delta \vec{r}$ силжиш вектори йуналишида жисм ҳаракати томонига қараб А ва В нуқтадан ўтган кесувчи бўйлаб йуналади.



17-шакл

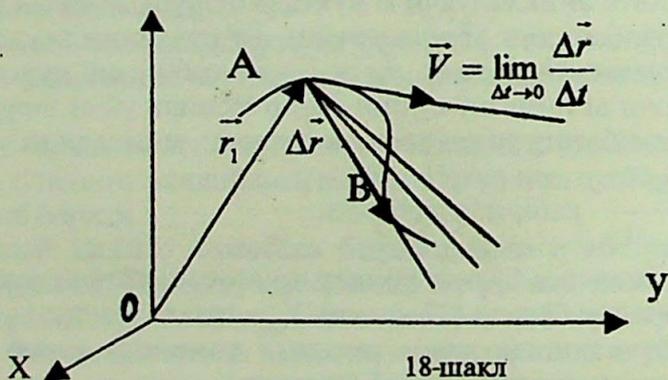
Уртача тезлик вектори моддий нуқта ҳаракатининг ҳақиқий тезлигини ифодаламайди. Буларни аниқлаш учун қуйдагича мулоҳаза юргизамиз.

Оний тезлик. Агар t_2 вақт t_1 га интилса, у ҳолда уларнинг фарқи Δt нолга интилади (яъни $\Delta t \rightarrow 0$). В нуқта эса А нуқтга интилади. Қўзғалмас А ва қўзғалувчи В нуқталардан ўтган кесувчининг йуналиши қўзғалмас А нуқтадан траектория утказилган уринмага интилади.

Ўқитувчи юқоридагиларни тушунтиргандан кейин, дарсликда 11-параграфдаги берилган вақт моментидан тезлик темасидаги оний тезлик таърифини бериб уни математик кўринишда:

$$\vec{V} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \vec{V}_{yp} \quad \text{ёки} \quad \vec{V} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} \quad \text{доскага ёзилиб қуяди ва шаклда}$$

курсатади (18-шакл). Конкрет мисоллардан сунг қуйидаги хулоса чиқарилади.



18-шакл

Демак, эгри чизикли траекториянинг исталган нуқтасидаги жисм ёки моддий нуқта ҳаракат тезлиги вектори ҳаракат йуналишида шу нуқта траекториясига ўтказилган уринма буйлаб йуналади. Тезлик векторининг модули $V = |\vec{V}|$ қуйидагича топилади

$$\vec{V} = |\vec{V}| = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left| \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} \right| = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t}; \quad V = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t}$$

$|\Delta r| = \Delta S$ ни юқорида айтиб утилган. \vec{r} Радиуси-векторнинг координаталар ўқларидаги проекцияси ҳаракатдаги нуқта координаталари (x, y, z) дан иборат эканлигини эслатилади. Кейин Δr нинг ўқлардаги проекциялари $(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ каби ифодаланиши айтилиб қуйдагилар ёзилади.

$$V_x = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta x}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta y}{\Delta t}; \quad V = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta z}{\Delta t}$$

Агар V_x, V_y, V_z лар маълум бўлса, у холда тезлик $V = \sqrt{V_x^2 + V_y^2 + V_z^2}$ каби аниқланади. Моддий нуқта ҳаракат тенгламаларини ва тезлик векторларини ўқувчиларга тушунтиргандан кейин қуйдаги масала ечилади.

1-машқ. Моддий нуқта ҳаракати $x = v + ct; y = 0; z = 0$ каби тенгламалар воситасида берилган. Ҳаракат характери, тезлик топилсин, B ва C нинг физик маъноси аниқлансин.

Ечиш. Тезликни топиш учун аввало x ни билиш зарур ($y = 0; z = 0$, бўлгани учун $\Delta y = \Delta z = 0$ га эришилади). Шу мақсадда t ва $t + \Delta t$ вақт моментлари учун x нинг икки қиймати:

- 1) $x = v + ct$ ва $x_2 = v + c(t + \Delta t)$ каби аниқланади;
- 2) $\Delta x = x_2 - x_1 = v + c(t_2 + \Delta t) - v - ct = c\Delta t; \Delta x = c\Delta t;$

3) Δt га бўлсак: $\frac{\Delta x}{\Delta t} = c$ эришамиз (бу эса уртача тезликдан иборат);

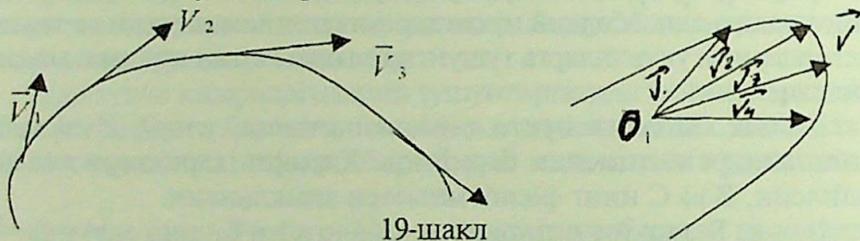
4) $V = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta x}{\Delta t}$ дан c ни аниқлаймиз: c вақтга боғлиқ бўлмагани

туфайли $\frac{\Delta x}{\Delta t}$ нинг лимити c га тенг бўлади; яъни $V_x = c$.

5) бизга маълумки $V = \sqrt{V_x^2 + V_y^2 + V_z^2}; V_y = V_z = 0$ бўлганлигидан $V = V_x = c$ дан иборат. Демак, тезлик доимий бўлгани учун моддий нуқта текис ҳаракатдадир.

б) в нинг маъносини аниқлаш учун x - координатанининг маълум бир вақт momentiдаги қиймати топилади. Фараз қилайлик, $t=0$ бўлсин. Бу қийматни масалада берилган тенгламага қўйсақ, $x_0 = v$ га эришамиз. Агар 5 ва 6 даги s ва v учун аниқланган қийматларни берилган $x = v + ct$ тенгламага қўйсақ, у ҳолда $x = X_0 + Vt$ каби ёза оламиз. Бу эса Ox уқи бўйича йўналган тугри чизиқли текс ҳаракат тенгласидан иборат.

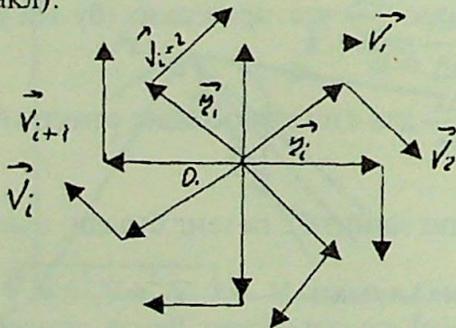
Тезланиш вектори годографи. Эгри чизиқли ҳаракатдаги жисмнинг тезлик вектори вақт ўтиш билан сон (модул) ва йўналиш жиҳатдан ўзгариши таъкидлаб айтилади ва шаклда кўрсатилади. Тезлик векторлари бошларини, у векторлар модули ва йўналишларини ўзгартирмасдан (траекториядаги кетма-кетликни сақлаб), ихтиёрий O нуқтага кучириб келтирилади. O нуқтада тезлик векторлар дастаси вужудга келади. Дастадаги тезлик векторлар учларининг тўпламига тезлик вектори годографи дейилади. Тезлик вектори годографидан фойдаланиб, марказга интилма (нормал) тезланиш осон тушинирилади.



19-шакл

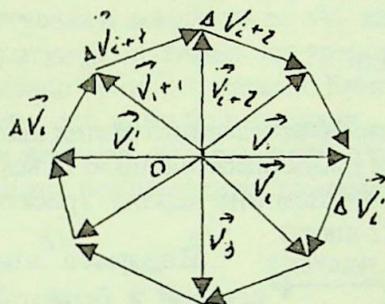
Марказга интилувчи (нормал) тезланиш вектори

Аввало, эгри чизиқли ҳаракатдаги жисмнинг тезлик вектори сон (модул) ва йўналиш жиҳатдан ўзгариш тугрисидаги тушунча айтилади (20 - шакл).



20 - шакл

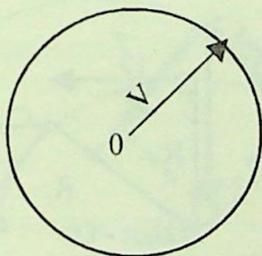
Агар жисм ёки моддий нуқта айлана бўйича текс ҳаракатда булса ҳам тезлик вектори ҳар қайси вақт momentiда уз йуналишини узгартиргани учун ҳаракат тезланувчан булади. Тезланишни аниқлаш мақсадида тезлик годографи чизамиз (21- шакл).



21-шакл

Тезлик вектори фақат йуналиш жиҳатидан узгаргани учун унинг годографи радиуси V дан иборат айлана булади. Жисмнинг тула айланиш даври T сек бўлсин, агар T ни n та узаро тенг кичик Δt_i , вақтга булсак, тезлик годографидаги тезлик векторларининг орттирмаси ΔV_i ларни чизсак шу Δt_i вақт оралигида тезлик векторларининг сакраб узгаришини курамиз, $\Delta \vec{V}_i = \vec{V}_{i+2} - \vec{V}_{i+1}$ лар маркази бурчаги n та бўлган купбурчакни т а ш $\Delta \vec{V}_i = \kappa \vec{V}_2 = \vec{V}_3 = \dots = \vec{V}_n = \vec{V}$ дан иборат.

Δt вақт momenti нолга интилса/яъни, $\Delta t \rightarrow 0$ у ҳолда ΔV_i кичрайиб борган сари купбурчак томони радиуси $|V|$ булган айланага яқинлашиб боради ва бир T сек давр ичида тезлик орттирмалари ΔV_i модулларининг йигиндисиди узунлиги $2\pi V$ дан иборат айлана булади (21- шакл). $V = \sum_{i=1}^{n \rightarrow \infty} \Delta V_i = 2\pi v$



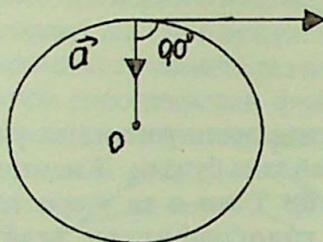
21-шакл

тезланишнинг катталиги шу $2\pi v$ айлана узунлигини тула айланиш вақт T сек га булиш билан топилади. Яъни:

$$\alpha = \frac{V}{T} \quad \text{ёки} \quad \alpha = \frac{2\pi v}{T} = \frac{2\pi v R}{T R} = \frac{V}{R} \cdot \frac{2\pi R}{T} = \frac{V}{R} \cdot v$$

ёки $\alpha = \frac{V^2}{R}$ булади.

Марказга интилувчи тезланиш тезлик квадратига тўғри, айлана радиусига тескари пропорционалдир. α -га марказга интилувчи тезланиш дейилади. R -жисмнинг ҳаракат траекторияси булмиш айлана радиусидир (22-шакл).



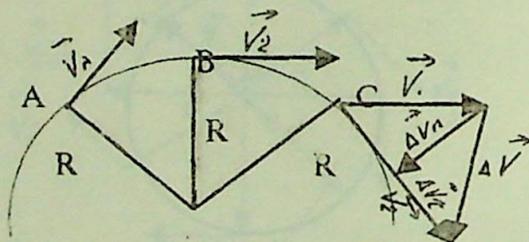
22-шакл

Марказга интилувчи тезланиш вектори a берилган A нуқтадаги тезлик вектори V га перпендикуляр йуналади. Унга нормал тезланиш ҳам дейлади ва $a \wedge$ каби ифодаланлади.

Тангенциал тезланиш вектори

Нотекс айланма ҳаракатда моддий нуқта тезлик векторини йўналиш жиҳатдан узгартирувчи тезланиш ҳам бор. У тезланиш вектори қуйдагича аниқланади.

Фараз қилайлик эгри чизиқли ҳаракатдаги моддий нуқта t_1 вақтдаги V_1 тезликдан t_2 вақтдаги V_2 тезликка эришсин (23-шакл) у ҳолда $\Delta t = t_2 - t_1$ вақт орасидаги тезлик вектори $\Delta V = V_2 - V_1$ га ўзгаради.



23-шакл

Тезлик вектори орттирмаси ΔV ни икки вектор йиғиндиси каби ифодалаш мумкин. Улардан бири траекторияга берилган нуқтада ўтказилган ва устида V тезлик вектори ётган уринма бўйича йўналсин. Унга тезлик орттирмасининг уринма ёки тангенциал ташкил этувчиси дейилади ва ΔV_τ каби белгиланади.

Иккинчи ташкил этувчи орттирма эса уриниш нуқтасида ўтказилган перпендикуляр бўйича йўналсин. Бунга нормал ташкил этувчи дейилади ва уни ΔV_n каби белгиланади.

Шундай қилиб, тезлик вектори орттирмасини $\Delta \vec{V} = \Delta \vec{V}_\tau + \Delta \vec{V}_n$ каби ифодаланади. Тезланиш векторининг таърифига кўра:

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{V}}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{V}_\tau}{\Delta t} + \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{V}_n}{\Delta t} \quad \text{ёзилади.}$$

Бу ерда $\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{V}_\tau}{\Delta t}$ ва $a = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{V}_n}{\Delta t}$ булгани учун тула тезланиш

$\vec{a} = \vec{a}_\tau + \vec{a}_n$ (1) дан иборат бўлади.

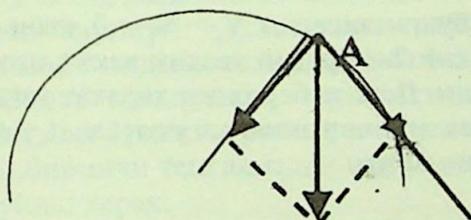
a_τ - уринма бўйича йўналган ёки тангенциал тезланиш дейлади. Тангенциал тезланиш траекторияга ўтказилган уринмада ётувчи тезлик V вектори билан бир томонга йўналган учун, уни фақат сон жиҳатдан ўзгартиради.

a_n - нормал тезланиш вектори тезлик векторини йўналиши жиҳатдан ўзгартириши эса бизга маълум.

Пифагор теоремасига асосан тула тезланишнинг модули:

$$a = \sqrt{a_\tau^2 + a_n^2} \quad \text{каби аниқланади (23^а - шакл).}$$

a - тезланиш векторини ташкил этувчилардан бири a_n нормал тезланиш траекториянинг ботиқ томонга йўналган.



23^а- шакл

Шунинг учун тезланиш вектори ҳам эгриликнинг ботиқ томонига йўналади.

Хусусий ҳоллар.

1. Агар $\begin{cases} \vec{a}_n = 0 \\ \vec{a}_t \neq 0 \end{cases}$ булса, у ҳолда нуқта тўғри чизиқли узгарувчан

ҳаракатда бўлади ва (1) дан умумий тезланиш ($\vec{a} = \vec{a}_t$) фақат тенгенциан тезланишни ифодалайди.

2. агар $\begin{cases} \vec{a}_t = 0 \\ \vec{a}_n \neq 0 \end{cases}$ булса, у ҳолда моддий нуқта текис айланма

ҳаракатда бўлади ва (1) дан умумий тезланиш вектори нормал тезланиш, яъни $\vec{a} = \vec{a}_n$ каби ифодаланади. Тезланиш темасини утгандан кейин қуйидаги масала ечилади.

1-Машқ. Моддий нуқта ҳаракати $x = v + ct + nt^2$; $y = 0$; $z = 0$ каби берилган. Ҳаракатнинг характери, тезлиги ва тезланиши аниқлансин. v , c ва n доимий катталиклар. Уларнинг физик маъноси тушунтирилсин.

Ечиш. Аввало тезлик аниқланади. Шу мақсадда t ва $t + \Delta t$ вақтлар учун x -нинг икки қийматини топиш зарур.

$$1. x_1 = b + ct + nt^2; x_2 = b + c(t + \Delta t) + n(t + \Delta t)^2$$

$$2. \Delta x = x_2 - x_1 = b + ct + c\Delta t + nt^2 + 2nt\Delta t + n(\Delta t)^2 - b - ct - nt^2$$

$$\Delta x = c\Delta t + n(\Delta t)^2 + 2nt\Delta t$$

уртача тезликни, яъни $\frac{\Delta x}{\Delta t}$ нисбатни топамиз:

$$3. \frac{\Delta x}{\Delta t} = c + 2nt + n\Delta t.$$

$$4. V_x = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta x}{\Delta t} = c + 2nt \text{ га эришамиз}$$

5. $y = 0$; $z = 0$ булганлигидан $V_y = V_z = 0$ каби ифодаланади $V = |V| = V_x = c + 2nt$ бундан тезлик вақт t нинг функцияси эканлиги кўринади. Демак, берилган ҳаракат узгарувчан, яъни тезланувчандир. Тезланишни аниқлаш учун t ва $(t + \Delta t)$ вақтлардаги тезликларни билиш зарур.

6. Шу вақтлар учун икки тезликни қуйидагича аниқланади $V_{x_1} = c + 2nt$ ва $V_{x_2} = c + 2n(t + \Delta t)$

$$7. \Delta t \text{ вақт оралигида тезлик узгариши } \Delta V_x = V_{x_2} - V_{x_1} = c + 2nt + 2n\Delta t - c - 2nt = 2n\Delta t \text{ топилди } \Delta V_x = 2n\Delta t.$$

8. Уртача тезланиш, яъни $\frac{\Delta V_x}{\Delta t}$ нинг нисбати $\frac{\Delta V_x}{\Delta t} = 2n$ булади.

9. Тезланиш $a_x = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta V_x}{\Delta t} = 2n$ каби топилади.

$a_y = a_z = 0$ булганлигидан, моддий нуқта тезланиши $a = |a| = 2n$

каби ифодаланлади. Бундан $n = \frac{a}{2}$ эришамиз. Шартга кура, тезла-

ниш доимий катталиқ эканлиги куринади. Демак, берилган ҳаракат характери жихатидан текис узгарувчандир.

10. Шартга кура в ва с ларнинг физик маъносини тушинтириш учун бошланғич вақт моментидан фойдаланиб x_2 - ва V_0 ни аниқлаймиз $t=0$. Булганда берилган тенгламани $x_0 = b + ct_0 + nt_0^2$ каби ёзиб, ундан $x=v$ га ва $|V| = c + 2nt$ дан эса $V_0 = c$ га эришамиз. Шундай қилиб, в-бошланғич x_0 - координатани, с- бошлагич V_0

тезликни, n-эса (9)дан $\frac{\alpha}{2}$ яъни тезланишнинг яримини ифода-

лайди. Демак, берилган $x = V + ct + nt^2$ ҳаракат, $x = x_0 + V_0 t + \frac{\alpha}{2} t^2$ дан

иборат булган текис узгарувчан тугри чизиқли ҳаракатни ҳарактерлайди.

Хусусий ҳоллар.

1. Агар $a > 0$ булса, у моддий нуқта тугри чизиқли тезланувчан ва аксинча (яъни $a < 0$) тугри чизиқли секинланувчан ҳаракатда булади.

2. Агар $a = \text{const}$ булса, у ҳолда моддий нуқта $V = V_0 + at$ тезликдаги текис узгарувчан тугри чизиқли ҳаракатда булади.

2-машқ. ХУ текисликда моддий нуқта ҳаракатининг тенгламаси $x=t$; $y=2t^2$ каби берилган. Ҳаракатнинг траектория куриниши, исталган вақт momentiдаги тезлик ва тезланиш аниқлансин.

Ечиш. Бизга маълумки, ҳаракатнинг параметриқ тенгламасидаги вақт йуқолса, траектория тенгламасига эришилади. Шунинг учун биринчи тенгламадан вақт t ни топиб, иккинчи тенгламага қуйиш керак:

1. $x=t$; $y=2xt^2$; $y=2x^2$ га эришамиз бу тенглама эса моддий нуқта ҳаракатининг траекторияси параболадан иборат эканлигини курсатади.

2. Олдинги машқда куриб утганимиздек, исталган вақт моменти t учун тезлик ва тезланишни аниқлашдан аввал икки вақт моментлари, яъни t ва $t+\Delta t$ га тегишли x ва y -координаталарнинг қийматларини топамиз.

$$\begin{array}{ll} x_1 = t & y_1 = 2t^2 \\ x_2 = t + \Delta t & y_2 = 2(t + \Delta t)^2 \\ \Delta x \text{ ни аниқлаймиз;} & \Delta y \text{ ни аниқлаймиз;} \\ \Delta x = x_2 - x_1 = t + \Delta t - t = \Delta t & \Delta y = y_2 - y_1 = 2t^2 + 4t\Delta t + 2(\Delta t)^2 - 2t^2 \\ \text{Уртача тезликни аниқлаймиз} & \text{Уртача тезликни аниқлаймиз} \end{array}$$

$$\frac{\Delta x}{\Delta t} = 1;$$

тезлик проекцияси

$$V_x = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta x}{\Delta t} = 1;$$

тула тезлик $|\vec{V}| = \sqrt{V_x^2 + V_y^2} = \sqrt{1 + 16t^2}$;
тезланишнинг проекцияси

$$V_x = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta x}{\Delta t} = 1;$$

$$\frac{\Delta y}{\Delta t} = 4t + 2\Delta t$$

тезлик проекцияси

$$V_y = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta y}{\Delta t} = 4t$$

тезланишнинг проекцияси

$$V_y = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta y}{\Delta t} = 4t$$

$$\text{тула тезланиш } |\vec{a}_{\text{мул}}| = \sqrt{a_x^2 + a_y^2} = \sqrt{0 + 16} = 4 \quad |\vec{a}_{\text{мул}}| = 4$$

Уқувчиларга мустақил ечиш учун қуйдаги масалаларни бериш мумкин.

Ҳаракат тенгламаси параметририк курунишда берилган моддий нуктанинг траектория тенгламаси, тезлиги ва тезланиш топилсин.

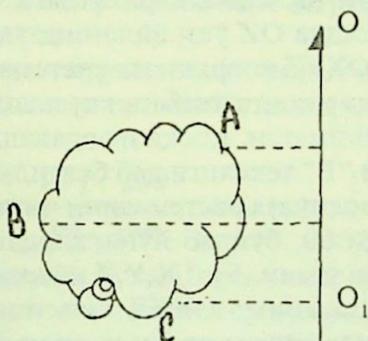
$$1 \begin{cases} x = 15t + 9 \\ y = 10t^2 + 4 \end{cases} \quad 2 \begin{cases} x = V_0 t \\ y = g t^2 \end{cases} \quad 3 \begin{cases} x = t^2 - 6t \\ y = 2,5 t \end{cases} \quad 4 \begin{cases} x = 15t^2 \\ y = 4 - 20t^2 \end{cases}$$

Кўзғолмас ўқ атрофида қаттиқ жисмнинг айланма ҳаракати

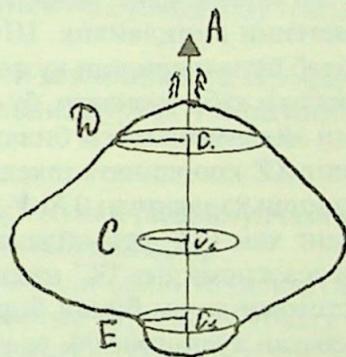
Турмуш ва техникада куп учрайдиган кўзғолмас ўқ атрофида қаттиқ жисмнинг айланма ҳаракати билан уқувчиларни таништиришдан олдин қаттиқ жисмнинг илгарилама ҳаракати устида

қисқача тўхтаб утилади. Дарсликнинг 22- параграфиди бу туғрида тушунча берилган. Уқувчилар диққатини, айниқса, илгариланма ҳаракат пайтида жисмнинг ҳамма нуқталари ҳаракатида иштирок этишга жалб қилиш керак.

Дарсликда берилган таъриф (61- бет) гарчи тула булмаса ҳам, қўзғалмас уқ атрофида қаттиқ жисмнинг умуман айланма ҳаракатига тегишлидир. 62-бетда берилган шакл ва утказилиши зарур булган демонстрация эса таърифнинг хусусий ҳолини акс эттиради, яъни бу демонстрация жисм ичидан утган уқ атрофида қаттиқ жисмнинг айланма ҳаракатига ҳосдир. Уқитувчи “ қаттиқ жисмнинг айланма ҳаракати” темасини утганда дарсликдаги таърифни қуйдагича тулдириши мақсадга мувофикдир. Қаттиқ жисмнинг қўзғалмас уқ атрофида айланма ҳаракати деб шу уққа утказилган перпендикуляр текисликлар устида жисм нуқталарининг маркази уқда жойлашган айланалар чиза оладиган ҳаракатига айтилади. Бу таърифни бергандан кейин доскага 24 - шакл чизилади “ 00”ни айланиш уқи деб айтилиши таъкидлаб утилади.



24-шакл



25-шакл

Кейин, хусусий ҳолларда айланиш уқи жисм ичидан утиши мумкин деб, 25-шакл доскага чизиб кўрсатилади. Бу ҳолда уқ устида ётган ҳамма нуқталарнинг ҳаракатланмасига уқувчилар диққати жалб этилади. Мисол тарақасида автомашина, трактор гилдираклари, самолёт парраги, турбина ротори айтиб утилади. Агар қаттиқ жисмнинг ичидан утган уқ атрофидаги айланма ҳаракатнинг ўзинигина тушунтирмоқчи бўлсак, у ҳолда темани “қўзғалмас уқ атрофидаги қаттиқ жисмнинг айланма ҳаракати” дейиш урнига “қаттиқ жисмнинг ичидан утган қўзғалмас уқ атрофидаги айланма ҳаракат” дейиш туғри булади чунки дарсликда худди шу ҳол ўрганилади. Бу ҳол учун қаттиқ жисмнинг ҳаракати

пайтида унинг икки нуқтаси қўзғалмас, бундай ҳаракатга қўзғалмас ўқ атрофида айланма ҳаракат дейилади деб таъриф берилади. Икки қўзғалмас нуқталардан ўқувчи чизиққа эса айланиш ўқи дейилади. Уз-узидан маълумки, қаттиқ жисмнинг айлана ҳаракати пайтида айланиш ўқи устида ётган жисм нуқталари ҳаракатланмайди. Айланиш ўқи устида ётмаган жисмнинг бошқа нуқталари ҳаракатлари пайтида улардан айланиш ўқиға ўтказилган перпендикуляр текисликлар устида (марказли айланиш ўқида жойлашган) айланалар чизади (25-шакл тушунтирилади). Жисмнинг қўзғалмас ўқи атрофида айланма ҳаракати пайтида унинг турли нуқталари, умуман айтганда, турлича ҳаракатланади. Шундай бўлишига қарамасдан, жисмнинг ҳамма нуқталари учун умумий кинематик ҳарактеристика яъни бир катталиқ топиш мумкин.

Айланма ҳаракат тенгламаси

Исталган вақт моменти учун айланма ҳаракатдаги жисм вазиятини аниқлайлик. Шу мақсадда OZ ўқи айланиш ўқи OO^1 бўйлаб йуналтирилган қўзғалмас $OXYZ$ координата системаси 26¹-шаклдаги каби чизилади, бу система жисмга нисбатан қўзғалмайди, яъни айланувчи жисм билан боғланмаган, қисқа ифодалаш учун унинг XZ координата текислигини “ P ” текислиги деб белгилаймиз. Иккинчи ҳаракатчан $O X_1 Y_1 Z_1$ координата системасини чизайлик. Унинг ҳам OZ_1 ўқи айланиш ўқи OO , бўйлаб йуналтиради. O, Z ўқи эса жисмнинг “ Q ” нуқтасидан ўтсин. Бу O, X, Y, Z координата системаси жисм билан биргаликда доимо $OXYZ$ системасига нисбатан қўзғалмас OO , ўқ атрофида айланади. Бу системада X, Z координата текислигини N -текислик деб айтаемиз. Маълум вақтдан кейин жисм билан биргаликда ҳаракатдаги текислик қўзғалмас P текислик билан чизиқли бурчак бўлган икки ёқли бурчак ташкил этади. φ — бурчакка жисмнинг бурилиш бурчаги дейилади φ — бурчакни радиан билан ўлчанади (радианга таъриф берилади). Жисмнинг қўзғалмас OO , ўқ атрофида айланиш пайтида унинг бурилиш бурчаги вақт ўтиш билан ўзгаради. Демак, бурилиш бурчаги вақтнинг функциясидир, яъни:

$$\varphi = f(t) \quad (a)$$

(a) га қаттиқ жисмнинг қўзғалмас ўқ атрофида айланма ҳаракат қонуни ёки тенгламаси дейилади. Бу тенглама исталган t вақт моментида қаттиқ жисм вазиятини тўла аниқлайди. Жисм ўқ атрофида нотекис айланма ҳаракатда бўлса, u ҳолда қуйдагича тушунти-

рилади: t вақт, momentiда айланувчи жисм вазияти бурилиш бурчаги билан, $t_1 = t + \Delta t$ вақт momentiда эса $\varphi_1 = \varphi + \Delta \varphi$ бурилиш бурчаги билан аниқланади. Бу ердар $\Delta \varphi$ ни Δt вақт оралигида бурилиш

бурчагининг орттирмаси дейилади. $\frac{\Delta \varphi}{\Delta t}$ нисбатини Δt вақтдаги жисмнинг уртача тезлиги дейилади ва уни $\varphi_{\text{ур}} \frac{\Delta \varphi}{\Delta t}$ (1) каби ёзилади. Δt нолга

интилган чоқда уртача бурчак тезлигининг лимитига берилган вақт momentiдаги жисмнинг бурчак тезлиги дейилади. Яъни

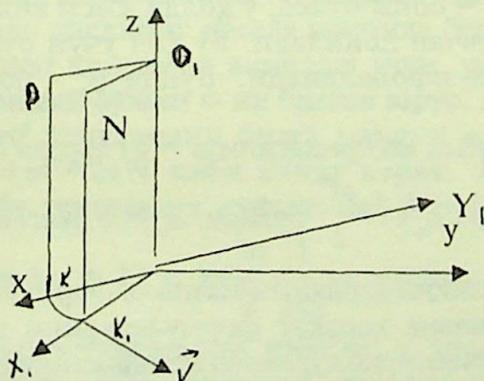
$$\omega = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \omega_{\text{ур}}, \text{ ёки } \omega = \lim_{\Delta t} \frac{\Delta \varphi}{\Delta t} \quad (2) \text{ кўринишда ёзилади.}$$

Берилган вақт интервалида бурилиш бурчагининг ортиш ёки камайишига қараб ω мусбат ёки манфий булади OZ -уқ учидан қараганда жисм соат стрелкаси ҳаракатига тескари айланса, у ҳолда бурилиш буырчаги ортади. Шунинг учун $\omega \geq 0$ булади. Шу пайтда $\omega \leq 0$ булади.

Демак, бурчак тезлигининг ишораси жисмининг уқ атрофида қайси томонга айланаётганини кўрсатади. Бурчак тезлигининг улчами

$$[\omega] = \frac{[\varphi]}{[t]} = \frac{\text{рад}}{\text{сек}} \quad \text{ёки } [\omega] = \frac{1}{\text{сек}} = \text{сек}^{-1} \text{ чунки радиан улчамсиз катталиқдир.}$$

Шундай қилиб, кўзғалмас уқ атрофида айланувчи қаттиқ жисмнинг кинематик ҳарактеристикаларида бурилиш бурчаги φ ни ва бурчак тезлигини аниқладик. Бурчак тезланиш ε ни эса қуйдагича аниқланади.



26-шакл

Айлана буйича нуқтанинг текис ҳаракати нонунини чизиқли ва бурчак тезликларининг сон қийматларини аниқлаш ва улар орасидаги муносабатини муаллифнинг ихтроси бўлмиш математика ва физика буйича демонстрацион асбобда яққол курсатиб тушунтириш мумкин. **Шу** мақсадда мазкур асбобга доир методик қўлланмадан фойдаланишни тавсия қиламиз: бурчак тезланиши тушунчаси юқоридагига ўхшаш мулоҳазалардан кейин

$\epsilon = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\omega}{\Delta t}$ каби ёзилади. Бурчак тезланишининг улчами эса:

$$[\epsilon] = \frac{[\omega]}{[t]} = \frac{1}{\text{сек}^2} = \text{сек}^{-2} \text{ булади.}$$

Агар $\omega \geq 0$ булса, у ҳолда бурчак тезлиги ортади, яъни жисм тезланувчан айланма ҳаракатда булади. Агар $\omega \geq 0$ ва ≤ 0 булса жисм секинланувчан айланма ҳаракатда булади. Шундай қилиб, ω ва ϵ лар бир хил ишорага эга булсалар, жисм тезланувчан айланма ҳаракатда ω ва ϵ лар ҳар хил ишорага эга булсалар секинланувчан айланма ҳаракат булади.

Хусусий ҳоллар

1. Агар $\omega = \text{const}$ булса, у ҳолда жисм текис айланма ҳаракатда булади. Ҳаракат тенгламаси $\varphi = \omega t$ каби ифодаланади. Техникада текис айланма ҳаракат бурчак тезлигини n *айл* каби ифодаланади, *мин*

уни $\frac{\text{рад}}{\text{сек}}$ кўринишда $\omega = \frac{2\pi n}{60} \cdot \frac{\text{рад}}{\text{сек}}$ ёки $\omega = \frac{\pi n}{30} \text{сек}^{-1}$ каби ёзилади.

2. агар $\epsilon = \text{const}$ булса, у ҳолда жисм айланма ҳаракатини текис узгарувчан дейилади. Бу ҳол учун бурчак тезлиги $\omega = \omega_0 + \epsilon t$ каби ифодаланади. Бунда ω_0 - бошланғич бурчак тезлигидир.

$\omega_0 = 0$ булса юқоридагини $\omega = \epsilon t$ тарзда ёзилади. Бурилиш бурчаги эса $\varphi = \omega_0 t + \frac{\epsilon t^2}{2}$ булади. $\omega_0 = 0$ булганда $\varphi = \frac{\epsilon t^2}{2}$ булади.

Туғри чизиқли ҳаракатга тегишли формулалар билан қаттиқ жисмнинг айлана ҳаракат формулаларини қўйидаги таблица воситасида солиштириб кўрсатиш методик талабни қаноатлантирган булади.

Жисмнинг тўғри чизиqli ҳаракати	Жисмнинг қўғалмас уқ атрофида айлана ҳаракати
$S=Vt; V=const$ $V=V_0+at$ $V_0=; V=at$	$\varphi=\omega t; \omega =const$ $\omega =\omega_0+\varepsilon t$ $\omega_0 =0; \omega =\varepsilon t$
$S= V_0 t + \frac{at^2}{2}$ $V_0=0; S=\frac{at^2}{2}$	$\varphi=\omega t + \frac{\varepsilon t^2}{2}$ $\omega_0 =0; \varphi = \frac{\varepsilon t^2}{2}; \varphi=2\pi N$ N - айланиш сони
$V=\sqrt{2Sa}$	$\omega =\sqrt{2\varphi\varepsilon}$
	$\omega = \frac{n\pi}{30} \text{ сек-1}$ $n \frac{\text{айл}}{\text{мин}}$

Машқ. Қўзғалмас уқ атрофида айланувчи дискнинг бирилиш бурчаги $\varphi=kt^3+\pi t^2$ тенгламага асосан узгаради: (к-доимий катталиқ, φ - раидан, t-секунд) биринчи 2 сек да 8 айл қолган дискнинг 4 секдан кейин бурчак тезлиги ва тезланиши аниқлансин 8 айл. дан кейин диск ҳаракатининг тенгламаси ёзилсин.

Ечиш. 1. Аввало дискнинг масала шартида берилганларига қўра конкрет ҳаракат қонунини аниқлаш учун, унинг умумий тенгламасидаги доимий бўлган к-ни билиш зарур. Шу мақсадда берилган $\varphi=kt^3+\pi t^2$ тенгламани бизга маълум $\varphi=2\pi N$ билан солиштириб, $kt^3+\pi t^2=2\pi N$ каби ёзиш керак. Агар масала шартидагиларни бу тенгламага қўйсақ: $2\pi \cdot 8 = k2^3 + \pi 2^2$ ёки

$$16\pi = 8k + 4\pi \text{ ёхуд } 8k = 12\pi; k = \frac{3\pi}{2} \cdot \frac{1}{\text{сек}}$$

қийматини берилган тенгламага қўйсақ, у ҳолда дискнинг қўзғалмас уқ атрофида айланма ҳаракат тенгламаси

$\varphi = \frac{3\pi}{2}t^3 + \pi t^2$ каби ёзилади.

2. Дискнинг бурчак тезлигини топиш учун φ нинг t ва $t + \Delta t$ твақт оралиқларига тегишли икки қийматини аниқлаш керак.

$$\varphi = kt^3 + \pi t^2$$

$$\varphi' = k(t^3 + \Delta t)^2 + \pi(t + \Delta t)^2 = kt^3 + 3kt^2 + 3\pi t^2(\Delta t)^2 + k(\Delta t)^3 + 2\pi t + \pi(\Delta t)^2$$

3. Бурилиш бурчак ортормаси эса:

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = 3kt(\Delta t) + 3kt(\Delta t)^2 + k(\Delta t)^3 + 2\pi t(\Delta t) + \pi(\Delta t)^2$$

4 уртача \longleftrightarrow бурчак \longleftrightarrow тезлиги \longleftrightarrow яъни $\frac{\Delta\varphi}{\Delta t}$ нисбат:

$$\frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = 3kt^2 + 3kt(\Delta t) + k(\Delta t)^2 + 2\pi t + \pi(\Delta t)$$
 каби аниқланади:

5. Берилган t вақт momentiдаги бурчак тезлиги эса:

$$\omega_1 = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = 3kt^2 + 2\pi t$$
 ёки $\omega_1 = 3kt^2 + 2\pi t$ дан иборат булади.

Агар $k = \frac{3\pi}{2} \cdot \frac{1}{\text{сек}^3}$ ни юқоридагига қўйсак: $\omega_1 = 3 \cdot \frac{3\pi}{2} t^2 + 2\pi t$,

$$\omega_1 = \frac{9\pi}{2} t^2 + 2\pi t$$
 исталган вақт учун бурчак тезлигининг

конкрет қийматига эришилади. Масала шартидаги 4 сек дан кейин бурчак тезлигини топиш учун (б) даги вақт t нинг урнига 4 сек ни қўйиш керак.

$$\text{Яъни: } t = 4 \text{ сек у ҳолда: } \omega_4 = \frac{9\pi}{2} 4^2 + 2\pi 4 = 72\pi + 8\pi = 80\pi (\text{сек}^{-1})$$

ёки $\omega_4 = 80 \text{ сек}^{-1}$ дан иборат булади. Бундан $\omega_4 = 80 \text{ сек}^{-1}$ га асосан

дискнинг бурчак тезлиги мусбат (яъни $\omega_4 \geq 0$) эканлиги куринади.

Демак, айланиш уқининг юқори томонидан қараганда диск соат стрелкаси ҳаракатига тесқари айланаётганини кураимиз.

6. Бурчак тезланишини топиш учун ω_1 -нинг t ва $t + \Delta t$ вақтларга тегишли икки қийматини аниқлаш керак. Бу қийматларни аниқлашни уқувчиларга хавола қиламиз.

ω_1 -ни аниқлашдагига ухшаш мулоҳазалардан кейин, берилган вақтда бурчак тезланиш:

$$\omega = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \omega}{\Delta t} = 9\pi t + 2\pi \text{ эришамиз.}$$

$t=4$ сек вақт моментидаги бурчак тезланишини аниқлаш учун, юқоридагига вақт t нинг урнига 4 сек қўйиш керак. У ҳолда $\varepsilon_4 = 9\pi t + 2\pi = 9\pi \cdot 4 + 2\pi = 38\pi (\text{сек}^{-1})$ $\varepsilon_4 = 38\pi \text{сек}^{-1}$ га эришамиз.

Демак, бурчак тезланиши мусбат қийматга (яъни $\varepsilon_1 \geq 0$) эга бўлгани сабабли диск текис тезланувчан айланма ҳаракатда бўлади.

Қўзғалмас ўқ атрофида айланувчи қаттиқ жисм бурчак тезлиги ва бурчак тезланиши векторлари.

Олдинги темада чиқарилган формулалар амалий масалаларни ечиш учун етарлидир. Лекин қўзғалмас ўқ атрофида айланувчи қаттиқ жисмнинг ҳаракатини текшириш учун бурчак тезлик ва тезланишнинг вектор формулаларини бериш зарур.

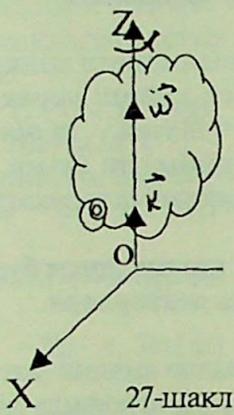
Бурчак тезлик. Қўзғалмас ўқ атрофида айланувчи қаттиқ жисмда ўзгармай-диган бирдан-бир йўналиш қўзғалмас айланиш ўқи бўлганидан, бурчак тезлигини шу йўналиш билан боғлаш керак. Шунинг учун бурчак тезлик вектори айланиш ўқи бўйича йўналган вектор тариқасида тасвирланади. Буни ўқувчиларга қуйдагича тушунтирилади. Қўзғалмас $OXYZ$ координата системасининг OZ -ўқи атрофида айланувчи қаттиқ жисм оламиз. OZ -жисм айланиш ўқининг ис-талган нуқтасига қўйилган бурчак тезлик вектори $\vec{\omega} = \omega \vec{k}$ формула билан аниқланади. (векторни скалярга кўпайтириш темасига қаралсин) (1) даги ω -жисмнинг бурчак тезлиги модули, \vec{k} эса OZ уқининг бирлик вектори, $\vec{\omega}$ - қўзғалмас ўқ атрофида айланувчи жисмнинг бурчак тезлик векторидир.

Агар $\omega \geq 0$ бўлса, (1) га асосан $\vec{\omega}$ ва \vec{k} векторлари бир томонга йўналади. (27-шакл).

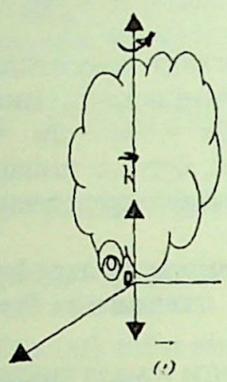
Агар $\omega \leq 0$ бўлса, у ҳолда $\vec{\omega}$ ва \vec{k} векторлар карама-карши томонга йўналадилар. (28-шакл)

Агар OZ ўқининг мусбат томони учидан қаралса, биринчи ҳолда қаттиқ жисм шу ўқ атрофида соат стрелкаси ҳаракатига тескари. Иккинчи ҳолда эса соат стрелкаси йўналишида айланади. Демак, айланиш ўқининг учидан қараганда жисмнинг айланма ҳаракати соат стрелкаси ҳаракатига тескари кўринса, бурчак тезлиги вектор ω ўқининг мусбат томони бўйича йўналади. Акс ҳолда

тескари йуналишда булади. ω вектор айланиш ўқининг исталган нуқтасига қўйилиши мумкин бўлгани учун унга сирганувчи вектор дейилади.

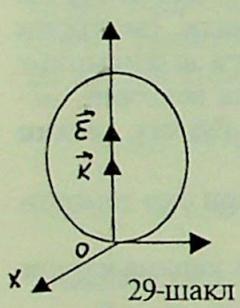


27-шакл

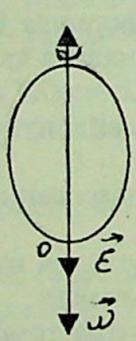
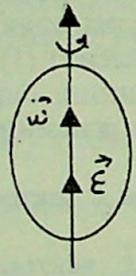


28-шакл

Бурчак тезланиш вектори. Бурчак тезланиш вектори $\vec{\epsilon} = \vec{\omega} \cdot \vec{k}$ каби ифодаланади. Агар $\epsilon \geq 0$ булса, у ҳолда $\vec{\epsilon}$ ва \vec{k} лар бир томонга йуналади. Агар $\epsilon \leq 0$ булса, у ҳолда $\vec{\epsilon}$ ва \vec{k} лар қарама-қарши томонга йуналади. Агар $\vec{\omega}$ ва $\vec{\epsilon}$ лар бир хил ишорали, яъни жисм тезланувчан айланма ҳаракатда булса, $\vec{\omega}$ ва $\vec{\epsilon}$ векторлар бир томонга йуналади (29-шакл).



29-шакл



30-шакл

Агар ω ва ϵ лар ҳар хил ишорали яъни жисм секинланувчан айлана ҳаракатда булса, $\vec{\omega}$ ва $\vec{\epsilon}$ векторлар қарама-қарши йуналадилар (30-шакл)

\vec{V} ва $\vec{\omega}$ векторлар орасидаги муносабат. Бу мавзунинг утишда, аввало икки векторнинг вектор купайтмасини ўқувчиларга қуйдагича тушунтирилади.

Икки \vec{A} ва \vec{B} векторларнинг вектор купайтмаси учинчи \vec{C} вектор бўлиб:

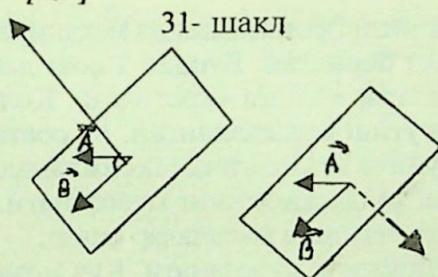
1) узунлиги (C нинг модули) купайтирилувчи A ва B векторлар модулларининг улар орасидаги бурчак $(A, \wedge B) = \sin \alpha$ купайтмасига тенг (яъни: $C = AB \sin \alpha$)

2) берилган \vec{A} ва \vec{B} векторлар ётган текисликка нормал равишда йуналгандир.

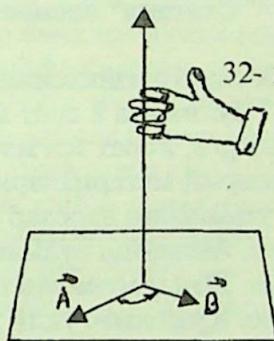
Векторлар купайтма \vec{C} нинг йуналиши уннг винт ёки уннг кул коидаси асосида аниқланади.

Уннг қўлининг тўрт бармоғини \vec{A} дан \vec{B} га энг қисқа бурилиши томонига қараб букилганда катта бармоқ, вектор купайтма \vec{C} нинг йуналишини қўрсатади. Вектор купайтмани $\vec{C} = [\vec{A}\vec{B}]$ ёки $\vec{C} = \vec{A} \cdot \vec{B}$ каби ёзилади (31-шакл).

$$C = |\vec{A}\vec{B}|$$

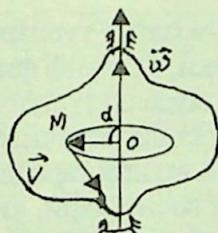


31- шакл

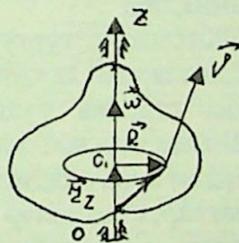


32- шакл

Бу қоидага асосан $[\vec{B}\vec{A}]$ купайтма абсолют катталиқ жиҳатдан $[\vec{A}\vec{B}]$ купайтманикига тенг, яъни $[\vec{A}\vec{B}] = [\vec{B}\vec{A}]$ ишора эса қарама-қаршидир. Яъни $[\vec{A}\vec{B}] = -[\vec{B}\vec{A}]$ “Математика ва физика демонстрацион асбоб” қўлланмасидан фойдаланиб, $V = \omega R_{(a)}$ тушунтирилади. Бу катталиқларни 32- шаклда қўрсатилади.



33- шакл



34- шакл

V вектор $\vec{\omega}$ вектор билан \vec{R} вектор ётган текисликка перпендикулярдир ва катталик жиҳатидан $V = (\omega R \sin \alpha)$ ($\alpha = 90^\circ$) булганлигидан $\sin 90^\circ = 1$; у ҳолда $v = \omega R$ га эришамиз.

(а) га асосан \vec{V} вектор йуналиши $\vec{\omega}$ ва \vec{R} векторларнинг вектор купайтмаси билан бир йуналишда булгани учун уни $V = [\vec{\omega} \vec{R}]$ (1) каби ёзишга ҳақлимиз.

Агар қаттиқ жисмнинг OO_1 айланиш ўқи $OZ_{\text{ўқ}}$ билан устма-уст тушса айланиш ўқи устида олинган ихтиёрий нуқтага (масалан O га) нисбатан айланувчи A нуқта вазиятини r -вектор воситасида аниқланса, шу A нуқтанинг чизикли тезлик вектори қуйидагича топилади (34-шакл). $\triangle OO_1A$ дан: $\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}_z$ (2) ($\vec{r}_z \vec{R}$ ва \vec{r} векторларнинг тушунтириш ўқитувчига ҳавола қилинади). Агар (2)ни (1) га қуйсак, $\vec{V} = [\vec{\omega} * \vec{R}] = [\vec{\omega}(\vec{r} - \vec{r}_z)] = [\vec{\omega}\vec{r}] - [\vec{\omega}\vec{r}_z]$ ҳосил булади, бироқ $(\omega r_z) = 0$ булади.

Буни эътиборга олсак $V = [\vec{\omega} \cdot \vec{r}]$ (3) га эришамиз.

“Статика” элементларни ўтиш тажрибасидан

VII-IX синф физикасининг янги программасида механиканинг “статика” бўлимига 8 соат вақт берилган. Бундан 2 соат лаборатория ишларга, 2 соат эса масалалар ечишга ажратилган. Қолган 4 соатда назарий материаларни ўтиш мўлжалланган. Бу соатларга тегишли темаларни дарслар буйича қуйидагича тақсимланади:

1-Дарс. Айланиш булмаган ҳолда жисмнинг мувозанати.

2-Дарс. Жисм мувозанатига тегишли масалалар ечиш.

3-Дарс. Қузғолмас ўқли жисмнинг мувозанати. Куч моменти. Моментлар қоидаси.

4-Дарс. Лаборатория иши: “ричагнинг мувозанатлик шартини аниқлаш”

5-Дарс. “Куч моменти” мавзусига оид масалалар ишлаш.

6-Дарс. Оғирлик маркази (масса маркази).

7-Дарс. Лаборатория иши: “ясси пластинкаларнинг оғирлик, марказини аниқлаш”.

8-Дарс. Жисмнинг турғунлиги. Мувозанат турлари.

Юқоридагилардан яққол кўринадикки, 6-9 синф физикаси ўқув қўлланмасида “статика” бўлимига оид жуда оз тушунча берилган. Хуллас, физикага оид методик адабиётларда ўқувчиларнинг касб танлашига ёрдам бера оладиган, ҳозирги техник тараққиёт даврида турли иншоатлар, станоклар транспорт воситалари, кишлоқ хўжалик машиналарининг турғунликлари каби умумий техник характе-

ридаги кенг доирада имкон берувчи асосий тушунча ва қоидаларни татбиқ этиб исбот қилинади геометрия теоремаларини урганишга зарур статикага оид материаллар старли равишда ёритилмаган.

Сузсиз ўрта мактабни тугатган ўқувчиларнинг бир қисми ке-лажақда физика ёки математика ўқитувчиси бўлиш ниятида педагогика институтларига ўқишга киради. Бироқ педагогика институт-ларининг физика ва математика факультетлари учун қатор автор-лар томонидан ёзилган “умумий физика курси” юзасидан дарслик ва қўлланмаларда “статика” бўлими мутлақо йўқ. Гарчи педагогика институтларининг фақат физика факультетларидагина ўтиладиган назарий механика курсида статика бўлимига 2 соат вақт ажратилган. Демак педагогика институтини битирган олий маълумотли физика ва математика ўқитувчилари “статика” бўлими бўйича \longleftrightarrow фақат 2 соат қўшилган ҳолда юзаки маълумот билан мактабга ишга келади. Ўқитувчи, унинг тафакур образи ҳар томонлама ҳар қандай ижобий таълим-тарбияда энг муҳимдир яъни маълумки мактабдаги таълим-тарбия масаласини муваффақиятли ҳал қилиш ўқитувчининг ўз касбини қанчалик пухта эгаллаганига боғлиқ.

Юқорида айтилган камчиликларга барҳам бериш мақсадида 8 соатлик факультатив машғулот ўтказишни тавсия қиламиз.

Шу машғулотларда “Статика”дан қайси темаларни қандай ўтиш методлари тўғрисида қисқача тўхташни зарур деб топдик.

Статика механиканинг бир бўлими бўлиб унда кучлар тўғрисида умумий таълим ва кучлар таъсиридаги моддий жисм мувозанатлик шартлари ўрганилади. Мувозанат деганда эса жисмнинг нисбий тинчлиги ёки бошқа бир жисмга нисбатан тўғри чизиқли (яъни инерция бўйича) ҳаракати, ёки жисм масса марказидан ўтган ўқ атрофида текис айланиш тушунилади.

Дунёда абсолют мувозанат йўқ, мувозанат нисбийдир. Мувозанатлик тўғрисида гапирганда қайси санок (координата) ситемасига нисбатан берилган жисм мувозанат ҳолда турганлигини курсатиш зарур. Масалан, тўғри чизиқли текис илгарилама ҳаракатдаги қаттиқ жисм тезлиги билан ҳаракатланувчи инерциал координата система-синигина танлаш керак. Механикада кучлар ва уларнинг мувозанатлиги тўғрисида-таълим икки метод геометрик ва аналитик равишда кенг микёсда қўлланилади. Демак, физикада бу таълимнинг баёни экспери-ментлар воситасида ўтказилиши керак, чунки физиканинг асосий методи эспериментдир. Шу билан бир қаторда бошқа методларни ҳам қўллаш зарур.

Физикани уқитишда геометрик ясашни қўллашнинг икки ёқлама аҳамияти бор. Бу ясашлар таълимга кургазмалиликни бойитади ва турли ҳисоблашлар учун асосий хизматни бажаради. Геометрик чизмалар эксперимент билан боғланган бўлиши керак. Бундан кейинги ҳамма мулоҳазаларимизда бу принципга риоя қиламиз чунки геометрик ясашни тажриба ва шакл билан бирга қўшиб олиб бориш дидактик жиҳатдан катта аҳамиятга эга. Статикани бурчак ва чизикли тезланишлар бўлмаган динамик жараёнларнинг хусусий ҳоллардан иборат дейиш мумкин бироқ статиканинг бошқа қонунларини келтириб чиқаришда динамика қонунларидан ташқари яна бир неча аксиомларидан фойдаланилади. Чунки статиканинг аксиомлари абсолют қаттиқ жисмга қўйилган кучларнинг асосий хусусиятларини аниқлайди. Уқувчиларга бу аксиомалар тушунтирилаётган пайтда статикада тез-тез учраб турадиган таърифларни ҳам кези келганда тушунарли қилиб бериш зарур. Статикада ҳамма қаттиқ жисмлар абсолют қаттиқ жисм каби урганилади, чунки бу ту-шунча статикани урганишга анча қулайлик туғдиради. Абсолют қаттиқ жисм деб ихтиёрий икки нуқта оралиги исталган шароитда узгармовчи қаттиқ жисмга айтилади. Тажриба турмушда бундай жисмнинг йўқлигини исботлайди. Табиатдаги ҳамма қаттиқ жисмлар деформацияланади. Бироқ машина деталларининг ва бошқа техник қуролларнинг деформацияси жуда ҳам кичик бўлганидан бу объектларнинг мувозанатлик шартларини аниқлашда уларни абсолют қаттиқ жисм деб қабул қилинади (бундан кейинги мулоҳазаларимизда қаттиқ жисм деб айтамыз).

Эркин жисм. Берилган жисм фазода исталган томонга куча олса бу жисмга эркин жисм дейилади. Уларга учиб, бораётган ҳаво шари, снаряд кабилар мисол бўлаолади.

Статиканинг баъзи аксиомалари. Дарсликдаги “Айланиш бўлмаган ҳолда жисмнинг мувозанати” мавзусини тушунтириш ва масалалар ишлаш учун қуйидаги аксио-малар билан уқувчиларни таништириш мақсадга мувофиқдир.

1-аксиома. Эркин абсолют қаттиқ жисмнинг икки нуқтасига қўйилган ва уларни бирлаштирувчи тўғри чизик буйлаб қарама-қарши томонга йўналган модуллари тенг икки куч системаси мувозанатда бўлади. Бизга маълумки бундай кучларнинг тенг таъсир, этувчиси нолга тенг. Яъни $|\vec{R}| = |\vec{F}_1| + |-\vec{F}_2| = 0$ бундаги \vec{F}_1 ва \vec{F}_2 кучлар узаро мувозанатлашади. Шундай кучлар системаси

мувоза-натдаги система ёки ноль система дейилади. ва уни $(F_1, F_2) \equiv 0$ каби ёзилади. Бу кучлар системаси нолга эквивалент деб уқилади. (\equiv) белгиси эквивалентликни кўрсатади бундай кучлар таъсиридаги жисм фақат деформацияланиши мумкин демак абсолют қаттиқ жисмнинг мувозанатлик ҳолати мутлақо узгармайди.

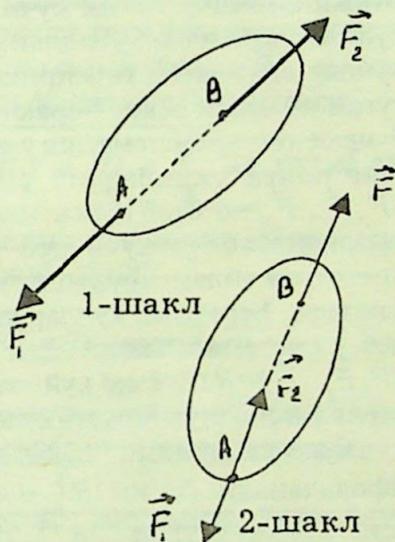
2-аксиома. Жисмга қўйилган кучлар системасига ноль система қўшилса ёки ундан олинса берилган кучлар системасининг жисмга таъсири узгармайди. Бу аксиоманинг биринчи натижаси: эркин абсолют қаттиқ жисмнинг ихтиёрий бир нуқтасига қўйилган куч таъсирини узгартирмай шу кучни таъсир чизиги бўйлаб жисмнинг бошқа нуқтасига кучириш мумкин. Бу натижа 1 ва 2-аксиомаларга асосан қўйдагича исбот қилинади. Эркин абсолют қаттиқ жисмнинг А нуқтасига қўйилган \vec{F}_1 кучнинг таъсир чизигида ихтиёрий В нуқтани оламиз. (2-шакл) ва унга модуллари кучнинг модулига тенг яъни:

$$|\vec{F}| = |\vec{F}_1| = |\vec{F}_2| \quad (1\text{-шакл}) \text{ булган}$$

$(\vec{F}_1, \vec{F}_2) = 0$ каби ноль системани қўямиз. 1- аксиомадан маълумки

$(\vec{F}_1, \vec{F}_2) = 0$ система қўйилган жисм ҳолати узгармайди. Шаклдан А га қўйилган F_1 куч билан В га қўйилган F_2 куч ноль системани (яъни

$(\vec{F}_1, \vec{F}_2) = 0$) ташкил қилади ва 2- аксиомага асосан уни ташлаш мумкин. Демак жисмнинг А нуқтасига қўйилган куч урнига В нуқтада F_1 куч қолади натижа исбот бўлади.



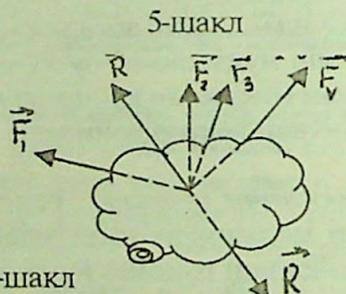
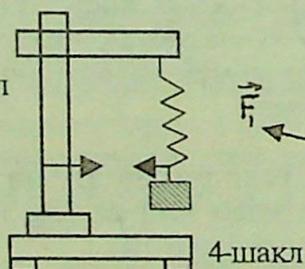
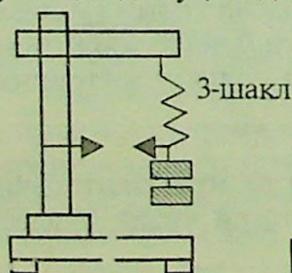
Шундай қилиб абсолют қаттиқ жисмга таъсир этувчи кучнинг қўйилиш нуқтасини, бу кучни таъсир чизиги бўйлаб жисмнинг исталган нуқтасига кучириш мумкин бўлгани учун куч векторини сирпанувчи вектор дейилади.

Иккинчи тажриба. Тенг таъсир этувчи ва мувозанатловчи кучлар модуллари жиҳатидан тенг ва бир туғри чизиқ бўйлаб қарама-қарши томонга йўналган бўлади.

Тенг таъсир этувчи ва мувозанатловчи кучлар.

Бир туғри чизиқ буйлаб параллел ва узаро бурчак ясаб таъсир этувчи ва мувозанатловчи кучлар туғрисида тушунча берилади. Уқувчилар улар орасидаги фарқни тушунча олмаганлигини педагогик тажрибада кўрдик. Чунончи 7- синф физика қўлланмасидаги утказиладиган тажрибаларда уқувчилар мувозанатловчи кучнинг катталигини улчайдилар ва йўналишни кўрадилар кейин шунга асосан тенг таъсир этувчи ва мувозанатловчи кучларни уқувчилар аниқ тушиниши учун қуйидагича маълумот бериш керак.

Тажриба. Одатдаги пулат пружинага 4-шаклдаги каби икки юк осилади пружинанинг чузилиши белгиланади. Кейин икки юкни олиб қуйиб уларга тенг бир катта юк осилади. Пружинанинг илгаригидаги каби булишига уқувчилар диққати жалб этилади. Бу тажрибадан катта юкнинг оғирлиги тенг таъсир этувчи пружинанинг эластик кучи эса мувозанатловчи кучдан иборат булиши таъкидлаб утилади. Сўнгра “агар эркин жисм берилган кучлар системаси таъсирида була туриб тинчлик ҳолатини ёки туғри чизиқли текис ҳаракатдаги ҳолатини сақлай олса, у ҳолда бундай кучлар системасига узаро мувозанатлашган кучлар системаси ёки нолга эквивалент система” деб таъриф берилади ва $(\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n) = 0$ ёзиб кўрсатилади. Берилган кучлар системасининг мувозанатловчи кучи деб угсистемага қушилганда уни ноль системага айлантирувчи кучга айтилади. $(\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n, \vec{R}) = 0$ (а) деб ёзилади. Берилган кучлар системасининг тенг таъсир этувчиси деб у системага эквивалент бир кучга айтилганлигини эслатиб $(\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n) = \vec{R}$ (б) ёзиб қуйилади. Сўнгра (А) ва (Б) ни солиштириб “тенг таъсир этувчига эга булган кучлар системаси мувозанатловчи куч булиши мумкин” деган хулоса чиқарилади ва $\vec{R} = \vec{R}^*$ (в) каби ифодаланади. (в) ни $|\vec{R}|$ мувозанатловчи куч модул жиҳатидан тенг таъсир этувчи $|\vec{R}^*|$ га тенг булиб қарма-қарши томонга йўналади деб уқилади.



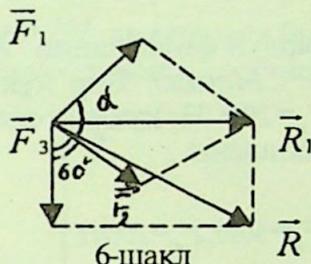
**Бир нуқтага қўйилган текисликдаги кучлар системасига
оид масалалар ечиш**

Геометрик усулда қўшиш. Масала ҳар қайси 10 Н га тенг бўлиб, йуналишлари жиҳатидан узаро кетма-кет 60° бурчак ташкил этувчи уч кучнинг тенг таъсир этувчиси топилисин.

$$\vec{F}_1 = \vec{F}_2 = \vec{F}_3 = F = 10\text{H}$$

$$\alpha = 60^\circ$$

$$R = ?$$



Ечиш. Берилган кучларнинг параллелограм қондаси (аксиомаси)га асосан кетма-кет қўшиш орқали тенг таъсир этувчиси топилади. Аввал \vec{F}_1 ва \vec{F}_2 ларнинг тенг таъсир этувчиси $|\vec{R}_1|$ кучни $R_1^2 = F_1^2 + F_2^2 + 2F_1F_2 \cos \alpha$ формуладан фойдаланиб топилади.

$$R_1 = \sqrt{F_1^2 + F_2^2 + 2F_1F_2 \cos 60^\circ} = \sqrt{F_1^2 + F_2^2 + 2 \frac{F^2}{2}} = \sqrt{3F^2} = \sqrt{3}F$$

Кейин R_1 билан R ларнинг тенг таъсир этувчисини юқоридаги аксиомани ва формулани татбиқ қилиб, яъни:

$$R = \sqrt{F_1^2 + R_1^2} = \sqrt{F^2 + 3F^2} = \sqrt{4F^2} = 2F \text{ топилади.}$$

Уйга вазифа учун В.И. Демковичларнинг “Физикадан масалалар тўплами”дан 311- ва 324-масалалар тавсия қилинади.

Аналитик қўшиш. Таъриф: кучни унинг координата уқлардаги проекциялари ва қўйилган нуқтасининг координаталари орқали топиш усулга аниқлаш дейилади.

Одатда, кучларни аналитик усулда қўшиш геометрик қўшишга нисбатан баъзи ҳолларда анача енгил. Шунинг учун берилган кучлар бир нуқтага қўйилган булса боши шу нуқтага жойлашган координата уқларини шундай йуналтириш керакки, берилган кучларнинг проекцияларини аниқлаш керак “векторларнинг координата уқларидаги проекцияларини қўшиш” мавзусига асосан:

$$\left. \begin{aligned} R_x &= F_{1x} + F_{2x} + \dots + F_{nx} \\ R_y &= F_{1y} + F_{2y} + \dots + F_{ny} \end{aligned} \right\} \text{a)}$$

$$\left. \begin{aligned} R_x &= \sum_{i=1}^n F_i x \\ R_y &= \sum_{i=1}^n F_i y \end{aligned} \right\} \text{б)}$$

лардан фойдаланиб $R = \sqrt{R_x^2 + R_y^2}$ ҳосил қилинади.

Масала. Бир нуқтага қўйилган текисликдаги $F_3 = 60$ Н, $F_4 = 200$ Н кучлар системаси берилган, тенг таъсир этувчиси топилин.

$$F_1 = 50 \text{ Н}, F_4 = 200 \text{ Н}$$

$$F_2 = 100 \text{ Н}, (\vec{F}_1, \vec{F}_2) = 30^\circ$$

$$F_3 = 60 \text{ Н}, (\vec{F}_3, \vec{F}_4) = 150^\circ$$

$$\vec{R} = ?$$

$$1) F_{1x} = F_1; F_{2x} = F_2 \cos 30^\circ$$

$$2) F_{1y} = 0; F_{2y} = F_2 \sin 30^\circ$$

$$F_{3y} = F_3; F_{4y} = -F_4 \sin 60^\circ$$

$$3) R_x = F_{1x} + F_{2x} + F_{3x} + F_{4x}$$

$$R_x = F_1 + F_2 \cos 30^\circ - F_4 \cos 60^\circ$$

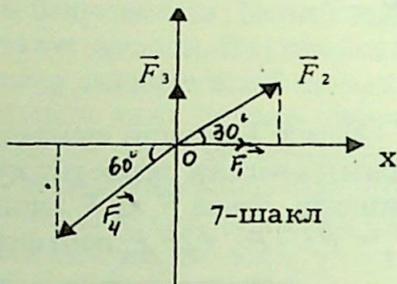
$$R_x = 50 \text{ Н} + 100 \frac{\sqrt{3}}{2} \text{ Н} - 200 \frac{1}{2} \text{ Н}$$

$$R_x = 50\sqrt{3} \text{ Н} - 50 \text{ Н} = 50(\sqrt{3} - 1) \text{ Н}$$

$$R_x = 50 \text{ Н} * 0,73 = 36,5 \text{ Н}$$

$$R_x = 36,5 \text{ Н}$$

$$5) R = \sqrt{R_x^2 + R_y^2} = \sqrt{(36,5)^2 + (-63)^2} = 73 \text{ Н}; R = 73 \text{ Н}; R_y = -63 \text{ Н}$$



$$4) R_y = F_{1y} + F_{2y} + F_{3y} + F_{4y}$$

$$R_y = F_1 \sin 30^\circ + F_3 - F_4 \sin 60^\circ$$

$$R_y = 100 \text{ Н} * \frac{1}{2} + 60 - 200 \frac{\sqrt{3}}{2}$$

$$R_y = 50 \text{ Н} + 60 \text{ Н} - 100 \sqrt{3} \text{ Н}$$

$$R_y = 110 \text{ Н} - 173 = -63 \text{ Н}$$

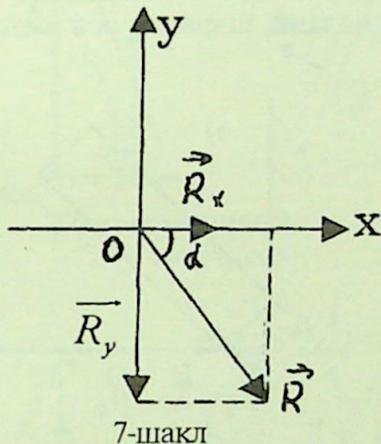
Тенг таъсир этувчи куч 7- шаклдаги каби йуналади.

$$6) \cos(R_x, R_y) = \cos\alpha = \frac{R_x}{R} = \frac{36,5}{73} = 0,5; \alpha = 60^\circ$$

Унинг йуналиши (яъни α бурчаги) юқоридаги формуладан топилади.

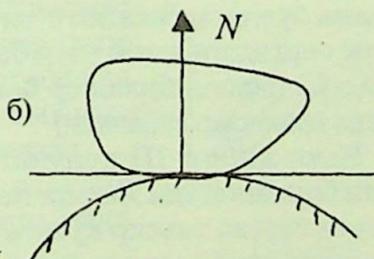
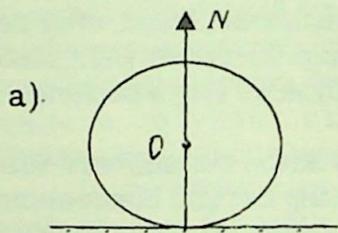
1- машқ. $F_1 = 100\text{H}$, $F = 50\sqrt{3}\text{H}$ $F_2 = 50\text{H}$ дан иборат бир нуқтага қўйилган кучлар системасининг тенг таъсир этувчиси топилсин деб қабул қилинсин.

2-машқ Кривонинг бизга маълум масалидаги қаҳрамонлар оқ куш, чуртан балиқ ва қисқичбақа қандай ҳолларда юкли аравани жойидан силжитишлари мумкин эмас. Уларнинг кучлари узаро тенг ва ер билан арава гилдираклари орасида ишқаланиш йуқ деб қабул қилинсин (геометрик ва аналитик ечилсин) “масалалар туплами” даги 312-масалани ёчиш уйга берилади.



7-шакл

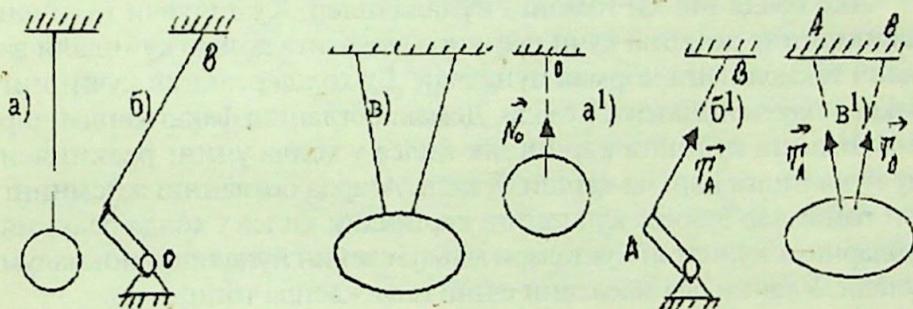
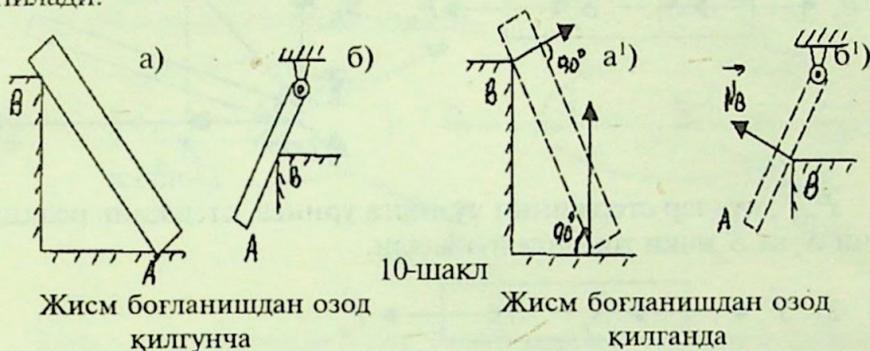
Боғланишлар аксиомаси. Эркинмас жисмнинг эркин жисм деб қараш учун боғланиш таъсирини бу боғланишнинг реакция кучи билан бир фикран алмаштириш зарур яъни жисмга қўйилган актив кучлар билан бир қаторда бошланишнинг пассив реакцияси кучларини топишни билиш амалий масалаларни ёчиш учун ниҳоятда муҳим кучларини аниқлашга доир етарли масалалар ишлаш зарур. Реакция кучини аниқлаш учун унинг модули йуналишини ва қўйилиш нуқтасини



8-шакл

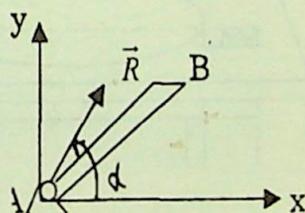
жисми ҳаракатлантира олмайди. Шунинг учун боғлиқнинг реакция кучидан бошқа ҳамма кучлар актив куч ҳисобланади. Боғлиқнинг реакция кучларини аниқлаш статиканинг асосий масалаларидан бири ҳисобланади.

Эркинмас жисмларнинг мувозанати ҳақида масаларни ешишга катта аҳамиятга эга булган боғлиқлар аксиомасидан фойдаланилади.



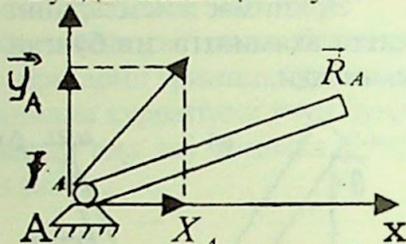
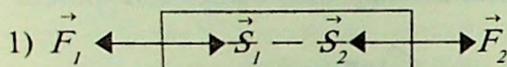
Эгиловчи жисмларнинг реакция кучлари улар буйлаб йуналади. Қузғалмас таянчли цилиндрик шарнир узларидаги тешик орқали ўтган болт (уқ) атрофида айлана олувчи икки жисмнинг бирлаштирилишига шарнир дейилади.

Цилиндрик шарнирнинг реакция кучи шарнир уқига тик текисликда ётади ва уққа қуйилади (12-шакл).



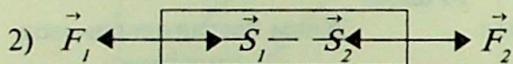
Бироқ бундай шарнирда R нинг модули ва йўналиши номаълум бўлади. Шунинг учун \vec{R} ни узаро тик икки X ва Y каби тузувчиларга ажратиш тавсия қилинади.

Боғланиш стержен воситасида бўлса унинг реакция кучи стерженнинг ўқи бўйлаб йўналади. Бунда: икки ҳол бўлиши мумкин:



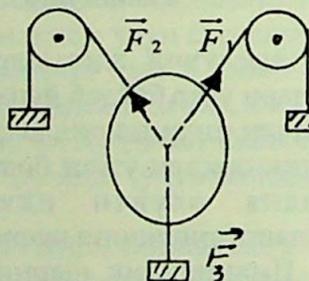
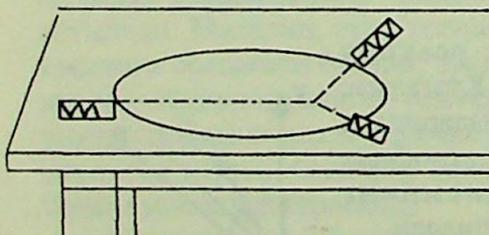
13-шакл

\vec{F}_1, \vec{F}_2 кучлар стержинни чузишга уринса, стержинь реакция кучи \vec{S}_1 ва \vec{S}_2 ички томонга йўналади.



Акс ҳолда ташқи томонга йўналадилар. Қузғалувчи таянчли шарнирнинг реакция кучи шарнир марказига доимо қўйилади ва таянч текислигига нормал йўналади. Бу ҳолда реакция кучининг фақат модули номаълум бўлади. Демак, боғланиш фақат қандайдир бир томонга кучишга қаршилик қилса у ҳолда унинг реакцияси шу йўналишга қарама-қарши бўлади. Агарда боғланиш жисмининг куп томонлар бўйича куч ишига қаршилик қилса у ҳолда реакция кучларнинг қўйилган нуқталари маълум лекин йўналиши ноъмаълум бўлади. Уларни эса масалани ечиш натижасида топилади.

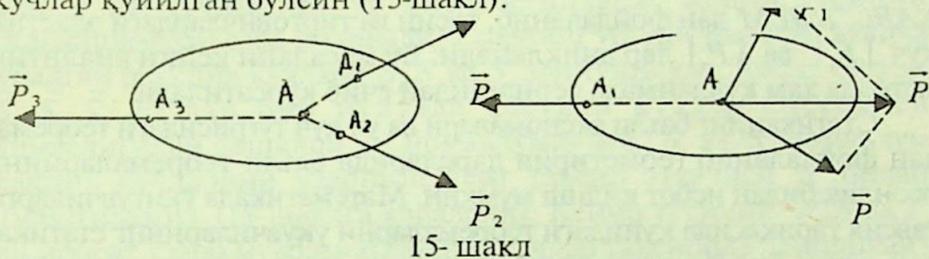
Статиканинг купчилик амалий масалаларини ечишда уч куч туғрисидаги теоремадан фойдаланилади. Уқувчилар бу теореманинг исботи осон тушунча олганлари учун уни беришни тавсия қиламиз.



14-шакл

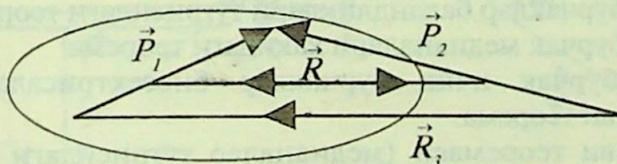
Уч куч теоремасини исбот қилишдан олдин 18-шаклдаги тажрибалар курсатилади. Кейин қуйидаги теорема айтилиб исбот қилинади

Теорема: бир текисликда ётувчи паралел булмаган учта куч мувозанатлашса улар бир нуқтада кесишиб. Ёпиқ кучлар учбурчагини ҳосил қилади. Фараз қилайлик жисмнинг A_1, A_2 ва A_3 нуқталарига бир текисликда ётувчи паралел булмаган уч P_1, P_2, P_3 кучлар қуйилган бўлсин (15-шакл).



Кучлар паралел булмагани учун улардан исталган масалан \vec{P}_1 ва \vec{P}_2 нинг таъсир чизиқлари бирор A нуқтада кесишади. \vec{P}_1, \vec{P}_2 ни бизга маълум аксиомага асосан таъсир чизиқлари буйлаб A нуқтага кучириб паралелограмм ёки кучлар учбурчагини тузиш йули билан кутиб тенг таъсир этувчи $\vec{R} = \vec{P}_1 + \vec{P}_2$ кучни топамиз. Энди жисмга фақат \vec{R} ва \vec{P}_3 кучлар таъсир қилаётганини курамиз. Шартга кура, бу кучлар узаро мувозанатлашгани учун улар модуллари жиҳатидан тенг ва бир туғри чизиқ буйлаб қарама-қарши томонга йуналган булиши керак. Демак P_3 кучининг ҳам таъсир чизиғи A нуқтадан ўтиши шарт. Теореманинг биринчи қисми шу билан исбот булади.

Берилган \vec{P}_1, \vec{P}_2 ва \vec{P}_3 кучлар ёпиқ учбурчак ташкил қилинишини исботлаш қийин эмас жиҳатидан P ва R лар узаро тенг булгани учун P нинг бошини R нинг учини B га келтирсак у ҳолда, албатта, P_3 нинг учи A нуқтада ётади (16-шаклга қаралсин) ва P_1, P_2, P_3 кучлардан иборат ёпиқ кучлар учбурчаги ҳосил булади.



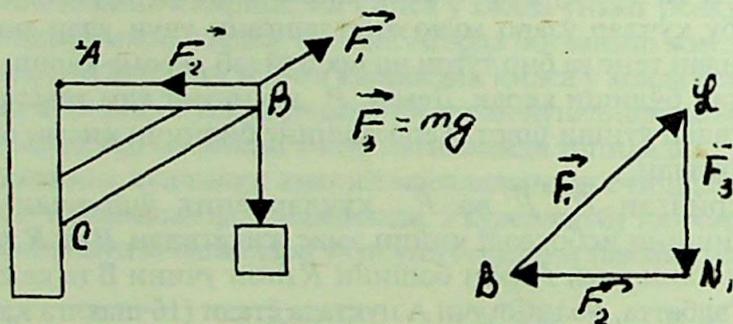
Демак $\vec{P} + \vec{P} + \vec{P} = 0$ булгани учун жисм мувозанатда булади. Мувозанатда биринчи умумий шarti яъни:

$$\sum_{i=1}^n \vec{P}_i = 0$$

Ҳисобга олинган масалаларни ечишда бу теоремадан фойдаланиш қулайдир. 17-шаклдан фойдаланиб кучлар учбурчаги чизилади. Шаклдаги уч бурчакларнинг ухшашлигидан яъни $\triangle ABC \sim \triangle BLM$ дан фойдаланиб, тусин ва тирговичлардаги эластик куч $|\vec{F}_1|$ ва $|\vec{P}_2|$ лар аниқланади. Бу масалани кейин аналитик методда ҳам қўлланмада берилгандай ечиб курсатилади.

Статиканинг баъзи аксиомалари ва уч куч тўғрисидаги теоремадан фойдаланиб геометрия дарсларида баъзи теоремаларнинг осонлик билан исбот қилиш мумкин. Математикада ўқитувчиларга тавсия тариқасида қуйидаги теоремаларни ўқувчиларнинг статикадан олган билимларини татбиқ қилган ҳолда тушунтиришлари мақсадга мувофиқ булар деб уйлаймиз.

1. Учбурчак бурчаклари биссектрисаси тўғрисидаги теоремалар.
 - а) учбурчакнинг бир ички бурчаги ва икки ташқи бурчаги биссектрисаси бир нуқтада кесишиши тўғрисидаги теорема;
 - в) учбурчак ички бурчаклар биссектрисаларининг бир нуқтада кесишиш ҳақида теорема.



17-шакл

2. Учбурчаклар баландликлари тўғрисидаги теорема.
3. Учбурчак медианалари ҳақидаги теорема.
4. Учбурчак ички бурчаклар биссектрисалари ҳақидаги умумлашган теорема.
5. Чеви теоремаси (медианалар тўғрисидаги умумлашган теорема)

Бир текисликда ётувчи параллел бўлмаган уч куч тўғрисида теореманинг татбиқига оид масалалар ечиш.

Масала. Огирлиги 200 кН булган бир жинсли тусин шаклда кўрсатилгандаги каби уч АВ, СД ва СЕ троссга осилган. Тросслардаги таранглик кучлари аниқлансин (18-шакл).

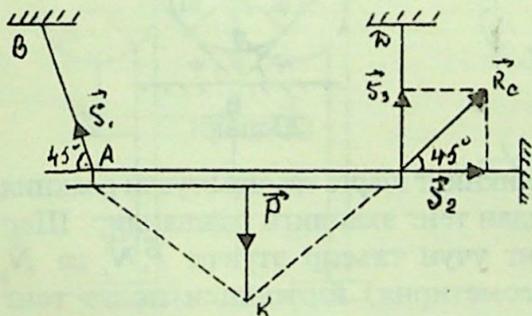
Ечиш: ДС тусин бир жинсли булгани учун унинг огирлик, кучи P ни тусиннинг уртасига қўйилади. Кейин тусинни боғланишлардан озод қилинади. Уларнинг урнига тросслар буйича йўналган реакция кучлари S_1, S_2 ва S_3 лар қўйилади. Ҳосил булган (S_1, S_2, S_3, P) лар бир нуқтада кесувчи кучлар системаси бўлмаслигидан ташқари уч номаълумга эга. S_1 ва S_3 номаълум реакция кучларини уларнинг тенг таъсир этувчиси R_c билан алмаштирамиз. (19-шаклга қаралсин). Кейин тусинни P, S_1 ва P_c дан иборат ўзаро мувозанатлашган кучлар таъсирида дейишимиз мумкин. Демак уч куч тўғрисидаги теорема асосан P, S_1 учларнинг таъсир чизиқлари бир нуқтада кесишади (22- шаклда к нуқта). Бошқача қилиб айтганда S_1 ва P кучларнинг кесишишидан К нуқтани топиш билан реакция кучи P_c нинг йўналишини аниқлаш имконига эга булаемиз. R_c куч горизонт ва вертикал билан 45° бурчак ташкил қилиб олган бўлади.

1) 19- шаклдаги кучлар учбурчагидан S_1 ва R_c осон аниқланади $S_1 = R_c = P \sin 45^\circ = 200 \text{ кН} \cdot 0,707 = 141,4 \text{ кН}$

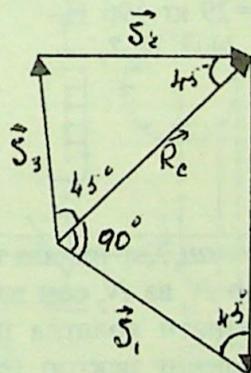
2) шу шаклнинг ўзида R_c куч ва S_2, S_3 тузувчи кучларга ажратилган. Уларнинг катталиклари ҳам осон топилади:

$$S_2 = S_3 = R_c \cos 45^\circ = 141,4 \text{ кН} \cdot 0,707 = 100 \text{ кН}$$

Вазифа: масалалар.



18-шакл



19-шакл

Бир нуқтада кесишувчи кучлар текислигидаги системанинг мувозанат тенгламалари.

Агар бир нуқтага қўйилган актив кучлар системаси узаро мувозанатлашса у ҳолда уларнинг тенг таъсир этувчиси $R=0$ булади, яъни:

$$\left. \begin{aligned} F_{1x} + F_{2x} + F_{3x} + \dots + F_{nx} &= 0 \\ F_{1y} + F_{2y} + F_{3y} + \dots + F_{ny} &= 0 \end{aligned} \right\} \text{(a) ёки} \left. \begin{aligned} \sum_{i=1}^n F_{ix} &= 0 \\ \sum_{i=1}^n F_{iy} &= 0 \end{aligned} \right\} \text{(a')}$$

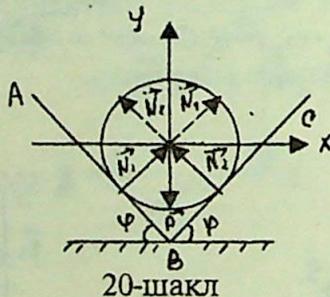
(a) ёки (a') га мувозанатлик шарти дейилади. Агар мувозанатдаги жисмга актив кучлар системаси $(\vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3, \dots, \vec{F}_n)$ (1) дан ташқари j -та боғланишлар ҳам қўйилган бўлса берилган жисмни эркин жисм каби қараш учун боғланиш аксиомасидан фойдаланиш зарур. Яъни, боғланишларнинг реакция кучларини $(\vec{N}_1, \vec{N}_2, \vec{N}_3, \dots, \vec{N}_n)$ ёки ларни ҳам актив кучлар каби ҳисобга олиш шарт.

$$\left. \begin{aligned} F_{1x} + F_{2x} + F_{3x} + \dots + F_{nx} + N_{1x} + N_{2x} + N_{3x} + \dots + N_{nx} &= 0 \\ F_{1y} + F_{2y} + F_{3y} + \dots + F_{ny} + N_{1y} + N_{2y} + N_{3y} + \dots + N_{ny} &= 0 \end{aligned} \right\} \text{(б)}$$

ларга мувозанатлик тенгламалари дейилади.

Масала. Бир-бирига тик булган иккита силлиқ АВ, ВА, ВС қия текисликларда оғирлиги 20 кг булган шар етибди. ВС текислик билан горизонтал орасидаги бурчак 45° шар ҳар қайси қия текисликка қандай куч билан босади?

$$\begin{aligned} \varphi &= 45^\circ \\ p &= 29 \text{ кг } 196 \text{ Н} \\ N_1 &?, N_2?, \end{aligned}$$



Ечиш. Ҳар иккала текисликнинг шарга таъсир этувчи реакция кучлар N_1 ва N_2 сон жиҳатидан тенг эканлиги равшандир. Шар мувозанати ҳолатда шунинг учун таъсир этувчи \vec{P}, \vec{N}_1 ва \vec{N}_2 кучларнинг вектор (ёки геометрик) йиғиндиси нолга тенг $\vec{P} + \vec{N}_1 + \vec{N}_2 = 0$ ёки кучларнинг XX_1 ва YY_1 уқларидаги проекцияларининг алгебраик йиғиндиси нолга тенг.

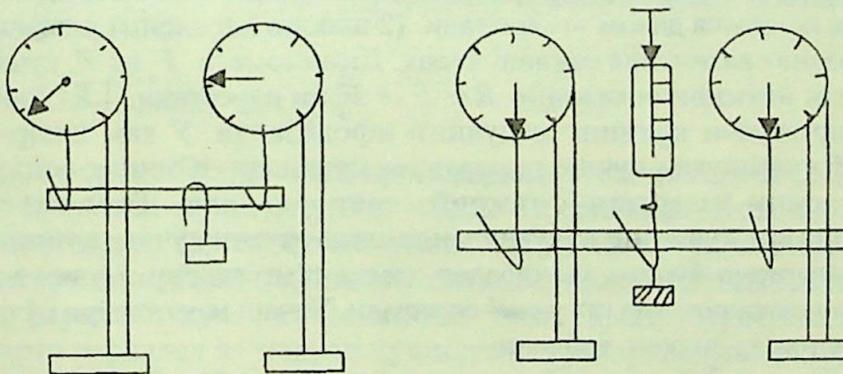
$$\begin{cases} \sum_{i=1}^n F_{ix} = 0 & \sum F_x = N_1 \cos \varphi - N_2 \cos \varphi = 0 \\ \sum_{i=1}^n P_i = 0 & \sum F_y = -P_1 + 2N_1 \sin \varphi = 0 \end{cases}$$

$$N_1 = N_2 = \frac{P}{2 \sin \varphi} = \frac{20}{2 * 0,707} \text{ kH} = 14,1 \text{ kH} \text{ ёки } N_1 = N_2 = 14,1 * 9,8 \text{H} \approx 14 \text{H}$$

Икки параллел ва антипараллел кучларни қўшиш.

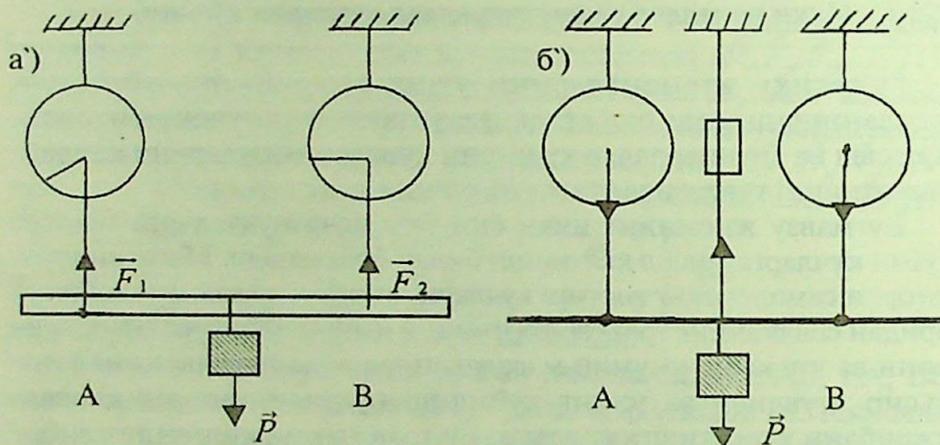
“Статика элементларини утиш тажрибасидан” деган мақоланинг давоми сифатида факултатив машғулоти икки параллел ва антипараллел кучларни қўшиш мавзуларини қандай тушунтириш тўғрисида тўхталиб ўтамиз.

Бу мавзу жисмнинг икки ёки бир неча нуқталарга таъсир этувчи кучларга мисол келтириш билан бошланади. Масалан турт моторли самолётнинг тортиш кучлари, қишлоқ хўжалиги машиналаридан сеялканинг трактор тортишига қаршилик кўрсатувчи кучларни ва шу каби -умумий масаладан параллел кучларнинг тенг таъсир этувчиси ва унинг қўйилиш нуқтасининг аниқловчи тажрибани кўрсатишга утилади. Бу ерда тавсия қилган тажрибадан фойдаланиш кутилган эффектни беради. Бироқ бу тажрибада ҳам аввало мувозанатловчи кучни ўқувчилар кўради:



21-шакл

Тажрибанинг натижаси назарий жиҳатдан ҳам асослантирилади. Булакларга чизиқ билан булинган чизгич демонстрацион динамометр стерженларга ип билан бириктирилади. Чизгич албатта горизонтал вазиятда булиши зарур. Агар динамометр стрелкаси силжиса, шкалани айлантириш билан стрелкани нолга келтиради. Чизгичга оғирлиги маълум юк осилади. Юкнинг осилиш нуқтаси ва динамометрлар курсатишлари қайд этилади. (2-шаклга қаралсин). Мувозанатдаги чизгичга уч \vec{F}_1 , \vec{F}_2 ва \vec{P} кучлар таъсир қилади. Булардан \vec{F}_1 ва \vec{F}_2 динамометр томонидан таъсир этувчи кучлар булиб, улар юқорига йуналади. Юкнинг оғирлиги P эса пастга йуналади. P нинг мувозанатловчи куч эканлиги эслатилади.



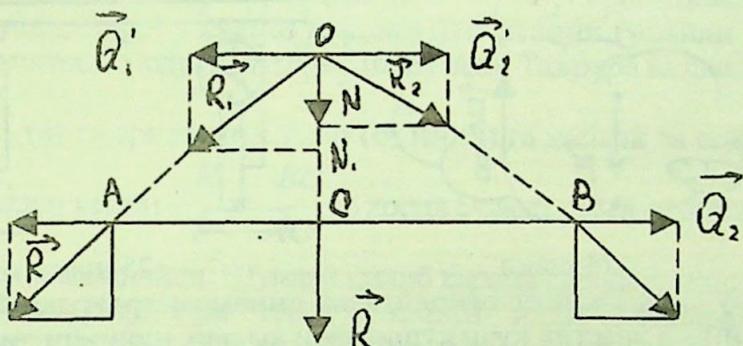
22-шакл

Юкнинг осилиш нуқтасига динамометрини улаб юқорига қараб тортилади. Тортишни олдинги ҳар иккала динамометр стрелкаси нолга келгунча давом эттирилади. (2-шаклга қаралсин) чизгични мувозанат вазиятида сақлаш қерақ. Динамометр F_1 ва F_2 кучлар модули йигиндисини яъни, $\vec{R} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$ ни курсатади. $|\vec{R}|$ – тенг таъсир этувчи кучнинг модулини ифодалайди. У ҳам юқорига қараб қушилувчи кучларга параллел йуналади. Юкнинг осилиш нуқтасини узгартириб тажриба такрорланади. Тенг таъсир этувчининг қўйилиш нуқтасидан ташкил этувчи кучлар қўйилган нуқталаргача булган масофалар ҳамда тенг таъсир этувчи ва у кучлар катталиги ҳар гал улчаб борилади. Улчаш натижалари булган катталиклар доскага ёзилади.

Таъриф. Таъсир чизиқлари узаро параллел булиб бир томонга йуналган кучлар параллел кучлар дейилади. Жисмнинг А ва В нуқталарига $\vec{F}_1 \uparrow \vec{F}_2$ кучлар қўйилсин.

1 - аксиомага асосан ва В га модуллари тенг булган қарама-қарши йуналган \vec{Q}_1, \vec{Q}_2 кучларини қуямиз. $(\vec{Q}_1, \vec{Q}_2) = 0$ Бу ҳолда А ва В нуқталарда икки \vec{R}_1 ва \vec{R}_2 ҳосил булади.

Кучларнинг таъсир чизиқлари "0" нуқтада кесишади. R_1 ва R_2 ни 0 нуқтага келтириб, ҳар қайсисини ташкил этувчиларга ажратамиз:



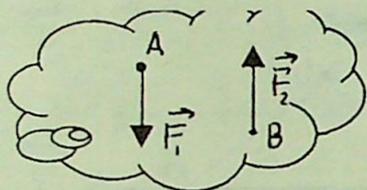
23-шакл

$\vec{R}_1 = (\vec{F}_1, \vec{Q}_1)$ ва $\vec{R}_2 = (\vec{F}_2, \vec{Q}_2)$ ясалишидан кўринадики $\vec{Q}_1 = \vec{Q}_2$ ва $\vec{Q}_1 = -\vec{Q}_2$ демак, $\vec{Q}_1 = -\vec{Q}_2$ ва шу икки кучни 1) аксиомага асосан ташлаш мумкин. $\vec{F}_1 = \vec{F}_1$ ва $\vec{F}_2 = \vec{F}_2$ дан иборат. \vec{F}_1 ва \vec{F}_2 кучлар шаклда бир тўғри чизиқ бўйлаб йўналган. Уларнинг изланаётган тенг таъсир этувчиси $\vec{R} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$ (1) каби бир куч билан алмаштириш мумкин. Тенг таъсир этувчининг модули берилган параллел кучлар модулларининг арифметик йиғиндисига тенг, яъни $\vec{R} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$ (2). Тенг таъсир этувчининг таъсир чизиғи қўшилувчи кучлар таъсир чизиқларига параллел эканлиги аниқ. Учбурчак $\triangle AOC \sim \triangle LOM$

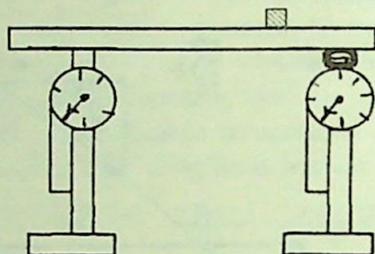
$$\triangle COB \sim \triangle NOD \text{ дан } \frac{F_1}{F_2} = \frac{BC}{AC} \dots (3)$$

(3) га эришамиз. (3) даги пропорционал тенг таъсир этувчи R нинг қўйилиш нуқтаси аниқланади. Тажрибадан аниқланган катталикларни (3) га қўйиб унинг тўғрилигига ўқувчиларни ишонтирадиган кейин, қуйидаги қоида берилади. Шундай қилиб икки параллел куч системасининг тенг таъсир этувчиси шу кучларга параллел ва модули қўшилувчи кучлар модулларининг йиғиндисига тенг, унинг қўйилиш нуқтаси берилган кучлар қўйилган нуқталар ораллиғини шу кучлар модулларига мос равишда тескари пропорционал булакларга булади.

Антипараллел кучларни қўшиш. *Таъриф.* Таъсир чизиқлари параллел булган ва қарама-қарши томонга йуналган кучлар антипараллел кучлар деб аталади. Доскага 24-шакл чизиб кўрсатилади. Параллел кучлар мавзусидаги асбоблардан фойдаланилади:



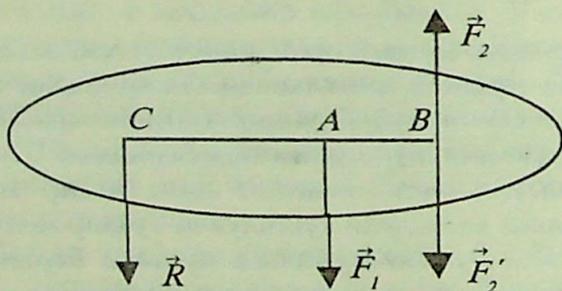
24-шакл



25-шакл

Бу ерда юкнинг оғирлиги ва динамометрлардан бирининг пружинаси эластик кучи қўшилувчи кучлар, иккинчи динамометр пружинасининг эластиклик кучи эса мувозанатловчи куч ҳисобланади. Мувозанатловчи куч тенг таъсир этувчи кучга катталик жиҳатидан тенг ва қарама-қарши томонга бир тўғри чизиқ буйлаб йуналади. Тажриба кўрсатилиб, унинг схемаси доскага чизилади. Кучларнинг вектор тасвири берилган 25-шакл чизилгандан кейин ўқувчиларнинг тажрибада кўрганларидан ва статика аксиомаларидан фойдаланиб қуйидаги тушинтириш олиб борилади.

Жисимнинг А ва В нуқталарига иккита антипараллел \vec{F}_1 ва \vec{F}_2 кучлар қўйилсин. (бу ерда \vec{F}_1 ни юк оғирлиги ва \vec{F}_2 ни унғ томонидаги динамометр пружинаси эластиклик кучи деб таништириш мақсадга мувофиқдир. $\vec{F}_1 \geq \vec{F}_2$ бўлсин. \vec{F}_1 ни шу куч йуналишида \vec{F}_2 ва \vec{R} каби икки қўшилувчига ажратамиз (26-шакл).



26-шакл

$\vec{F}_1 = -\vec{F}_2$ бўлсин ва В нуқтасига қўйилсин. Шундай қилиб, $(\vec{F}_1 = \vec{F}_2) \equiv (\vec{R}, \vec{F}_2 = \vec{F}_2')$ га эришдик. Бироқ $\vec{F}_1, \vec{F}_2 \equiv O$ га эга бўлгани учун уларни 1-аксиомага асосан ташласак, $(\vec{F}_1, \vec{F}_2) \equiv R$ га эга бўламиз. \vec{R} тенг таъсир этувчидир ва тажрибада у чап томондаги динамометр пуржина эластиклик кучидан иборат. \vec{R} нинг йўналиши юқорида айтилганга асосан: $\vec{R} + \vec{F}_2' = \vec{F}_1$ бу ерда $\vec{R} = \vec{F}_1 - \vec{F}_2' = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$ (а) топилади. \vec{F}_1 ва \vec{F}_2' кучлар қарама-қарши томонга йўналганни туфайли тенг таъсир этувчининг модули $R = \vec{F}_1 - \vec{F}_2'$ (б) булади. Тажриба ва шаклдан

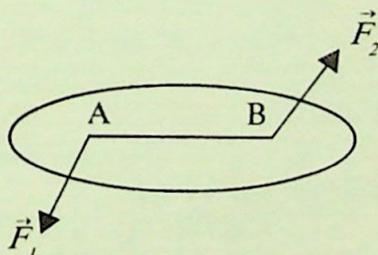
$\frac{R}{F_2} = \frac{AB}{AC}$ (в) га эришамиз. Агар (б) ни (в) га қўйсак ва оддий ўзгартиришдан кейин $\frac{R}{F} = \frac{BC}{AC}$ (г) ҳосил булади. Бу пропорцияни

тажриба ҳам тасдиқлайди. Шундай қилиб қарама-қарши томонларга йўналган ва модуллари тенг бўлмаган икки антипараллел кучларнинг тенг таъсир этувчиси уларга параллел бўлиб катта куч йўналишида булади ва модул жиҳатидан у кучларнинг айирмасига тенг булади. Унинг қўйилган нуқтаси берилган кучлар қўйилган нуқталар оралигини ташқи равишда кучларга нисбатан тескари пропорционал булакларга булади деб қоида чиқарилади.

Жуфт куч. Жуфт кучнинг моменти.

Модуллари тенг бўлган икки антипараллел кучлар системаси жуфт куч ёки жуфт деб аталади. Бу ҳолга антипараллел кучлар учун чиқарилган қоидани тадбиқ қилиб бўлмайди. Ҳақиқатдан ҳам икки параллел кучлардан бири \vec{F}_1 нинг модули \vec{F}_2 куч модулига яқинлашиб борса (г), формуладаги $\vec{R} = \vec{F}_1 - \vec{F}_2$ камайиб боради. $\vec{F}_1 = \vec{F}_2$ булганда, яъни антипараллел кучлар модуллари ўзаро тенг бўлса, у ҳолда уларнинг алгебрик йиғиндиси $\vec{R} = \vec{F}_1 - \vec{F}_2 = 0$ булади (27-шакл).

Бундан келиб чиқадики, жуфт кучнинг тенг таъсир этувчиси йўқ яъни у нолга тенг, демак жуфт куч битта куч билан мувозанатлашиши мумкин эмас, чекли масофада эса у тенг таъсир этувчини қўйиш мумкин бўлган бирор нуқта ҳам йўқ. Жуфтни ташкил қилган кучлар йиғиндиси нолга тенг бўлса ҳам жуфт куч

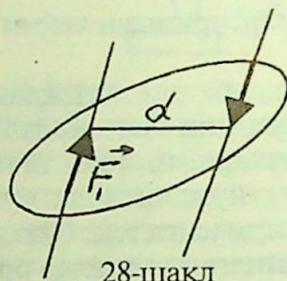


27-шакл

қўйилган жисм мувозанатда бўлмайди. Жуфт куч таъсиридаги жисм айланади. Демак, бу кучлар айлантирувчи моменти содир қилади. Жуфт кучлар қўйилиши мумкин бўлган (пресс винти, машина рули ва ҳ.к.) тажрибалар курсатилгандан кейин жуфт кучнинг моменти $M = F \cdot d$ габи ифодаланади ва қўйидагича каби ўқилади. Жуфт куч моментининг сон қиймати жуфт кучларидан бирининг модули билан унинг елкаси, яъни жуфт кучлар таъсир чизиқлари орасидаги энг қисқа масофа кўпайтмасига тенг (28-шакл).

“Жуфт куч моменти” деб айтилганда қайси ўққа нисбатлиги курсатилмайди. Агар эркин жисмга жуфт куч қўйилса, у албатта айлана бошлайди, бироқ қайси ўқ атрофида?

Бу саволга жавоб бериш учун ўқувчиларга масса маркази ҳаракатланганда жисмга қўйилган ҳамма куч гуё унга қўйилгандек бўлади. Агар жисмга қўйилган ҳамма кучларнинг тенг таъсир этувчиси ноль бўлса, у ҳолда масса маркази аввал тинчликда бўлса шу ҳолатни сақлаб қолади.



28-шакл

Агар жисмга жуфт куч таъсир этса у ҳолда кучлар йигиндисини нолга тенг бўлгани учун масса маркази айланиш ўқи устида қолиши шарт. Чунки ўқ устидаги нуқта жисмнинг айланиш пайтида ҳаракатланмайди. Шунинг учун исталган жуфт куч эркин жисмни масса марказидан ўтган ўқ атрофида айланишга мажбур қилади. Шундай айланиш ўқи катта аҳамиятга эга. Жуфт куч текислигига перпендикуляр ва масса марказидан ўтган айланиш ўқи деформацияловчи кучга учрамайди. Шунинг учун ҳам машина валлари жуда катта аниқлик билан марказлаштирилади. Уларни машина айланатиган қисмнинг масса марказидан ўтадиган қилиб ўрнатиш лозим.

АДАБИЁТЛАР

1. И.К.Кикоин, А.К.Кикоин. “Физика” (Механика) Тошкент. “Уқитувчи” нашриёти. 1988 й.
2. А.Ю.Ишлинский. “Механика относительного движения сила инерции”. Москва., из. наук. 1981.
3. Э.Е.Эвенчик ва бошқалар. “Методика приподования механики”. Москва. 1986.
4. Г.Я.Мякишев, Б.Буховцев. “Физика - 10”. Москва. 1987.
5. Шахмаев ва бошқалар. “Физика - 8”. Тошкент. “Уқитувчи” нашриёти. 1987 й.
6. Х.А.Валиев “Физика ва математикага оид демонстрацион асбоб ва унинг қўлланмаси”. Тошкент. “Уқитувчи” нашриёти. 1988 й.
7. О.К.Қодиров “Физика курси” (Механика). Тошкент. “Уқитувчи” нашриёти. 1993 й.

МУНДАРИЖА

Кириш	3
Механика уқув материалларини баён этишнинг услубий талаблари.....	5
Физикада математик модель.....	6
Генерелизация принципи.....	7
Предметлараро боғланиш.....	9
Механиканинг политехник жиҳатлари.....	10
Физика эксперимент политехника таълими самарадорлигини ошириш воситаси.....	14
Механика ўқитиш методларининг баъзи жиҳатлари.....	16
Қўлланмадаги баъзи янгиликлар	18
Ҳаракат ҳақида асосий тушунчалар.....	19
Кинематика асослари. Координатлар методи.....	21
Тезликларни қўшишининг классик қонуни	22
Фазода жисм вазиятини радиус вектори, методи ёрдамида аниқлаш.....	27
Кучиш вектори, йўл	28
Динамиканинг асослари.....	30
Галилей Ньютон нисбийлик принципи	35
Ноинерциал саноқ системаси	38
Инерция кучининг хосалари	40
Даламбер принципи	41
Моддий нуқта динамикасининг икки асосий масаласи ...	42
Жисмларнинг ёпиқ системаси тўғрисида тушунча.....	45
“Импульснинг сақлаш қонуни” мавзусини мазмуни ва атиш методикаси	47
Узгарувчан масали жисм ҳаракати.....	49
Инерция моменти.....	51
Айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси.....	53
Қаттиқ жисм айланма ҳаракати динамикасининг асосий тенгламаси.....	55
Қўзғолмас уқ атрофида айланувчи қаттиқ; жисимнинг бурчак тезланиши.....	57
Қўзғалмас уқ атрофида қаттиқ жисм бурчак тезлиги ва бурчак тезланиш векторлари.....	59

Айланувчи жисмнинг кинетик энергияси	61
Услубий тавсиялар	62
Марказга интилувчи (нормал) тезланиш вектори	68
Тенгенциал тезланиш вектори.....	70
Қузғалмас уқ атрофида қаттиқ жисмнинг айланма ҳаракати.....	74
Айланма ҳаракат тенгламаси.....	76
Қузғалмас уқ атрофида айланувчи қаттиқ жисмнинг бурчак тезлиги ва бурчак тезланиши векторлари.....	81
Статика элементларини утиш тажрибасидан.....	84
Тенг таъсир этувчи ва мувозанатловчи кучлар.....	88
Боғланишлар аксиомаси	91
Бир текисликда ётувчи параллел бўлмаган уч куч туғрисида теореманинг тадқиқи оид масалалар	97
Бир нуқтада кесишувчи кучлар текислигидаги системасининг мувозанат тенгламалари.....	98
Икки параллел ва антипараллел кучларни қушиш	99
Жуфт куч. Жуфт кучнинг моменти	103
Адабиётлар	105
Мундарижа	106

Босишга рухсат этилди. 27.09.2000 йил.
Босмахонага берилди. 1.11.2000 йил. Ҳажми 60x84/1/16.
Шартли босма табағи 6,27. Адади 1000 нусха. Тираж №309.
ФТДК ДИТАФ босмахонасида чоп этилди.

