

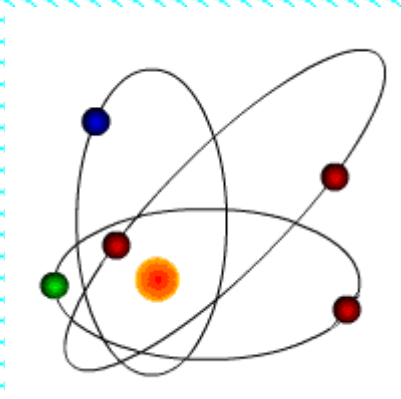


**НАВОИЙ КОН-МЕТАЛЛУРГИЯ
КОМБИНАТИ
НАВОИЙ ДАВЛАТ КОНЧИЛИК
ИНСТИТУТИ**

**«Умумий физика ва электротехника
асослари»
кафедраси**

**Физика фанидан
матрузалар**

(Механика бўлими)



Навоий-2011 йил

Физика фанининг механика бўлимидан маърузалар тўплами бакалавриат йўналиши буйича таълим олаётган, 5521400 – «Кон электромеханикаси» 5520200 – «Электроэнергетика», 5520400 – «Металлургия», 5540200 – «Кончилик иши», 5521800 – «Автоматлаштириш ва бошқарув» талабалар учун мўлжалланган бўлиб ўқув дастурига мос келади.

Маърузалар “Умумий физика ва электротехника асослари” кафедраси йиғилишида муҳокама қилинган.

**Тузувчи: Доц. Асроров Ш. А.
Асс. Жўраев Ф. Н.**

1-Маъруза: *Механик ҳаракат. Санок системаси. Ҳаҳо ва вақт тушуновчаси.*

РЕЖА:

- 1. Физика фани ва унинг бошқа фанлар билан боғлиқлиги. Санок системаси. Ҳаҳо ва вақт тушуновчаси*
- 2. Механик ҳаракат. Физик катталиклар. Қучиш, йўл, тезлик ва тезланиш.*
- 3 Нормал ва тангенциал тезланишлар*

КИРИШ.

Бизни ураб турган олам, бизни атрофимиздаги барча мавжудот, қурган ва қурмай сезги организмизга таъсир этувчи борлиқ материядир. Материя фалсафий нуқтаи назардан олиб қараганда, у объектив реаллик бўлиб, у бизга боғлиқ бўлмаган ҳолда мавжуд бўлади.

Жисмнинг координаталари унинг ҳаҳодаги вазиятини аниқлашга имкон беради. Ҳаракат ҳаҳо ва вақтда содир бўлади (Ҳаҳо ва вақт материянинг мавжуд формасидир) Шунинг учун ҳам ҳаракатни тавсифлаш учун вақтни ҳам ҳисоблашга тўғри келади.

Физикага академик А.Ф.Иоффе қуйидагича таъриф беради. Физика шундай фанки, у майдон ва модда ҳаракат қонунлари ҳамда унинг умумий ҳоссаларини ургатади. Физика бошқа табиий фанлар билан узвий боғланган. Физика илдизиди фалсафий фани: геология, химия, биология ва бошқа табиий фанларлар мавжуд. Бу боғланишлар натижасида бир қатор аралаш фанлар вужудга келди: булар физхимия, биофизика, иссиқлик физикаси, қурилиш физикаси ва ҳаҳоқлар. Физика базаси таркибиди янги техника фанлари вужудга келди: электрон техникаси, ядро техникаси, иссиқлик техникаси ва бошқалар. Физика фалсафа фани билан жуда узвий боғланган.

Энергиянинг айланиш ва сакланиш қонуни атом физикасидаги ноаниқлик муносабатлари материалистлар ва идеалистлар орасидаги кизгин муносабатдан кейингина яратилди. Олий укув юртларида физика фанининг роли жуда катта, у икки еклама ривожланиб ургатилади. Бизга фундаментал база асосида инженер кадрларга назария тайергарликни ҳам беради. Механика жисмларнинг еки уларнинг қисмларининг бир-бирига нисбатан қучишидан иборат бўлган материя ҳаракатининг энг оддий тури ҳақиди таълимотдир.

Механика фан сифатида III асрдан то бизнинг эрамизгача қадим грек олими Архимед ричақларни мувозанат қонунини ва сузаетган жисмларни мувозанат қонуни яратилгандан бошлаб ривожланиб келмокда. Механиканинг асосий қонунини Италиялик физик ва астроном Г.Галилей ва тулик тушунтириш ишларини инглиз олими И.Ньютон ниясига етказди. Галилей-Ньютон механикасида еруглик тезлигидан жуда кичик бўлган тезликлар учун классик ва макроскопик жисмлар ҳаракат қонунини ургатади деб айтиб утди.

Макроскопик жисмларнинг ҳаракат қонунини еруглик тезлигига яқин еки тенг бўлган тезликларда А.Эйнштейн томонидан яратилган нисбийлик назарияси ургатади.

Классик механика қонуни бўйича ҳаракатланаётган макроскопик жисмларни узлукли ҳаракатини - квант механикаси ургатади.

Механика уч қисмга бўлинади:

Кинематика. Динамика. Статика.

1 Кинематикада жисмларнинг ҳаракатини бу ҳаракатни юзага келтирувчи сабабларни ҳисобга олмаган ҳолда урганилади.

2 Динамика жисмларнинг ҳаракатини у еки бу характердаги ҳаракатларни юзага келтирувчи сабаблар билан боғланган ҳолда урганилади

3 Статика жисмларнинг мувозанат шартлари урганилади.

Мувозанат ҳаракатнинг ҳусусий ҳоли бўлгани учун динамика қонунлари статика учун замин бўлиши табиийдир.

Физикавий катталиклар:

Физикавий катталиклар орасида микдорий муносабатлар мавжуд. Бундай муносабатларни ургатиш учун турли физикавий катталикларни улчаш имкониятига эга бўламиз. СИ ва СГС бирликлар системаси қупинча қулланилади. Хар бир физикавий катталик учун бошқа катталиклардан мустақил бўлган ихтиерий улчов бирлигини урнатиш мумкин булар эди. Бирок асосий деб қабул қилинган: узунлик(м), оғирлик(кг) ва вақт(с) уҳта катталик учун улчов бирлигини

ихтиерий танлаб олиш билан чегараланиши мумкин. Барча колган катталикларни асосий физик катталикларга асосланиб, физик қонуниятлардан фойдаланиб топилади

1. Метр(м) криптон 86 атомининг 2Р ва 5d сатхлари орасидаги электрон утишга мос нурланишнинг вакуумдаги тулкин узунлигининг 1850763,73 тасига тенг узунлик қабул қилинган. Метр Ер меридианининг 1/40 000 000 улушига тенгдир.

2. Килограмм, Севрдаги (Париж яқинида) халқаро улчов ва тарозилар бюросида сақланадиган "платина-иридий" жисмнинг массасидан иборат. Нусханинг массаси 4С⁰ температурадаги 1000 см³ тоза сувнинг массасига яқин.

3. Секунд(с) Цезий-133 атомининг иккита ингичка асосий сатхлари орасидаги утишга тенг бўлган нурланиш даври 9192631770 қабул қилинган еки 1900 йил 0 январь эфемерид вақти билан соат 12⁰⁰ учун тропик 1/31556925,9747 қисмини секундда деб олинган.

Секундда тахминан уртача куеш суткаларининг 1/86400 қисмига тенг. Физикада СГС система деб аталувчи абсолют бирликлар системаси ишлатилади (СИ, грамм, секунд).

Классик физиканинг асослари.

Санок системаси. Фазо ва вақт тушуғунчаси Механик ҳаракат. Қучиш.

Замонавий ишлаб чиқариш ҳар хил машиналардан фойдаланишга асослангандир. Машиналар турли вазифаларга эга бўлган айрим қисмлардан иборатдир. Қисмларнинг ҳаракатини ҳисоблаш учун механикавий ҳаракат қонуनларини билишимиз зарур. Жисмларнинг бир-бирига нисбатан қучишига **механик ҳаракат** дейилади.

Механикавий ҳаракатларни ҳаракатланаётган жисм массаларига ва таъсир этувчи қучларга боғлиқ бўлмаган ҳолда урганувчи механиканинг бўлимига **кинематика** дейилади.

Жисмларни ҳаракатини еки тинч ҳолатини аниқлаганда шартли равишда қўзғалмас деб олинган жисмга санок бошланадиган жисм дейилади. Муайян шароитда улчамлари ҳисобга олинмай жисмнинг бутун массаси бир нуктага жойлашган деб қараладиган жисм **моддий нукта** деб аталади. Моддий нуктанинг вақт бўйича ўзгаришининг ўрта скаляр тенглама орқали ҳаракатини аниқлаш мумкин.

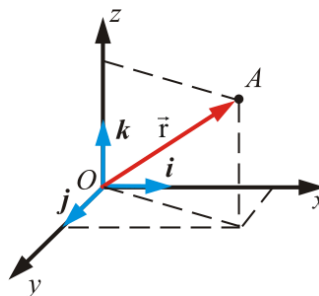
$$x=x(t)$$

$$y=y(t) \quad (1)$$

$$z=z(t)$$

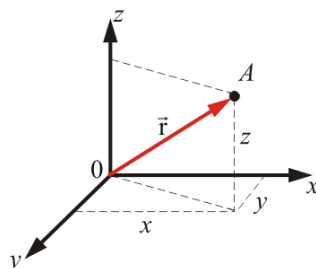
1-расм

вектор тенглама эквиваленти $\vec{r}=\vec{r}(t)$



Моддий нукта ўз ҳаракати давомида қандайдир қизик қизади. Уни биз моддий нуктанинг траекторияси деб атаймиз. (2-расм) Траекториянинг шаклига қараб, ҳаракат тугри қизикли, айланма, эгри қизикли ва хоказо ҳаракатларга бўлинади.

Қучиш, тезлик, тезланиш, қуч ва бошқа катталиклар вектор катталиклар ҳисобланади. Векторнинг модули скаляр бўлиб, у доим мусбат бўлади.



2-расм

Савол: *Институт биносини моддий нукта деб бўладими.*

Тезлик

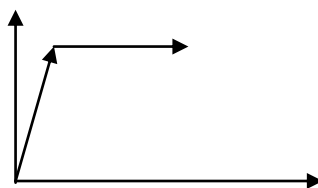
Моддий нуктанинг фазодаги вазиятини r -радиус вектор ердамида бериш мумкин. Бирор вақт моменти t ни белгилаб олайлик, бу вақтда радиус-векторнинг r -киймати мос келади.

3 -расмда t -моментдан кейин келадиган кичик t -вақт оралиги давомида нукта ΔS га элементар йул утади ва элементар Δr га кучишда ва бу кучиш радиус векторнинг вақт оралигидаги орттирмасига тенгдир. Куйидаги нисбат ҳаракатнинг уртача тезлиги дейилади.

$$\bar{g} = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}$$

оний тезлик эса

$$\bar{g} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta r}{\Delta t} = \frac{dS}{dt}$$



3-расм

Δt вақтни камайиши ҳисобига босиб утилган йул ΔS , Δr , узунликга яқинлаша бошлайди. Натижада

$$g = |\bar{g}| = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta r}{\Delta t} = \frac{dS}{dt}$$

булади.

Шундай қилиб, оний тезликнинг сон қиймати йулдан вақт бўйича олинган биринчи ҳосилага тенг булади.

$$g = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{dS}{dt}$$

Агар ҳаракат нотекис бўлган оний тезликнинг вақт бўйича узгариши скаляр қийматга эга булади.

$$\bar{g} = \frac{\Delta S}{\Delta t}$$

3- чизмадан қурилиб турибдики, $\bar{g} > |g|$ чунки $S > [r]$ агарда ҳаракат тугри чизикли бўлган ҳолда $\Delta S = [\Delta r]$ булади. t_1 ва t_2 вақт оралигида моддий нуктанинг босиб ўтган йулини ҳисоблайдиган бўлсак

$$S = \int_{t_1}^{t_2} g(t) dt$$

формула интеграллаш йули билан топилади.

Савол: *Қуёшдан ергача бўлган масофани қандай аниқлаш мумкин?*

Нормал ва тангенциал тезланишлар. Тезланиш.

Моддий нукта g тезлигининг Δt вақтга қараб узгаришини қуйидаги катталиқ билан характерлаш мумкин.

$$\vec{a}_{yp} = \frac{\Delta \vec{g}}{\Delta t}$$

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \vec{a}_{yp} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{d\vec{g}}{dt} = \frac{d\vec{g}}{dt} \quad \text{оний тезлик}$$

Шундай қилиб, тезликдан вақт бўйича олинган биринчи ҳосила тезланишни беради ва у вектор катталиқдир. Текис тезланувчан ҳаракатда охириги тезлик $g = g_0 + \int a dt$ агар $a = \text{const}$ бўлса, $g = g_0 + at$ булади.

Тезлик векторини $\vec{g} = i g_x + j g_y + k g_z = i x'' + j y'' + k z''$ тезланиш $a_x = x''$, $a_y = y''$ ва $a_z = z''$ булади.

Умумий ҳол учун тезланишни В топишдан аввал эгри чизикли ҳаракатнинг энг содда ҳолини нуктанинг айлана бўйлаб текис ҳаракатини қараб чиқамиз

4 – расм

Векторларнинг бири (a_n) g тезлик векторига перпендикуляр ва траектория эгрилиги марказига қараб иккинчи a_t эса траекторияга утқазилган уринма бўйлаб йуналган. Агар тезлик катталиги

жихатидан камайса $\frac{d\vartheta}{dt}$ манфий булса, у вақтда a_r ҳаракат йуналишига тескари булади. a_r тангенциал тезланиш деб аталади.

$$a_r = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vartheta_r}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vartheta}{\Delta t} = \frac{d\vartheta}{dt}$$

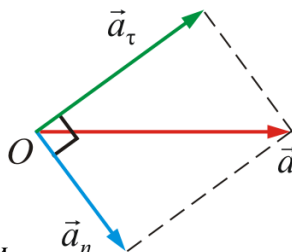
Агар тезланиш траекторияга утказилган нормал буйича йуналган булса, уни биз нормал тезланиш деб атаймиз ва

$$a_n = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vartheta_n}{\Delta t} = \frac{\vartheta^2}{r}$$

ухшаш учбурчаклардан: AOB ва EAD дан $\frac{\Delta \vartheta_n}{AB} = \frac{\vartheta_1}{r}$

AB= $\vartheta \cdot t$ га тенгликдан $\frac{\Delta \vartheta_n}{\Delta t} = \frac{\vartheta \vartheta_1}{r}$

Агарда $\Delta t \rightarrow 0, \vartheta_1 \rightarrow \vartheta$ интилади. $\vartheta_1 \rightarrow \vartheta$ интилганда бурчак EAD нолга интилади. Жисмининг тулик тезланиш нормал ва тангенциал тезланишларнинг геометрик йигиндисига тенг булади.



$$\vec{a} = \frac{d\vec{\vartheta}}{dt} = \vec{a}_r + \vec{a}_n \text{ еки тезланиш модели}$$

$$a = \sqrt{a_n^2 + a_r^2} = \sqrt{\left(\frac{\vartheta^2}{R}\right) + \left(\frac{d\vartheta}{dt}\right)^2} \quad a_r = a = \frac{\Delta \vartheta}{\Delta t} \quad \text{бундан} \quad \vartheta = \vartheta_0 + at \text{ ни хосил киламиз. Бу}$$

формулани t вақт буйича интеграллаб текис ҳаракат учун босиб утилган йулни аниқлаймиз.

$$S = \int_0^t \vartheta dt = \int_0^t (\vartheta_0 + at) dt = \vartheta_0 t + \frac{at^2}{2}$$

1. Агар $a_r = 0, a_n = 0$ га тенг булса, тугри чизикли текис ҳаракат булади.

2. $a_r = a = \text{const}, a_n = 0$ тугри чизикли текис узгарувчан ҳаракат булади.

3. $a_r = f(t), a_n = 0$ тезланиш тугри чизикли узгарувчан ҳаракат булади.

4. $a_r = 0, a_n = \text{const}$, агар $a_r = 0$ тезликнинг модели узгармай фақат йуналишигина узгаради.

$a_n = \frac{\vartheta^2}{r}$ эгрилик радиуси узгармайди. Натижада айланабуйлаб текис ҳаракатланади.

5. $a_r = 0, a_n = f(t)$ текис эгри чизикли ҳаракат.

6. $a_r = \text{const}, a_n \neq 0$ эгри чизикли текис узгарувчан ҳаракат.

7. $a_r = f(t), a_n = 0$ узгарувчан эгри чизикли ҳаракат.

Савол: *Текис ҳаракатда тезланиш қандай?*

Синов саволлари:

1. Механик ҳаракат деб нимага айтилади ?
2. Санок системаси деганда нимани тушунасиз?
3. Йул ва қучиш ҳақтда тушунча?
4. Тезлик ва тезланиш деб нимага айтилади ?
5. Нормал ва тангенциал тезланишлар?

2-Маъруза: Айланма ҳаракат кинематикаси. Бурчак тезлик ва бурчак тезланиш. Чизикли тезлик билан бурчак тезлик орасидаги боғланиш.

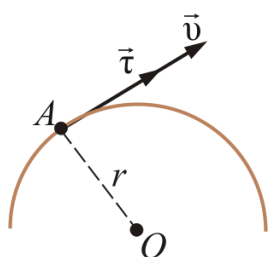
Р Е Ж А :

1. Айланма ҳаракат кинематикаси.

2. Бурчак тезлик ва тезланиш. Чизикли ва бурчак тезлик орасидаги боғланиш.

Бирор ук атрофида айланувчи абсолют каттик жисмни ташкил қилган барча нукталарнинг марказлари айланиш уқида етган айланалар буйлаб ҳаракатланади. Берилган ук атрофида бурилиш қайси томонга бурилатганлигини курсатиш учун бурилишнинг ва уни тасвирловчи кесманинг йуналишларини унғ вақт коидаси деб аталувчи коида билан боғлашга келишиб олишимиз керак.

Бурилиш бурчагидан вақт буйича олинган биринчи ҳосила бурчак тезликни беради.



$$\omega = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \varphi}{\Delta t} = \frac{d\varphi}{dt} \quad (1)$$

$\omega = T^{-1}$ бирлиги c^{-1} еки рад/с булади. Нуктанинг чизикли тезлиги

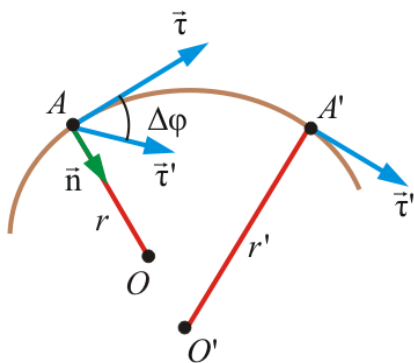
$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{R \Delta \varphi}{\Delta t} = R \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \varphi}{\Delta t} = R \omega \quad (2)$$

Шундай қилиб нукта айланиш уқидан канча узок етса, у шунча каттарок чизикли тезлик билан ҳаракатланар экан Бурчак тезлик векторининг модули ω га тенг. Узгармас бурчак тезликда буладиган айланиш текис айланиш дейилади. Бунда текис айланишнинг айланиш даври T билан характерланади ва жисм бир айланиб чиқиш учун яъни 2π бурчакка бурилиш учун кетган вақтга айланиш даври дейилади.

$$T = \frac{2\pi}{\omega} \quad \text{еки} \quad \omega = \frac{2\pi}{T} \quad \text{айланиш частотаси} \quad n = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi} \quad \text{бундан бурчак тезлик} \quad \omega = 2\pi n$$

Айланиш даври ва айланишлар сони тушунчаларини нотекис айланма ҳаракат учун ҳам саклаб қолса булади. Бунда берилган оний бурчак тезлик билан айланганда, у бир тула айланиб чиқиши учун кетган вақтнинг оний қиймати деб тушунилади. n деб эса худди ана шундай шароитда жисмнинг вақт бирлигидаги айланишлар сони тушунилади.

Бурчак тезланишнинг вектор қиймати бурчак тезликдан вақт буйича олинган биринчи ҳосилага айтилади.



$$\varepsilon = \frac{d\omega}{dt} \quad (1).$$

$$\frac{d\omega}{dt} > 0$$

тезланишнинг тангенциал ифодаси. $a_t = d v / dt$ (4) (2) формулани (4)га этиб қуямиз.

$$a_t = \frac{d(\omega R)}{dt} = R \frac{d\omega}{dt} = R \varepsilon \quad (5)$$

бунда ε -бурчак тезланиш, R -радиус тезланишнинг нормал

ташқил этувчиси.

$$a_n = \frac{v^2}{R} = \frac{\omega^2 R^2}{R} = \omega^2 R \quad (6)$$

Шундай қилиб, чизикли ва бурчак катталиклар орасида узаро қуйидагича боғланиш формуласига эга буламиз.

$$S = R\varphi, \quad \vartheta = R\omega, \quad a_t = R\varepsilon, \quad a_n = \omega^2 R$$

нуктанинг айлана буйлаб текис ҳаракати($\omega = \text{const}$) бурчак тезлик ва бурилиш бурчаги $\omega = \omega_0 + \varepsilon t$ ва

$$\varphi = \omega_0 t + \frac{\varepsilon t^2}{2} \quad \text{бунда} \quad \omega_0$$

бошлангич бурчак тезлик.

Синов саволлари

1. Айланиш ҳаракат кинематикаси?
2. Бурчак тезлик ва бурчак тезланиш деб нимага айтилади ?
3. Чизикли ва бурчак ,тезлик орасидаги боғланишни тушуниринг?
4. Нормал ва тангенциал тезланишларни бурчак тезланиш орқали ифодасини ёзинг?

3-Маъруза: Илгариланма ҳаракат динамикаси

РЕЖА :

1. Ньютоннинг I-қонуни. Инерция, масса, ҳақида тушунча.
2. Инерцион санок системаси ва ноинерцион система
3. Ньютоннинг II-қонунини ҳаракат микдори (импульс) орқали ифодаси.
4. Куч импульси. Импульснинг сакланиш қонуни.
5. Эластик ва ноэластик таъсирлар.

Илгариланма ҳаракат динамикаси. Ньютон қонунлари.
Инерция. Масса ва куч тушунчалари.

Динамиканинг вазифаси ҳаракатланаётган жисмга таъсир этувчи куч билан шу массаси орасидаги боғланишни ҳаракат қонуни аниқлайди. Ньютон-нинг I-қонуни Ер санок жисм деб олинади, яъни жисмларнинг Ер сиртига нисбатан ҳаракатини тушунилади. Динамика қонунларини урганишни, жисмнинг текис ва тугри чизикли ҳаракатланиш шартларидан аниқлашдан бошлаш осонроқ қулайроқ. Ньютоннинг I-қонуни қуйидагича таърифланади:

Хар қандай жисм тинч ёки тугри чизикли текис ҳаракат ҳолатини то бошқа жисмлар томонидан қурсатиладиган таъсир бу ҳолатни узгартиришга мажбур этмагунча саклаб қолади. Ньютоннинг I - қонуни хар қандай санок системада ҳам бажарилавермайди, ҳаракатнинг характери санок системанинг танлаб олинисига боғлиқ. Бир жисмга нисбатан бирор тезланиш билан ҳаракат қилаётган икки санок системани текширайлик.

Агар жисм улардан бирига нисбатан тинч турган бўлса, маълумки ик-кинчисига нисбатан у тезланиш билан ҳаракатланади. Демак, Ньютоннинг I-қонуни бир вақтнинг узида иккала системада қаноатлантирилиши мумкин эмас. Ньютоннинг I-қонунини қаноатлантирадиган система инерция санок сис-темаси деб айтилади.

Савол: Стол устидаги турган китобни ҳаракат қилаёпти дейиш мумкинми?

Ньютоннинг II-қонуни

Куч берилган жисмга бошқа жисмлар томонидан қурсатилаётган таъ-сирнинг микдори билан йуналишини қурсатади. Куч вектор қатталиқдир. Куч деб бир жисмнинг иккинчи жисмга хар қандай таъсири натижасида, жисмнинг деформацияланишига ёки тезланиш олишига сабаб бўлувчи физик қатталиққа айтилади.

$$a \sim F(m = \text{const}) \quad (1)$$

$$a \sim \frac{1}{m} (F = \text{const}) \quad (2)$$

(1) ва (2) қурилишдан фойдаланиб куч ва тезланиш вектор қатталигини ҳисоб-га олиб,

$$\vec{a} = k \frac{\vec{F}}{m} \quad (3)$$

буни биз Ньютоннинг II-қонуни ифодаси деймиз. СИ системада пропорцио-наллик коэффиценти $k = 1$ га тенг. Бунда

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} \quad \text{ёки} \quad F = ma = m \frac{d\vartheta}{dt} \quad (4)$$

(4) формулани дифференция остида куйидагича ифодалаш мумкин.

$$F = \frac{d(m\vartheta)}{dt} \quad (5)$$

$p = m v$ вектор катталик импульс (6) га тенг моддий нукта массасининг тезлигига купайтмасы моддий нуктанинг харакат микдори (импульси) деб айтамыз.

$$F = dp/dt \quad (7)$$

Жисмнинг массасы унинг инертлигини ифодаловчи катталик. Бу катталик масса эталони тезланишининг улар узаро таъсир этганда жисм олади-ган тезланишига нисбатан аниқлайди. 1882 йилда Халқаро конгрессда масса эталони сифатида платина ва иридиш қотишмасидан махсус тайёрланган цилиндр массасы қабул қилинди.

Инертлик ҳамма жисмларга хос булган хосса бўлиб, у шундан иборат-ки, жисмнинг тезлигини тайинли бир микдорда узгартириш учун тайинли бош-қа бир жисмнинг бу жисмга курсатадиган таъсири бирор вақт давом этадиган бўлиши керак. Бу вақт канча катта булса, жисм шунча инертрок булади. Ньютоннинг II-қонунини умумий ифодаси харакатланаётган моддий нукта-нинг харакат микдоридан вақт бирлиги ичида олинган ҳосиласи сон қиймати жихатига унга таъсир этувчи қучга тенг. СИ системада бирлиги $1\text{Н} = 1\text{кг м/с}^2$; $1\text{Н} = 10^5$ дина (СГС системада) Ньютоннинг II-қонуни айланма харакат тадбик этадиган булса эгри чизикли ёки айланма харакатларда моддий нуктага бир вақтда бир неча қуч таъсир этиши мумкин

$$\text{тангенциал қуч} \quad F_\tau = ma_\tau = m \frac{d\vartheta}{dt} \quad \text{нормал ёки марказдан қуч}$$

$$F_n = ma_n = m \frac{v^2}{R} = m\omega^2 R$$

Савол: Цирк атракциониди, цирк артисти сахна девори бўйича мотоцикл билан айланганда қулаб тушмаслигига сабаб нима?

Ньютоннинг III-қонуни .

Жисмларнинг бир-бирларига булган ҳар қандай таъсири узаро таъсир характериға эға: m_1 жисм m_2 жисмга F_1 қуч билан таъсир курсатса, у ҳолда m_2 жисм уз навбатида m_1 жисмга F_2 қуч билан таъсир курсатади. Ньютоннинг II-қонунига асосан,

$$F_1 = m_1 a_1 \quad \text{ва} \quad F_2 = m_2 a_2 \quad \text{ёки} \quad a_1 = -\frac{m_2}{m_1} a_2$$

Қуч импульси. Импульсининг сақланиш қонуни .

Биз Ньютоннинг II-қонуни ҳақида гапирганда қуч импульси (харакат микдори) мавзуси бўйича етарлича маълумот берган эдик. (6) Энди эса уша кел-тирилган формула асосида импульсининг сақланиш қонуни билан танишиб чи-қамиз. Механик системадаги моддий нукталарнинг узаро таъсир қучлари ички қучлар моддий нукталаридан ташкил топган системага курсатилади. Ташки қисмларни қучи ташки қуч дейилади. Механик жисмлар системасига ташки қуч таъсир этмаса, у ҳолда бундай системани ёпик ёки (изоляцияланган) де-йилади. n -та моддий нуктадан ташкил топган системани қараб чиқайлик. Сис-темани ташкил этувчи жисмлар ҳам узаро берилган системага таъллуқли бул-маган жисмлар билан узаро таъсирлашиши мумкин. Ҳар бир жисмни тезлик ва массалари $m_1, m_2, \dots, m_n$ ва $v_1, v_2, \dots, v_n$ берилган жисмга курсатиладиган бар-ча ички қучларни F_1 билан ва унга таъсир этаётган қуч-ларни F деб белгилаймиз. Механик системадаги n -та жисм учун Ньютоннинг II-қонунини ёзамиз.

$$\left. \begin{aligned} \frac{d(m_1 V_1)}{dt} &= F_1' + F_1 \\ \frac{d(m_2 V_2)}{dt} &= F_2' + F_2 \\ &\dots\dots\dots \\ \frac{d(m_n V_n)}{dt} &= F_n' + F_n \end{aligned} \right\} \quad (1) \text{ n-та тенгламани бир-бирига кушайлик.}$$

$$\frac{d(m_1 V_1 + m_2 V_2 + \dots + m_n V_n)}{dt} = F_1' + F_2' + \dots + F_n' + F_1 + F_2 + \dots + F_n \quad (2)$$

Ньютоннинг III-конунига асосан механик системадаги барча ички кучларнинг геометрик йигиндиси нолга тенг, у холда (2) тенглама

$$\frac{d(m_1 V_1 + m_2 V_2 + \dots + m_n V_n)}{dt} = F_1 + F_2 + \dots + F_n \quad (3) \text{ курунишга келади}$$

Система импульси векторидан вақт бўйича олинган ҳосила система жисм-ларига қуйилган барча ташки кучларнинг вектор йигиндисига тенг экан. Агар-да система ёпик бўлса, у холда ташки кучлар $F_1 + F_2 + \dots + F_n = 0$ бўлади.

$$\frac{dP}{dt} = \frac{d(m_1 V_1 + m_2 V_2 + \dots + m_n V_n)}{dt} = 0$$

$$\text{ёки} \quad \frac{dP}{dt} \sum_{i=1}^n \frac{d}{dt} (m_i V_i) = 0 \quad (4)$$

бунда импульс

$$P = \sum_{i=1}^n m_i V_i = \text{const} \quad (5)$$

ёпик система учун (4) муносабатдан P импульс вақтга боғлиқ эмас. Бу фикр импульснинг сақланиш қонунининг мазмунидан иборатдир. **Таъриф** Моддий нукталар ёпик системанинг импульси узгармайди. Импульснинг сақланиш қонунига асосланган жуда кўп ҳодисаларнинг номи айтиш мумкин. Масалан силлиқ пол устида турган одам бирор буюмни жойидан ураёт-ганда албатта узи қарама-қарши томонга сирпаниб кетади. Ракеталарнинг ишлаш принципи шунга асосланган, ёнилги ёнган вақтда ҳосил бўлган газлар оқими ракетанинг сопласидаги чиқиши натижасида ракетага импульс беради. Бу импульс чиқаётган газлар олган импульсга тенг бўлади.

Савол: Ракетанинг ердан қутарилиши қандай қонунга асосланган?

Синов саволлари

1. Инерция ва масса деб нимага айтилади ?
2. Ньютоннинг I- қонуни тушунтиринг?
3. Ньютоннинг II- қонуни ва унинг импюси орқали боғланган ифодасини ёзинг?
4. Ньютоннинг III- қонуни тушунтириб беринг?
5. Куч импульси, импульснинг сақланиш қонуни келтириб чиқаринг?

4-Маъруза: Табиатда кучлар. Тортишиш кучи. Ишқаланиш кучи.

Р Е Ж А :

1. Табиатдаги мавжуд кучлар. Тортишиш кучи.
2. Оғирлик кучи ва оғирлик. Вазнсизлик

3. Ишқаланиш кучи ва турлари.

4. Эластик кучлар, Гук конуни

5. Деформация ва уларнинг турлари. Мустахкамлик чегараси.

Табиат кучлари. Тортиш кучи

Харакат узгаришининг сабаби, яъни жисмларда тезланиш пайдо булишининг сабаби куч канлигини ҳаммамиз биламиз. Куч жисмларнинг бир-бири билан узаро таъсир этишда пайдо булади. Лекин узаро таъсир деган суз нимани билдиради? Бир жисм бошка жисмга кандай таъсир этади. Узаро таъсирларнинг кандай турлари бор ва улар купми деган саволлар бизни тинч куймайди. Буни билиш учун табиатдаги хилма хил кучларни турига кура асосан 1. Тортишиш кучи, эластиклик кучи, огирлик кучи ва ишқаланиш кучи.

Тортишиш конунига биноан иккита жисмнинг бир-бирига тортишиш кучи бу жисмлар-нинг массаларига тугри (M 41 0 M 42 0) пропорционал ва улар орасидаги масофанинг (r^2) квад-ратига тескари пропорционал.

F-куч бутун олам тортишишини гравитацион кучи деб аталади. Буни биринчи булиб тажриба йули билан инглиз физиги Г.Г.Кавендиш (1731-1810) исботлаган Ковендиш тажрибаси кучни улчаш учун жуда сезгир Енгил шайнга махкамланган иккита кургошин шар m

(хар бирининг массаси 729 грамм) Симметрик урнатилган

М шарлар (массалари 158 кг) ёнига жойлаштирилган. Шайн эластик ипга осилган булиб, бу ипнингбуралишига караб, шарнинг бир-бирига тортишиш кучини аниклаш. Мумкин булган ипнинг юкориги учи созлаш мосламасига махкамланиб, бу мосламани бураш оркали m ва M шарлар орасидаги масофани узгартириш мумкин.

$$G = 6,67 \times 10^{-11} \text{ м}^3/\text{кг} \cdot \text{с}^2$$

Агарда m m ва r ларни бирга тенг деб олсак, у холда кучнинг киймати G га тенг булади. Шундай килиб хар бирининг массаси 1 кг тенг ва марказлари бир-биридан 1м масофада ётган иккита шар узаро 6.67×10^{-11} Н куч билан тортилади.

Савол: Юкорига отилган жисмни ерга кайтиб тушишига сабаб нима?

Огирлик кучи ва огирлик. Вазинсизлик

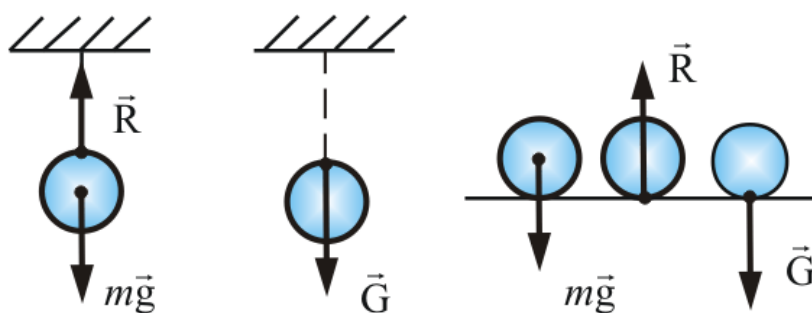
Барча жисмлар ерга тортишиш кучи таъсири ер сиртига нисбатан бир хил тезланиш билан тушади. Ер билан богланган санок системада m массали хар кандай жисмга огирлик кучи деб аталади ва у куйидаги куринишда езилади. $P=mg$ g -эркин тушиш тезланиш булиб, бирлиги $\text{м}/\text{с}^2$ g -нинг киймати кутбда $9,780 \text{ м}/\text{с}^2$, экваторда $9,832 \text{ м}/\text{с}^2$ кийматда узгаради. Ернинг экватордаги ва кувватдаги радиуслар 6378 ва 6357 км га тенг.

Агар Ерни уз уки атрофида суткалик айланишини хисобга олмаганда огирлик кучи билан гравитацион тортишиш кучи узаро тенг булади.

$$P = mg \quad (1) \quad F = P \text{ дан}$$

$$F = G \frac{mM}{R^2} \quad g = G \frac{M}{R^2}$$

Эркин тушиш тезланишнинг географик кенгликка богликлги келиб чикади. Агар жисм Ер сир-тидан h баландликда булса, у холда жисмнинг огирлиги



$$P = G \frac{mM}{(R+h)^2} \text{ еки}$$

$$g = G \frac{M}{(R+h)^2}$$

Демак, эркин тушиш тезланиш h га хам боглик экан. Жисмнинг осма ёки таянчга курсатадиган F куч жисмнинг огирлиги дейилади.

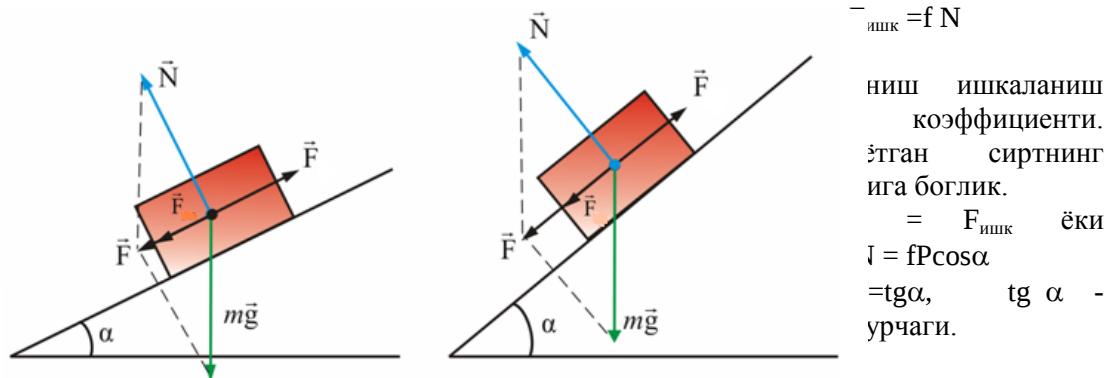
Вазнсизлик .

Жисмнинг вазнсиз булиб қолишининг сабаби бутун олам тортишиш кучи жисмга ва унинг таянчга бир хил тезланиш беришидандир. Шунинг учун факат бутун олам тортишиш кучлари таъсири остида ҳаракат қиладиган ҳар қандай жисм вазнсиз ҳолатда бўлади. Оғирлик кучи, $P = m(g-a)$ агар $a = g$ тенг бўлганда вазнсизлик юзага келади ва $P = 0$ бўлади. Агар $a = g$ бўлса, у ҳолда қушимча куч қушилади. Шартни қаноатлантиради. Агар жисм оғирлиги бўлади. Масалан космик қораблларда бу шарт бажарилади. $N + P = m \cdot a$ $P^I = -N = P - m \cdot a = m(g - a)$

Савол: Юқорига отилганда тош қандай ҳолатда вазнсиз бўлади?

Ишқаланиш кучи

Француз физиги Г.Амонтон ва Ш.Кулон тажриба йули билан сирпаниш ишқаланиш F ишқаланиш нормал босим кучи N га пропорционаллик қонунини аниқлади.



Агар сирт силлиқ бўлган ҳоллар учун Б.В.Дерягин қуйидаги сирпаниш ишқаланиш қонунини таклиф этди.

$$F_{\text{ишк}} = f_{\text{ҳак}} (N + SP)$$

Бунда ишқаланиш ҳодисаси сиртда бўлмасдан молекулалар орасидаги узаро тортишиш натижасида вужудга келади.

-ҳақиқий сирпаниш ишқаланиш коэффициент. S - сирпанишда иштирок этаётган юза. P_0 - қушимча босим. Ишқаланиш кучлар табиатда жуда муҳим аҳамиятга эга.

Думаланма ишқаланиш кучи Кулон қонуни орқали қуйидагича ифодаланади. $F_{\text{ишк}} = f_g N / r$

r - думаланаётган жисмнинг радиуси f_g - думаланиш ишқаланиш коэффициент

Эластиклик кучи .

Эластиклик кучи жисмларнинг деформациялланишида пайдо бўладиган ва жисм зарарларнинг деформация вақтидаги кучиш йуналишига қарама-қарши томонга йуналган кучдир. Агар деформацияни юзага келтирган кучнинг таъсири тухтагандан кейин жисм дастлабки ўл-чамларини ва шаклини қайта эгалласа, бундай деформация эластик деформация дейилади. Агар куч ана шу чегарадан ортиб кетса жисм кучнинг унга таъсири тухтагандан кейин сақланиб қоладиган қолдиқ ёки пластик деформация дейилади.

Деформация: 1. чузилиш ёки сиқилиш; 2. Силжиш; 3. Эгилиш;

4. Буралиш бўлиш мумкин. Мисол қунадаланг кесим юзи S узунлиги l га тенг бўлган бир жинсли стержин дифференциясини қуриб чиқамиз.

Кучнинг шу куч таъсир қиладиган сиртнинг қатталигига нисбатан кучланиш деб аталади. $G = F / S$ (1)

Нисбий узғаришда $\varepsilon = \Delta l / l$ (2)

Агар куч сиртга утқазилган нормал бўйлаб йуналса, кучланиш нормал кучланиш дейилади. Агар куч ўзи таъсир этаётган сиртга утқазилган уринма бўйлаб йуналса, кучланиш тангенциал кучланиш дейилади.

$$\varepsilon = \alpha \sigma.$$

Нисбий узайиш нормал кучланишга пропорционал экан.

α - эластиклик коэффициент.

$\varepsilon = \Delta l / l$ $\varepsilon' = \Delta d / d$ чузилиш деформацияси Δl мусбат, Δd манфий. (қисилиш деформацияси) Δl манфий, Δd мусбат.

$\epsilon' = -\mu \epsilon$ μ - факат материалнинг хоссаларигагина боғлиқ булган мусбат коэф-фициент ёки Пуассон коэффиценти дейилади.

Материалнинг эластик хоссаларини характерлаш учун эластиклик коэффиценти бир каторда унга тескари булган $E = \frac{1}{\alpha}$ катталиқ ҳам ишлатилади. Бундан фойдаланиб, (3) тенгламани куйидагича ёзамиз:

$$\epsilon = \sigma / E \quad (4)$$

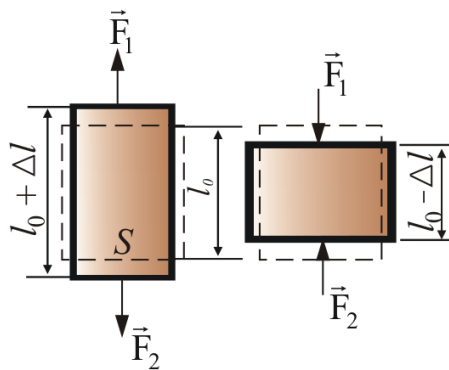
француз олими Пуассон (1781-1840) яшаб утган инглиз физиги Р.Гук (1635-1703) тажриба йули билан кичик деформациялар учун нисбий узайишни E кучланиш пропорционал эканлигини аниқлади. Кучнинг шу куч таъсир қилаётган сиртнинг катталигига нисбатан кучланиш деб аталади.

$$G = F / S \quad (1)$$

$$\text{Нисбий узгаришда } \epsilon = \Delta l / l \quad (2)$$

Агар куч сиртга утказилган нормал буйлаб йуналса, кучланиш нормал кучланиш дейилади. Агар куч узи таъсир этаётган сиртга утказилган уринма буйлаб йуналса, кучланиш тангенциал кучланиш дейилади.

$$\epsilon = \alpha \sigma.$$



Нисбий узайиш нормал кучланишга пропорционал экан.

α - эластиклик коэффиценти.

$\epsilon = \Delta l / l$ $\epsilon' = \Delta d / d$ чузилиш деформацияси Δl мусбат, Δd манфий. (кисилиш деформацияси) Δl манфий, Δd мусбат.

$\epsilon' = -\mu \epsilon$ μ - факат материалнинг хоссаларигагина боғлиқ булган мусбат коэф-фициент ёки Пуассон коэффиценти дейилади.

Материалнинг эластик хоссаларини характерлаш учун эластиклик коэффиценти бир каторда унга тескари булган $E = \frac{1}{\alpha}$ катталиқ ҳам

ишлатилади. Бундан фойдаланиб, (3) тенгламани куйидагича ёзамиз:

$$\epsilon = \sigma / E \quad (4)$$

француз олими Пуассон (1781-1840) яшаб утган инглиз физиги Р.Гук (1635-1703) тажриба йули билан кичик деформациялар учун нисбий узайишни E кучланиш пропорционал эканлигини аниқлади. Силжишининг нисбий дифференцияси $tg \alpha = \Delta S / h$ формула билан топилади.

h - катламлар орасидаги масофа S - жисмнинг параллел катламлар орасидаги абсолют силжиш

Синов саволлари:

1. Табиатдаги кучлар хақида тушунча беринг?
2. Тортилиш кучи деганда нимани тушунаси?
3. Оғирлик кучи ва вазинсизлик нима?
4. Ишқаланиш турлари ва ишқаланиш хақида тушунча беринг?
5. Эластиклик кучи; Деформация турларини айтиб беринг?

5 – Маъруза: *Механик иш ва энергия*

Р Е Ж А :

1. *Иш ва энергия. Механик системанинг кинетик ва потенциал энергияси.*
2. *Кувват. Консерватив ва ноконсерватив кучлар.*
3. *Эластик деформацияланган жисмларнинг потенциал энергияси*
4. *Энергиянинг сақланиш қонунлари.*
5. *Эластик ва ноэластик тўқнашлар.*

Механикавий ҳаракатнинг материя ҳаракатининг бошқа шаклига айланиши ва аксинча шунингдек, механикавий ҳаракатининг бир жисмдан иккинчи жисмга узатилиши ҳамма вақт механикавий иш бажарилиши натижасида бўлади. Иш бажарилиши учун албатта куч таъсири йўналишида жисмнинг силжиши шарт.

Куч таъсирисиз механикавий иш бажарилиши мумкин эмас. Агар жисмлар билан узаро таъсир этмасдан инерцияси туфайлигина ҳаракатланаётган бўлса, у ҳолда механикавий иш бажарилмайди. Агар жисмга кучлар таъсир этса-ю, лекин жисм бу кучларни ҳосил қилувчи жисмларга нисбатан тинч ҳолатда тураверса, бу ҳолда ҳам механикавий иш бажарилмайди. Фараз қилайлик F доимий куч таъсири остида S траектория бўйлаб ҳаракатланаётган бўлсин. У ҳолда механик иш формуласи $A = F_s \cdot S$ қурилишида ёзилади.

Агарда F_s куч ҳаракат йўналиши билан бурчак ҳосил қилган ҳолда

$$A = F_s \cdot S = F \cdot S \cos \alpha \quad (2)$$

Савол: Иш қандай қатталиқ? Иш нолга тенг бўлиши мумкинми?

Иш-алгебраик қатталиқ. Агар куч билан қучиш йўналиши орасидаги бурчак уткир $\pi/2 > \alpha$ бўлса, иш мусбат. Агар бурчак $\frac{\pi}{2} < \alpha$ утмас бўлса, иш манфий бўлади. $\alpha = \pi/2$ иш нолга тенг.

Агар кучнинг қучиш йўналишидаги проекцияси ҳаракат вақтида ишни ҳисоблаш учун S йўлни элементар қисмларга бўлиб чиқамиз.

У вақт ҳар бир элементар қисмида кучнинг иши қуйидагига тенг бўлади.

$$dA_i = F_{si} \cdot dx = F_i dS_i \cos \alpha \quad (3)$$

Бутун ишни MN оралик бўйича ҳисоблайдиган бўлсак, (3) формула

$$A = \int_M^N F_{si} \cdot dS_i = \int_M^N F_i dS \cos \alpha_i \quad (4)$$

(4) қурилишига келади. бу интегрални ечиш F_s ва S орасидаги боғланиш графигини чизамиз ва штрихланган майдон изланаётган ишни қийматини беради.

Агар жисм тугри қизикли ҳаракат қилаётган бўлса, у ҳолда

$F = \text{const}$ ва $\alpha = \text{const}$ ҳол учун

$$A = \int_M^N F \cdot dS \cos \alpha = F \cdot \cos \alpha \int_M^N dS = F \cdot S \cos \alpha \quad (5)$$

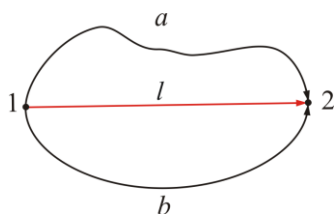
СИ системада механик ишнинг улчов бирлиги жоуль. 1жоуль = 1Ньютон 1метр = 1н м.

2. *Кувват. Кучларнинг потенциал майдони. Консерватив ва ноконсерватив кучлар.*

Амалиётда бажарилган ишнинг қатталигига эмас, балки бу ишни бажариш учун кетган вақт ҳам аҳамиятга эга. Шу сабабли иш бажариш учун мулжалланган механизмларни характерлаш учун берилган механизм вақт бирлигида қандай иш бажаришини қурсатадиган қатталиқ қиритилади. Бу қатталиқ кувват дейилади.

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t} \quad (6)$$

Агар кувват узгарувчан бўлса, у ҳолда оний кувват деган тушунча қирилади. Оний кувват



$$N = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{dA}{dt} \quad (7)$$

Агарда жисм куч таъсирида доимий тезлик билан ҳаракат қилаётган бўлса, унда кувватнинг ифодаси

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{F_s \cdot \Delta S}{\Delta t} = F_s \cdot \vartheta \quad (8)$$

СИ системада кувватнинг улчов бирлиги Ватт = 1жоуль/1с га тенг. 1кВт=1000 Вт. 1МВт = 10⁶ Вт. СГСда 1Вт = 10⁷ эрг/с га тенг. МКГСС-системада 1 от кучи (10к) = 736 Вт га тенг.

3. Энергия. Кинетик энергия.

Механикавий процессларнинг бундай хусусиятини характерлаш учун янги физикавий катталиқ энергия тушунчаси киритилади. Жисмнинг ёки жисмлар системасининг иш бажариш қобилиятини характерлайдиган физик катталиқ энергия дейилади. Кинетик энергия деб жисмнинг механикавий ҳаракати туфайли пайдо бўлган ва жисм то тухтагунча бажариши мумкин бўлган иш билан улчанадиган катталиққа айтилади. Кинетик энергияни узгаришини бажарилган ишни ортишига тенглаб

$$dA = dE_k \quad (9)$$

бундан қуйидагиларни ёзамиз:

$$m \frac{d\vartheta}{dt} dS = F dS \quad (10)$$

$$\text{Бунда } \vartheta = \frac{dS}{dt} \quad (11)$$

лигидан фойдаланиб кинетик энергияни формуласини келтириб чиқарамиз.

$$dA = m \vartheta d\vartheta = dE_k \quad (12)$$

буни интегралласак

$$E = \int dE_k = \int_0^{\vartheta} m \vartheta d\vartheta = \frac{m \vartheta^2}{2} \quad (13)$$

хосил бўлади.

Шундай қилиб V тезлик билан ҳаракатланаётган m массали жисмнинг кинетик энергиясини ифодаси

$$E_k = \frac{m \vartheta^2}{2} \quad (14)$$

қурилишга келади.

Потенциал энергия. Кучларнинг потенциал майдони.

Консерватив ва ноконсерватив кучлар.

Потенциал энергия деб узаро таъсир қилаётган жисмларнинг вазиятлари ёки жисм қисмларининг бир-бирига нисбатан вазиятлари туфайли пайдо бўлган ва жисм бир вазиятдан иккинчи вазиятга тезлигини узгартирмасдан силжиганда бажариши мумкин бўлган иш билан улчанадиган катталикка айтилади, ёки потенциал энергияни ҳолат (вазият) энергияси деб ҳам айтаемиз. Ер сиртидан қутарилган ёки эластик деформацияланган жисм потенциал энергияга эга бўлади. Жисмга таъсир қилувчи кучлар фақат жисмнинг фазодаги вазиятига боглиқ бўлиб жисмнинг тезлигига боглиқ эмас. Фақат жисмнинг вазиятигина боглиқ бўлган кучлар учун улар жисмустига бажарилаётган иш йулга боглиқ бўлмасдан фақат жисмнинг фазодаги бошланғич ва сунгги ҳолатларигагина боглиқ бўлиб, қолиши мумкин. Бу ҳолда кучлар майдони потенциал майдон., кучларнинг узлари эса консерватив кучлар. деб аталади. Бажарган иши жисм: бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга қандай йул билан утганлигига боглиқ бўлган кучлар ноконсерватив кучлар дейилади. Консерватив кучларнинг исталган ёпик ҳолда бажарган иши нолга тенг. Жисмга қуйилган консерватив кучларнинг бажарган иши шу жисмни потенциал энергия узгаришини тесқари ишора билан ифодаланган қийматга тенг, яъни

$$dA = - dE_n \quad (15)$$

шундай қилиб потенциал энергиянинг қамайиши ҳисобига иш бажарилади.

$$F dr = - dE_n \quad (16) \quad \text{консерватив кучлар}$$

$$F_x = -\frac{\partial E_n}{\partial x}; \quad F_y = -\frac{\partial E_n}{\partial y}; \quad F_z = -\frac{\partial E_n}{\partial z}$$

ёки вектор курунишида $F = -\text{grad}E_n$ (17)

Бунда i, j, k координата укининг бирлик векторлари (18) ифодани аникловчи вектор Скаляр Градиент

$$\text{grad}E_n = \frac{\partial E_n}{\partial x}i + \frac{\partial E_n}{\partial y}j + \frac{\partial E_n}{\partial z}k \quad (18)$$

Эластик деформацияланаётган жисмнинг потенциал энергияси.

Потенциал энергияга эластик деформацияланган жисм ҳам эга булиши мумкин. $F_{\text{эл}} = -kx$. Бунда k -эластиклик коэффициенти, минус ишораси эса эластик кучининг жисмнинг деформацияланишига карама-карши йуналганлигини билдиради. Ньютоннинг III-конунига асосан,

$F = -F_{\text{эл}}$ элементар бажарилган иш

$$dA = Fdx = kx dx \quad (19) \text{ га тенг.}$$

Буни интеграллаб тулик ишни аниклаш мумкин.

$$A = \int_0^x kx dx = \frac{kx^2}{2} + C = E_n + C \quad (20)$$

Агар жисм деформацияланмайдиган булса $k = 0$, бунда $C = 0$ га тенг булади. Тулик энергия: жисм бир вақтда кинетик энергияга, ҳам потенциал энергияга эга булиши мумкин. Бу энергияни йигиндиси тула механик энергияни ташкил килади.

$$E = \frac{mv^2}{2} + mgh = E_k + E_n \quad (21)$$

Савол: Окаётган сувнинг қандай энергияси булади?

Энергиянинг сакланиш қонуни.

Энергиянинг сакланиш қонуни купгина тажриба маълумотларнинг бирлаштиргандан келиб чиқадиган хулоса булиб, буни биринчи булиб материянинг сакланиш ва ҳаракат қонунини рус олими М.В.Ломоносов томонидан баён қилиб берилди. Энергияни сакланиш қонуни немис врач Ю.Майер (1814 -1878) ва немис табиатшуноси Г.Гельмгольцлар (1821-1894) томонидан микдорий жиҳатидан асослаб берди. Энергияни саклаш қонунини келтириб чиқариш учун ёпик системадаги массалари $m_1, m_2, \dots, m_n$ ва тезликлари $v_1, v_2, \dots, v_n$ билан ҳаракатланаётган моддий нукталарни қуриб чиқамиз. Хар бир нуктага тенг таъсир этувчи ички кучлар $F^1, F^1 \dots F^1$ ва тенг таъсир этувчи ташки кучлар $F_1, F_2, \dots, F_n$ лардан иборат булсин. Бунда хар бир моддий нуктанинг тезлиги $V \ll C$ булиб, масса доимий ёзамиз.

$$\left. \begin{aligned} m_1 \frac{dV_1}{dt} &= F_1^1 + F_1 \\ m_2 \frac{dV_2}{dt} &= F_2^1 + F_2 \\ \dots &\dots \\ m_n \frac{dV_n}{dt} &= F_n^1 + F_n \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Хамма моддий нукталар хар бир dt вақт оралигида $dx_1, dx_2, \dots, dx_n$ масофага қучадиган булсин. У ҳолда (1) тенглама

системасини хар иккала томонини dx купайтирамиз. У ҳолда (1) системасиқуйидаги қурунишга келади.

$$\left. \begin{aligned} m_1 (\mathcal{G}_1 d\mathcal{G}_1) - (F_1^1 + F_1) dv_1 \\ m_2 (\mathcal{G}_2 d\mathcal{G}_2) - (F_2^1 + F_2) dv_2 \\ \dots \\ m_n (\mathcal{G}_n d\mathcal{G}_n) - (F_n^1 + F_n) dv_n \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

бу тенгламаларни узаро қушиб чиқамиз ва ёпик система учун

$F_1 + F_2 + \dots + F_n = 0$ булганлиги асосланиб (2) тенгламалар системасини умумий ҳолга келтирамыз. (n та моддий нукталар системаси)

$$\sum_{i=1}^n m_i g_i dv_i = \sum_{i=1}^n F_i dv_i = 0 \quad (3) \text{ ёки}$$

$$\sum_{i=1}^n m_i g_i dv_i = \sum_{i=1}^n d\left(\frac{m_i V_i^2}{2}\right) = dT \quad (4)$$

бутун системадаги кинетик энергия узгариши (4) га тенг булади. $-\sum_{i=1}^n F_i dx = dE_n \quad (5)$

тулик энергия $dT + dE_n = 0 \quad (6)$

Абсолют эластик ва эластик булмаган шарларнинг урилиши .

Харакат микдорини ва энергияни сақланиш қонунини тажрибада тешириш учун жисмларни бир-бирига урилишини ечиш аниқ физик масалалардан биридир. Жисмлари бир-бирига урилганда деформацияланади. Бунда жисмларнинг урилишидан олдинги кинетик энергияси қисман ёки тула равишда эластик деформация потенциал энергияси билан жисмларнинг ички энергиясига айланади. Жисмларнинг ички энергияси ортиши уларнинг температурасининг ортишига олиб келади.

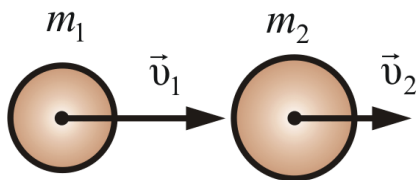
Агар абсолют эластик урилатган вақтда жисмлар бир-бирини итариб дастлабки шаклига қайтади. Натижада эластик деформация потенциал энергияси қайтиб кинетик энергияга айланади ва жисмлар маълум тезликлар билан бир-биридан жисмлар системасининг тула энергиясининг сақланишига ҳамда тулик импульсининг сақлашига боғлиқ булади.

Аввал абсолют эластик урилишини куриб чикайлик, бундай урилишда иккита сақланиш қонуни: импульснинг сақланиш қонуни билан механик энергиянинг сақланиш қонуни бажарилади. Уришаётган шарларнинг мисоллари m_1 ва m_2 билан тезликлари v_1 ва v_2 билан, урилишдан кейин тезликлар v_1' ва v_2' билан белгилаймиз.

Харакат микдори ва энергиянинг сақланиш қонунига асосан

$$m_1 V_1 + m_2 V_2 = m_1 V_1' + m_2 V_2' \quad (1)$$

$$\frac{m_1 V_1^2}{2} + \frac{m_2 V_2^2}{2} = \frac{m_1 V_1'^2}{2} + \frac{m_2 V_2'^2}{2} \quad (2)$$



узгартиришлардан кейин (1) ва (2) тенгламалар қуйидаги қурилишга келади.

$$m_1(V_1 - V_1') = m_2(V_2' - V_2) \quad (3)$$

$$m_1(V_1'^2 - V_1^2) = m_2(V_2'^2 - V_2^2) \quad (4)$$

(3) ва (4) тенгламаси солиштиришдан кейин

$$V_1 + V_1' = V_2 + V_2' \quad (5)$$

(5) ни m_2 га қўйиб ва чиққан натижани (3) дан айириб, кейин эса (5) ни m_1 га қўйиб ва чиққан натижани (3) билан қўшиб шарларнинг урилишдан кейинги тезликларининг векторини топамиз.

ёки умумий ҳол учун

$$V_1' = \frac{(m_1 - m_2)V_1 + 2m_2 V_2}{m_1 + m_2} \quad (6) \quad V_1' = \frac{\pm 2m_2 V_2 + (m_1 - m_2)V_1}{m_1 + m_2}$$

$$V_2' = \frac{(m_2 - m_1)V_2 + 2m_1 V_1}{m_1 + m_2} \quad (7) \quad V_2' = \frac{2m_1 V_1 \pm (m_2 - m_1)V_2}{m_1 + m_2}$$

(-) ишора шарлар бир-бирига қарама-қарши ҳол учун, (+) ишора биринчи шар иккинчисини қўшиб ётаётган ҳол учун таълуқлидир.

1. Агар m_2 масала тезлиги $v_2 = 0$ булса (6) ва (7) формула қуйидагича ёзилади.

$$V_1' = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} V_1 \quad (8) \text{ ва } (9) \quad V_2' = \frac{2m}{m_1 + m_2} V_1$$

2. Агарда $m_1 = m_2$ масалалари тенг бўлиб иккинчи шарга $v_2 = 0$ булса (яъни тинч турган булса) тукнашгандан кейин $v_1 = 0$ иккинчи шарга биринчи шарчанинг тезлигига тенг булади $v_2' = v_1'$

3. $m_1 > m_2$ дан катта булганда тукнашгунча тезликлари $v_1' < v_2'$ тукнашгандан кейин $v_1' > v_2'$ булади.

4. $m_1 < m_2$ дан кичик булганда m_1 шарга v_1 тезлик билан ҳаракат қилиб, m^2 шаргача урилади ва орқага қайтади. m^2 шарга m_1 шарчанинг тукнашгунча ҳаракат йуналиши билан кичик тезликда ҳаракат қилади.

5. $m_2 \gg m_1$ (8) ва (9) формулалардан $v_1^1 = -v_1$ ва

$$V_2^1 = \frac{2m_1}{m_2} = 0 \text{ булади.}$$

6. Агар $m_1 = m_2$ бўлиб ҳар икки шарга ҳаракатда бўлса, тукнашгандан кейинги тезликлар (6) ва (7) формулага асосланиб $v_1^1 = v_2$ ва $v_2^1 = v_1$ ни топамиз.

Савол: Массалари бир хил булган шарлар тукнашгандан сунг уларнинг тезликлари қандай бўлади?

Синов саволлари:

1. *Иш ва энергия ҳақида тушунча беринг?*
2. *Консерватив ва ноконсерватив кучлар ?.*
3. *Энергия. Кинетик ва потенциал энергия. ?*
4. *Энергиянинг сакланиш қонуни келтириб чиқаринг.?*
5. *Эластик ва ноэластик шарлар тукнашиши*

6-Маъруза: Каттик жисмлар механикаси

Р Е Ж А :

1. *Айланма ҳаракат кинематикаси элементи инерция моменти*
2. *Айланма ҳаракат кинетик энергияси*
3. *Айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси. Куч моменти.*
4. *Ҳаракат микдори моменти ва унинг сакланиш қонуни*
5. *Ноинерциал санок системалари. Инерция кучлари.*

Абсолют каттик жисм деб ҳар қандай шароитда ҳам деформациялан-майдиган, аммо Ньютоннинг учинчи қонунига асосан, бошқа жисмлар билан узаро таъсир этувчи жисмга айтилади. Айланма ҳаракат вақтида каттик жисм-нинг барча нукталари марказлари айланиш уқи деб аталувчи бир қизик устида жойлашган айланалар бўйлаб ҳаракатланади. Айлана ҳаракатини таърифлаш учун айланиш уқининг фазодаги вазиятини ва жисмнинг вақтнинг ҳар бир моментидаги бурчак тезлигини бериши керак.

Каттик жисмни айланиши иккита ҳаракат турларининг йиғиндиси сифатида тасаввур қилиш мумкин экан. Каттик жисмларни айланма ҳаракатини урга-ниш учун инерция моменти тушунчасидан фойдаланамиз.

Исталган кузгалмас уқка нисбатан инерция моменти m массали мод-дий нукталар системасининг қурилатган уқларгача булган масофа квад-ратнинг (r^2) йиғиндисига тенг булган физик катталиқдир.

Савол: Инерция моменти физик маъноси қандай?

$$I = \sum_{i=1}^n m_i r_i^2 \quad (1) \text{ Агарда йиғинди ичидаги } m \text{ масса тухтовсиз булинадиган булса, у ҳолда } (1)$$

тенгламани интеграл остига киритамиз (2) бунда интеграллаш жисмни бутун ҳажми бўйича булади.

Масофа r x , y , z уқлардаги нукталарнинг ҳолат функцияси булади. Мисол сифатида бир жинсли дискнинг унинг текислигига перпендикуляр ва марказидан утувчи уқка нисбатан инерция моменти топамиз.

Дискни dr қалинликда халка-симон катламларга бўлиб чиқамиз. Бундай битта катламнинг барча нукталари уқдан бир хил r га тенг булган масофада ётади. Цилиндр ҳар бир улагининг инерция

моменти (3) бунда dm цилиндр элементларининг (булакларини) массаси унинг хажми га тенг, бунда dm цилиндр элементларининг (булакларини) массаси унинг хажмига тенг, булади. h -дискнинг калинги. Диск бир жинсли булганлиги учун, унинг зичлиги ρ -га тенг булади.

$$dm = \rho dv = \rho 2\pi r h dr \quad (5)$$

(5) ни (2) формулага этиб куйсак

$$I = \int r^2 dm = \int r^2 \rho dv = \rho \int_0^R r^2 h 2\pi r dr =$$

$$= 2\pi \rho h \int_0^R r^3 dr = 2\pi \rho h \frac{R^4}{4} = \frac{\pi}{2} \rho h R^4 \quad (6)$$

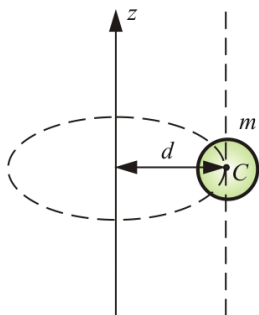
Бунда дискнинг $V = h\pi R^2$ хажмини ρ -зичлигига купайтирсак. m массага тенглигидан (6) формула $m = \rho h \pi R^2$ дан фойдаланиб,

$$I = \frac{1}{2} m R^2 \quad (7) \text{ куринишда ёзишимиз мумкин. Биз}$$

бир жинсли дискнинг (цилиндрнинг) инерция моментини аниқладик. Агар биз дискнинг масалан: дискка перпендикуляр булган унинг киррасидаги утган OO' укка нисбатан инерция моментини анча мураккаб булар эди.

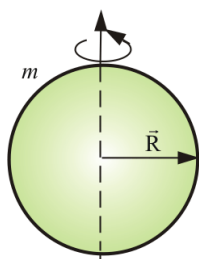
Бундай холларда Штейнер теоремасидан фойдаланилса, инерция моментини топиш анча осон булади.

Штейнер теоремаси исталган укка нисбатан инерция моменти I шу укка параллел булган ва жисмнинг инерция маркази оркали утувчи укка нисбатан инерция моменти I_0 билан жисм массасининг уқлар орасидаги R масофа квадрати га купайтмасининг йигиндисига тенг.



$$I = I_0 + mR^2 \quad (8) \text{ ёки } I = \frac{mR^2}{2} + mR^2 = \frac{3}{2} mR^2 \quad (9) \text{ тенг.}$$

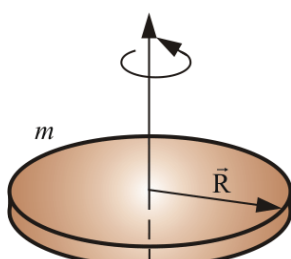
Шар, диск ва стерженьнинг инерция моментлари



Шар

$$k = \frac{2}{5}; \quad I_c = \frac{2}{5} mR^2$$

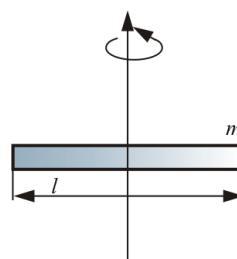
$$\text{Сфера } I_c = \frac{2}{3} mR^2$$



Диск

$$k = \frac{1}{2}; \quad I_c = \frac{1}{2} mR^2$$

$$\text{Обруч } I_c = mR^2$$



Стержень

$$k = \frac{1}{12};$$

$$I_c = \frac{1}{12} ml^2$$

Айланма ҳаракат. Кинетик энергияси

Куйилган куч таъсирида ҳар қандай жисм ҳам деформацияланади. Агар бу куч жуда катта булса, жисмнинг емирилиши ҳам булади. Берилган жисм куч таъсирида канчалик кичик дифференцияланса, бу жисм абсолют каттик жисм тушунчасига шунчалик яқин булади. Абсолют каттик жисм тушунчаси-дан факат жисмларнинг узаро таъсирида ҳосил булувчи деформация деярли ахамиятга эга булмаган холлардагина фойдаланилади. Жисм z -ук деб ном бер-ган кузгалмас

ук атрофида айланаётган булсин. массанинг чизикли тезлиги куйидаги курунишда ёзилиши мумкин.

$$\text{Чизикли тезлик } \mathcal{G}_i = R_i \omega \quad (1)$$

$$\text{Бурчак тезлик } \omega = \frac{\mathcal{G}_1}{r_1} = \frac{\mathcal{G}_2}{r_2} = \dots = \frac{\mathcal{G}_n}{r_n} \quad (2) \text{ га тенг}$$

Айланма ҳаракат қилаётган каттик жисмни элементар $m_1, m_2 \dots m_n$ булак-ларга буламиз. Улар бир-биридан $r_1, r_2 \dots r_n$ масофада жойлашган. Каттик жисм элементар ҳажми массага эга булиб, кузгалмас укка нисбатан маълум r радиус буйича айланма ҳаракат қилади ва ҳар хил чизикли тезликка эга булади. Унга мос равишда айланаётган каттик жисмнинг кинетик энергиясини топамиз.

$$T_{\text{айл}} = \frac{m_1 \mathcal{G}_1^2}{2} + \frac{m_2 \mathcal{G}_2^2}{2} + \dots + \frac{m_n \mathcal{G}_n^2}{2} \quad \text{ёки} \quad T_{\text{айл}} = \sum_{i=1}^n \frac{m_i \mathcal{G}_i^2}{2} \quad (3)$$

(1) формуладан фойдаланиб, бурчак тезлик билан боғланган кинетик энергия ёзадиган булсак,

$$T_{\text{айл}} = \sum_{i=1}^n \frac{m_i r_i^2 \omega^2}{2} = \frac{\omega^2}{2} \sum_{i=1}^n m_i r_i^2 \quad (4)$$

инерция моменти мавзусидан бизга маълумки, $I = \sum_{i=1}^n m_i r_i^2$

(4) формуласи. Инерция моменти билан боғланган ҳолда

$$T_{\text{айл}} = \frac{I \omega^2}{2} \quad (5)$$

Айланма ҳаракат учун кинетик энергия тенгламасини ёздик. Шундай қилиб яс-си ҳаракатда жисмнинг кинетик энергияси айланма ва илгариланма ҳаракати учун тулик энергия

$$T = T_{\text{илг}} + T_{\text{айл}} = \frac{m \mathcal{G}^2}{2} + \frac{I \omega^2}{2}$$

ларнинг йигиндисига тенг булар экан.

Айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси. Куч моменти

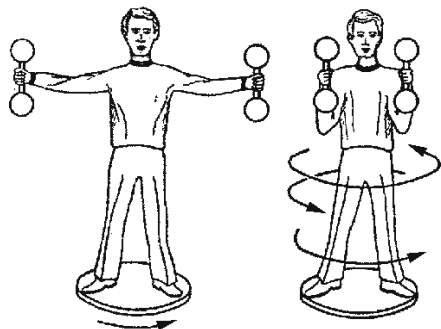
Кузгалмас ук атрофида айланаётган жисмга бирлик вақт ичида таъсир этаётган куч иш бажаради ва шу бажарган иш ҳисобига айланма ҳаракат кинетик энергияси ортади. Айланма ҳаракат учун иш формуласининг ифодаси

$$dA = F \cdot \sin \alpha \cdot r d\varphi \quad (1) \text{ тенг}$$

Айланиш укига нисбатан куч моменти $M = F \sin \alpha r$ (2) бунда $r \sin \alpha = l$ куч елкасини беради.

Куч моменти.

Учларига бир хил огир юклар маҳкамланган енгил крест шаклидаги жи-см олайлик. Крестнинг марказига погонали шкиф билан биргаликда укка шундай урнатамизки, ук атрофида бу айланиш деярли ишқаланишсиз содир булсин. Текширишлар натижаларидан куйидаги ҳулосалар келиб чиқади.



1. Иппнинг таранглигига ва шкифнинг радиусига тугри пропорционалдир.

2. Юкларнинг m массасига ва айланиш укидан юкларигача булган r масофанинг квадратага тесқари пропорционалдир. Демак, айланма ҳаракатнинг тезланиши фақат жисмга таъсир этувчи F кучгагина эмас, балки айланиш укидан кучнинг таъсир чизигигача булган R масофага ҳам боғ-лик экан. Шундай қилиб куч моменти M бирлиги СИ системада $\text{Н} \cdot \text{м}$ га тенг.

Савол: Нима учун эшикнинг ушлагичи айланаси укидан узокрокка куйилади?

Куч моменти вектор катталиқ булиб у вектор курунишида $M = [Fr]$

(3) ёзилади. Унинг йуналиши куч вектори жойлашган текисликка перпенди-куляр булади ва ун-г винт коидаси буйича аникланади. (2) ифодани (1) ифода-гача куйиб $dA = M d\varphi$ (4)ни топамиз. Айланма ҳаракатда бажарилган иш кинетик энергияни ортиши хи-собга булишидан фойдаланиб

$$dA = dT \quad \text{ёки} \quad dT = d\left(I \frac{\omega^2}{\alpha}\right) = I\omega d\omega \quad (5) \text{ га}$$

тенглигидан (5) тенгламанинг ҳар иккала томонини вақт бўйича дифференциялаб

$$M \frac{d\varphi}{dt} = I\omega \frac{d\omega}{dt} \quad (6) \quad \text{хосил киламиз. Бунда } \text{га тенглигидан фойдаланиб} \quad M\omega = I \frac{d\omega}{dt} \quad \text{дан}$$

$$M = I \frac{d\omega}{dt} = I \cdot \varepsilon \quad (7)$$

топамиз. Бу тенглама кузгалмас укка нисбатан айланма ҳаракат учун дина-миканинг асосий тенгламаси деб юритилади.

Ҳаракат микдори моменти ва унинг сакланиш қонуни Айланма ва илгариланма ҳаракат қонунлари узаро таққослайдиган бул-сак, улар орасида жуда яқин ухшашликлар бор. Айланма ҳаракатда куч урни-да куч момент ва масса урнида инерция моменти иштирок этади. Каттик жи-смнинг ҳаракат микдори моменти ҳам худди куч моментига ухшаш усул би-лан аниқланади. О нуктага нисбатан импульс моменти қуйидагига тенг. $L = m_i r_i v_i \quad (1)$

Каттик жисмнинг айланиш укига нисбатан ҳаракат микдори моменти алоҳида заррачаларнинг ҳаракат микдорлари моментларининг йигиндисидан иборат бўлади.

$$L = \sum_{i=1}^N m_i v_i r_i \quad (2) \quad \text{Айланма ҳаракат учун } \vartheta_i = \omega_i r_i \text{ тенглигидан фойдаланиб}$$

$$L = \sum_{i=1}^n m_i \omega_i r_i^2 = \omega \sum_{i=1}^n m_i r_i^2 \quad (3) \quad \text{Бундан ҳаракат микдори моменти билан инерция моменти}$$

орасидаги боғланишни топамиз

$$L = I\omega \quad (4)$$

каттик жисмни айланиш укига нисбатан ҳаракат микдори моменти ҳосиласи жисм инерция моментининг шу укка нисбатан бурчак тезлигига тенг бўлади.

$$M = \frac{dL}{dt} = I \frac{d\omega}{dt} = I\varepsilon \quad (5) \quad \text{ёки вектор қурилишида} \quad M = \frac{dL}{dt} \quad (6)$$

$$\text{Агар биз ёпик система билан ишлаётган булсак, у ҳолда ташки куч } M = 0 \text{ ва } \frac{dL}{dt} = 0 \quad \text{ёки } L = \text{const} \quad (7)$$

шундай қилиб (7) дан ҳаракат микдори моменти саклаш қонуни дейилади ва $I\omega = \text{const} \quad (8)$ дан ҳаракат микдори моменти сакланиш қонуни тугрилигини тасдиқловчи тенглама қелиб чиқади.

Ноинерциал санок системалари. Инерция кучлари. Марказдан қочма инерция кучи

Диск маълум бурчак тезлик билан уз уки атрофида айлантирилишидан уни устига ҳар хил масофаларда урнатилган маятник маълум бурчакка оғади. Натижада марказдан қочма инерция кучи юзага келади.

$$F_{ин} = -m\omega^2 R \quad (1)$$

$$\text{tg} \alpha = \frac{\omega^2 R}{g} \quad (2)$$

Марказдан қочма инерция кучига қарама-қарши куч

$$F_{ин} = -F \quad F = m \text{tg} \alpha = m\omega^2 R \quad (3)$$

га тенг. Жисм айланаётган санок системага нисбатан ҳаракатланаётганда

марказдан қочма инерция кучидан ташқари кориолис кучи ёки кориолиус инерция кучи деб аталади. Демак, айланаётган санок системага нисбатан шарга гуё унга v тезлигига тенг йуналган F_k куч таъсир $F_k = 2m[v \cdot \omega]$ (4) кориолис тезланиши $a_k = 2[\vartheta^1 \omega]$ (5) га тенг.

Синув саволлари:

1. Абсолют каттик жисм ҳақида тушунча беринг?
2. Инерция моменти. Штейнер теоремасини айтиб тушунтириб беринг?
3. Айланма ҳаракат кинетик энергияси деганда нимани тушунаси?
4. Куч моменти айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламасини ёзинг?

7- Маъруза: Суюкликлар механикаси элементлари

Р Е Ж А :

1. Суюклик ва газларда босим. Тинч ҳолатдаги суюклик ва газда босим тақсимооти.
2. Узлуксизлик тенгламаси. Оким чизиклари.
3. Бернулли тенгламаси ва ундан келиб чиқадиган ҳулосалар.
4. Ламинар ва турбулент оқим. Рейнольдс сони.
5. Жисмларнинг суюклик ва газларда ҳолати.
6. Ҳуллаш, капиллярлик ва Лаплас тенгламаси

Суюклик ва газларда босим .

Суюклик ва газсимон жинслар шу билан характерланадики, улар сил-жишга қаршилик қўймасди ва шу сабабли истаганча кичик қучлар таъсири-да ҳам ўз шаклини ўзгартира олади. Суюклик ёки газнинг ҳажмини ўзгартириш учун аксинча, анча катта чекли ташки қучлар зарур.

Суюклик ва газларнинг эластик хоссари уларнинг алоҳида қисмлари бир-бирига ёки уларга тегиб турувчи жисмларга бу суюклик ва газларнинг сикилиш даражасига боғлиқ бўлган қуч билан таъсир қўйиши орқали намоён бўлади. 1-расм Ана шу таъсир босим деб аталувчи катталиқ билан характерланади. Босим-скаляр катталиқ бўлиб, у қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$P = \frac{\Delta F}{\Delta S} \quad (1) \quad \text{Босим бирлиги Паскаль (Па) СИ д } 1\text{Па} = 1\text{ Н/м}^2 \text{ га тенг}$$

СГС да 1дина/м

1 мм сим. уст=133Н/м² 1атм = 760

133 = 1.01 10⁵ Н/м² = 1.33 ат

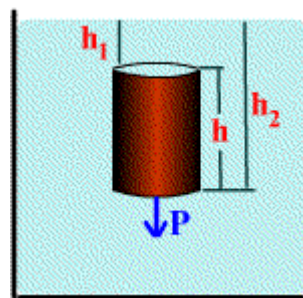
Француз олими Паскаль номи билан босим бирлиги (Па) ифодаланилади. Босимни идиш деворларига ва тубига қўйилган таъсир гидростатик босим деб юритилади ва у $p = \rho gh$ га тенг.

Архимед қучи суюклик ёки газ ўзига ботирилган симга тик юқорига йўналган ва жисмнинг ботирилган қисми ҳажмидаги суюкликнинг (ёки газ-нинг) оғирлигига тенг қуч билан таъсир этади. Бу қуч Ахимед қучи деб ата-лади.

$$F_A = \rho g V \quad \text{Бунда } \rho\text{-суюклик (ёки газнинг) зичлиги}$$

V -жисмнинг ҳажми g - эркин тушиш тезланиши қуч бирлиги Ньютон, дина

Савол: Оғир жисми ҳавога қутариш осонми ёки сувда? Нима учун?



Тинч ҳолатдаги суюклик ва газда босим тақсимооти .

Агар суюкликда (ёки газда) ҳажм қучлари бўлмаса, у ҳолда бутун босимнинг ўзгармай қолиш мувозанат шартидан иборат бўлган булар эди. (Паскаль қонуни). Ҳақиқатдан ҳам, суюкликда ихтиёрий ориентирланганга ва асоси ΔS га тенг цилиндрик ҳажм ажратайлик.

Агар бир-биридан Δl масофада ётган нукталарда босим Δp га фарқ қилса, у вақтда цилиндрининг ўқ бўйлаб $\Delta p \Delta S$ қуч таъсир қўйган булар ва бунинг натижада суюклик ҳолатга келиб мувозанат бўзилган булар эди. Демак, $\Delta p / \Delta l = 0$ шарт бўлса, $p = \text{const}$

Оқим чизиклари. Узлуксизлик тенгламаси

Суюкликнинг ҳаракат ҳолатини фазонинг ҳар бир нуктаси учун тезлик векторини вақтнинг функцияси сифатида ёзиш орқали ҳам аниқласа бўлади. Фазонинг барча нукталари учун берилган V векторлар туплами тезлик вектори майдонини ҳосил қилади. Бу майдонни қуйидагича тасвирлаш мумкин. Хара-катланаётган суюкликда шундай чизиклар ўтказамизки, уларнинг уринмалари ҳар бир нуктада йўналиши V вектор йўналиш билан ўсма-ўст тушсин. Бу чизик оқим чизиклари дейилади.

Агар тезлик вектори фазонинг ҳар бир нуктасида бирдек қолса, у ҳолда оқим қарор топган ёки стационар дейилади.

$$S_1 v_1 = S_2 v_2 \quad \text{ёки} \quad S v = \text{const}$$

Бу олинган натижа оқимнинг ўзлуксизлиги ҳақидаги теореманинг мазмунини намоён қилади.

Савол: Нима учун дарёларни тор жойида тезлиги катта?

Бу теорема реал суюкликларга ва газларнинг сиқи-лувчанлигини ҳисобга олмаса буладиган ҳолларда ҳатто газларга ҳам қўллаш мумкин. Тегишли ҳисоблар курсатадики, суюклик ва газлар товуш тезлигидан кичик тезликлар билан ҳаракатланган вақтда уларни етарли даражада аниқлаш билан сиқилмас деб ҳисоблаш мумкин экан.

Бернулли тенгламаси .

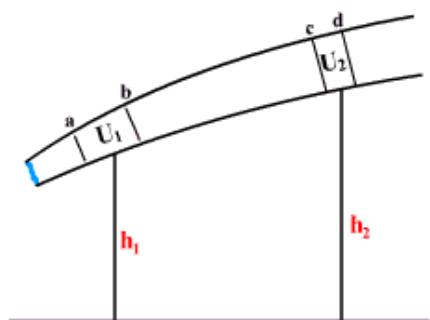
Суюкликларнинг ҳаракатини текшираётганда қўп ҳолларда суюкликнинг бир қисмининг бошқа қисмларига нисбатан ҳаракат вақтида ишқаланиш қуч-лари юзага чиқмайди деб ҳисоблаш мумкин.

Ички ишқаланиш батамом йўқ бўлган суюклик идеал суюклик дейи-лади.

S_1 кесим Δl_1 йўлни босим S_1^1 ҳолатга қучади кесим Δl_2 йўлни босим S_2^1 ҳолатга қучади

$$\Delta V_1 = \Delta V_2 = \Delta V$$

Оқим стационар бўлгани учун Δt вақтдан кейин қаралаётган жисмнинг штрихланмаган қисмининг исталган нуктасида турган зарранинг бошланғич моментида уша нуктада текшириляётган ҳажм энергиясининг ΔE орттирмасини штрихланган ΔV_1 ва ΔV_2 ҳажмчалар энергияларнинг айирмаси сифатида ҳисоблаш мумкин. u , p ва h ларни бир хил деб ҳисоблаб



$$\Delta E = \left(\frac{\rho \Delta V u_2^2}{2} + \rho \Delta V g h_2 \right) - \left(\frac{\rho \Delta V u_1^2}{2} + \rho \Delta V g h_1 \right) \quad (1)$$

p - суюклик зичлиги

$$A = p_1 S_1 \Delta l_1 = p_2 S_2 \Delta l_2 = (p_1 - p_2) \Delta V \quad (2)$$

(1) ва (2) ни тенглаштириб, Бернулли тенгламасини ҳосил қиламиз

$$\frac{\rho u_1^2}{2} + \rho g h_1 + p_1 = \frac{\rho u_2^2}{2} + \rho g h_2 + p_2 \quad (3)$$

Бунда p -статик босим, $\frac{\rho u^2}{2}$ динамик босим ва $\rho g h$ гидростатик босим деб юритилади. Агарда $V_1 = V_2$ бўлса (3) формуладан

$$p_1 - p_2 = \rho g (h_2 - h_1) \quad (4)$$

Бунда босим тақсимооти худди тинч ҳолатда турган суюкликдагидек бўлади, деган хулоса

чиқади. Горизонтал учун $h_1 = h_2$ $\frac{\rho u_1^2}{2} + p_1 = \frac{\rho u_2^2}{2} + p_2 \quad (5)$ яъни

тезлик катта бўлган жойда босим кичик бўлади ёки тесқариси

$$\rho + \frac{\rho u^2}{2} = \rho_0 \quad (6) \text{ тулик босим деб юритилади.}$$

Бернулли тенгламасини ута ёпишқок суюкликлар учун татбиқ қилиб бўлмайди. Лекин амалда сувга ухшаш суюкликлар ва ҳаво учун Бернулли тенгламаси етарли даражада аниқдир.

Савол: Дарёнинг кенг жойидан босим катта бўлишига сабаб нима?

Агар найнинг кенг қисмидаги босим атмосфера босимга тенг бўлса, унинг тор қисмидаги босим атмосфера босимидан кам бўлади.

Қўпгина қуролларнинг масалан: инжектор, сув шаррали насослар, қарбюраторларнинг ишлаш принципи ана шу ҳодисага асосланган

1. Паравоз, пароход, локомобиль ва бошқаларнинг бу қозонларини сув билан таъминлаб турадиган буг шаррали насос инжектор дейилади.

$$p_0 - p = \rho g h \text{ ёки } p_0 - p = \frac{\rho u^2}{2} \text{ дан } u = \sqrt{\frac{2(p_0 - p)}{\rho}} \quad (7) \text{ фарқида тезлик вужудга келади.}$$

2. Сув шаррали насос . унча юқори бўлмагана сийракланишларни юзага чиқариш учун хизмат қилади.

3. Бензинли ички ёнув двигателини ишчи арашлашма ҳаво ва ёқилғи ара-лашмаси билан таъминлайдиган асбоб қарбюратор дейилади.

Ломинар ва турбулент оқим .

Суюкликнинг (ёки газнинг) икки хил оқими кузатилади. Баъзи ҳолларда гуё аралашмасдан бир-бирига нисбатан сирпанаётган катламларга ажратган ҳолда оқади. Бу оқимни ломинар . (катлам-катлам) оқим деб юритилади.

Ломинар оқим стациоанрдир. Оқимнинг тезлиги ёки кундаланг улчам-лари узгарса, оқиш характери кескин узгаради. Суюклик интенсив равишда аралаша бошлайди. Бундай оқим турбулент оқим дейилади.

Ички ишқаланиш $F = \eta \left(\frac{\Delta g}{\Delta x} \right) S$ (1) h-динамик ёпишқоклик бирлиги Па С

Инглиз олими Рейнольдс оқим характери улчамсиз

$$R_e = \frac{\rho g l}{\eta} \quad (2) \text{ катталикнинг кийматга боглик эканлигини аниқлади. } R_e = \frac{\rho g r}{\eta} \quad (3) \text{ рейнольдс}$$

сони кичик бўлган ҳолларда ломинар оқим кузатилади.

Re нинг маълум кийматидан (у критик киймат деб аталади) бошлаб, оқим турбулент характерга эга бўлади.

Агар думалок най учун r радиус.

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} \quad \eta \text{ -суюкликнинг ковушқоклиги}$$

V- кинематик ковушқоклик

h- динамик ковушқоклик

$$R_e = \frac{g l}{\nu} \quad (4)$$

ёпишқоклик температурага боглик масалан сарийёгнинг температура

18 - 40 С да ёпишқоклик 4 бараварига камаяр экан.

Савол: Рейнольдс сони нимани характерлайди?

Гюгенс (1839 й) ва Пуази (1841 й) лар бир-юирини беҳабар ҳолда тажриба йули билан суюкликларнинг найларда оқиш тезлигини урганиб, суюк-ликларнинг найларда оқиш тезлигини урганиб, суюкликнинг най буйлаб урта-га ломинар чиқиш тезлиги най узунлик бирлигида босимнинг тушуви билан най радиусининг квадратига пропорционал ва ёпишқоклик коэффициентига тескари пропорционал эканлигини аниқлади.

$$g = \frac{P_1 - P_2}{l} \cdot \frac{r^2}{8\eta} \quad (5) \text{ ёки } \eta = \frac{\Delta P}{8l} \cdot \frac{r^2}{g}$$

Суюклик ҳажми $V = gS$ ва думалок най учун эса $S = \pi r^2$ эканлиги-дан фойдаланиб Гаген – Пуазель конунини куйидаги курунишда ёзамиз:

$$g = \frac{\Delta P}{l} \cdot \frac{\pi r^4}{8\eta} \quad (6) \text{ ёки } \eta = \frac{\Delta P}{8l} \cdot \frac{\pi r^4}{V}$$

Турбулент оқимида оқиш тезлиги босим тушувчининг биринчи дара-жасига эмас, балки босим тушувчининг квадрат илдизига тугри пропорционал.

$$\frac{P_1 - P_2}{l} = \frac{\lambda \rho g^2}{2\eta} \quad (7) \text{ ёки } g = \sqrt{\frac{P_1 - P_2}{l} \cdot \frac{2r}{\lambda \rho}}$$

Бу Шези формуласидир. λ – Суюклик оқимида курсатиладиган каршилиқ коэф-фициенти дейилади. Шези формуласини исталган кесимдаги кувурлар ва очик тармоқлар учун татбик этиш мумкин. Инглиз физиги Стокс (1819-1903) суюкликда шарчаларнинг секин тушишидан фойдаланиб, Архимед конунини куллаб у ҳам жисмларнинг суюкликларда ҳаракат тезлигини топди. $P = F_A + F_C$

$$\frac{4}{3} \pi r^3 \rho g = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho' g + 6\pi \eta r g \quad \text{дан} \quad g = \frac{2(\rho - \rho')gr^2}{9\eta}$$

Савол: Пуаз деб қандай катталиққа айтилади?

Жисмларнинг суюқлик ва газларда ҳаракати .

Жисм суюқлик ёки газда у қадар катта тезлик билан ҳаракатланаётганда унга курсатилаётган қаршилик ишқаланиш кучлари томонидан юзага келти-рилади ва Стокс аниқлаганидек муҳит ёпишқоклиги билан жисмнинг чизикли улчамлари ва тезлиги биринчи даражасининг купайтмасига пропорционал бўла-ди. Шарсимон жисмлар учун ёпишқоклик кучи F_c га тенг. Катта ҳаракат тезлик-ларида газ ва суюқликларнинг қаршилиги асосан уярма ҳосил қилиш учун иш сарфланиш натижасида юзага келади. Бундай ҳолларда қаршиликни Пешона қаршилик деб юритилади.

R_y - кутарувчи куч R_x - Пешона қаршилиги R' - тенг таъсир этувчи куч пешона қаршилиги жисмни шакли ва жойлашишига боғлиқ. C_{4x0} улчовсиз сон коэффeценти бўлиб пешона қаршилик коэффeциенти деб аталади. Унинг қиймати ҳар хил шаклдаги жисмлар учун турлича бўлади.

$$R_x = C_x \frac{\rho g^2}{2} S \quad (1)$$

ρ -муҳитнинг зичлиги; v -ҳаракатланаётган жисм тезлиги ва S -жисмнинг қундаланг қесим юзи

кутарувчи куч $R_y = C_y \frac{\rho g^2}{2} S$ (2) Сув кутарувчи куч коэффeциент деб юритилади C_x ва C_y

коэффeциентлар аэродинамик лабораторияларда аниқлади. Кутарувчи куч билан пешона қаршиликни нисбати K = канотнинг сифати деб юритилади. Энг катта қийматга эга бўлгандаги отока бурчаги α - ни аниқлаш мумкин. Самолёт ка-нотининг кутарувчи кучи ва винтнинг тортиш кучи назариясининг асосчиси рус авиациясининг отаси Н.Г.Жуковскийдир. Ностоционар ҳаракат вақтидаги ку-тарувчи куч назариясини академик С.А.Чоплигин яратган.

Савол: Жуда катта оғирликка эга бўлишига қарамасдан самолёт ҳавога қутарилади. Бунга сабаб нима?

Модданинг суюқ ҳолати .

1. Моддаларнинг тузилиши Модданинг суюқ ҳолати газлар билан кристаллар орасида бўлгани ҳолда иккала ҳолатнинг баъзи хусусиятларига эга бўлади. Масалан: суюқликлар кристалл жисмлар каби маълум ҳажмга эга бўлади. Шу билан бирга суюқлик газга ухшаб ўзи турган идиш шаклини олади. Ренгенографик тадқиқотларга қура суюқликлар зарраларнинг жойла-шиш тартиби жихатидан қараганда ҳам кристаллар билан газлар уртасида ора-лик урин эгаллайди. Суюқликнинг кристаллар билан газлар уртасида оралик уринда туриши суюқ ҳолатнинг ҳоссалари жуда мураккаб бўлишига сабаб бўл-ган. Шунинг учун суюқ ҳолат назарияси анча кейин ривожланган. Шу давргача суюқликларнинг бутунлай тугалланган ва умумий томондан эътироф этилган назарияси яратилган эмас. Суюқ ҳолат назариясининг қатор муаммоларини ечиш соҳасида совет олими Я.И.Френкелнинг хизматлари бекиёсдир. Френ-кел образли таъбири билан айтганда, молекуляр қучманчилик ҳаёт кечириб, бутун суюқлик ичидакезиб юради, бунда қиска вақт ичида қучиболганидан қи-ёсан узокроқ вақт давомида утрок ҳаёт кечиради. Утроклик муддати қилма-қил бўлиб, тартибсиз равишда навбатлашади. Шундай қаттиқ жисмлар бор-қи, улар қуп жихатдан кристаллардан қура суюқликларга қикин бўлади. Булар аморф жисмлар деб аталади, бундай жисмларда анизотропия бўлмайди. Шиша типик аморф қаттиқ жисм бўлиб, қимола, қитум ва шу қабилар аморф жисмлар қумласидандир.

Сирт таранглиги.

Суюқлик молекулалари бир-бирига шунчалиқ қикин жой-лашадики улар орасидаги тортиқиш қучлари анча қикдорда бўлади. Узаро таъсир қучлари масофа ортган қари тез қамайганлиги учун маълум масофадан бошлаб, молекулалар орасидаги узаро тортиш қучларини қисобга олмаса ҳам бўлади. Сирт энергияси қирлиги туфайли суюқлик уз сиртини қисқартиқишга интилади. Суюқлик сиртининг ёпиқ қонтур билан қегараланган қир қисмини фикран ажратиб оламиз. Бу қисмнинг қисқариқишга интиқиши шунга олиб қела-дики, у ўзига қушни бўлган қисмларга бутун қонтур бўйиқа ёйилган қучлар билан таъсир қилади. Бу қучлар сирт теранлиги қучлари деб аталади. Сирт те-ранлиги қучининг қонтурнинг ўзунлик қирлигига тугри қеладиган қиймати

билан белқилаймиз. $\sigma = \frac{F}{l}$ (1)

Агар ўзунлик қир-қирлик бўлганда $\sigma = F$ тенг бўлади.

Агарда сирти ташки кучлар таъсири ҳисобига ошадиган жараёнда бажарилган иш $A = F \sum \Delta l_i \Delta x_i$ (2)
сирт энергияси камайиши ҳисобига булади. $A = \Delta E$

Савол: Баъзи бир суюкликларни идишга солганда ҳўлласликка сабаб нима?

3. Суюкликнинг эгриланган сирти остидаги босим . Лаплас тенгламаси. Суюклик бирон ясси контурга таянувчи сиртини куриб чикамиз. Агар суюклик сирти ясси булмаса, унинг кискаришига интилиши суюклик сирти ясси булгандаги босимга кушимча равишда босим ҳосил килади. 9-расмда ясси, каварик ва ботик сиртлар курсатилган.

Агар сирт каварик булганда кушимча босим мусбат; ботик булганда эса кушимча босим манфий булади.

Каварик сирт куч $\Delta F = \sigma \cdot \Delta l$ бунда $r = R \sin \alpha$, $\Delta F_2 = 0$

чунки, кучлари узаро мувозанатда бутун сирт буйича таъсир этувчи сирт таранглик куч $F = \sum \Delta F_i$

$$F = \sum \Delta F \sin \alpha = \sum \sigma \Delta l \frac{r}{R} = \frac{\sigma r}{R} \sum \Delta l = \frac{\sigma r}{R} 2\pi r \quad (3)$$

бу кучни сирт юзаси $S = \pi r^2$ га булиб, кушимча босимни ҳосил киламиз.

$$\Delta p = \frac{F}{S} = \frac{2\sigma \pi r^2}{R \pi r^2} = \frac{2\sigma}{R} \quad (4)$$

Агарда сиртнинг юзаси ботик булса $\Delta p = -\frac{2\sigma}{R}$ (5) га тенг булади. (4) ва (5) формулалар

француз олими Лаплас номи билан юритилади. Сфера учун ҳар кандай нормал кесим радиуси R булган айланадир. Умумий ҳолда сиртнинг айна бир нуктасидан утказилган нормал кесимларнинг эгрилиги турлича булади. Ҳар кандай сирт остидаги кушимча босим

$$\Delta p = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (6) \text{ Лаплас формуласининг умумий куринишидир.}$$

Агарда $R_1 = R_2 = R$ булса Лаплас формуласи (4) куринишда булади.

Агарда $R_1 = R_2$ ва $R_2 = \infty$ да $\Delta p = \sigma / R$ га тенг булади. Агарда $R_1 = R_2 = \infty$ булса кушимча босим пайдо булмайди.

Хуллаш .

Сирт катламидаги молекулалар турган махсус шароитлар тугрисида сирт таранглиги мавзусида гапирилган гаплар бутунлай каттик жисмларга ҳам оиддир. Каттик жисмлар, суюкликлар каби сирт таранглигига эга. Агар бир-данига учта модда каттик, суюк ва газ ҳолатидаги модда бир-бири билан чегарадош булса, унда бутун система умумий потенциал энергияга тенг буладиган конфигурация олади.

$$\sigma_{13} - \sigma_{12} + \sigma_{23} \cos \theta = 0 \quad \text{бунда} \quad \cos \theta = \frac{\sigma_{13} - \sigma_{12}}{\sigma_{23}} \quad (1)$$

(1) тенгламадаги σ_{13} ва σ_{12} лардан Q чегараси бурчагининг уткир ва утмаслиги келиб чикади.

Агарда $\sigma_{13} > \sigma_{12}$ булса, $\cos \theta > 0$ чегаравий бурчак уткир булади. Демак, суюклик каттик жисм сиртида хулланади. Агарда $\sigma_{13} < \sigma_{12}$ булса, $\cos \theta < 0$ бурчак утмас булади. Демак, суюклик каттик жисм сиртида хулланмайди. Каттик жисм сиртига ва суюклик сиртига утказилган уринмалар орасидаги θ бурчак чегаравий бурчак деб атала-ди. Куйидаги шарт бужарилган ҳолдагина чегаравий бурчак (1) ифода билан аникланади.

$$\frac{\sigma_{13} - \sigma_{12}}{\sigma_{23}} \leq 1 \quad (2)$$

1. Агар $\sigma_{13} > \sigma_{12} + \sigma_{23}$ $\theta = 0$ булса, тулик хуллаш булади. Масалан шиша сиртидаги керосинни хулланиши.

2. Агар $\sigma_{12} > \sigma_{13} + \sigma_{23}$, $\theta = \pi$ булса, тулик хулламаслик дейилади. Масалан бир томчи сувнинг парафин сиртида хулламаслиги айтимумкин.

Пулатнинг егланган сиртини сув хулланмайди. Галвирда сув тошиш ҳодисасини ҳам кулланмаслик ҳодисаси оркали тушунтириш мумкин.

Синов саволлари:

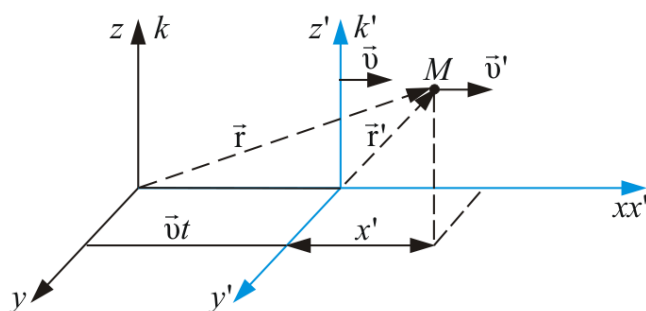
1. Суюкликлар ва газларда босим. Босим бирлиги деганда нимани тушунасиш?
2. Оқим чизиклари узлуксизлик тенгламасини езинг?
3. Бернул тенгламасини келтириб чиқаринг?
4. Ламинал ва турбулент оқим деб нимага айтилади?
5. Кинематик ва динамик ковушиқлик деб нимага айтилади?

8-Маъруза: Махсус нисбийлик назариясининг элементлар

Р Е Ж А :

1. Нисбийликнинг механик принципи. Галилей алмаштириши.
2. Махсус нисбийлик назариясининг постулатлари.
3. Лоренц алмаштиришлар ва ундан келиб чиқадиган хулосалар.
4. Тезликларни кушишнинг релятивистик қонуни.
5. Моддий нукта релятивистик динамиканинг асосий қонуни.

Бир-бирига нисбатан узғармас v_0 тезлик билан ҳаракатланувчи иккита санок системасининг текширайлик. Бунда k -харфи билан белгиланган систе-мани шартли равишда қучмас деб ҳисоблаймиз. У ҳолда иккинчи k^1 система тугри чизикли ва текис ҳаракатланади. k системанинг x , y , z координата уқларини ҳамда k^1 системанинг x^1 , y^1 , z^1 уқларининг x билан x^1 устма-уст тушадиган y ва y^1 шунингдек, z ва z^1 уқлар бир-бирларига параллел йуналадиган қилиб танлаб оламиз.



$$\left. \begin{aligned} x &= x' + v_0 t \\ y &= y' \\ z &= z' \\ t &= t' \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Булар Галилей узгартаришлари деб аталади.

(1) муносабатларни вақт бўйича

дифференциолласак, p нуктанинг k ва k^1 санок системаларидаги тезликлари орасидаги боғланишни топамиз.

$$\left. \begin{aligned} \dot{x} &= \dot{x}' + v_0 \\ \dot{y} &= \dot{y}' \\ \dot{z} &= \dot{z}' \end{aligned} \right\} \quad \text{еки} \quad \left. \begin{aligned} g_x &= g_{x_1}^1 + g_0 \\ g_y &= g_y^1 \\ g_z &= g_z^1 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

(2) даги бу ўрта скаляр муносабат k системага нисбатан ўлчанган V тезлик вектори билан k^1 системага нисбатан ўлчанган v^1 тезлик вектор ора-сидаги $V = V^1 + V^0$ (3) муносабатга эквивалентдир.

(2) ва (3) формулалар классик механикада тезликларни қушиш қоида-ларини беради. k ва k^1 ихтиёрий танлаб олинган инерциал санок система-сида жисмларнинг тезланиши бир хил бўлади. Бундан Ньютоннинг II-қонунига биноан жисмга K ва K^1 системаларда таъсир этувчи қучлар бир хил бўлади. Демак, бир инерциал системадан иккинчисига ўтганда динамика қонунлари ўзғармас булар экан, яъни бир

инерциал системадан иккинчисига ўтиши физи-кавий қатталикларга нисбатан инвариант ўтиш булар экан. Барча механик ҳодисалар турли инерциал системаларда бир хил содир бўлганлиги сабабли ҳеч қандай механик тажрибалар ёрдамида берилган санок система тинч турганлиги ёки тугри чизикли ва текис ҳаракат қилаётганлигини билиб бўлмас-лиги ҳақидаги бу қонун Галилейнинг нисбийлик принципи деб юритилади.

Савол: Вагон деразалари беркитилган бўлса вагон ичидаги

одамнинг вагонга нисбатан тезлиги қандай?

Махсус нисбийлик назариясининг постулотлари

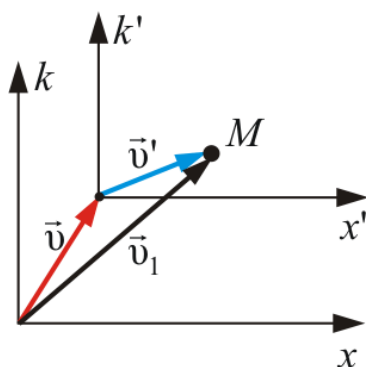
Эйнштейн алоҳида абсолют санок системаси вазифасини уташи мумкин булган муҳит дунё эфери мавжуд эмас деган хулосага келади. Шунга асосан Эйнштейн Галилейнинг нисбийлик принципи ҳамма физикавий ҳодисаларга татбиқ қилди. Эйнштейннинг нисбийлик принципи асосан, табиатнинг ҳамма қонунлари бир инерциал санок системадан иккинчисига ўтишга нисбатан инвариантдир. Эйнштейн тажриба далиллариға мувофиқ қуйидаги постулотни яратди.

1. Ёруғлик тезлиги бўшлиқда ҳамма инерциал санок системаларида бир хил ва ёруғлик манбаи ҳамда қабул қилғичларнинг ҳаракатиға боғлиқ эмас.

2. Нисбийлик принципи ўз мазмунини билан фазо ва вақтнинг физикавий назарияси ҳисобланиб, махсус нисбийлик назариясининг асосини ташкил қилади. Классик механикада фазо ва вақт бир-бирларига боғлиқ булмаган ҳолда қаралади. Нисбийлик принципиға қура табиат қонунлари ҳамма системаларда бир хил бўлиши лозим. Сигналнинг тезлиги черавий қийматдан катта бўла олмаслиги ҳақидаги далил ҳам табиат қонунидир.

Лоренц алмаштиришлар .

Биз K ва K^1 инерциал санок системасини қуриб чиқамиз. K системада x, y, z, t координата ва вақт қийматлари. K системада x^1, y^1, z^1, t^1 қийматларға мос келсин. Классик физикада вақт иккала системада бирдай ўтади, яъни $t = t^1$ деб ҳисобланади. Агар $t = t^1 = 0$ моментда иккала системанинг координата бошлари ўзма-ўзма тушган бўлса, ҳодисанинг иккала системадаги координаталар орасида қуйидаги муносабат мавжуд бўлади



$$\left. \begin{aligned} x &= x' + vt' = x' + \beta t' \\ y &= y' \\ z &= z' \\ t &= t' \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Улардан классик механиканинг тезликларини қушиш қонуни келиб чиқади.

$$\text{Яъни } u_x = u_{x'} + v, \quad u_y = u_{y'} + v, \quad u_z = u_{z'} + v \quad (4)$$

K системада $x = 0$, K^1 системада эса $x^1 = -vt^1$ га эга. Демак, $x^1 + vt^1$ нолган тенг бўлганда x координата ҳам нолга тенглашади. Бунинг учун қизикли алмашиш қуйидаги қурилишга эга бўлиши лозим:

$$x = j(x' + vt') \quad (5) \quad x' = j(x - vt) \quad (6)$$

Шунга ўхшаш $x = 0$ ҳам (6) эканлиги келиб чиқади. (5) ва (6) лардан x ни йукотиб, ҳосил бўлган ифодани t нисбатан ечамиз. Натижада

$$t = j \left[t' + \frac{x'}{v} \left(1 - \frac{1}{j^2} \right) \right] \quad (7) \text{ ҳосил бўлади.}$$

Пропорционаллик коэффициентини топиш учун ёруғлик тезлигининг ўзгармаслик принциpidан фойдаланамиз.

$$j = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (8)$$

бунда (8) ни (5) ва (6) формулага қуйиб

$$\left. \begin{aligned} k &\rightarrow k' \\ x' &= \frac{x - \beta t}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\ y' &= y \\ z' &= z \\ t' &= \frac{t - \beta x/c}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\ \beta &= v/c \end{aligned} \right\} \quad (9) \quad \left. \begin{aligned} k' &\rightarrow k \\ x &= \frac{x' + \beta t'}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\ y &= y' \\ z &= z' \\ t &= \frac{t' + \beta x'/c}{\sqrt{1 - \beta^2}} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

К системадан K^1 системага утилса, у холда Лоренц алмаштириш $V < C$ да Галилей алмаштиришга айлантирилади.

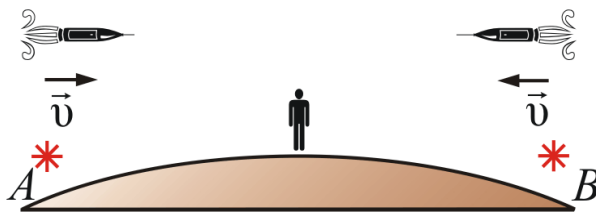
Лоренц алмаштиришидан келиб чикадиган натижалар

Турли санок системасидаги ходисаларнинг бир вақтлиги $x_1 \neq x_2, t_1 = t_2$ K^1 системаларда лоренц алмаштиришларига (10) асосан

$$x'_1 = \frac{x_1 - \beta t}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad x'_2 = \frac{x_2 - \beta t}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (11)$$

координаталар ва

$$t'_1 = \frac{t - \beta x_1/c}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad t'_2 = \frac{t - \beta x_2/c}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (12)$$



вақт моментлари мос келади. Ёзилган формулалардан куринадики, ходисалар K системада фазонинг айнан бир ($x_1 = x_2$) содир булса, k^1 сис-темада ҳам фазонинг айнан бир ($x'_1 = x'_2$) ерида бир вақтда ($t'_1 = t'_2$) содир булади. Агарда K системада ходисалар турли нукталарда содир

булса, ($x_1 \neq x_2$) K^1 системада ҳам ($x'_1 \neq x'_2$) содир булади. Лекин бир вақтли булмайди. ($t \neq t'$) жисмнинг узунлиги (1) ва (2) асосан

$$x'_2 - x'_1 = \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \text{ёки} \quad l = l_0 \sqrt{1 - \beta^2} \quad (13)$$

Лоренц кискартирилиш деб юритилади. Турли системаларда ходисаларнинг давом этиш вақти (6) чи формулага асосан

$$t_1 = \frac{t'_1 + \beta x'_1/c}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad t_2 = \frac{t'_2 + \beta x'_2/c}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad x_1 = x_2 = x$$

вақт моментлари тугри келади. Бундай

$$t_2 - t_1 = \frac{t'_2 - t'_1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \Delta t \text{ - белги киритсак} \quad \Delta t = \frac{\Delta t'}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (14)$$

хосил булади.

Бу формулада Δt ходисанинг процесс содир булаётган жисм билан биргаликда бир хил тезликда ҳаракатланаётган системадаги соотлар буйича улчанган давом этиш вақти бу биргаликда жисм тинч туради. Бошқача айтганда жисм билан биргаликда ҳаракатланаётган соат буйича аникланади. Δt вақт интервали жисмнинг v тезлик билан ҳаракатланаётганлигини курсатиб турувчи системадаги соат буйича улчанади. Жисм билан бирга ҳаракатланаётган система буйича улчанган

вакту шу жисмнинг уз вақти деб юритилади. Доимий жисмга нисбатан ҳаракатланаётган соотлар буйича улчанган вақтга нисбатан кичик бўлади.

Тезликларни кушилишнинг релятивистик қонуни

Биз бу ерда моддий нукта ҳаракатини қараб чиқамиз. Нуктанинг ҳолати К системада ҳар бир t вақт моментида x, y, z координаталари билан белгиланади. Нукта тезлик векторининг К системага нисбатан x, y, z уқларига проекцияси

$$u_x = dx/dt, u_y = dy/dt, u_z = dz/dt, \quad (15) \text{ дан } \text{иборат.}$$

Худди шунга ўхшаш K^1 система учун уқларига проекцияси x', y', z'

$$u'_x = dx'/dt', u'_y = dy'/dt', u'_z = dz'/dt', \quad (16)$$

$$(9) \text{ формуладан } dx = \frac{dx' + \beta dt'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, dy = dy', dz = dz' \quad (17)$$

$$dt = \frac{dt' + \beta dx' / c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (18) \text{ келиб чиқади.}$$

Олдинги ўқта тенгламани туртинчи тенгликка бўлиб, тезликлар учун бир системадан иккинчи системага ўтгандаги алмаштириш формуласига эга бўламиз. $k' = k$

$V \ll C$ бўлган ҳолда система

$$u_x = \frac{u'_x + \beta}{1 + \beta u'_x / c^2}; \quad u_y = \frac{u'_y \sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \frac{\beta u'_x}{c^2}} \quad (19) \text{ га яъни классик механиканинг тезликларни кушилиш}$$

формуласига ўтади.

$$u_z = \frac{u'_z \sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \frac{\beta u'_x}{c^2}}$$

Агар жисм x ўққа параллел ҳаракат қилаётган бўлса, унинг К системага нисбатан u тезлиги u билан мос K^1 системага нисбатан u^1 тезлик эса u^1 билан мос тушади. Бу ҳол тезликларни кушилиш қонуни қу-йидаги қурилишга эга бўлади. $u = (u' + \beta) / (1 + u' \beta / c^2)$ (19) U^1 тезлик C га тенг деб фарз қилсак, U учун (19) формулага асосан қуйидагича қиймат келиб чиқади.

$$u = \frac{c + \beta}{1 + \beta \frac{c}{c^2}} = c \quad (20)$$

Релятивистик динамиканинг асосий қонуни

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (1) \text{ бунда } m_0 \text{ инвариант катталиқ яъни ҳамма инерциал санок}$$

системаларидан бир хил катталиқ бўлиб, берилган жисмнинг тинчликдаги массаси деб аталади. Моддий нукта импульси учун (1) ни v тезликка қўпайтириб

Савол: тезлиги $0,6 c$ тезлик билан ҳаракатланаётган жисмнинг массаси қандай ўзгаради?

$$P = \frac{m_0 \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2)$$

тезлик бўлганда (2) ифода импульсининг классик ифодасига ўтади. Динамика-нинг II-қонунига асосан

$$F = m \frac{d\beta}{dt} \text{ моддий нукта учун релятивистик динамика асосий қонуни.}$$

$$F = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right) \quad (3) \text{ ёки } F = \frac{dP}{dt} \text{ бунда}$$

$$P = m \mathcal{G} = \frac{m_0 \mathcal{G}}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (4) \text{ моддий нуктанинг релятивистик импульси. Моддий нукта энергиясининг}$$

релятивистик ифодасини топамиз. (3) ни ифодасини $v dt$ га купайтираамиз

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 \mathcal{G}}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right) \mathcal{G} dt = F \mathcal{G} dt = dE \quad (5)$$

$$\text{Хосил булган бу муносабатни интеграллаб} \quad E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} + \text{const} \quad (6) \quad E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = mc^2 \quad (6')$$

Эйнштейн ифодадаги константани 0 га тенг.

$E_0 = m_0 c^2$ (7) тинч холатдаги энергияси номи билан юритилади.

Зарранинг кинетик энергияси T ни E ва E_0 лар айирмасы сифатида аниклаш табиийдир.

$$T = E - E_0 = \left(\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} - m_0 c^2 \right) = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) \quad (8)$$

кичик тезликларда ($V \ll C$) да

$$T \approx m_0 c^2 \left(\frac{1}{1 - \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}} - 1 \right) = m_0 c^2 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} - 1 \right) = \frac{m_0 v^2}{2} \quad (9)$$

зарра энергиясининг p импульси оркали ёзиладиган ифодасы. (2) ва (4) тенгламалардан v тезликини йукотиб: $E = c \sqrt{p^2 + m_0^2 c^2}$ курунишга келтираамиз. Жисмнинг энергияси ва масса бир-биригa доим пропорционал эканлиги (4) формула келиб чикади.

Синов саволлари:

1. Галилей узгартуришлари деб нимага айтылади?
2. Нисбийлик назарияси постулатлари. Лоренц алмаштурушлари ва ундан келиб чикадигин хулосаларни тушунтириб беринг?
3. Тезликларни кушишнинг релетелистик конунини айтиб беринг?
4. Релетелистик динамиканынг асосий конуни деганда нимани тушунасыз?

9 - Маъруза: Механик тебранишлар ва тўлқинлар

Р Е Ж А :

1. Гармоник тебранишлар ва тебраниш тенгламасы.
2. Математик-физик ва пружинали маятник.

Гармоник тебранишлар.

У еки бу даражада такрорланувчанлиги билан ажралиб ту-радиган процессларга тебранишлар деб аталади. Ана шундай такрорланувчанлик хоссасига, Масалан: соат маятнигининг теб-раниши комертонторинг оёкчаларининг тебраниши радиоприемник контуридаги конденсатор копламалари орасидаги кучланишнинг тебраниши ва хаказолар.

Такрорланаётган процесснинг физик табиатига караб теб-ранишлар: Механик, электромагнит, электромеханик ва хаказо-ларга ажралади. Тебранишлар табиатда ва техникада кенг тар-калган. Куплик холларда улар салбий таъсир курсатади. Рельс-ларнинг кушилиш жойидан утаётган поезднинг гилдираги берадиган турткилар таъсирида куприкнинг тебраниши, самолет канот-ларининг тебраниши булар халокатга олиб келувчи тебранишлар хисобланади. Шу билан бирга тебранма процесслар техниканинг турли сохалари асосий ахамиятга эга. Масалан: радиомеханика тебранма процессларга асосланган. Тебранма процесслар таъсирининг характериға караб, тебранишлар эркин тебранишларга, мажбурий тебранишларга ва автотебранишларга булинади. Бир

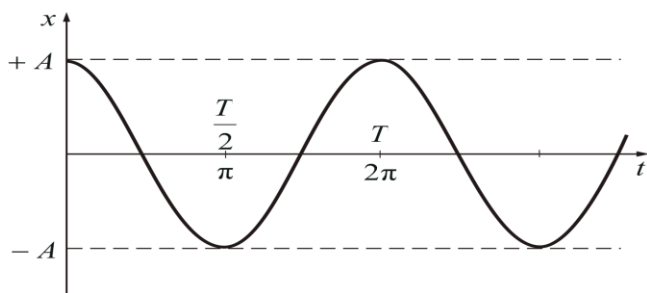
марта туртки берганда еки мувозанаат холатдан чикариб куйиб юборса унда тебраниш вужудга келади бунга эркин тебраниш булади Даврий равишда узгарувчи тшки куч таъсири остида буладиган тебранишлар мажбурий тебранишлар деб юритилади. Бунга куприкнинг устидан одамлар тартибли кадам ташлаб утаётган куприкнинг тебранишлари мисол булади. Авто тебранишлар вақтида мажбурий тебранишлардаги каби тебранувчи системага ташки кучлар таъсир килади бироқ бундай таъсир курсатилиши зарур булган вақт моментларини тебранувчи системанинг узи белгилайди. Ташки таъсирни системанинг узи бошқаради. Авто тебранувчи системага соат мисол булиши мумкин. Маятник кутариб куйилган тошнинг еки буралган пружинанинг энергияси хисобига туртки олиб туради. Бунда бу турткилар маятник урта холатидан утаётган моментлардагина берилади. Параметрик тебранишлар вақтида ташки таъсир хисобига системанинг бирор параметри Масалан: тебранаётган шарча осилиб турган ипнинг узунлиги даврий равишда узгариб туради. Энг содда тебраниш бу гармоник тебранишдир. Гармоник тебраниш бу шундай ходисаки, унда тебранувчи катталик вақт буйича синус еки косинус конуни буйича узгаради.

Савол: Параметрик тебранишлар деб нимага айтилади?

Гармоник тебранишлар. Дифференциал тенглама.

Пружинага осиб куйилган m массали шарчадан иборат системани караб чикайлик мувозанат холатда mg куч $k\Delta l$ эластик кучи билан мувозанатлашади:

Шарчани мувозанат холатидан огишини X укни пастга вертикал йуналтириб укнинг нолини шарчаанинг мувозанат холати билан устма-уст туширамыз.



Агар шарчанинг мувозанат холатдан X масофага огдирсак, у холда пружина $\Delta l_0 + x$ га узайган булади ва натижавий кучнинг X укка проекцияси (бу проекцияни тугридан-тугри F харфи билан белгилаймиз. Куйидаги курунишни олади

$$F = mg - k(\Delta l_0 + x) \quad (1)$$

1) Мувозанат шартини эътиборга олсак,

$$F = mg - k\Delta l_0 - kx = k\Delta l_0 - kx = -kx \quad (2)$$

2) Формулада "(-)" ишора силжиш билан куч карама-карши йуналганини англатади. Агар шарча мувозанат холатдан пастга караб огса, ($X > 0$) куч юкорига караб йуналади ($f < 0$) шарча юкорига караб йуналса ($x < 0$) куч пастга караб йуналади. ($f > 0$) шундай килиб, f куч куйидаги хоссага эга экан.

1) Шарчанинг мувозанат холатдан силжишига пропорционал,

2) Доим мувозанат холатга караб йуналади. Бу караб чиккан мисолимизда (2) куч аслида уз табиати билан эластик кучдир. Одатда бундай курунишдаги кучлар уларнинг табиатидан катъий назар квазиэластик куч деб аталади.

Системани X га силжиши учун квазиэластик кучга карши куйидагича иш бажаради.

$$A = \int_0^x (-F) dx = \int_0^x kx dx = k \int_0^x x dx = \frac{kx^2}{2}$$

Бу иш системанинг потенциал энергияси запасини вужудга келтиришга сарфланади. Демак, квазиэластик куч таъсир курсатаётган система мувозанат холатда X масофага силжиганда

$$E_p = \frac{kx^2}{2} \quad (3)$$

потенциал энергияга эга булар экан (мувозанат холдаги потенциал энергияни нолга тенг деб оламиз). Яна олдинги расмда тасвирланган системага мурожаат килайлик. Шарчани $X=a$ силжитиб сунгра системани уз холига куямиз. $F = -kx$ куч таъсирида шарча мувозанат холатга караб тобора

ортиб боровчи $\mathcal{G} = x'$ тезлик билан харакатланади. Бунда системанинг потенциал энергияси купайиб боради. Лекин ортиб боровчи $E_K = \frac{mu^2}{2}$ кинетик энергия майдонга келади.

Шарча мувозанат ҳолатга кайтгандан кейин ҳам инерциябилан харакатини давом эттиради. Бу харакат секинланувчанбулиб, кинетик энергия батамом потенциал энергияга айлангач, яна шарчанинг силжиши а га тенг булгач, тухтаб колмайди. Сунгра шарча оркага караб кайтган вақтда ҳам худди шундай процесс содир булади. Агар системада ишқаланиш булмаса, системанинг энергияси сакланиб қолади ва шарча $x=a$ дан $x=-a$ гача ораликда чексиз узок вақт харакатланади. Шарча учун Ньютоннинг II қонунининг тенгламаси қуйидаги қурилишга эга булади.

$$m\ddot{x} = -kx$$

Бу тенгламани қуйидагича узгартирамиз.

$$\ddot{x} + \frac{k}{m}x = 0 \quad (4)$$

Х олдидаги коэффициент мусбат. Шунинг учун уни қуйидаги қурилишга езиш мумкин.

$$\omega_0^2 = \frac{k}{m} \quad (5)$$

ҳақиқий сон (4) га (5) қуйиб қуйидагини ҳосил қиламиз.

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0 \quad (6)$$

Шундай қилиб, (2) қурилишдаги қуч таъсиридаги шарчанинг харакати иккинчи даражали қизикли бир жинсли дифференциал тенглама билан ифодаланар экан (2) тенгламани умумий ечими қуйидаги қурилишга эга булади.

$$x = a \cos(\omega_0 t + \alpha) \quad (7)$$

бу ерда а ва ихтиерий катталиклар. Шундай қилиб, х силжиш вақтга караб косинус қонуни билан узгарар экан. Демак, $F=-kx$ қурилишдаги қучнинг таъсири остида турган системанинг харакати гармоник тебранишдан иборат экан. Горизонтал ук буйлаб, t ни вақтни вертикал ук буйлаб х силжишни косинусни қиймати -1 билан +1 ораликда Х ни қиймати -а дан а гача чегарада етади.

Системанинг мувозанат ҳолатининг энг катта оғиши тебраниш амплитудаси косинус ишораси остидаги $(\omega_0 t + \alpha)$ катталик тебраниш фазаси дейилади. $t=0$ булганда α га бошлангич фазовий давр деб бир марта тулик тебраниш учун кетган вақт тебраниш даври дейилади. У қуйидаги шартдан топилади.

$$[\omega_0(t+T) + \alpha] = [\omega_0 t + \alpha] + 2\pi \quad T = \frac{2\pi}{\omega_0} \quad (8)$$

Вақт бирлиги ичидааги тебранишлар сони тебранишлар частотаси дейилади.

$$\nu = \frac{1}{T}$$

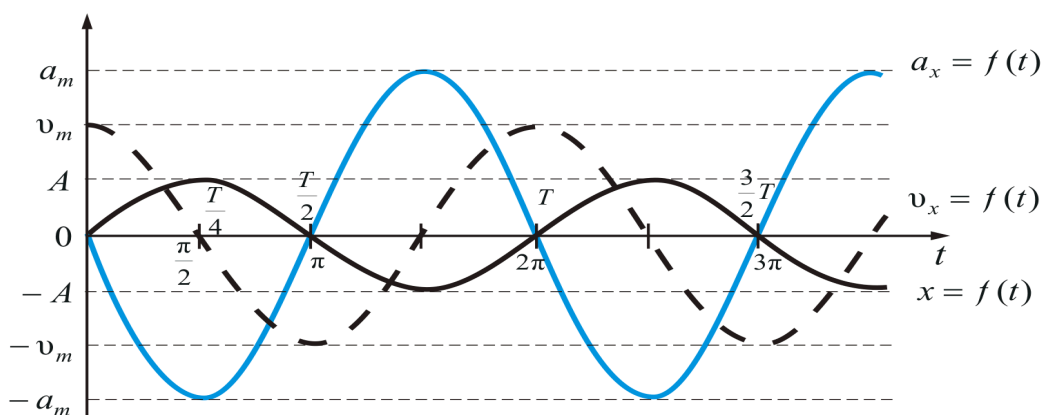
Частота бирлиги деб бир секундга тенг булган тебранишнинг частотаси қабул қилинган. Бу бирлик 1Гц деб аталади.

10^3 гц килогерц 10^6 гц мего герц дейилади.

$$(8) \text{ дан } \omega_0 = \frac{2\pi}{T}$$

Шундай қилиб, $\omega_0, 2\pi$ секунд ичидаги тебранишлар сонидан иборат экан. ω_0 катталикни циклик частота дейилади. У одатдаги частота билан қуйидагича боғлиқ

$$\omega = 2\pi\nu \quad (11)$$



(7) формулани вақт бўйича дифференциаллаб, тезлик ифодасини топамиз.

$$\dot{x} = v = -a\omega_0 \sin(\omega_0 t + \alpha) = a\omega_0 \cos(\omega_0 t + \alpha + \frac{\pi}{2}) \quad (12)$$

формуладан курииб турибдики, тезлик ҳам гармоник конун бўйича узгарар экан. Тезлиكنинг амплитудаси эса $a\omega_0$ га тенг. (7) ва (12)ни солиштирсак, тезлик силижишининг фаза бўйича $\pi/2$ га илгари юришини курамиз. (12) формулани яна бир марта дифференциал тезланишни топамиз.

$$\ddot{x} = \ddot{x} = -a\omega_0^2 \cos(\omega_0 t + \alpha) = a\omega_0^2 \cos(\omega_0 t + \alpha + \frac{\pi}{2}) \quad (13)$$

(13) формуладан тезланиш билан силжиш карама-карши фазада деган хулоса чикади. Бу шуни курсатадики, силжиш энг катта мусбат кийматга эришганда тезланиш энг катта манфий кийматга эришади. Тезлик силжиш ва тезланиш формуласини топиш мумкин.

$$x_0 = a \cos \alpha, \quad \dot{x}_0 = -a\omega_0 \sin \alpha$$

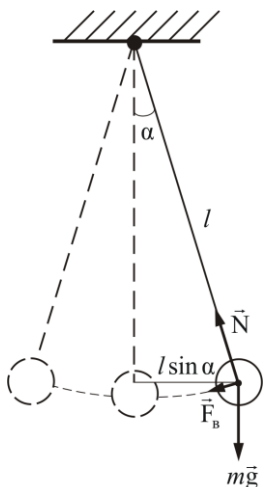
булардан куйидагини топамиз.

$$a = \sqrt{x_0^2 + \frac{\dot{x}_0^2}{\omega_0^2}}; \quad \tan \alpha = -\frac{\dot{x}_0}{x_0 \omega_0} \quad (14)$$

Математик маятник.

Математик маятник деб ингичка чузилмас вазнсиз оғирлиги бир нуктага тушган системага айтилади. Ипга осиб куйилган. Маятник мувозанат ҳолатдан оғган пайтда $M = m\omega \cdot l \sin \varphi$ га тенг айлантурувчи момент юзага келади. Шу хусусияти билан квази эластик кучга ухшайди. Шу сабабдан силжиш билан куч М момент билан бурчак силжишга карама-карши ишоралар берилиши керак.

$$M = -mgl \sin \varphi \quad (1)$$



Маятник учун айланма ҳаракат динамикасининг тенгламасини езсак, бурчак тезланишни $\ddot{\varphi}$ билан белгилаб инерция моментини ml^2 деб олиб

$$ml^2 \ddot{\varphi} = -mgl \sin \varphi$$

$$\ddot{\varphi} + \frac{g}{l} \sin \varphi = 0 \quad (2)$$

Кичик тебранишларни текшириш билан чегараланиб $\varphi = \sin \varphi$

$$\text{деб ва } \frac{g}{l} = \omega_0^2 \quad (3) \text{ белгилаш киритиб } \ddot{\varphi} + \omega_0^2 \varphi = 0 \quad (4)$$

бунинг ечимини иккинчи тартибли дифференциал тенглама ечими

$$\varphi = a \cos(\omega_0 t + \alpha)$$

Демак, кичик тебранишлар учун математик маятник оғиш бурчаги вақт бўйича гармоник узгарар экан. (3) дан ва $T = 2\pi/\omega_0$ формуладан

фойдалансак

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \text{ Математик маятник тебраниш даври.}$$

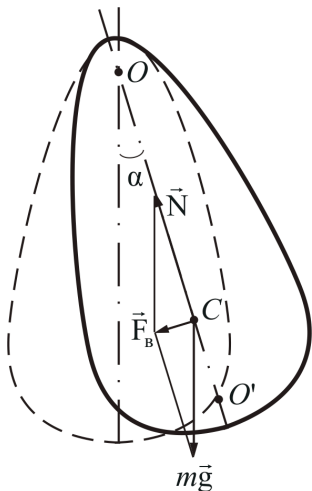
Савол: Математик маятник кандай куч таъсирида тебранади?

Физик маятник.

Маълум огирликка эга булган ва огирлик маркази билан устма-уст тушмайдиган нуктага осилган жисмдан иборат бурчак системага физик маятник деб аталади. Маятник φ бурчакка бурилгандан пайдо булган кайтарувчи куч $mg \sin \varphi$ ва унинг моменти

$$M = -mg l \sin \varphi \quad (6)$$

I - маятникнинг осилиш нуктаси билан инерция маркази ораллигидаги масофа M билан φ нинг йуналишлари карама-карши булгани учун "-" ишора куйилган. Маятникнинг осилиш нуктаси оркали утувчи укка нисбатан инерция моменти I харфи билан белгилаб куйидагини езамиз.



$$I = \ddot{\varphi} = -mg l \sin \varphi \quad (7)$$

$$\ddot{\varphi} + \omega_0^2 \varphi = 0 \quad (8) \quad \text{бунда}$$

Кичик тебранишлар учун

$$\omega_0^2 = \frac{mg l}{I} \quad (9)$$

Физик маятникнинг тебраниш даври T . $T = 2\pi \sqrt{I/mg l} \quad (10)$

Физик маятникни келтирилган узунлиги $L = I/ml$ белгилаб, тебраниш даври

$$T = 2\pi \sqrt{L_{ки}/g} \quad (11) \quad \text{куринишда езиш мумкин.}$$

Савол: Кандай маятникларни физик маятник деб аташ мумкин?

Синов саволлари:

1. Гармоник тебраниш деб нимага айтилади ?
2. Гармоник тебранишнинг гармоник тенгламасини келтириб чиқаринг?
3. Математик маятник деб нимага айтилади?
4. Физик маятник деб нимага айтилади ва у математик маятникдан нимаси билан фарк қилади?
5. Келтирилган узунлик , тебраниш даври ва частоталарни таърифланг?

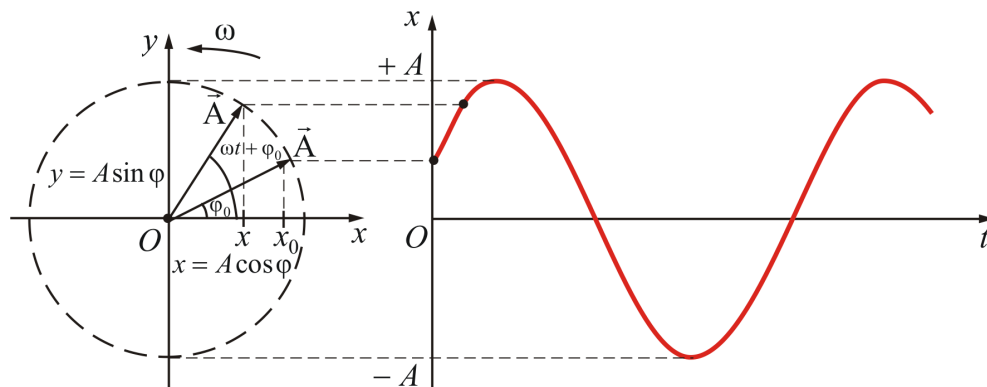
10 - Маъруза: Тебранишларни қўйиш. Сунувчи ва мажбурий тебранишлар.

Р Е Ж А :

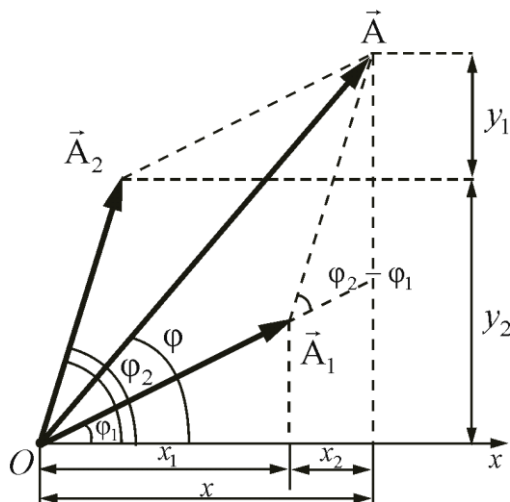
1. Бир хил йуналишдаги тебранишларни қўйиш, титраш.
2. Узаро перпендикуляр тебранишларни қўйиш.
3. Сунувчи ва мажбурий тебранишлар.

Бир хил йуналишдаги тебранишларни қўйиш.

Биз жисм бир вақтда бир йуналиш еки турли йуналишлар буйлаб содир булаётган бир неча тебранишларда иштирок этадиган ҳоллар ҳам учраши мумкин.



Масалан, агар шарчани пружина ердаида рессорларда тебранаётган вагоннинг шипига осиб қўйсак, бу ҳолда шарчанинг Ерга нисбатан ҳаракати вагоннинг Ерга нисбатан тебранишлардан ташкил топади. Йуналишлари ва частоталари бир хил булган иккита гармоник тебранишларнинг қўйилишини қараб чиқайлик. Тебранувчи жисмнинг x силжиши қуйидагидек қурилишга эга булган x_1 ва x_2 силжишларнинг йигиндисидан иборат.



$$x_1 = A_1 \cos(\omega_0 t + \alpha_1)$$

векторларнинг

қўйиш

$$x_2 = A_2 \cos(\omega_0 t + \alpha_2) \quad (1)$$

қоидага биноан

$$x = x_1 + x_2$$

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2 \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (2)$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{A_1 \sin \alpha_1 + A_2 \sin \alpha_2}{A_1 \cos \alpha_1 + A_2 \cos \alpha_2} \quad (3)$$

Агар x_1 ва x_2 тебранишларнинг частоталари ҳар хил булса, A_1 ва A_2 векторлар ҳар хил тезликлар билан айланади. Бу ҳолда натижавий векторнинг катталиги пульсацияланиб туради ва u узгарувчан тезлик билан айланади. Демак, бу ҳолда натижавий ҳаракат гармоник тебраниш эмас, қандайдир мураккаб тебранма процессдан иборат

булади.

Савол: Гармоник тебранишлар деб нимага айтилади?

Титраш.

Иккиси бир томонга йуналган қўйилиши гармоник тебранишларнинг частоталари жуда кам фарк қиладиган ҳолда алоҳида аҳамиятга эга. Бундай шароитда натижавий ҳаракатни пульсацияланувчи амирулидаси гармоник тебраниш деб қараш мумкин эканлигини қурсатайлик. Бундай тебранишлар титраш дейилади.

Тебранишлардан бирининг частотасини ω билан, иккинчисиники эса $\omega + \Delta\omega$ билан белгилаймиз. Шартга биноан $\Delta\omega \ll \omega$. Иккала тебранишнинг амплитудасини бир хил ва a га тенг деб оламиз. У вақтда бу икки тебранишнинг тенгламалари куйидаги курунишга келади.

$$x_1 = A \cos \omega t$$

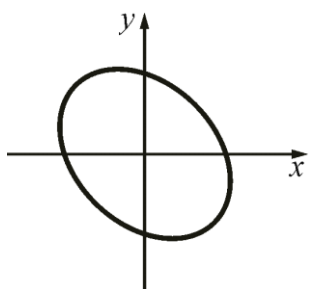
$$x_2 = A \cos(\omega + \Delta\omega)t$$

Бу ифодаларни узаро кушиб ва косинусларнинг йигиндиси учун тригонометрик формулани куллаб куйидагини топамиз. 2-расм $x = x_1 + x_2 = (2A \cos \frac{\Delta\omega}{2} t) \cos \omega t$ $T = 2\pi/\omega$

Ўзаро перпендикуляр тебранишларни қўшиш.

Иккита эркинлик даражасига эга булган, яъни вазиятни аниклаш иккита катталиқ зарур булган системани караб чиқайлик. Бунга бир учи шарнир холда махкамланган енгил узун пружинага осилган оғир шарга мисол була олади. Бу шарга пружина билан биргаликда битта текисликда маятник каби тебранади.

Шарча иккита тебранишда: φ биринчидан бурчак узгарадиган тебранишларда иккинчисидан l узунлиги ва q оғирлик кучи тезланиши, иккинчи тебранишнинг частотасини эса пружинанинг эластиклик коэффициентини K ва шарчанинг массасини белгилайди.



$$\left. \begin{aligned} x &= A \cos \omega t \\ y &= B \cos(\omega t + \alpha) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Энди x ва y уклари буйлаб содир булаётган бир хил частотали узаро перпендикуляр иккита гармоник тебранишни қўшишга утамиз.

α - иккала тебранишнинг фазолари айирмаси.

$$\cos \omega t = x/A \quad (2) \text{ демак, } \sin \omega t = \sqrt{1 - x^2/A^2} \quad (3)$$

Энди иккинчи (1) тенгламадаги косинуси йигиндининг косинуси формуласига асосан емиз ҳамда $\cos \omega t$ ва $\sin \omega t$ лар урнига уларнинг (2) ва (3) қийматларини куямиз. Натижада куйидаги тенгламани топамиз.

$$\frac{y}{B} = \frac{x}{A} \cos \alpha - \sin \sqrt{1 - x^2/A^2} \quad (4)$$

Сунгра тенгламани y кадар мураккаб булмаган узгартиришлардан кейин куйидаги холга келтириш мумкин.

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} - \frac{2xy}{AB} \cos \alpha = \sin^2 \alpha \quad (5)$$

Баъзи бир хусусий холлар учун траекторияларнинг шаклини текширайлик:

1. Фазалар фарки $\alpha = 0$ га тенг, бу холда (5) тенглама

куйидаги курунишга келади:

$$\left(\frac{x}{A} - \frac{y}{B} \right)^2 = 0$$

бунда куйидаги тугри чизик формуласи келиб чиқади. $y = \frac{B}{A} x$

2. Фазалар фарки π га тенг булсин, y холда (5) тенглама куйидаги курунишга келади.

$$\left(\frac{x}{A} + \frac{y}{B} \right)^2 = 0$$

бунда натижавий ҳаракат тугри чизик буйлаб содир булувчи гармоник тебранишдан иборат.

$$\alpha = \pm \frac{\pi}{2} \quad \frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} = 1 \quad (5) \quad \text{формула куйидагича} \quad \text{яъни координата укларига келтирилган}$$

эллипсдан иборат булади. Агар $\alpha = \pm \pi/2$ булса, (1) тенглама

$$\left. \begin{aligned} x &= A \cos \omega t \\ y &= -B \cos \omega t \end{aligned} \right\}$$

Агар $\alpha = -\pi/2$ булганда тебраниш тенгламаси куйидагича булади:

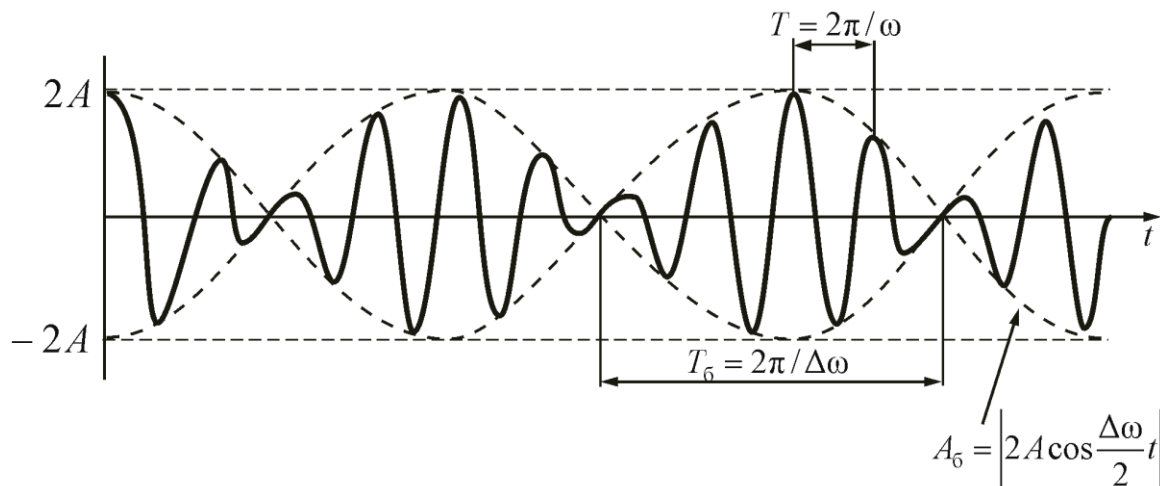
$$\left. \begin{aligned} x &= A \cos \omega t \\ y &= B \cos \omega t \end{aligned} \right\}$$

Сўнувчи тебранишлар.

Гармоник тебранишлар тенгламасини чиқаратганда биз тебранувчи нуктасига квазиэластик куч таъсир қилади деб ҳисоблаган эдик. Ҳар қандай реал тебранувчи системада доим қаршилик кучлари мавжуд бўлиб, уларнинг таъсири система энергиясини камайишига олиб келади. Агар камайган энергия ташки кучларнинг иши ҳисобига тулдирилиб турилмаса тебранишлар сунади.

$$\text{Қаршилик кучи} \quad F_k = -r\dot{x} = -r\dot{x}' \quad (1)$$

r - чиқариш коэффициентлари.



Тебранаётган жисм учун Ньютон иккинчи қонунининг тенгламасини ёзамиз.

$$m\ddot{x} = -kx - r\dot{x}$$

$$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 x = 0 \quad (2) \text{ уни куйидаги қурилишга келтирамизбу ерда куйидаги белгилардан}$$

фойдаландик:

$$2\beta = \frac{r}{m} \quad (3) \quad \omega_0^2 = \frac{k}{m} \quad (4)$$

ω_0 - хусусий тебраниш частотаси.

$a(t)$ вақт функцияси (5) ни t вақт бўйича дифференциаллаб $\dot{x}$ ва $\ddot{x}$ ларни топамиз.

$$\dot{x} = \dot{A} \cos(\omega t + \alpha) - \dot{A} \omega \sin(\omega t + \alpha)$$

$$\ddot{x} = \ddot{A} \cos(\omega t + \alpha) - 2\dot{A} \omega \sin(\omega t + \alpha) - A \omega^2 \cos(\omega t + \alpha)$$

бу ифодаларни (2) га қуйиб, уни мураккаб бўлмаган узгартиришлар утқазсак, куйидаги муносабатни топамиз.

$$[\ddot{A} + 2\beta\dot{A} + (\omega_0^2 - \omega^2)A] \cos(\omega t + \alpha) - 2\omega[\dot{A} + \beta A] \sin(\omega t + \alpha)$$

$\cos(\omega t + \alpha)$ ва $\sin(\omega t + \alpha)$ ларнинг олдидаги коэффициентлар 0 га тенг бўлиши мумкин.

$$\dot{A} + \beta A = 0 \quad (6)$$

$$\ddot{A} + 2\beta\dot{A} + (\omega_0^2 - \omega^2)A = 0 \quad (7)$$

(6) тенгламани куйидагича ёзиш мумкин. $\frac{dA}{dt} = -\beta A$ бундан $\frac{dA}{A} = -\beta dt$

Сунгги тенгламани интегралласак, $\ln A = -\beta \cdot t + \ln A_0$ буни потенциаллаб $A(t)$ учун куйидаги ифодани топамиз.

$$A = A_0 e^{-\beta t} \quad (8)$$

$A = -\beta A$ ва $A' = \beta^2 A$ эканлигини осонгина қуриш мумкин.

$$\beta^2 A - 2\beta^2 A (\omega_0^2 - \omega^2) A = 0$$

бу муносабатни 0 дан фаркли A қупайтирувчига қисқартирсак, $\omega^2 = \omega_0^2 - \beta^2$ ни (9) топамиз.

$\omega_0^2 > \beta^2$ бўлса, ҳақиқий сон бўлади. Шундай қилиб, сунгги жуда кучли бўлмаганда $\beta < \omega_0$ тебранишлар куйидаги функция билан тасвирланади.

$$x = A_0 l^{-\beta t} \cos(\omega t + \alpha) \quad (10)$$

Тебранишларнинг суниш тезлиги суниш коэффиценти деб аталувчи $\beta = \gamma/2m$ катталики билан аникланади. Тебраниш даври

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} \quad (11)$$

$$\frac{A(t)}{A(t+T)} = l^{\beta T} \quad \text{суниш декременти}$$

$$\lambda = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \beta T \quad \text{сунишнинг логарифмик декременти дейилади.}$$

$$Q = \frac{\pi}{\lambda} = \pi N_c \quad \text{Тебраниш системасининг аслиги деб аталади.}$$

Савол: Тебранишларнинг техникада урни қандай?

Мажбурий тебранишлар.

Тебранувчи системада даврий узғариб турувчи ташки куч таъсирида содир булувчи тебранишлар мажбур этувчи куч вақт бўйича гармоник $F = F_0 \cos \omega t$ (1) қонун билан узгаради.

$$m\ddot{x} = -kx - \gamma \dot{x} + F_0 \cos \omega t \quad (2)$$

Бу тенгламани m ни тақсимлаб ва x' ҳамда k ли ҳадларни чап томонга утказиб, иккинчи даражали чизикли дифференциал тенгламага эга бўламиз.

$$\ddot{x} + 2\beta \dot{x} + \omega_0^2 x = F'_0 \cos \omega t \quad (3)$$

бу ерда $F'_0 = F_0/m$, $\beta = \gamma/2m$ эса суниш коэффиценти $\omega_0 = \sqrt{k/m}$ системанинг хусусий тебраниш частотаси.

(3) тенгламанинг умумий ечими: $x = A_0 l^{-\beta t} \cos(\omega' t + \alpha')$

Синов саволлари:

1. Тебранишларни қушиши деганда нимани тушунаси?
2. Титраш деб нимага айтилади?
3. Узаро перпендикуляр бўлган тебранишларни қушишни тушунтиринг?
4. Сунувчи ва мажбурий тебранишлар деб нимага айтилади?
5. Тебранишлар тенгламасини ёзинг?

Фойдаланилган адабиётлар руйхати

1. Савельев И.В. Умумий физика курси, т. 1-3, М, Наука 1989-92.
2. Детлаф А.А., Яворский Б.М., Курс физики, М.Высшая школа, 1989 г.
3. Трофимова Т.И. Курс физики М., Высшая школа, 1999 г.
4. Сивухин Д.В. Умумий физика. Механика. Т.Укитувчи.1981Й.
5. Стрелков СП. Умумий физика курси. Механика. Т. Укитувчи. 1977 й.
6. Ахмаджонов О.И.Физика курси I-3к.Т. Укитувчи 1988-89 и.
7. Косимов А., Сафаров А. ва бошк. Физика курси. 1 к. Узбекистан, 1994 й.
8. Назаров У.К. ва бошк. Умумий физика курси 1к. Узбекистан, 1992 й.
9. Камолхужаев Ш.М., Гаибов А.Г., Химмзткулов О. Механика ва молекуляр физикадан маърузалар матни. ТошДТУ. 2003 й.

Мундаража

1-Маъруза: Механик ҳаракат. Санок системаси.	
Фазо ва вақт тушунчаси.....	3 бет
2-Маъруза: Айланма ҳаракат кинематикаси. Бурчак тезлик ва бурчак тезланиш.	
Чизикли тезлик билан бурчак тезлик орасидаги боғланиш.	7 бет
3-Маъруза: Илгариланма ҳаракат динамикаси.....	8бет
4-Маъруза: Табиатда кучлар. Тортишиш кучи.	
Ишқаланиш кучи.....	10 бет
5 – Маъруза: Механик иш ва энергия.....	14 бет
6-Маъруза: Каттик жисмлар механикаси.....	18 бет
7- Маъруза: Суюкликлар механикаси элементлари.....	21 бет
8-Маъруза: Махсус нисбийлик назариясининг элементлар.....	27 бет
9 - Маъруза: Механик тебранишлар ва тўлқинлар.....	31 бет
10 - Маъруза: Тебранишларни қўшиш.	
Сунувчи ва мажбурий тебранишлар.....	36 бет
Фойдаланилган адабиётлар руйхати.....	40 бет