

ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ
ОЛИЙ ВА ЎРТА МАХСУС ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ
З.М.БОБУР НОМИДАГИ АНДИЖОН ДАВЛАТ УНИВЕРСИТЕТИ

Қўлёзма ҳуқуқида

УДК 535.36

Магистратура бўлими

“Физика” кафедраси

“ТАСДИҚЛАЙМАН”

Бўлим бошлиғи

Н.И.Асқаров

“ _____ ” 2016 йил

“ҲИМОЯГА ҚЎЙИЛДИ”

Кафедра мудири

Ш. Эрматов

“ _____ ” 2016 йил

«ЛАЗЕРЛИ ГИРОСКОПЛАР»
МАВЗУСИДА
МАГИСТРЛИК ДИССЕРТАЦИЯСИ

Бажарди: Иброҳимов Муслимжон Исмоилжон ўғли
Физика (Лазер физикаси) йуналиши магистранти

Илмий раҳбар: ф-м.ф.д., проф. И.Н. Каримов

АНДИЖОН – 2016

МУНДАРИЖА

КИРИШ.....	3
I-БОБ. ҚАТТИҚ ЖИСМНИНГ АЙЛАНМА ҲАРАКАТИ ДИНАМИКАСИНING АСОСИЙ ҚОНУНЛАРИ.....	10
1.1. Қаттиқ жисм айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси.....	10
1.2. Текисликка параллел ҳаракатдаги қаттиқ жисм нуқталарининг тезликлари.....	16
1.3. Текисликка параллел ҳаракатдаги қаттиқ жисм нуқталарининг тезланишлари	21
1.4. Бир нуқтаси маҳкамланган қаттиқ жисмнинг ҳаракати.....	24
1.5. Қаттиқ жисмнинг эркин ҳаракати.....	30
1.6. Қисқа хулосалар.....	32
II-БОБ. ЛАЗЕРЛИ ГИРОСКОПЛАР ТЎҒРИСИДА УМУМИЙ МАЎЛУМОТЛАР.....	33
2.1. Лазерли гироскопларнинг тузилиши.....	33
2.2. Лазерли гироскопнинг характеристикалари.....	37
2.3. Интерференцион аралаштиргичларнинг оптик схемалари.....	43
2.4. Лазерли гироскопларнинг ишлаш принципи.....	44
2.5. Лазерли гироскоплар тузилишининг ўзига хос хусусиятлари.....	49
2.6. Қисқа хулосалар.....	57
III-БОБ. ЛАЗЕРЛИ ГИРОСКОПЛАРНИ БАҲОЛАШ УСУЛЛАРИ ВА ҚЎЛЛАНИЛИШИ.....	58
3.1. Лазерли гироскопнинг реал ва потенциал аниқлигини баҳолаш усуллари.....	58
3.2. Қамраб олиш зонасининг таъсири.....	62
3.3. Частоталар фарқининг ностабиллиги.....	67
3.4. Лазерли гироскоп ҳатоликларини таҳлил қилиш.....	70
3.5. Қисқа хулосалар.....	76
УМУМИЙ ХУЛОСАЛАР.....	77
ҲОЙДАЛАНИЛГАН АДАБИЁТЛАР РЎЙҲАТИ.....	79

КИРИШ

Спектрнинг оптик қисмида ишлатиладиган ёруғлик манбаларининг нурланиши когерент бўлмайди, масалан, манбанинг бутун нурланиши унинг атомлари, молекулалари, ионлари, эркин электронлари каби микроскопик элементлари чиқараётган ва ўзаро когерент бўлмаган оқимлардан ташкил топган бўлади. Газ разрядининг ёруғланиши, суъний ва табиий манбаларнинг иссиқлик нурланиши, турли усулда уйғотилган люминесценсия когерент бўлмаган нурланишга мисол бўла олади.

XX асрнинг 60 йиллари бошида бошқа типдаги ёруғлик манбалари яратилган бўлиб, улар оптик квант генераторлари (ОКГ) ёки лазерлар деб аталади. Когерент бўлмаган манбалардагига қарама-қарши равишда квант генераторнинг бир-биридан микроскопик масофаларда бўлган қисмларидан чиқаятган электромагнитик тўлқинлар ўзаро когерент бўлади. Бу жиҳатдан квант генераторлари когерент радио тўлқинлари манбаларига ўхшаш бўлади.

Нурланишнинг когерентлиги оптик квант генераторларининг қарийиб ҳамма хусусиятларида кўринади. Нурланишнинг тўла энергияси бундан истисно бўлади, чунки бу энергия когерент бўлмаган манбалардаги каби даставвал узатилаётган энергияга боғлиқ бўлади. Лазерларнинг нурланиши когерентлиги билан боғланган ажойиб хусусияти шундан иборатки, энергия вақт давомида, спектрда, фазода тарқалиш йўналишлари бўйича концентрацияланади. Баъзи квант генераторларининг нурланиши юқори даражада монохроматик бўлади. Бошқа лазерлар давом этиш вақти 10^{-12} с га тенг бўлган жуда қисқа импульслар чиқаради; шунинг учун бундай нурланишнинг оний қуввати жуда катта бўлиши мумкин.

Лазерларнинг яратилиши инсоният илмий-техник тараққиётининг улкан ютуқларидан бири деса бўлади. Лазерлар яратилишининг бошланиши 1916 йилга бориб тақалади. Ўша йили буюк физик олим А.Ейнштейн биринчи бўлиб, мажбурий нурланиш тушунчасини киритди, ва назарий йўл билан мажбурий нурланиш уни мажбурловчи нурланишга когерентлигини

(мослигини) кўрсатади. 1930 йилда П.Дирак ўзи томонидан яратилган нурланишнинг квантомеханик назарияси асосида мажбурий нурланиш ва унинг когерентлик хусусиятларини чуқурроқ ва аниқроқ тахлил қилиб, тушунтириб берди. Лекин бу лазернинг яратилиши учун етарли эмас эди. 1930 йилдан бошлаб оптик спектроскопия соҳасида кўплаб илмий-тадқиқот ишлари бошланиб кетди. Бу изланишлар натижасида атомлар, молекулалар, ионларнинг энергетик сатҳлари ҳақида кўплаб маълумотлар олинди ва кейинчалик турли лазерларнинг яратилишида ишлатилди. Бу ишларга С.Е.Фриш ва В.А.Фабрикант каби Россия олимлари ҳам ўз ҳиссаларини қўшишди.

1939 йилда В.А.Фабрикант биринчи бўлиб, ёруғлик нурининг мажбурий нурланиш ҳисобига кучайишининг имконияти борлигини айтди. 1951 йилнинг ёзида, у ўзининг ходимлари билан мажбурий нурланиш ёрдамида электромагнит нурланишни (ултрабинафша, кўринувчи, инфрақизил ва радиотўлқинлар соҳасида) кучайтириш услуби учун авторлик гувоҳномасини олишга таклиф беришган. Бу таклифларида лазерларнинг фаол муҳитини яратишнинг асосий ғоялари баён этилган эди. Лекин оптик кучайтириш ғояларидан ташқари, уни амалда бажариш ва нихоят когерент нурларнинг ҳосил қилиш учун ўзига хос тескари боғланишли оптик резонатор бўлиши керак эди. Уша йилларда фаннинг оптика бўлимида оптик соҳа учун резонаторлар ўйлаб топилмаган эди.

Квант электроникаси ёки лазерлар физикасининг ривожланишида радиофизиканинг бўлими бўлган радиоспектроскопия муҳим омил бўлди. Унинг кескин ривожланиши 1940 йиллардан бошланиб, илмий изланишлар йўналиши атом ва молекула спектроскопиясидан ташқари вақт ва частотанинг, яъни ўта юқори частота (ЎЮЧ) стандартларини яратилишга бағишланган эди. Бу илмий изланишлар натижасида 1950 йилларнинг бошларида бир-бирларидан мустақил равишда Н.Г.Басов, А.М.Прохоров (ФИАН, Россия) ва Ч.Таунс (АҚШ, Колумбия университети) томонидан

мажбурий нурланиш ғояларидан амалда фойдаланиб, аммиак молекуласида ишловчи молекуляр кучайтиргич ва генератор (Мазер) яратилди .

Мазер (*Maser-microwave amplification by stimulated emission of radiation*) - инглиз сўзларидаги бош ҳарфлардан ташкил топган ва мазмуни микротўлқинни мажбурий нурланиш ҳисобига кучайтиришдир. Шу ишлари учун улар 1964 йили Нобел мукофотининг совриндори бўлишди.

Квант электроникасининг ривожланиши электромагнит тўлқиннинг янги, инфрақизил ва кўзга кўринувчи соҳаларида когерент нурланиш олишга йўналтирилди. Дунёнинг кўп илмий лабоаторияларида лазерлар яратиш устида иш бошлаб юборилди. Бу ишларнинг ривожланишида А.М. Прохоровнинг квант қурилмаларида очик оптик резанотор сифатида Фабри-Перо интерферометрини қўллаш ғояси ҳал қилувчи омил бўлди.

Биринчи газли лазер (*Laser – light amplification by stimulated emission of radiation* – яъни ёруғликни мажбурий нурланиш ҳисобига кучайтириш демакдир) 1961 йилда неон ва гелий аралашмасида яратилди. Узлуксиз иш ҳолатида инфрақизил соҳада тўлқин узунлиги 1,15 мкм бўлган когерент нурланиш берди. 1962 йилда гелий-неон лазерларида кўзга кўринадиган соҳада, 0,63 мкм тўлқин узунликли, қизил рангли когерент нурланиш ҳосил қилинди. Шундан бери гелий–неон лазери такоминллашиб келинмоқда.

Лазер технологияси жараёнларини шартли равишда икки турга бўлиш мумкин. Уларни биринчисида лазер нуруни ўта аниқ фокуслаш ва импульсли режимда ҳам, узлуксиз режимда ҳам энергияъни аниқ дозалаш имкониятидан фойдаланилади. Бундай технологик жараёнларда ўртача қуввати унча юқори бўлмаган лазерлар: импульс-даврий ишлайдиган газ лазерлари, неодим киришмали итрий-алюминий гранат кристалларидаги лазерлар қўлланилади. Кейинги лазерлар ёрдамида соатсозлик саноати учун ёқут ва олмос тошларда майда (диаметри 1-10 мкм ва чуқурлиги 10-100 мкм гача) тешиклар пармалаш технологияси ва ингичка сим тортиш учун филерлар технологияси ишлаб чиқилган. Кичик қувватли импульс лазерлар

қўлланадиган асосий соҳа микроэлектроника ва электровакуум саноатида митти деталларни кесиш ва пайвандлаш, митти деталларга маркалар тушириш билан боғлиқ; полиграфия саноати эҳтиёжлари учун рақамлар, ҳарфлар, тасвирлар автоматик тарзда куйдириб тайёрланади.

Кейинги йилларда микроэлектрониканинг энг муҳим соҳаларидан бири-фотолитографияда оддий ёруғлик манбаи ўрнига лазерлардан фойдаланилмоқда. Маълумки, фотолитография усулини қўлламай туриб, ўта митти босма платалар, интеграл схемалар ва микроэлектрон техниканинг бошқа элементларини тайёрлаб бўлмайди.

Субмикрон литографиядаги кейинги тараққиёт экспозицияловчи ёруғлик манбаи сифатида лазер нури вужудга келтирадиган плазмадан тарқаладиган юмшоқ рентген нурланишидан фойдаланиш билан боғлиқ. Бу ҳолда рентген нурланишининг тўлқин узунлиги (0,01-0,001мкм) билан белгиланадиган ажратиш чегараси жуда улкан бўлади.

Лазер тенологиясининг иккинчи тури ўртача қуввати катта: 1 кВт гача ва ундан юқори бўлган лазерлардан фойдаланишга асосланган. Юқори қувватли лазерлардан кучли технологик жараёнлар: қалин пўлат листларни қирқиш ва пайвандлаш, сиртки тоблаш, йирик габаритли деталларга металлни эритиб ёпиштириш ва легирлаш (металларни махсус материал, хром, никел ва бошқалар билан қоплаш), бинолар сиртини тозалаш, мармар, гранитни кесиш, газлама, тери ва бошқа материалларни бичишда фойдаланилади. Металларни лазер билан пайвандлашда чок жуда сифатли чиқади, электрон-нурли пайвандда ишлатиладиган вакуум камераларга эҳтиёж қолмайди, бу эса конвейерли ишлаб чиқаришда жуда муҳимдир.

Қудратли лазер технологияси машинасозликда, автомобил саноатида, қурилиш материаллари саноатда қўлланилади. У материалларга ишлов бериш сифатини оширибгина қолмай, ишлаб чиқариш жараёнларининг техник-иқтисодий кўрсаткичларини ҳам яхшилайти. Масалан, 14 мкм қалинликдаги пўлат листларни лазер билан пайвандлаш тезлиги 100 м/соат га

этади; бунда 10 кВт/соат электр энергия сарфланади.

Бундан ҳам қувватлироқ лазер техникаси ривожланиши билан лазер нурланиш энергияси анъанавий энергия турлари (электр ток энергияси, механик энергия, химия жараёнлар энергияси) билан бир қаторда халқ хўжалигида борган сари кенг қўлланилмоқда.

Гироскоп - грекча гиро-айланиш ва скоп-қарамоқ сўзларидан олинган бўлиб, импульс моментининг сақланиш қонунидан фойдаланган ҳолда жисмнинг инерциал санок системасига нисбатан айланиш бурчагининг ўзгаришини аниқлашга мўлжалланган асбобдир. Гироскопни И.Боненбергер 1817 йилда кашф қилган. Бу гироскопнинг асосий қисми карданли осмада айланувчи оғир шар бўлган. 1832 йилда эса америкалик Уолтер Р.Джонсон айланувчи диски гироскопни ўйлаб топди. 1852 йилда француз олими Фуко гироскопни такомиллаштирди ва биринчи марта йўналиш ўзгаришини аниқлаш учун ишлатди. “Гироскоп” атамасини айнан Фуко ўйлаб топган. Фуко ҳам Боненбергер каби карданли осмадан фойдаланган.

Умуман олганда гироскоплар оптик толали ва лазерли гироскопларга бўлинади. Бу гироскопларнинг ишлаш принципи Санъяк эффектига асосланган ва махсус нисбийлик назарияси орқали тушунтирилади. Санъяк эффекти (1913 йилда Ж.Санъяк томонидан кашф қилинган) — айланаётган халқасимон интерферометрда учрашувчи электромагнит тўлқинларда фазалар фарқи юзага келишидир. Бу эффект электромагнит табиатли тўлқинларнинг халқасимон тарқалишида ҳам юз беради. Эффектнинг катталиги интерферометрнинг бурчак тезлигига, нурланиш частотасига ва интерферометрда электромагнит тўлқинлар эгаллаган майдон юзига тўғри пропорционалдир. Санъяк эффекти барча оптик гироскопларнинг асосини ташкил этади.

Лазерли гироскопларнинг одатдаги механик гироскоплардан афзаллигини қуйидагича кўрсатиш мумкин:

- ҳаракатланувчи объектга маҳкамланганда ҳам ишлатиш мумкинлиги;

- ахборотни рақамли кўринишда чиқиши;
- Ω нинг катта диапазони;
- юкланишга бефарқлиги;
- ишлаш вақти камлиги (1с).

Бугунги кунда кенг кўламдаги истеъмолчиларни қаноатлантирувчи етарлича аниқ гироскопик системалар яратилган. Ривожланган мамлакатларда ҳарбий саноат комплекси учун ажратиладиган бюджетнинг камайтирилиши билан гироскопик техникани ҳаётий мақсадларда фойдаланишга қизиқиш ортиб кетди. Масалан, ҳозирги кунда автомобиль ва видеокамераларни стабиллаш системаларида микромеханик (МЭМС) гироскоплар кенг қўлланилмоқда.

Кейинги ўн йилликда гироскопик техникадаги эволюцион ривожланиш сифат жихатдан янги ўзгаришларга ўтди. Шунинг учун мутахассисларнинг диққати бундай техникани ностандарт қўллашларга қаратилди. Ўта янги қизиқарли масалалар: фойдали қазилмаларни қидириб топиш, ер силкинишларини башорат қилиш, темир йўллари ва нефть қувурларни аниқ ўлчаш, медицина ва бошқаларга асосий эътибор қаратилди.

Магистрлик диссертацияси мавзусининг долзарблиги. Ушбу магистрлик диссертацияси лазерли гироскопларнинг тузилиши, ишлаш принципага бағишланган. Ишда механик гироскоплар, уларнинг ютуқ ва камчиликалари баён этилади. Ушбу магистрлик диссертациясида лазерли гироскопларнинг аниқлиги, қамраб олиш зонаси ва бошқа параметрлари таҳлил қилинади.

Тадқиқот объекти ва предмети. Диссертация ишининг тадқиқот объекти лазерли гироскоплар ва уларнинг эксплуатацион характеристикалари ҳисобланади. Предмети эса, бу тадқиқот натижалари асосида лазерли гироскопда содир бўлаётган физик жараёнларнинг механизмларини ўрганишдан иборатдир.

Ишнинг мақсади ва вазифалари. Лазерли гироскопларнинг тузилиши, ишлаш принципи, хоссалари ва қўлланилиш соҳаларини ўрганишдан иборат.

Тадқиқот натижаларининг илмий жиҳатдан янгилик даражаси шундаки, лазерли гироскопларнинг турлари, уларда лазерларнинг қўлланилиш моҳияти, лазерли гироскоплар параметрларни ҳисоблаш услубларини ўрганиш ва амалга оширишдан иборат.

Тадқиқот мавзуси бўйича адабиётлар шарҳи (таҳлили). Мазкур мавзу юзасидан бир қатор физик ва муҳандис олимлар илмий изланиш олиб борганлар . Уларга Бычков С. И., Лукьянов Д. П., Бакаляр А. И., Карлов Н.В, Николаи Е.Л, Транковский С.Д, Щербаков И.А, Байбородин Ю.В ва бошқа олимларни мисол келтиришимиз мумкин. Ишда бу олимларнинг адабиётларидан фойдаланилди.

Тадқиқот услубияти ва услублари. Ҳисоблаш математикаси, математик анализ ва қаттиқ жисмлар физикасида қўлланилаётган методлар. Бу методлар-усуллар асосида лазерли гироскоплар параметрларни ҳисоблаш услубларини ўрганиш ва амалга оширишдан иборат.

Тадқиқот натижаларининг амалий аҳамияти ва татбиқи. Олинган натижалар илмий мақсадларда фойдаланилиши мумкин.

Ишнинг тузилиши ва таркиби. Диссертация иши кириш, 3 та боб, асосий хулосалар ва фойдаланилган адабиётлар рўйхатидан иборат. Иловалар режа асосида киритилди. 10 дан ортиқ иллюстрациялар ва 100 дан ортиқ формулалар келтирилган.

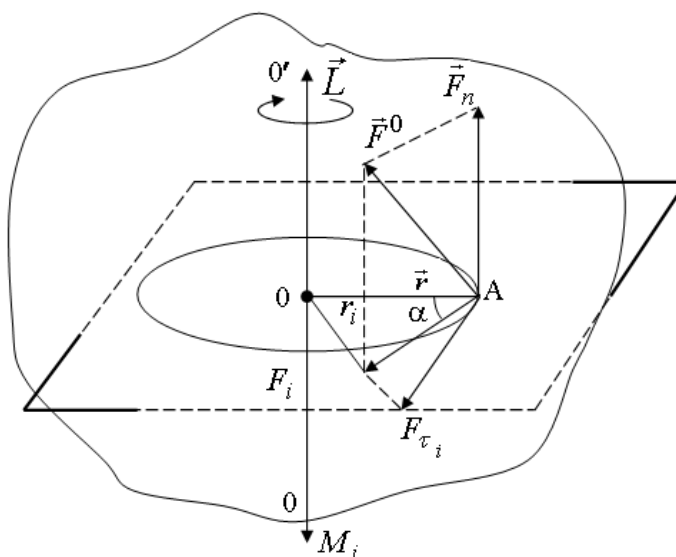
Магистрлик диссертацияси тайёрланди. Олинган натижалар асосида иккита мақола ва тезислар эълон қилинди.

I-БОБ. ҚАТТИҚ ЖИСМНИНГ АЙЛАНМА ҲАРАКАТИ ДИНАМИКАСИНИНГ АСОСИЙ ҚОНУНЛАРИ

1.1. Қаттиқ жисм айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси

Қаттиқ жисм айланма ҳаракат динамикасининг асосий катталиклари - импульс моменти ва куч моменти тушунчалари бир-бири билан чамбарчас боғлиқдир. Куч моменти нуқтага нисбатан бўлса, импульс моменти ўққа нисбатандир. Шунинг учун уларни бир-бири билан алмаштириш мумкин эмас. Ҳар қандай векторнинг бирор нуқтага нисбатан моменти вектор катталиқ бўлгани учун, куч моменти ҳам вектор катталиқдир.

Энди қаттиқ жисмнинг бирор O нуқтасига нисбатан куч вектори $\vec{F}$ нинг ёки импульс вектори $\vec{P}$ нинг моментини қараб чиқайлик (1.1-расм). Бу нуқта бош нуқта ёки қутб деб аталади.



1.1-расм. OO' айланиш ўқига ўрнатилган қаттиқ жисмга ихтиёрий ташқи куч таъсири

Масса марказидан ўтган OO' ўққа маҳкамланган жисмнинг, шу ўқдан r масофага жойлашган қандайдир A нуқтасига исталган йўналишда $\vec{F}^0$ куч

қўямиз. $\vec{F}^0$ – куч вектори билан устма-уст тушган чизикқа кучнинг таъсир чизиғи деб аталади.

Айланиш ўқиға перпендикуляр бўлган текисликда ётувчи кучнинг $\vec{F}_i$ ташкил этувчиси жисмнинг айланишига сабаб бўлиши мумкин. $\vec{F}_n$ – ташкил этувчиси эса, $00'$ ўқ бўйлаб илгариланма ҳаракатни вужудга келтиради.

Кучнинг $\vec{F}_{\pi i}$ – тангенциал ташкил этувчиси таъсирида, m_i массали А нуқта $\vec{r}$ радиусли айланани чизиши мумкин.

$\vec{F}_i$ кучнинг айлантириш эффекти $00'$ ўқ билан кучнинг таъсир чизиғи орасидаги масофа катта бўлиши билан орта боради.

Радиус вектор $\vec{r}_i$ нинг $\vec{F}_i$ кучга вектор кўпайтмаси кучнинг ихтиёрий кўзгалмас $00'$ ўққа нисбатан куч моменти деб аталади.

$$\vec{M}_i = [\vec{r}_i \cdot \vec{F}_i] , \quad (1.1)$$

Куч моментининг модули қуйидагига тенг

$$|\vec{M}_i| = [[\vec{r}_i \cdot \vec{P}]] = M_i = F_i \cdot r \sin \alpha , \quad (1.2)$$

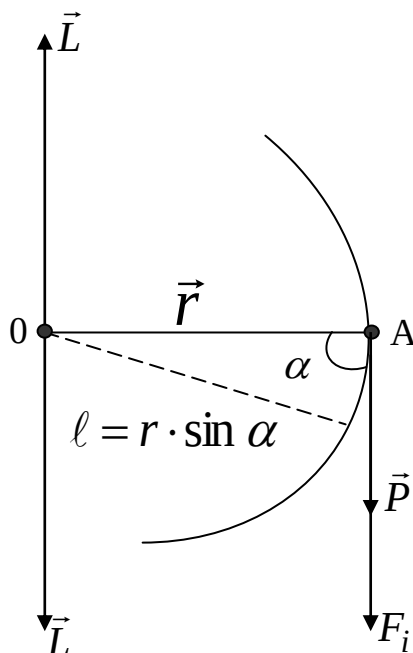
Учта $\vec{r}_i$, $\vec{F}_i$, $\vec{M}_i$ векторлар ўнг парма қоидасига бўйсунгани учун куч моментининг йўналиши $00'$ ўқ бўйича йўналган бўлади.

Массаси m га тенг бўлган моддий нуқта $\vec{v}$ тезлик билан ҳаракатланаётганда $\vec{P}$ импульсга эга бўлади.

$\vec{r}$ – радиус векторнинг $\vec{P}$ импульсга вектор кўпайтмаси импульс моменти деб аталади.

$$\vec{L} = [\vec{r} \cdot \vec{P}] = [\vec{r}(m \cdot \vec{v})] = m[\vec{r} \cdot \vec{v}] , \quad (1.3)$$

$\vec{L}$ – импульс моментининг вектори йўналиши парма қондаси асосида аниқланади (1.2-расм).



1.2-расм. Моддий нукта импульс моменти векторининг йўналиши

$\vec{r}$ - радиус вектор ва $\vec{P}$ - импульс вектори ётган текисликка перпендикуляр равишда 0 нуктага жойлаштирилган парма дастасининг айланма ҳаракат йўналиши импульс йўналиши билан мос тушганда, парманинг илгариланма ҳаракат йўналиши импульс моменти $\vec{L}$ нинг йўналишини кўрсатади.

Импульс моментининг модули қуйидагига тенгдир

$$[\vec{L}] = [\vec{r} \cdot \vec{P}] = r \cdot P \sin \alpha, \quad (1.4)$$

Моддий нукта импульс моменти ўзгариш қонунини импульс моментининг вақт бўйича ҳосиласи орқали топамиз

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{d}{dt} [\vec{r} \cdot \vec{P}] = \left[\frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \vec{P} \right] + \left[\vec{r} \cdot \frac{d\vec{P}}{dt} \right], \quad (1.5)$$

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = [\vec{v} \cdot \vec{P}] + [\vec{r} \cdot \vec{F}] \quad , \quad (1.6)$$

$\vec{v}$ ва $\vec{P}$ векторлар параллел, коллениар векторларнинг кўпайтмаси бўлгани учун $[\vec{v} \cdot \vec{P}] = 0$ га тенг бўлади, у ҳолда

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = [\vec{r} \cdot \vec{F}] = \vec{M}_c$$

яъни

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}_c \quad , \quad (1.7)$$

Моддий нукта импульсининг бирор нуктага нисбатан ўзгариши, шу моддий нуктага таъсир қилувчи куч моменти га тенгдир.

Агар $\vec{M} = 0$ бўлса, импульс моментининг сақланиш қонунини ифодасига эга бўламиз.

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = 0 \quad , \quad \vec{L} = [\vec{v} \cdot \vec{P}] = [\vec{r} \cdot m \cdot \vec{v}] = const \quad , \quad (1.8)$$

Ихтиёрий ўқ атрофида айланма ҳаракат қилаётган моддий нуктага ташқи куч моменти таъсир этмаса, у ўзининг импульс моментини миқдор ва йўналиши жиҳатдан ўзгармас ҳолда сақлайди.

Шу вақтгача айлана бўйлаб ҳаракат тенгламаларини чизиқли тезлик орқали ифода қилган эдик. Энди шу ифодаларни бурчак тезлик ω ва бурчак тезланиш β

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

орқали ифода қилаемиз.

1. Импульс моменти.

$$\vec{L} = [\vec{r} \cdot \vec{P}] = [\vec{r} \cdot m \cdot \vec{v}] = m[\vec{r} \cdot \vec{v}] \quad , \quad (1.9)$$

чизиқли тезлик бурчак тезлик билан қуйидагича боғланган $\vec{v} = \omega \vec{r}$, у ҳолда

$$L_z = m[\vec{r} \cdot \omega \vec{r}] = mr^2 \cdot \omega \quad (1.10)$$

$\vec{L}_z$ - моддий нуқта импульсининг z ўққа нисбатан импульс моментиدير.

Моддий нуқта импульсининг z айланиш ўқига нисбатан инерция моменти унинг массасининг айланиш радиуси квадрати кўпайтмасига тенг бўлган физик катталиқдир.

$$I_z = \frac{\vec{L}_z}{\omega} = m\vec{r}^2 \quad , \quad (1.11)$$

Қаттиқ жисмнинг z айланиш ўқига нисбатан импульс моменти - $\vec{L}_z$ шу ўққа нисбатан инерция моменти I_z – нинг бурчак тезликка кўпайтмасига тенгдир.

$$L_z = I_z \cdot \omega$$

Энди импульс моментининг ўзгаришини аниқлаймиз.

$$\frac{d\vec{L}_z}{dt} = \frac{d(I_z \omega)}{dt} = M_z \quad , \quad (1.12)$$

$$\frac{dL_z}{dt} = I_z \cdot \frac{d\omega}{dt} = I_z \cdot \vec{\beta} = \vec{M}_z \quad (1.13)$$

Шундай қилиб, қаттиқ жисмнинг z айланиш ўқига нисбатан инерция моментини бурчак тезланишга кўпайтмаси, ташқи кучнинг шу ўққа нисбатан натижавий куч моментига тенг бўлади.

(1.13) – ифода қаттиқ жисм айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламасидир, у $\vec{F} = m\vec{a}$ тенгламага ўхшаш бўлгани учун баъзан унинг қаттиқ жисм айланма ҳаракати учун Ньютоннинг иккинчи қонуни деб аталади.

Агар айланиш ўқиға эға бўлган жисмға ташқи кучлар таъсир қилмаса

$$\vec{M}_z = 0$$

$$d\vec{L}_z = \vec{M}_z dt = 0$$

ёки

$$d\vec{L}_z = d(I_z \cdot \vec{\omega}) = \vec{M}_z dt = 0$$

$$L_z = I_z \vec{\omega} = \text{const} \quad , \quad (1.14)$$

Бу ифода импульс моментининг сақланиш қонунидир.

Айланиш ўқиға эға бўлган қаттиқ жисмға ташқи кучлар таъсир этмаса ёки уларнинг айланиш ўқиға нисбатан куч momenti нолға тенг бўлса, қаттиқ жисмнинг айланиш ўқиға нисбатан импульс momenti миқдор ва йўналиши жихатидан ўзгармай қолади.

1.2. Текисликка параллел ҳаракатдаги қаттиқ жисм нуқталарининг тезликлари

Кўп ҳолларда қаттиқ жисмнинг бир нуқтасини эмас, балки бир нечта нуқталарининг тезликларини бирданига бир вақтни ўзи учун аниқлаш, уларни бир бирларига солиштириш вазифалари қўйилади.

Шундай масалаларни тезликлар плани ёрдамида ечилади. Бу ерда янги таянч ибора план - сўзи киритилди. Ушбу сўз латин тилидан олинган бўлиб *planum* - текислик, маълум масштабда шартли белгилар билан текисликда қурилган чизма деган маънони англатади.

Шу сабабли биз ҳам бирорта масштабни танлаб олган ҳолда, қаттиқ жисмнинг ихтиёрий нуқталарининг тезликларини қоғоз текислигига чизиб чиқамиз, ва бу чизма орқали шу соҳадаги инженерлар, ушбу масала бўйича бир бирлари билан бемалол мулоқот олиб боришлари мумкин бўлади.

Плanni қуришни бошлайлик. Аввало тезликлар планини қуриш учун, қоғоз, қалам ва линейкадан ташқари, бизга нималар маълум бўлиши шартлигини кўриб чиқайлик.

Бунинг учун текисликка параллел ҳаракат қилаётган қаттиқ жисмнинг бирорта нуқтасининг тезлиги, ҳам йўналиши, ҳам сон қиймати (модули) жиҳатидан бизга маълум бўлиши шарт. Иккинчидан ихтиёрий бошқа нуқтанинг тезлик векторининг тасир чизиғи маълум бўлиши шарт.

Агар шу иккита шарт бажарилса шу қаттиқ жисмнинг ихтиёрий нуқтасининг шу ондаги тезликларини ҳам йўналишини, ҳам сон қийматларини тезликлар плани ёрдамида аниқ ҳисоблаб чиқариб беришимиз мумкин.

Фараз қилайлик ушбу шартлар бажарилсин, яъни А нуқтанинг тезлигини ҳам йўналиши, ҳам сон қиймати бизга берилган, В нуқтанинг тезлигини фақат таъсир чизиғи берилган холос.

Энди В нуктанинг тезлик векторини аниқлаш учун (1.14) каби, қўидаги вектор тенгламани тузамиз,

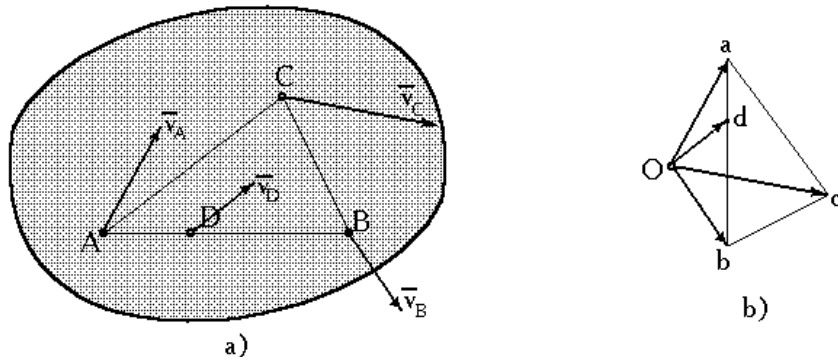
$$\vec{v}_B = \vec{v}_A + \vec{v}_{BA} \quad (1.15)$$

бу ерда $\vec{v}_{BA} = \vec{\omega} \times \overline{AB}$ ва ҳа доим $\vec{v}_{BA} \perp \overline{AB}$ булади. Ҳамда унинг модули

$$v_{BA} = \omega \cdot AB \quad \text{бундан} \quad \omega = \frac{v_{BA}}{AB} \quad (1.16)$$

га тенг бўлади, бу ердаги ω - қаттиқ жисмнинг бурчакли тезлиги.

Ихтиёрий О нукта танлаб оламиз, ва шу нуктага маълум масштабда V_A - векторини ўз йўналиши бўйича келтириб қўямиз ва шу векторнинг учини а - ҳарфи билан белгилаймиз.



1.3- расм

Сўнгра О нуктадан В нуктанинг тезлик векторининг йўналишига параллел бўлган чизик ўтказамиз. Бу чизик В нуктанинг тезлигини йўналиши холос, лекин унинг ҳали сон қиймати бизга номаълум.

Уни аниқлаш учун (1) формулага асосан $\vec{v}_B$ - вектори $\vec{v}_A$ вектор билан $\vec{v}_{BA}$ векторларининг вектор йиғиндиларидан иборат экан, лекин $\vec{v}_{BA}$ векторнинг модули номаълум, лекин йўналиши маълум бу вектор АВ чизикқа перпендикуляр йўналган, яъни $\vec{v}_{BA} \perp \overline{AB}$.

Шунинг учун О нуктага қўйилган $\vec{v}_A$ векторининг охири бўлган, тезликлар планидаги а - нуктадан АВ чизикқа перпендикуляр ўтказамиз, бу

чизиқни О нуктадан В нукта тезлик векторининг тасир чизиғига праллел қилиб ўтказилган чизиғи билан кесишган нуктасини латинча b - ҳарфи билан белгилаймиз.

Шаклда пайдо бўлган aOb - учбурчаги В нуктанинг тезлик вектори $\vec{V}_B$, ва В нуктани А нукта атрофида айланишидаги $\vec{V}_{BA}$ -векторини ҳам белгилаб беради, яъни

$$\overline{Oa} = \vec{V}_A, \quad \overline{Ob} = \vec{V}_B, \quad \overline{ab} = \vec{V}_{BA}, \quad (1.17)$$

Тезликлар планидаги Oa , Ob ва ab векторларни ўлчаб, танланган масштабга кўпайтирсак, V_A , V_B ва V_{BA} - векторларининг сон қийматлари аниқланади. Ушбу V_{BA} - нинг сон қийматини (1.16) - га қўйсак, жисмни бурчакли тезлиги аниқланади.

Энди бизга бошқа қандайдир С нуктанинг тезлик векторини аниқлаш талаб қилинсин. Шаклдан кўриниб турибдики С нуктанинг тезлигини йўналиши ҳам, сон қиймати ҳам номаълум, шунга қарамасдан уни аниқлаш мумкин.

Бунинг учун тезлиги аниқ бўлган А нуктани қутб деб танлаб олиб, (1.18) га ўхшаш вектор тенглама ёзамиз,

$$\vec{V}_C = \vec{V}_A + \vec{V}_{CA} \quad (1.18)$$

Сўнгра В нуктанинг ҳам тезлиги бизга аниқ бўлганлиги учун, у нуктани ҳам қутб деб танлаб олиб, яна битта вектор тенглама тузамиз,

$$\vec{V}_C = \vec{V}_B + \vec{V}_{CB} \quad (1.19)$$

$\vec{V}_{CA}$ - ва $\vec{V}_{CB}$ - векторларининг сон қийматлари номаълум, лекин ҳар бирининг йўналиши маълум, яъни улар тегишлича AC ва BC чизиқларга перпендикуляр йўналгандирлар. Шу сабабли тезликлар планидаги a - нуктадан AC - га перпендикуляр, b -нуктадан BC чизиғига перпендикуляр

чизиқлар ўтказамиз, ва охириг иккала чизиқларнинг кесишган нуқтасини лотинча c - ҳарфи билан белгилаймиз.

$$\overline{Oc} = \vec{V}_C, \quad \overline{ac} = \vec{V}_{CA}, \quad \overline{bc} = \vec{V}_{CB}, \quad (1.20)$$

Шундай қилиб C нуқтанинг тезлик векторини аниқладик, энди ушбу Oc - векторни узунлигини ўлчаб танланган масштабга кўпайтирсак V_C - векторининг модули келиб чиқади.

Шу каби ихтиёрий олинган нуқталарнинг тезликларини аниқлашимиз мумкин. Агарда тезлиги изланаётган нуқта AB ёки BC , ёки AC кесмаларнинг орасида жойлашган бўлса, масала яна ҳам осонлашади. Масалан тезлиги изланаётган D нуқта, AB чизигининг орасида жойлашган бўлсин. У ҳолда D - нуқтанинг тезлик векторини аниқлаш учун қуйидаги пропорцияни тузамиз, яъни

$$\frac{ad}{ab} = \frac{AD}{AB} \quad \text{бундан} \quad ad = \frac{AD}{AB} \cdot ab \quad (1.21)$$

Энди тезликлар планидаги a - нуқтадан ad - масофани ўлчаб, d - нуқтанинг ўрнини аниқлаймиз ва уни O нуқта билан бирлаштириб Od - векторини аниқлаймиз. Уни ўлчаб олиб танланган масштабга кўпайтириб, аввалгилар каби D - нуқтанинг тезлиги V_D - ни аниқлаймиз.

Текисликка параллел ҳаракатдаги қаттиқ жисм нуқталари учун қурилган тезликлар плани қуйидаги иккита хоссага эгадирлар:

- 1) Текисликка параллел ҳаракатдаги қаттиқ жисм нуқталарининг юқорида аниқланган тезликларнинг қийматлари ва йўналишлари фақат шу он учунгина тўғридирлар.
- 2) Қаттиқ жисмда олинган ҳарқандай кесма билан, худди шу ҳарфдаги кесмалар ўзаро перпендикуляр равишда жойлашган бўлади. Масалан шаклдаги ABC учбурчаги билан тезликлар планидаги abc учбурчакнинг томонлари ўзаро перпендикуляр равишда жойлашган бўладилар, яъни $AB \perp ab$, $BC \perp bc$, $AC \perp ac$.

Қаттиқ жисм озгина бурчакка бурилиши билан, қурилган тезликлар плани, ўз кучини йўқотади, янги ҳолат учун яна янги тезликлар плани қуришга тўғри келади. Агар бирорта механизмнинг етакловчи звеноси ўз ўқи атрофида бир марта айланса, яъни 360° га бурилса, камида ҳар 5° градус учун тезликлар планини қуриш лозим бўлади, бу шундай тезликлар планини 72 марта қуришга тўғри келади.

Шу сабабли ҳозирги даврда, яъни компьютерлар ривожланган даврда бундай график усуллар кам қўлланилмоқда, ва асосан аналитик усулдан фойдаланишга ўтилган. Улар орқали секунд вақт ичида ҳоҳлаган бурчак учун, ҳоҳлаган аниқликдаги жавобни олишингиз мумкин. Демак бу ишларни компьютер ёрдамида, аналитик усулда бажариш ҳозирги куннинг долзарб масалаларидан ҳисобланади.

1.3. Текисликка параллел ҳаракатдаги қаттиқ жисм нуқталарининг тезланишлари

Биз юқорида текисликка параллел ҳаракатдаги қаттиқ жисм нуқталарининг тезликларини аниқлашнинг барча усулларини кўриб чиқдик. Энди шу нуқталарнинг тезланишларини аниқлашни ўрганамиз. Шунини эслатиб ўтиш зарурки тезланишларни аниқлаш инженерлик масалаларни ечишда жуда катта аҳамиятга эга ҳисобланади.

Қаттиқ жисм нуқталарининг тезланишларини аниқлаш учун (1.21) тенгламадан вақт бўйича бир марта ҳосила оламиз, яъни

$$\frac{d\vec{v}_B}{dt} = \frac{d\vec{v}_A}{dt} + \frac{d\vec{\omega}}{dt} \times \overline{AB} + \vec{\omega} \times \frac{d(\overline{AB})}{dt} \quad (1.22)$$

ёки,

$$\vec{a} = \vec{a}_A + \vec{\varepsilon} \times \overline{AB} + \vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \overline{AB}) \quad (1.23)$$

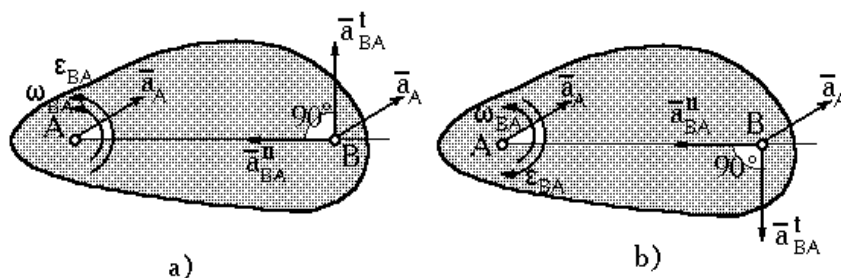
қуйидаги белгилашлар киритамиз, яъни

$\vec{a}_{BA}^{айл} = \vec{a}_{BA}^{\tau} = \vec{\varepsilon} \times \overline{AB}$ - В нуқтанинг А қутб атрофидаги айланма (уринма)тезланиш вектори,

$\vec{a}_{BA}^n = \vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \overline{AB})$ - В нуқтанинг А қутб атрофидаги нормал тезланиш вектори,

буларни (1.23) келтириб қўйсак, В нуқтанинг тўлиқ тезланишини аниқловчи формула келиб чиқади,

$$\vec{a}_B = \vec{a}_A + \vec{a}_{BA}^{айл} + \vec{a}_{BA}^n \quad (1.24)$$



1.4-расм

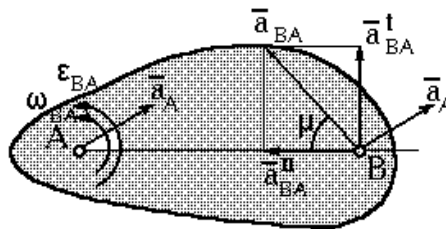
(1.24) формуладан кўриниб турибдики, қаттиқ жисмнинг ихтиёрий нуқтасининг тўлиқ тезланиш вектори учта векторлар йиғиндисидан иборат бўлиб, улардан биринчиси (кутб) А нуқтанинг тезланиш вектори, иккинчиси В нуқтанинг А кутб атрофидаги оний айланишидан иборат бўладиган айланма тезланиш вектори, учинчиси В нуқтанинг А кутб атрофидаги оний айланишидан иборат бўладиган нормал тезланиш векторларидан иборат бўлар экан.

Энди йўналишларига келсак, нормал яъни марказга интилма тезланиш вектори - $\vec{a}_{BA}^n$ ҳар доим В нуқтадан А нуқтага қараб йўналган бўлади, айланма тезланиш вектори - $\vec{a}_{BA}^{айл}$ АВ звенога тик йўналган бўлиб, ҳаракат тезланувчан бўлса, тезлик вектори билан бир томонга, агар секинланувчан бўлса унга тескари томонга йўналган бўлади.

Уларнинг сон қийматлари (модуллари) қуйидаги формулалар орқали аниқланади,

$$a_{BA}^n = AB \cdot \omega^2 \quad \text{ва} \quad a_{BA}^{айл} = AB \cdot \varepsilon \quad (1.25)$$

$$a_{BA} = \sqrt{(a_{BA}^n)^2 + (a_{BA}^{айл})^2} \quad \text{ёки} \quad a_{BA} = AB \sqrt{\varepsilon^2 + \omega^4} \quad (1.26)$$



1.5-расм

Текисликка параллел ҳаракатдаги қаттиқ жисмнинг В нуқтасини А кутб атрофида айланишидан оладиган тезланиш вектори - $\vec{a}_{BA}$ В нуқтага қўйилиб, ВА чизик билан μ - бурчакни ташкил этади, ва ушбу бурчак қуйидаги формула орқали аниқланади,

$$\operatorname{tg} \mu = \frac{|\varepsilon|}{\omega^2} \quad \text{бундан} \quad \mu = \operatorname{arctg} \frac{|\varepsilon|}{\omega^2} \quad (1.27)$$

Хулоса: Шундай қилиб текисликка параллел ҳаракатдаги каттик жисмнинг ихтиёрий В нуқтасининг тезланиши, иккита тезланишларнинг вектор йиғиндиларидан иборат бўлиб, улардан бири қутб нуқтанинг тезланишидан иборат, иккинчиси эса В нуқтани қутб нуқта атрофидаги айланишидан ҳосил бўладиган тезланиш векторининг геометрик йиғиндисидан иборат экан, яъни

$$\vec{a}_B = \vec{a}_A + \vec{a}_{BA} \quad \text{бу ерда} \quad \vec{a}_{BA} = \vec{a}_{BA}^n + \vec{a}_{BA}^t \quad (1.28)$$

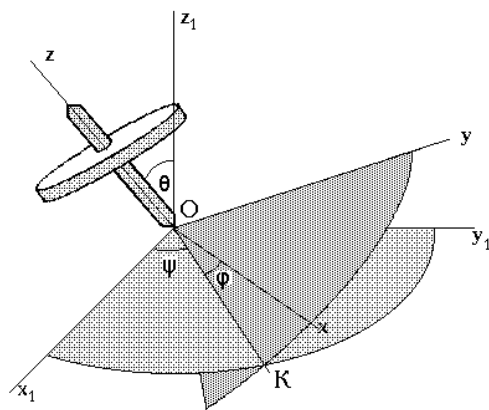
Хулоса қилиб шуни айтишимиз мумкинки, ушбу кўрсатилган усуллар механизмнинг фақат битта ҳолати учунгина тўғри холос, агар механизмни яна бир градусга бурсак, аниқлаган ҳамма қийматларимиз ўз кучини йўқотади. Шу сабабли ҳозирги пайтда асосан, компьютерлар ёрдамида аналитик усуллардан фойдаланилади, улар орқали механизмнинг исталган ҳолати учун, жуда юқори аниқликда тегишли қийматлар олишимиз мумкин.

Оддий турмушимизда, ва оддий ишлаб чиқариш корхоналарида бундай ҳаракатлар деярли учрамайди. Лекин ёш болалар пилдирак ўйинларида учратадилар, ва унга ўта қизиқиш билан қарайдилар, чунки катта тезлик билан айланма ҳаракат қилаётган ҳар қандай жисм ўзининг айланиш ўқини ўзгартирмасликка ҳаракат қилади.

Масалан, оддий велосипед ёки мотоциклни олсак, унинг ғилдираклари айланмаган ҳолларида вертикал ҳолатларини сақлай олмайдилар, лекин улар айланма ҳаракатда бўлганларида уларни йиқитиш анча қийин кечади. Уларнинг бундай хусусиятларидан ҳарбий ва космик техникада жуда кенг фойдаланилади.

1.4. Бир нуқтаси маҳкамланган қаттиқ жисмнинг ҳаракати

1.6-расмда $Ox_1y_1z_1$ қўзғалмас координата ўқларида жойлашган қаттиқ жисмнинг ҳаракати тасвирланган бўлиб, унинг битта нуқтаси яъни, O нуқтаси координата марказидан ажралмасдан ҳаракатланади. Ушбу қаттиқ жисм билан бирга ҳаракатланувчи, яъни шу жисм билан боғланган Ox , Oy , ва Oz ўқларини танлаб олайлик.



1.6-расм

Бунинг учун ҳаракат бошланганда қўзғалмас $Ox_1y_1z_1$ ва қўзғалувчан $Oxyz$ ўқлари устма - уст жойлашиб, шаклдаги қаттиқ жисм вертикал ҳолда эди деб фараз қилайлик. Энди шу қаттиқ жисм ихтиёрий равишда ҳаракатланиб, ҳозирги кўринишга келди дейлик, у ҳолда қайси ҳаракатлар эвазига янги ҳолатга ўтганлигини текшириб кўрайлик.

Бундай масалани биринчи бўлиб Л.Эйлер томонидан ўрганилиб, куйидагича тарифланган. Биринчи ҳаракатда қаттиқ жисм қўзғалмас Oz_1 ўқи атрофида ψ - бурчакка бурилган, иккинчи ҳаракатда жисм OK чизик атрофида θ - бурчакка бурилган, учинчи ҳаракатда у қўзғалувчан Oz - ўқи атрофида ϕ - бурчакка бурилиш орқали содир бўлган деб ҳисобланади.

Шаклдан кўриниб тургандек қўзғалмас $x_1 Oy_1$ - теккислиги билан, қўзғалувчан xOy текисликлари ўзаро кесишган чизик OK - ҳарфлари билан

белгиланиб, тугунлар чизиғи деб аталади. Қўзғалувчан ўқларнинг ва қаттиқ жисмнинг қўзғалмас ўқларга нисбатан ихтиёрий ҳолатини қуйидаги учта бурчаклар орқали аниқлаш мумкин,

$$\varphi = \angle KOx \quad \psi = \angle x_1 OK \quad \theta = \angle z_1 Oz \quad (1.29)$$

Ушбу бурчакларни Эйлер бурчаклари дейилади, ва ҳар бири осмон механикаси фанида қуйидагича номланадилар. φ - бурчаги хусусий айланиш бурчаги деб аталади, ψ - бурчаги прецессия бурчаги деб аталади, θ - бурчаги нутация бурчаги деб номланадилар.

Демак қаттиқ жисм қўзғалмас O нукта атрофида ихтиёрий ҳаракатланаётган бўлса исталган вақт учун унинг ҳолатини, қуйидаги учта функция орқали аниқлаш мумкин экан,

$$\varphi = f_1(t) \quad \psi = f_2(t) \quad \theta = f_3(t) \quad (1.30)$$

Ушбу тенгламалар системаси, қаттиқ жисмнинг қўзғалмас нукта атрофидаги ҳаракатининг қонунлари дейилади, ва улар бир бирлари билан ҳеч қандай боғлиқ бўлмаган ҳолларида ўзгаришлари мумкин, бошқача қилиб айтганда бу жисмнинг эркинлик даражаси учга тенг экан, яъни учта ўқ атрофида айланма ҳаракат қила олиши мумкин экан холос.

Бир нуктаси маҳкамланган қаттиқ жисмнинг жуда қисқа вақт ичидаги ҳаракатида, уни бир ҳолатдан, иккинчи бир ҳолатга ўтишида у қандайдир ўқ атрофида оний айланма ҳаракат орқали бажаради, бу ўқни оний айланиш ўқи дейилади.

Қаттиқ жисмнинг ҳарқандай янги ҳолатини бир неча оний айланиш ўқлари орқали, амалга ошириш мумкин. Шу оний ўқларнинг қўзғалмас координаталар системасидаги геометрик ўрнини қўзғалмас аксоида деб аталади. Қўзғалмас аксоидаларнинг шакли конуссимон юзадан иборат бўлиб, уларнинг учлари O нуктадан ўтадилар, ва уларнинг тенгламаси қуйидагича бўлади,

$$\frac{x_1}{\omega_{x1}} = \frac{y_1}{\omega_{y1}} = \frac{z_1}{\omega_{z1}} \quad (1.31)$$

Худди шу оний айланиш ўқларининг қўзғалувчи ўқлардаги геометрик ўрнини қўзғалувчи аксоида дейилади, ва у ҳам конуссимон юзадан иборат бўлади, ва унинг тенгламаси қуйидагича бўлади,

$$\frac{x}{\omega_x} = \frac{y}{\omega_y} = \frac{z}{\omega_z} \quad (1.32)$$

Теккисликка параллел ҳаракатда, оний айланиш ўқларининг геометрик ўринларини центроидалар деб атаган эдик, чунки улар цилиндрсимон юзадан иборат эдилар. Аксоидалар тушунчаси асосан прецессиявий ҳаракатларни ўрганишда фойдаланилади.

Қаттиқ жисмнинг қўзғалмас нуқта атрофидаги айланма ҳаракатида, унинг оний айланиш ўқи атрофидаги бурчак тезлик векторининг қўзғалувчан координата ўқларига проекциялари, қуйидаги тенгламалар системаси орқали аниқланади,

$$\begin{cases} \omega_x = \dot{\psi} \sin \theta \sin \varphi + \dot{\theta} \cos \varphi, \\ \omega_y = \dot{\psi} \sin \theta \cos \varphi - \dot{\theta} \sin \varphi, \\ \omega_z = \dot{\psi} \cos \theta + \dot{\varphi}, \end{cases} \quad (1.33)$$

Бурчак тезлик векторининг қўзғалмас координата ўқларига проекциялари қуйидагича аниқланади,

$$\begin{cases} \omega_{x1} = \dot{\psi} \sin \theta \sin \psi + \dot{\theta} \cos \psi, \\ \omega_{y1} = -\dot{\varphi} \sin \theta \cos \psi + \dot{\theta} \sin \psi, \\ \omega_{z1} = \dot{\varphi} \cos \theta + \dot{\psi}, \end{cases} \quad (1.34)$$

Оний бурчак тезликнинг модули қуйидагича аниқланади,

$$\omega = \sqrt{\dot{\psi}^2 + \dot{\varphi}^2 + \dot{\theta}^2 + 2\dot{\psi}\dot{\varphi} \cos \theta} \quad (1.35)$$

Бурчак тезланиш векторини аниқлаш учун бурчак тезлик векторидан вақт бўйича бир марта ҳосила олиш лозим, яъни

$$\vec{\varepsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt} \quad (1.36)$$

Умуман олганда бурчак тезланиш вектори, бурчак тезлик вектори учининг ҳаракатининг годографидан иборатдир. Агар бурчак тезлик векторини қуйидагича ифодаласак, $\vec{\omega} = \omega \cdot \vec{\omega}^0$, бу ерда $\vec{\omega}^0$ бурчак тезликнинг бирлик вектори бўлиб, у фақат векторнинг йўналишини ифодалайди, шунга кўра (8) формула қуйидаги кўринишга келади,

$$\vec{\varepsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt} = \frac{d}{dt}(\omega \cdot \vec{\omega}^0) = \frac{d\omega}{dt} \cdot \vec{\omega}^0 + \omega \cdot \frac{d\vec{\omega}^0}{dt}, \quad (1.37)$$

ёки $\vec{\varepsilon} = \vec{\varepsilon}_1 + \vec{\varepsilon}_2$, яъни бурчак тезланиш иккита вектор йиғиндидан иборат бўлиб, улардан бири, бурчак тезликнинг модулини ўзгаришига боғлиқ, иккинчиси эса фақат унинг йўналишини ўзгаришига боғлиқ экан.

$$\vec{\varepsilon}_1 = \frac{d\omega}{dt} \cdot \vec{\omega}^0, \quad \vec{\varepsilon}_2 = \omega \cdot \frac{d\vec{\omega}^0}{dt},$$

Масалан, агарда оний айланиш ўқи доимий ўққа айланиб қолса, яъни жисм кўзғалмас ўқ атрофида айланма ҳаракат қилса $\vec{\omega}^0 = \text{const}$ ва $\varepsilon_2 = 0$ бўлади, яъни оддий формуладан иборат бўлади.

Бурчак тезланиш векторининг кўзғалувчан ўқларга проекциялари қуйидагича аниқланади,

$$\varepsilon_x = \frac{d\omega_x}{dt}, \quad \varepsilon_y = \frac{d\omega_y}{dt}, \quad \varepsilon_z = \frac{d\omega_z}{dt} \quad (1.38)$$

кўзғалмас ўқларга проекциялари қуйидагича аниқланади,

$$\varepsilon_{x1} = \frac{d\omega_{x1}}{dt}, \quad \varepsilon_{y1} = \frac{d\omega_{y1}}{dt}, \quad \varepsilon_{z1} = \frac{d\omega_{z1}}{dt} \quad (1.39)$$

Қаттиқ жисмнинг кўзғалмас нуқта атрофидаги айланма ҳаракатида, унинг ихтиёрий нуқтасининг кўзғалмас О нуқтадан ўтказилган радиус векторини $\vec{r}$ - билан белгиласак, бу нуқтанинг чизиқли тезлиги қуйидаги формула билан аниқланади,

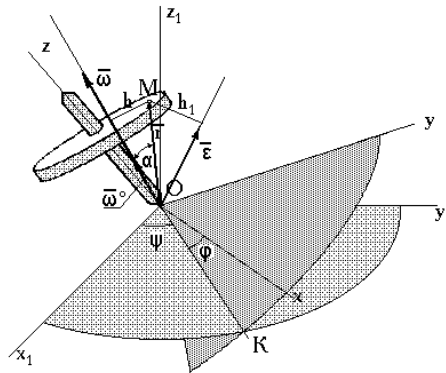
$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{\omega} \times \vec{r} \quad (1.40)$$

Шу онда оний ўқда ётувчи барча нуқталарнинг, чизикли тезликлари нолга тенг, чунки, $|\vec{\omega} \times \vec{r}| = \omega \cdot r \cdot \sin \alpha = 0$ бўлади, α - бурчаги, бурчак тезлик вектори билан, радиус векторнинг орасидаги бурчак бўлиб, шу оний айланиш ўқида ётувчи барча нуқталар учун нолга тенгдир.

Демак, қаттиқ жисмнинг қўзғалмас ўқ атрофидаги айланма ҳаракатида, унинг ихтиёрий нуқтасининг чизикли тезлигининг модули қуйидаги формула билан аниқланар экан,

$$v = h \cdot \omega \quad (1.41)$$

бу ерда h - нуқтанинг оний айланиш ўқиғача бўлган энг қисқа масофаси, ёки нуқтадан оний айланиш ўқиға туширилган перпендикулярнинг узунлиги.



1.7-расм

вектор тенгламанинг қўзғалувчан ва қўзғалмас координата ўқларига проекциялари қуйидагилардан иборат бўлади,

$$\begin{cases} v_x = \omega_y z - \omega_z y, & v_y = \omega_z x - \omega_x z, & v_z = \omega_x y - \omega_y x \end{cases} \quad (1.42)$$

$$\begin{cases} v_{x1} = \omega_{y1} z - \omega_{z1} y, & v_{y1} = \omega_{z1} x - \omega_{x1} z, & v_{z1} = \omega_{x1} y - \omega_{y1} x \end{cases} \quad (1.43)$$

(16.12) Қаттиқ жисмнинг қўзғалмас нуқта атрофидаги айланма ҳаракатида унинг ихтиёрий нуқталарининг тезланишлари иккита вектор йиғиндидан иборат бўлиб, уларнинг биттаси айланма тезланиш вектори, иккинчиси ўққа интилма тезланиш векторидан иборат экан, яъни

$$\vec{a}_M = \vec{a}_M^{\text{айл}} + \vec{a}_M^{\text{ин}}, \quad \text{бу ерда} \quad \vec{a}_M^{\text{айл}} = \vec{\epsilon} \times \vec{r}, \quad \text{ва} \quad \vec{a}_M^{\text{ин}} = \vec{\omega} \times \vec{v} = \vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{r}) \quad (1.44)$$

Ўққа интилма тезланишнинг модули, (1.42) формула каби қуйидагича аниқланади,

$$a_M^{\text{ин}} = h \cdot \omega^2, \quad \text{ва} \quad a_M^{\text{айл}} = h_1 \cdot \varepsilon \quad (1.45)$$

бу ерда h - юқоридаги каби нуқтадан айланиш ўқиға туширилган перпендикулярнинг узунлиги бўлса, h_1 - нуқтадан бурчак тезланиш векторининг тасир чизиғига туширилган перпендикулярнинг узунлигига тенгдир.

Шуни эслатиб ўтиш лозимки умумий ҳолда ўққа интилма тезланиш вектори h - чизиғида ётади, лекин айланма тезланиш вектори унга перпендикуляр йўналишда бўлмаслиги ҳам мумкин, бундай ҳаракатда оний бурчак тезлик ва бурчак тезланиш бир тўғри чизиқда ётмасликлари мумкин. Бошқача қилиб айтганда ўққа интилма тезланиш вектори билан, айланма тезланиш вектори ўзаро перпендикуляр йўналишда бўлмаслиги ҳам мумкин, шунинг учун унинг тўлиқ тезланиш вектори Пифагор теоремасидан эмас, косинуслар теоремаси орқали аниқланади, яъни

$$a_M = \sqrt{(a_M^{\text{ин}})^2 + (a_M^{\text{айл}})^2 + 2 \cdot a_M^{\text{ин}} \cdot a_M^{\text{айл}} \cdot \cos \gamma} \quad (1.46)$$

бу ерда γ - бурчаги, ўққа интилма ва айланма тезланиш векторлар орасидаги бурчакдан иборат. Умумий ҳолда ихтиёрий нуқтанинг тўлиқ тезланишини қўзғалмас ўқларга проекциялари қуйидаги скаляр тенгламалар системаси орқали аниқланади:

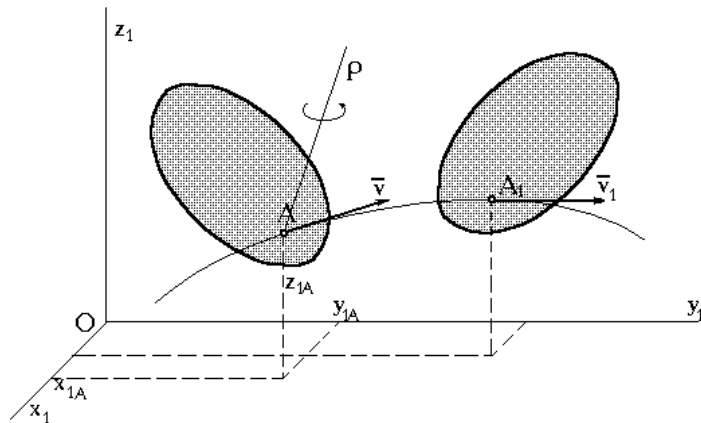
$$\begin{cases} a_x = \varepsilon_y z - \varepsilon_z y + \omega_x \cdot (\omega_x \cdot x + \omega_y \cdot y + \omega_z \cdot z) - \omega^2 \cdot x \\ a_y = \varepsilon_z x - \varepsilon_x z + \omega_y \cdot (\omega_x \cdot x + \omega_y \cdot y + \omega_z \cdot z) - \omega^2 \cdot y \\ a_z = \varepsilon_x y - \varepsilon_y x + \omega_z \cdot (\omega_x \cdot x + \omega_y \cdot y + \omega_z \cdot z) - \omega^2 \cdot z \end{cases} \quad (1.47)$$

Агарда (1.47) формулалар орқали тезланишнинг қўзғалмас ўқлардаги проекциялари аниқланса, унинг тўла тезланиши қуйидагича аниқланади,

$$a_M = \sqrt{a_x^2 + a_y^2 + a_z^2} \quad (1.48)$$

1.5. Қаттиқ жисмнинг эркин ҳаракати

Биз юқорида қаттиқ жисмнинг қўзғалмас нукта атропоидаги ҳаракатини кўриб ўтдик. Энди шу қаттиқ жисмнинг эркин ҳаракатини кўриб ўтамиз, яъни шу жисм $Ox_1y_1z_1$ қўзғалмас координата ўқларида ихтиёрий ҳаракатлансин. У ҳолда бу жисмнинг бирорта A нуктасини кутб (полюс) деб танлаб оламиз, ва бу A нуктанинг ҳаракатини шу қўзғалмас ўқлардаги ҳолатини тенгламасини, нукта кинематикасидаги каби текшириб унинг тезлик ва тезланишларини аниқлаймиз.



1.8-расм

Сўнгра қаттиқ жисмнинг шу A полюс атропоидаги ҳаракатини, қўзғалмас нукта атропоидаги ҳаракати каби ўрганиб, шу иккала ҳаракатларни бир вақтни ўзида бажарилаётганлиги учун уларни қўшсак, қаттиқ жисмнинг эркин ҳаракатининг қонуниятлари келиб чиқади. У ҳолда қаттиқ жисмнинг эркин ҳаракатининг тенгламаси, қуйидаги олти та тенгламалар системаси орқали аниқланади,

$$\begin{cases} x_{1A} = f_1(t), & y_{1A} = f_2(t), & z_{1A} = f_3(t), \\ \varphi = f_4(t), & \psi = f_5(t), & \theta = f_6(t), \end{cases} \quad (1.49)$$

Демак, бундай ҳаракатдаги қаттиқ жисмнинг эркинлик даражаси олтига тенг бўлиб, (1.49) тенгламалар системаси орқали аниқланар экан. 1.8-

расмда чизмани мураккаблаштирмаслик учун, A нуқтадан ўтувчи Эйлер бурчакларини тасвирламадик.

Қаттиқ жисмнинг эркин ҳаракати тезлиги v_A -га тенг бўлган қутбнинг илгарилама ҳаракатидан ва шу қутбни кесиб ўтувчи AP ўқ атрафидаги элементар айланишларнинг йиғиндисидан иборат бўлар экан.

Бундай ҳаракатлар қуйидаги ҳолларда содир бўлади: Осмонга отилган тошнинг ҳаракати, артиллерия снарядининг ҳаракати, осмонда учаётган вертолетнинг ҳаракати, фигурали учиш машқларини бажараётган салётнинг ҳаракати, самолётдан ташланган спортсменнинг парашютни очмасдан олдинги ҳаракати ва шу кабилар мисол бўла олади.

Ҳар қандай ҳаракатни қўзғалмас координата ўқларига нисбатан содир бўлишини ва унинг қонуниятларини кўриб ўтган эдик, бундай ҳаракатлар оддий ҳаракатлар турига киради. Энди агарда нуқта ихтиёрий эркин ёки боғланишли ҳаракатда бўлган бошқа бирорта қаттиқ жисмнинг устида ёки ичида ҳаракатланаётган бўлган ҳолатни, яъни ҳам ўзи ҳаракатлансин, ҳамда уни бошқа жисм ўзи билан бирга олиб юрган ҳолатдаги ҳаракатини кўриб ўтамиз.

Масалан, учиб кетаётган самолётнинг ичидаги стюардессанинг ҳаракати, ҳаракатланаётган поезднинг, денгизда сузаётган кеманинг ёки ҳаракатдаги автобуснинг ичидаги одамнинг ҳаракати, мураккаб ҳаракатга мисол бўлаолади, чунки шу одам бир вақтни ўзида иккита ҳаракатда иштирок этмоқда.

1.6. Қисқа хулосалар

Қаттиқ жисм айланма ҳаракат динамикасининг асосий катталиклари - импульс моменти ва куч моменти тушунчалари бир-бири билан чамбарчас боғлиқдир. Қаттиқ жисмнинг z айланиш ўқиға нисбатан инерция моментини бурчак тезланишга кўпайтмасы, ташқи кучнинг шу ўққа нисбатан натижавий куч моментига тенг бўлади.

Айланиш ўқиға эга бўлган қаттиқ жисмга ташқи кучлар таъсир этмаса ёки уларнинг айланиш ўқиға нисбатан куч моменти нолга тенг бўлса, қаттиқ жисмнинг айланиш ўқиға нисбатан импульс моменти миқдор ва йўналиши жиҳатидан ўзгармай қолади.

Текисликка параллел ҳаракатдаги қаттиқ жисмнинг ихтиёрий нуқтасининг тезланиши, иккита тезланишларнинг вектор йиғиндиларидан иборат бўлиб, улардан бири қутб нуқтанинг тезланишидан иборат, иккинчиси эса шу нуқтани қутб нуқта атрофидаги айланишидан ҳосил бўладиган тезланиш векторининг геометрик йиғиндисидан иборат бўлади.

II-БОБ. ЛАЗЕЛИ ГИРОСКОПЛАР ТЎҒИСИДА УМУМИЙ МАЪЛУМОТЛАР

2.1. Лазерли гироскопларнинг тузилиши

Лазер нурунинг муҳит билан ўзаро таъсирининг ривожланиши ҳамда лазерларнинг саноатдаги ишлаб чиқарилиши лазерни оддий асбобдан ҳар хил технологик жараёнларни ўтказиш қурилмасига айлантирди. Технологлар томонидан лазерга қизиқиш лазер нурланишининг ғайри оддий хусусиятлари билан боғлиқдир.

Ёруғликнинг монохроматик дастасини олиш эҳтимоллиги лазерни алоқа масалаларини ечишда, метеорология ва медицинада алмаштириб бўлмайдиган нурланиш манбасига айлантирилди. Лазер нурунинг юқори жадаллиги ва монохроматиклиги газли муҳитлар ва бошқа моддаларга таъсир ўтказиш имконини беради. У эса лазерлардан изотопларни бўлиш, химиявий реакцияларни ўтказиш ва ҳар хил биологик объектларга мақсадли ҳолда таъсир ўтказиш имкониятини яратди. Энергия оқими зичлигининг юқорилиги ва қувватнинг юқори даражадалиги термик технологик жараёнларда лазер нуруни (уникал) юқори даражадаги такомиллашган қурилмага айлантирди. Лазерли кесиш, сварка қилиш ва легирлаш ишлари ишлатилаётган моддани тежаб қолмасдан, шу билан бирга, қайта ишланаётган моддани янги хоссаларини олиш ва ўрганиш имкониятларини оширади. Лазер нурларининг технологик имкониятларини унинг фақатгина илмий –тадқиқот ишларида эмас, балки принципиал жиҳатдан янги бўлган лазер системалар қидириб топишга, яратишга олиб келди. Бу тадқиқотлар натижаси замонавий лазерлар ишлаб чиқариш технологиясининг фундаментал асоси бўлиб қилмоқда.

Лазерлар пайдо бўлиши билан роторли гироскоплар ўрнини лазерли гироскоплар эгаллади. Бунинг натижасида қатор техник устунликларга

эришилди. Контур ўлчамлари қисқарди, ҳалқали лазерда иккала нур кўп марта айланиб фазалар силжишининг тўпланишага олиб келди, фаол мухитдан энергия олиш ҳисобига нурлар кучайди. Лазерли гироскоплар ўлчаш техникаси, ер усти ориентацияси, ҳаво ориентацияси, космик аппаратлар ва бошқа соҳаларда кенг қўлланила бошланди.

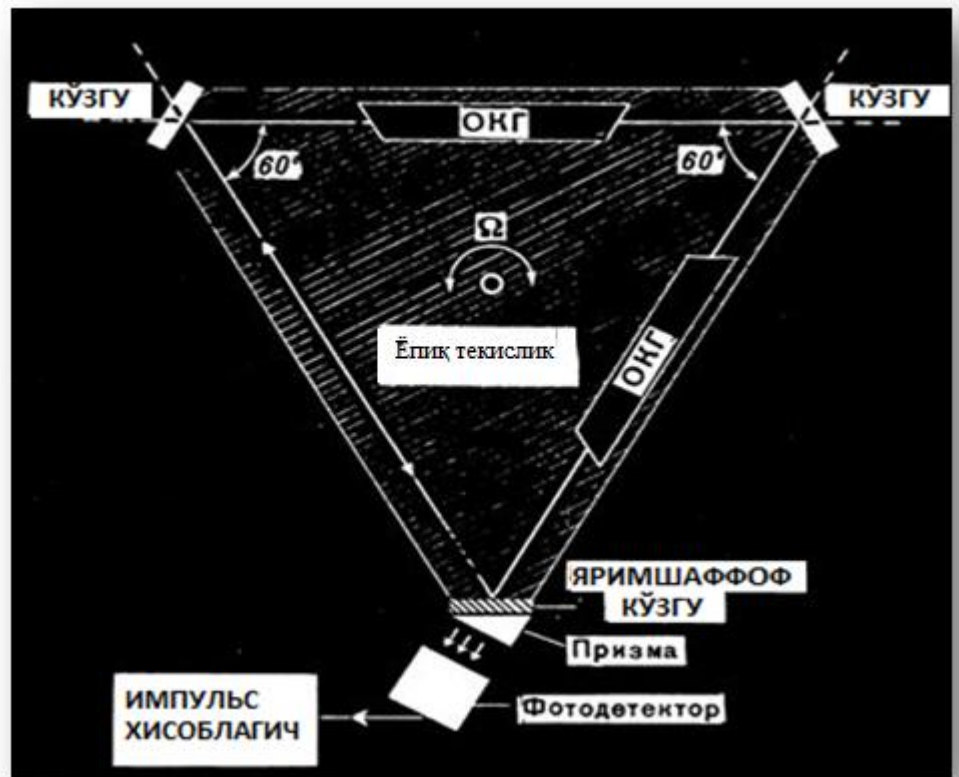
Лазерли гироскоп – бурчак тезликни ўлчовчи квант оптик қурилма бўлиб, ҳалқали резонаторда лазернинг ҳусусий частотаси бўлинишига асосланган. Лазерли гироскопларда Саньяк эффекти қўлланилади — айланувчи ҳалқали интерферометрда учрашувчи тўлқинларда фазалар силжиши юзага келади. Ҳалқали лазер контурида қарама қарши йўналишда лазер нурлари генерацияланади. Контурнинг перпендикуляр ўққа нисбатан айланиши натижасида йўналиши мос келган нурларнинг оптик йўллари ортади, қарама - қарши йўналишдаги нурларники эса камаяди. Натижада нурларнинг частоталари турлича бўлиб қолади. Частоталар фарқи бурчак тезликка пропорционал бўлади.

Лазерли гироскопда:

- йўналган нурланишли оптик квант генератори ишлатилади;
- уч ва ундан ортиқ кўзгулар ёрдамида ясси берк контур ҳосил қилинади.

Лазерли гироскоплар электромеханик гироскопларга нисбатан бир қатор афзалликларга эга: ҳаракатланувчи қисмлар йўқ; стабиллиги; тезланишларни сезмаслиги ва ҳаказо. Бу устунликлар уларни кенг қўллаш учун катта имкониятлар яратади. Бошқарув системаси конструктрлари учун гироскопдан олинаётган маълумотларнинг қандай усул билан ва қандан кўринишда олиш муҳим аҳамиятга эга. Лазерли гироскоплар маълумотларни электр сигналлари кўринишида олиш унинг бурилиш бурчагини аниқлашга имкон беради. Гироскопнинг айланиши импульслар миқдори билан аниқланади. Шунингдек, қурилманинг ўлчаш аниқлиги ҳам муҳим роль ўйнайди. Лазерли гироскопларнинг ўлчаш аниқлиги жуда юқори. Талаб

бўйича қурилма 0,1 град/соат бурчак тезликни аниқлаши керак, бу 10^{-5} нм оптик йўллар фарқини аниқлашга эквивалентдир.



2.1-расм. Лазерли гироскоанинг принципиал схемаси

Бундай қурилманинг энг содда конструкцияси 2.1-расмда кўрсатилган бўлиб, контур учларида жойлашган учта ҳалқа ҳосил қилувчи кўзгулардан ташкил топган.. Лазер нури иккита квант генераторлари ёрдамида ҳосил қилинади, улардан бири соат стрелкаси йўналишида, иккинчиси соат стрелкасига қарама қарши йўналишда нурлар ҳосил қилади. Амалда лазерли гироскопда қарама қарши йўналишда иккита нур ҳосил қилувчи икки ва ундан ортиқ актив элементга эга бўлган битта оптик квант генератордан фойдаланилади. Ёруғлик нури кўзгулардан бир неча марта қайтиб кучаяди. Ёруғлик нури керакли даражада ушлаб туриш учун кучайтириш

коэффициенти бирдан катта бўлиши керак. Шуниндек, ёруғлик нурининг йўлига бутун тўлқинлар жойлашиши керак. Бу шарт бажарилиши учун лазернинг тебраниш частотаси шундай бўлиши керакки, кучайтирувчи мухит кўзгулардан бир неча марта қайтган нурлар йўқотган энергияни компенсация қилиши керак. Инерциал фазода ҳалқасимон резонатор бурилганда соат сзелкаси бўйича ва унга қарама йўналишда ҳаракатланаётган нурларнинг оптик йўллари бир биридан фарқ қилади. Бу йўллар фарқи частоталар фарқиға олиб келади ва резонаторнинг айланиш тезлиги аниқланади.

2.2. Лазерли гироскопнинг характеристикалари

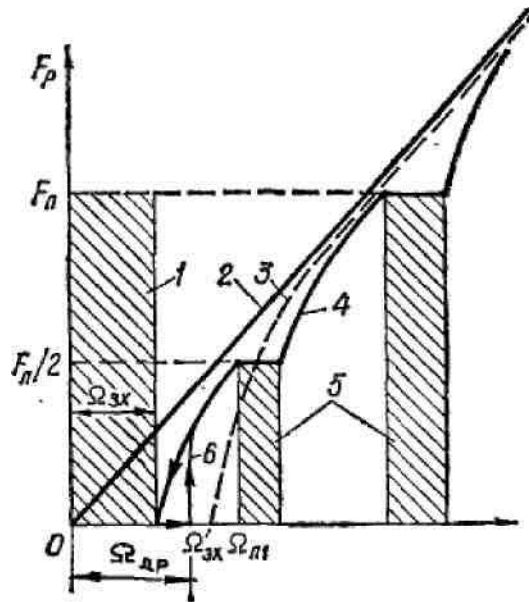
Лазерли гироскопда электромагнит нурланиш инерциал мухитга нисбатан ахборот ташувчи ҳисобланади. Унинг параметрлари бурчак тезлик верторига боғлиқ равишда ўзгаради.

Лазерли гироскопнинг ишлаш принципи қуйидагича. Ҳалқасимон резонаторда дамлаш натижасида қарама қарши йўналишда тарқалувчи ν_1 ва ν_2 частотали электромагнит тўлқинлар уйғотилади. Бу тўлқинлар ўзаро интерференцилашиб, турғун тўлқинлар ҳосил қилади, натижада электромагнит тебранишлар интенсивлигининг амплитудаси максимал бўлади ёки нолга тенг бўлади. Махсус оптик аралаштиргич — интерферометр ёрдамида ва $\Omega(t)$ бурчак частотали ташқи уйғотгич мавжудлигида интерференцион манзарани олиш мумкин. Агар ҳалқасимон резонатор айлантирилса, Санъяк эффекти асосида аралаштиргич-интерферометрда ва у билан боғланган оптик қабул қилгичда $F_p \sim (\nu_1 - \nu_2)$ частотали сигнал ажралади, бу сигнал бўйича фотоқабул қилгичга нисбатан интерференцион манзаранинг оқ ва қора йўлкаларини аниқ ажратиш мумкин. Система қанча тез айланса, қора йўлкалар кўпроқ ўтади ва чиқиш сигнали частотаси шунча юқори бўлади. Шундай қилиб, бурчак тезликнинг ўлчов бирлиги бўлиб F_p частота хизмат қилади. Фотоқабул қилгич токи шаклланади, кучаяди ва иккилик кодидаги сигналга айлантирилади. Бу сигнал ЭХМ бортига ва учиш аппарати бошқарувига узатилади. Лазерли гироскоп автоматик созланувчи кўп контурли ўзаро боғланган системадир, унга сезгир модул (ҳалқали лазер) дан ташқари қатор системалар киритилган: қувват, магнит майдони ва частотани стабилловчи, резонатор периметрни созловчилар. Частотани силжитиш, лазерли гироскоп аниқлигини ошириш ва ишорани аниқлаш учун частота қўйгич ва ахборотни қайта ишлаш системалари киритилади.

Қурилма стабилизацияси резонатор, манба занжирлари ва ташқи сигнални ташқи ва ички электр ва магнит майдонларидан ҳимоя қилиш

усулларига асосланган. Бошқа стабилизация усули — экстремал мослашувчи системалардан ҳам фойдаланилади. Қисқача айтганда, лазерли гироскоп Санъяк эффектига асосланган ва инерциал фазода объектнинг бурчак тезлигини ўлчашга мўлжалланган қурилмадир.

Лазерли гироскопларнинг асосий характеристикаларини кўриб чиқамиз.



2.3-расм. Лазерли гироскопнинг чиқиш характеристикалари:

1-қамраб олиш зонаси; 2- идеал характеристика; 3- характеристика аппроксимацияси; 4- частотали “қўйиш”ли реал характеристика; 5- частотани қайта улашли қамраб олишнинг қўшимча зоналари 1_n ; 6- характеристика гистерезиси; $\Omega_{др}$ – санок боши дрейфи.

Бурчак тезликни ўлчашда урилиш частотаси чизикли қонун бўйича ўзгаради, у ҳалқали резонаторнинг чиқиш характеристикаси дейилади, яъни

$$F_p = K \sqrt{\Omega(t)^2 - \Omega_{zx}(t)^2} \quad (2.1)$$

Бу ерда K - гироскоп доимийси (масштаб коэффиценти) дейилади ва у:

:

$$K = 4S/(\lambda_0 L) \quad (2.2)$$

ифода орқали аниқланади. Лазерли гироскоп конкрет типининг конструктив параматерлари ва ночизикли чиқиш характеристикаси эса

$$h_0 = \Delta K / K, \quad (2.3)$$

орқали аниқланади. Нурланиш частотасининг нисбий ностабиллиги бу

$S_v = \sigma [v(t)] / v_0$ – лазер нурланиши частотасининг ўртача квадратик оғиши $\sigma_v(t)$ нинг маълум вақт интервали $T_{изм}$ да частотанинг ўртача қиймати v_0 га нисбати орқали аниқланади. Лазерли гироскоп чиқиш катталигининг вақт бирлигида нисбий ноль дрейфи ўлчанаётган бурчак тезлик йўқлигидаги қийматидир $\Omega(t) = 0$. Ноль дрейфи $F_{др}$ ёки $\Omega_{др}$ орқали белгиланади. Бу ички ва ташқи таъсирларга боғлиқ тасодифий катталиқдир. Унинг қиймати $\Omega_{др} \sim 0,3...3^0 / \text{соат}$ оралиғида бўлади.

Сезгирлик — ўлчанаётган бурчак тезликнинг энг кичик қиймати $\Omega_{min} = F_p/K$ га мос келувчи минимал чиқиш сигналидир. Сезгирликнинг назарий чегараси фаол мухитнинг спонтан нурланиши билан чегараланган. Спонтан нурланган ҳар бир фотон $h\nu$ энергияга эга бўлиб, резонатор ичидаги электромагнит энергия билан ўзаро таъсирлашади, бу ўзаро таъсир амплитуда ва фазалар флуктацияларига сабаб бўлади. Флуктациялар тасодифий характерга эга бўлиб, спектрал чизиқларнинг кенгайишига олиб келади, ҳар бир мода энергияси тахминан $\sim 0,2 h\nu$ Ж тартибида бўлади. Одатдаги шароитларда фотонларнинг спонтан нурланиши $\tau \sim 10^{-18}$ с вақт оралиғида юз беради ва ҳар бир нурланиш фазанинг $\Delta \varphi \sim 10^{-18}$ рад флуктациясини келтириб чиқаради, натижада лазер генерациясининг табиий чизиги

$$\Delta \nu = \Delta \varphi / \tau = 1 / 2\pi = 10^{-18} / 10^{-18} 0,1 \text{ Гц} \quad (2.4)$$

ни ташкил этади. Ўлчаш аниқлиги фазанинг минимал қиймати орқали аниқланади, у электрон усуллар билан ҳам ўлчаниши мумкин. Агар 1 Гц частоталар фарқиға ҳалқали лазернинг $5 \cdot 10^{-6}$ рад/с айланиш тезлиги мос келади деб фараз қилинса, лазерли гироскоп ёрдамида бурчак тезликни ўлчашнинг назарий чегаравий қиймати $5 \cdot 10^{-9}$ рад/с ни ташкил этади. Амалда ўлчаш чегараси қамраб олиш соҳаси ёки частота ностабиллиги ва ноль дрейфи билан чегараланган.

Лазерли гироскопнинг нисбий сезгирлиги ҳалқали лазернинг асосий тенгламасини дифференциаллаш орқали, яъни лазерли гироскоп доимийси орқали аниқланади

$$dF_p/d\Omega(t) = 4S / (\lambda_0 L) = K \quad (2.5)$$

Томони 1 га тенг бўлган квадрат резонатор учун

$$S = l^2; \quad L = 4l; \quad 4S / (\lambda_0 L) = \lambda / \lambda_0 \quad (2.6)$$

га эга бўламиз. Бу ердан кўриниб турибдики, лазерли гироскопнинг нисбий сезгирлиги унинг чизикли ўлчамлари катталашиши билан ортади. Масалан, $\lambda_0 = 0,632$ мкм тўлқин узунлигида ишловчи, томони $l = 10$ см бўлган тўрт кўзгули гелий неонли ҳалқали лазер учун

$$K = dF_p / d\Omega(t) = 10 / 0,63 \times 10^{-4} = 1,58 \times 10^5. \quad (2.7)$$

Қабул қилгич чиқишидаги ток синусоидага яқин бўлади, шунинг учун $\Omega(t)$ нинг қийматини рақамли шаклда олиш мумкин. Бунинг учун чиқиш сигнали чегараланади, дифференциалланади ва импульслар сони ҳисобланади. Рақамли индикатор частотанинг энг кичик ўзгаришини ўлчайди (1 с вақт интервалида) $(dF_p)_{\min} = \pm 0,5$ Гц. Бу частоталар фарқиға тезликнинг ўзгариши мос келади

$$d\Omega(t)_{\min} = 1 / (2 K) \quad (2.8)$$

$d\Omega(t)_{\min}$ катталиқ лазерли гироскопнинг бурчак тезлик бўйича сезгирлигини ёки ажрата олиш қобилиятини билдиради.

Кўриб ўтилган мисолда $K_{\text{вхо}} = 1,58 \cdot 10^5$; натижада

$$d\Omega(t)_{\min} = 1 / (2 \cdot 1,58 \cdot 10^5) \approx 3,1 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1} \quad (2.9)$$

Динамик диапазон деб ўлчанувчи бурчак тезликнинг минимал ва максимал қийматларига мос келувчи частоталар фарқига айтилади F_{pmin} ва F_{pmax} ,

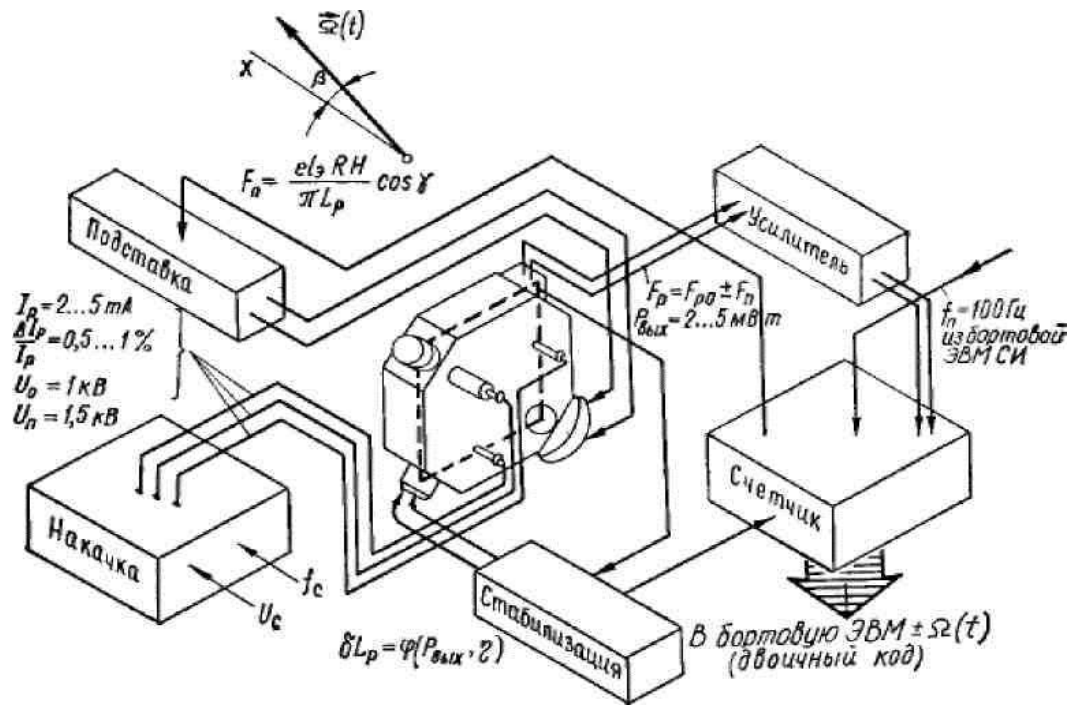
$$\Omega_{\min} \leq \Omega(t) \leq \Omega_{\max} \quad (2.10)$$

Ўлчашнинг пастки чегараси $\Omega_{\min}$ лазерли гироскопнинг сезгирлиги, юқори чегараси эса $\Omega_{\max}$ — фотодиоднинг ўтказиш полосаси ва электрон схеманинг кучайтириш босқичлари билан чегараланган. Замонавий лазерли гироскопларда у ~ 10 МГц ни ташкил этади. Динамик диапазоннинг ҳақиқий қиймати

$$\Omega_{\max} - \Omega_{\min} \leq (\lambda_0 L / 4S) (F_{\max} - F_{\min}) \quad (2.11)$$

га тенг. Лазерли гироскопнинг аниқлиги фазалар фарқи бўйича ҳатоликлар йиғиндисининг математик эҳтимоллиги $M(\Delta F_{\text{p}\Sigma})$ ва ундан ўртача квадратик оғиш σ_{F_p} орқали аниқланади.

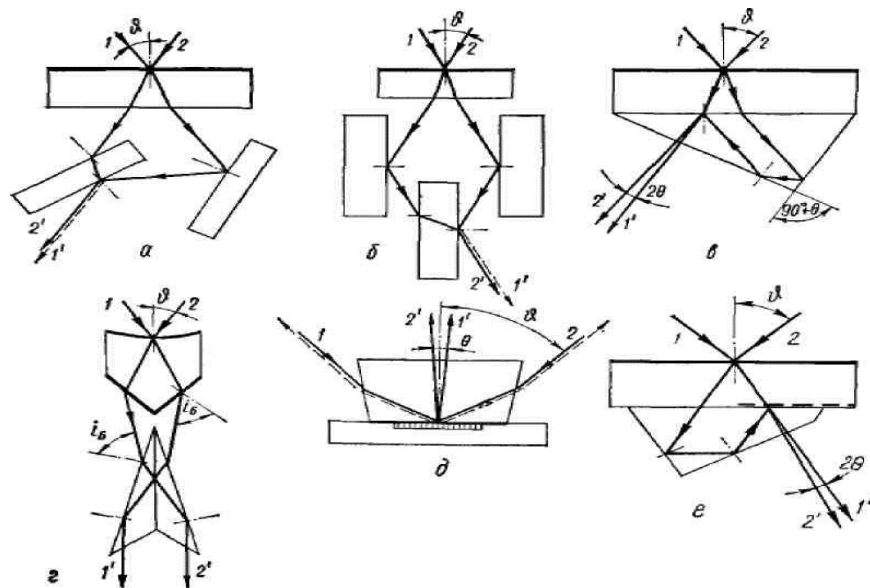
2.4-расмда кўрсатилган схема бўйича йиғилган одатдаги гироскоп қуйидаги параметрларга эга: $L = 45$ см; $\lambda_0 = 0,6328$ мкм; $P_{\text{He}} / P_{\text{Ne}} = 5:1$; $P_{\text{He}} - P_{\text{Ne}} = 600$ Па; $I_p \sim 30$ мА; $\eta = 0,25$; $\Delta V_N / \Delta V_D \sim 0,1$; $F_{\text{pф}} = 50$ Гц (бурчак тезлик 5×10^{-7} рад/с $\leq \Omega(t) \leq 2$ рад/с оралиғида $\Omega(t) \leq 5 \times 10^{-7}$ рад/с ҳатолик билан ўзгарганда). Лазерли гироскоп 30 с. давомида лазер нурланиши частотасининг керакли нисбий ностабиллигини $S_v \leq 0,5 \times 10^{-5}$ Гц, кучайтириш коэффициентининг $\Delta G \leq 10^{-5}$ ва разряд токининг $\Delta I_p \leq 5 \times 10^{-3}$ ностабиллигини таъминлайди.



2.4-расм. Бир каналли лазерли гироскопнинг функционал схемаси : β — $\Omega(t)$ векторининг оғиш бурчаги; x — санок координатаси ўқи.

2.3. Интерференцион аралаштиргичларнинг оптик схемалари

Халқасимон резонаторнинг қайтарувчи элементларидан биридан чиқаётган учрашувчи нурланишнинг частоталар фарқини ажратиш учун махсус оптик қурилмалар ёрдамида аралаштирилади. Лазер гироскопнинг ишлаш принциpidан учрашувчи нурланишда $\Omega(t)$ мавжудлиги ҳақидаги ахборотни ташувчи тўлқинларнинг бир қисм энергияси оптик аралаштиргичнинг ишчи ёқларида интерференцияланади. Учрашувчи нурланишларнинг интерференциясини амалга ошириш учун оптик аралаштиргичларнинг турли схемалари ишлатилади. Одатда аралаштиргичларнинг уч хил кўриниши қўлланилади: кўзгули, призмали ва голографик. Лазерли гироскоп резонаторининг моноблочки конструкцияси учун призмали аралаштиргич аниқлик нуқтаи назаридан энг қулайи ҳисобланади. Интерференцион манзарани фазовий танлаш ва бурчак тезликнинг ишорасини аниқлаш учун аралашма олдида турли шаклдаги диафрагмалар ўрнатилади. Масалан, кўчишни қайд қилувчи қурилмаларда ва лазерли гироскопларда оптик симметрик бўлмаган диафрагмалар қўлланилади.

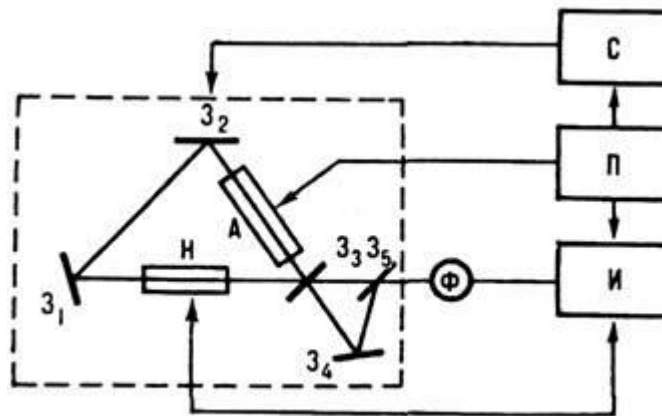


2.5-расм. Учрашувчи нурланишларни интерференцион аралаштиргичнинг уч кўзгули (а), тўрт кўзгули (б), призмали (в, е), комбинациялашган (г) ва голографик (д) оптик схемалари

2.4. Лазерли гироскопларнинг ишлаш принципи

Лазерли гироскопнинг назарий ишлаш принципи махсус нисбийлик назарияси (МНН) асосида тушунтирилади.

МНН га асосан ёруғликнинг тезлиги ҳар қандай инерциал санок системасида доимийдир лекин у ноинерциал санок системасида ўзгариши мумкин. Қурилманинг айланиш йўналиши ва унга қарама қарши йўналишда нур туширилганда айланиб ўтиш учун кетган вақтлар орасидаги фарқ оптик йўллар фарқини ва бурчак тезликни аниқлашга имкон беради. Лазерли гироскопнинг ишлаш принципи ҳалқали оптик резонатордаги қарама қарши тўлқинларнинг частоталари фарқининг инерциал санок системасига нисбатан айланиш тезлигига боғлиқлигига асосланган. Толали оптик гироскопдан фарқли равишда лазерли гироскоп бурчак ўзгаришини аниқлашга имкон беради.



2.6-расм. Лазерли гироскопнинг принципиал схемаси:

$Z_1 - Z_3$ - кўзгулар; A – фаол мухит; Z_4, Z_5 – учрашувчи тўлқинларни аралаштирувчи кўзгу (Z_6 - яримшаффоф); H - боғлиқ бўлмаган элемент; Φ - фотодетектор; Π – ток манбаи; C – лазер параметрларини стабиллаштириш тизими; $И$ – ахборотни қайта ишлаш тизими.

2.6-расмда ҳалқали лазер резонатори қаттиқ асосга ўрнатилган ва ёпиқ траектория ҳосил қилувчи 3 та кўзгудан ташкил топган.

Учрашувчи тўлқинларнинг частоталари фарқи уларнинг контурни айланиб ўтишларига кетган вақтлар фарқи натижасида юзага келади. Умумий нисбийлик назариясига асосан айланувчи контурни айланиб ўтиш вақтлари орасидаги фарқ $\Delta\tau$ классик кинематика асосида аниқланиши мумкин

$$\Delta\tau = \tau_0 (4S\Omega/cL)\cos\gamma \quad (2.12)$$

Бу ерда

τ_0 –кўзгалмас контурни айланиб ўтиш вақти,

S, L – контурнинг юзи ва оптик периметри,

Ω - бурчак тезлик (рад/с),

γ - контур текислигига нормал ва айланиш ўқи орасидаги бурчак.

$\Delta\tau$ оптик йўллар фарқи билан

$$\Delta\tau / \tau_0 = \Delta L / L$$

Муносабат орқали боғланганлиги, L резонаторнинг хусусий частотасини анилаганлиги учун учрашувчи тўлқинлар учун айланувчи резонаторнинг частоталари

$$\nu_{\pm} = \nu_0 \pm 2 \nu_0 (S\Omega/cL)\cos\gamma \quad (2.13.)$$

га тенг бўлади, бу ерда

$\nu_0 = mc/L$ – кўзгалмас резонатордаги тўлқин частотаси (m – бутун сон).

$(\nu_- - \nu_+)$ катталик контур шаклига ва айланиш ўқининг ҳолатига боғлиқ бўлмайди, шунинг учун

$$\Delta\nu = \nu_- - \nu_+ = K \Omega \cos\gamma \text{ (Гц)} \quad (2.14.)$$

кўринишда ёзилиши мумкин, бу ерда $K=4S/\lambda_0 L$ лазерли гироскопнинг масштаб коэффиценти дкйилади,

$\lambda_0 = (\lambda_+ + \lambda_-)/2$ – қўзғалмас лазерли гироскоп нурланишининг тўлқин узунлиги.

Частоталар фарқи $\Delta\nu$ ($\sim 10^{-2}$ - 10^5 Гц) ҳалқасимон резонатордан ярим шаффоф кўзгу орқали чиқарилган учрашувчи тўлқинлар энергиясининг кичик қисмидаги силжиш фазосида фотодетектор орқали ажратиб олинади. Аралаштиргич Z_4 , Z_5 кўзгулардан ёки синдириш бурчаги 90° бўлган призмадан ташкил топган. Фотодетектор чиқишидаги синусоидал ўлчов қурилмасида импульслар кетма кетлигига айлантирилади ва санагичда қайд қилинади. Импульслар сони ҳалқали лазер текислигида бурилиш бурчагига пропорционал бўлади. Санагич чиқишидаги $\Delta\phi \leq 1''$ ли битта импульс лазерли гироскоп бурилишига мос келади. К нинг катта қиймати лазерли гироскопнинг кичик ўлчамларида кичик айланиш тезликларини ўлчашга имкон беради. Масалан, томони 10 см бўлган квадрат шаклидаги резонаторга эга бўлган ҳалқасимон гелий-неон лазерда ($\lambda_0 = 6,328 \times 10^{-6}$ см) $K = 1,58 \times 10^5$. Бунда ернинг 15 град/соат бурчак тезлик билан айланишида 60° кенгликда қайд қилинганда $\Delta\nu \approx 10$ Гц бўлиши керак. Ернинг айланиш тезлигини доимий ва аниқ деб ҳисоблаб, гироскоп жойлашган нукта кенглигини $\sim 1'$ аниқликда ўлчаш мумкин.

Квант механиси нуктаи назаридан лазерли гироскопнинг айланиши карама қарши тарқалувчи фотонлар энергиясинининг $h\nu_{\pm}$ редставляет собой прибор, вращение которого вызывает изменение энергий $h\nu_{\pm}$ ва орбитал моментларининг $L_{\pm}$ ўзгаришини келтириб чиқаради:

$$h\nu_{\pm} = h\nu_0 \pm L_{\pm} \Omega \quad (2.15)$$

бу ерда $L_{\pm} = h\nu_{\pm} (R/c)$ - орбитал моментлар проекциялари,

$R = 2S/L$ – орбитанинг эффектив радиуси.

(2.15) дан $\Delta\nu = \nu_0 (4S\Omega/cL)$ келиб чиқади. $\nu_0/c = \lambda_0$ бўлганлиги учун

$$\Delta\nu = \lambda_0 4S\Omega/L \quad (2.16)$$

$\Delta\nu(\Omega)$ боғлиқлик (лазерли гироскопнинг чиқиш характеристикаси). реал ҳалқасимон лазерда фаол мухитнинг нозичли хоссалари ва учрашувчи тўлқинларнинг ўзаро боғлиқлиги туфайли (2.16) дан фарқ қилади. Кичик частоталар соҳасида учрашувчи тўлқинлар боғлиқлиги частоталарнинг ушланишига олиб келади. Шунинг учун лазерли гироскопнинг чиқиш характеристикаси айланишни сезмаслик соҳасига эга (ушланиш зонаси $\Omega_0 \div \Omega_{01}$). Бундан ташқари, $\Delta\nu(\Omega)$ боғлиқлик гистерезис характерга эга. Сочилган тўлқинларнинг тескари сочилиш R ва фазасининг ε ўзгариши частотанинг

$$\Delta\nu = K(\Omega^2 \pm \Omega_0^2)^{1/2} \cos\gamma \quad (|\Omega| \geq \Omega_0) \quad (2.17.),$$

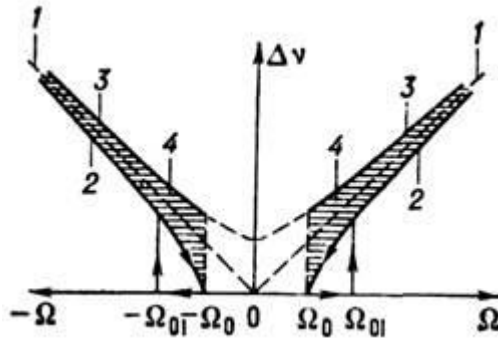
ўзгаришига олиб келади, бу ерда $\Omega_0(R, \varepsilon)$ -ушлаб олиш зонаси катталиги ($\Delta\nu = 0$ при $|\Omega| < \Omega_0$)

Энг яхши лазерли гироскоплар учун $\Omega_0 \leq 10^{-3}$ рад/с.

Кичик частоталарни қайд қилиш учун лазерли гироскопда ҳалқасимон резонаторнинг нодаврий тебранишлари ёрдамида учрашувчи тўлқинларнинг бошланғич частоталари ажратилади. Бошланғич ажратиш шунингдек, резонатор ичига частотаси ўзаро боғлиқ бўлмаган элементлар киритиш орқали ҳам ҳосил қилинади. Кўпинча Фарадей эффектига асосланган ўзаро боғлиқ бўлмаган элементлар қўлланилади.

Лазерли гироскопда фаол мухит сифатида одатда биржинсли бўлмаган кенгайган ўтиш чизиғи билан характерланувчи газсимон неон изотопларининг (^{20}Ne , ^{22}Ne) Не билан аралашмаси ишлатилади. Бу учрашувчи тўлқинлардаги нуқсонларни йўқотиш ва юқори стабилликка эришишга имкон беради. Ўлчаш аниқлигининг чегараси $\Omega \sim 10^{-4}$ град/соат учрашувчи тўлқинлар частоталари фарқининг табиий флуктуациялари билан

аниқланади. Реал лазерли гироскопларда 1 с. ўлчашда $\Omega \sim 10^{-2}-10^{-3}$ град/соат ўлчаш аниқлигига эришилади.



2.7-расм. Лазерли гироскопнинг частотавий хараakterистикалари:

1 - идеал ($\Delta \nu = K\Omega \cos \gamma$), 2, 3 - назарий ($\Delta \nu = K(\Omega^2 \pm \Omega_0^2)^{1/2} \cos \gamma$), 4 - реал.

Лазерли гироскоп механик гироскопларга нисбатан қуйидаги афзалликларга эга:

- гироскопни ҳаракатланаётган объектларга ўрнатилганда ҳам ишлатиш мумкинлиги;
- маълумотларни рақамли кўринишда олиниши;
- бурчак тезликнинг катта диапазони;
- оптикча юкланишни сезмаслиги ва ишга тушиш вақтининг камлиги (1 с).

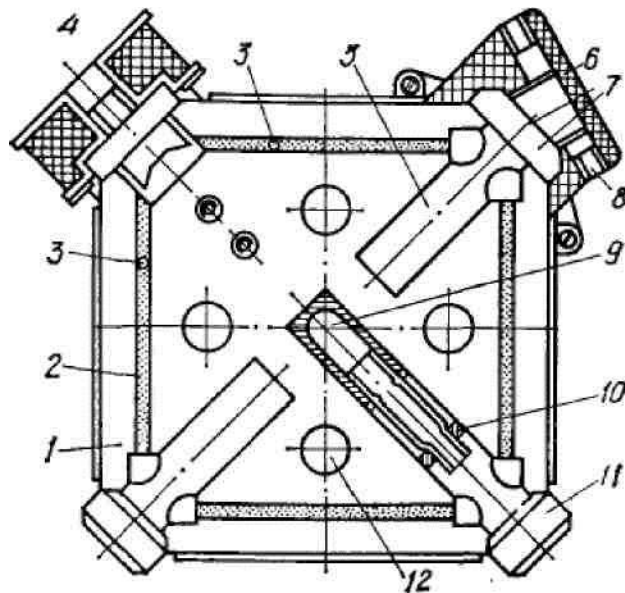
2.6. Лазерли гироскоплар тузилишининг ўзига хос хусусиятлари

Ҳозирги кунда конструкторларнинг диққат эътибори қаттиқ, кичик ўлчамли ва монолит ҳалқасимон лазерли гироскоплар яратишга қаратилган. Ҳозирги конструкцияларда учбурчакли, тўртбурчакли, моноблокли ва толали оптик ҳалқали резонаторлар қўлланилмоқда. Моноблокли резонаторлар чизиқли кенгайиш коэффиценти кичик бўлган материаллардан тайёрланади: инвар, куйма кварц, ситалл и констасил ва ҳоказо, улар параметрлар стабилляси муаммосини, хусусан чиқиш характеристикасини қисман ҳал қилишга имкон беради. Бу бир модли иш режими ва қувват ва частотани автоматик стабилизациялаш орқали амалга оширилади. Учиш аппратларига ўрнатиладиган бурчак тезлик датчиклари ихчам бўлиши керак $\sim 1 \text{ кг/дм}^3$. Бундай қурилманинг ишлаш муддати 5000... 14 000 соат ва сақланиш муддати 14 йил бўлиши керак. Лазерли гироскопларнинг сўнгги конструкцияларидан бирида труба ва кўзгулар ўрнига юқори сифатли куйма кварц қўлланилган, унда генерацион каналлар учун тешик ва коваклар ҳосил қилинган. Унда иккита анод, катод ва газлар аралашмаси тўлдириш учун тешик ҳам бор. (2.8-расм). Тўрт тешик генерацион канал ҳосил қилади— доиравий кесимли квадрат световод, у He^3 ва Ne^{20} , Ne^{22} газлар аралашмаси билан тўлдирилган бўлиб, газ разрядли трубка вазифасини ҳам ўтайди.

Тўртёқнинг учта бурчагида учрашувчи тўлқинларни қайтарувчи диэлектрик билан қопланган кўзгулар маҳкамланган. Тўртинчи бурчакда камраб олиш ходисаларини йўқотиш учун Фарадейнинг магнит оптик эффектига асосан частоталарни силжитиш элементи конструкцияси ўрнатилган.

Моноблок конструкциянинг барча деталлари маҳкамланади: Фарадей ячейкаси; кўзгулар; фотодиодли оптик аралаштиргич; кучайтиргич-шакллантиргич; дамлаш схемасининг балансирловчи резисторлари; куйдириш

ва дамлаш электродлари. Ўзаро электрик таъсирни йўқотиш учун балансирловчи резисторлар, куйдириш ва дамлаш электродлари монблокка маҳкамланган изоляцион платага ўрнатилади. Дамлаш анодлари плазманинг бузувчи таъсирларини ва каналларнинг ифлосланишини камайтириш мақсадида кимёвий тоза молибден ёки никелдан тайёрланади. Уларни ўрнатиш ҳамда анодлар йиғилгандан кейин газоразряд трубкага тегиб туриши учун моноблокда контур текислигига перпендикуляр ва диаметри 0,25 см бўлган иккита тешик очилган. Дамлашнинг манфий электрод вазифасини совуқ катод ўтайди. Уни ўрнатиш учун моноблокда 1,2 см ли тешик очилган.



2.8-расм. Монобласти лазерли гироскоп конструкцияси схемаси:

1- кварц моноблок; 2- газоразряд каналлар; 3 - анодлар; 4 – частоталар элементи; 5 —газли (гелий-неонли) фаол муҳит учун идиш; 6 - призмали оптик аралаштиргич; 7 – чиқиш кўзгуси; 8-фотодиодлар; 9 - совуқ катод; 10- геттер; 11- кўзгу; 12- маҳкамлаш учун тешиклар.

Мос ўлчамли алюмин катодлар гелий-неонли лазерда тўлқин узунлиги

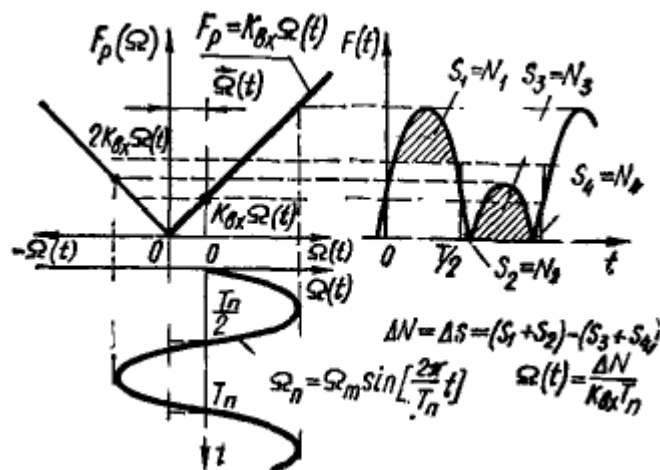
0,6328 мкм бўлган бир модали режимда, газоразряд трубка ҳажми 50 см^3 бўлганда 8000 соат давомида генерация олишга имкон беради. Бу катодлар содда, мустаҳкам ва 5 мА эмиссия токини олиш учун 0,5 Вт қувват истеъмол қилади. Ички ковакда $1,33 \cdot 10^{-2}$ Па гача вакуум ҳосил қилинади, кейин у 10: 1 нисбатда ва 666,5 Па босимда He^3 — Ne^{20} , Ne^{22} лар аралашмаси билан тўлдирилади. Катод ва анод орасига 1 кВ тартибида кучланиш ва 1,5 кВ атрофида куйдириш импульси берилади. Лазерли гироскопнинг асосини моноблочки ҳалқасимон резонатор ташкил қилади, унинг мўътадил ишлашини таъминлаш учун периметр узунлигини $\delta L = \alpha_7 L \Delta T$ атрофида аниқ олиш керак. Шунинг учун, системанинг динамик характеристикаларини яхшилаш ҳамда механик ва иссиқлик тебранишлари таъсирини йўқотиш учун резонатор периметрининг узунлиги автоматик созлаш орқали стабиллаштирилади.

Кварцли ёки ситалли моноблок асосининг томонлари 13 см бўлган квадрат бўлган призмадан иборат. Моноблок баландлиги 3,5 см дан ошмайди. Моноблокда тўғри бурчак остида тўртта диаметри 0,25 см ли каналлар очилган. Совуқ катодларнинг шакли ғовак цилиндрлар ва қопқоқлар, материали — кимёвий тоза алюминий, бериллий, темир ва кам углеродли пўлат. Катодлар стерилловчи қурилма ва дистирланган сув ёрдамида ҳосил қилинади. Қайта ишловдан сўнг улар спиртда ювилади ва вакуумли печкада куйдирилади. Катодни қайта ишлаш эриш температурасигача узоқ вақт давомида газ чиқармаса, яъни вакуум $10^{-4} \dots 10^{-5}$ Па даражада сақлаб турилса, тугалланган деб ҳисобланади. Масалан, алюминли катодлар 100°C температурагача қиздирилади. Кимёвий тоза металллар сиртини водород, азот ёки углерод оксиди муҳитида оксидлаш металнинг чиқиш ишининг ортишига олиб келади. Моноблок марказида фаол муҳитга захира учун генерацион канал билан туташган цилиндрик ковак бор. Бу ковакка катод ўрнатилади, унинг разряд токи газ аралашмасини уйғотиш учун хизмат қилади. Моноблокдаги генерацион каналлар 90° бурчак остида очилган тешиклар ўқларининг кесишиш нуқтасида учрашади, улар ёпиқ контур ҳосил қилади. Призманинг каналлар

кесишган бурчакларида “чукур оптик контакт” усули билан кўзгулар маҳкамланган. Кўзгулар молекуляр занжир кучлари ҳисобига монокблок сиртларига тегиб туради. Бунинг учун контакт сиртлар ғадир $R_z 0,025$ бўлгунча силлиқланади. Яримшаффоф кўзгунинг сирти сферик шаклда бўлиб, шундай созланадики, ундан ўтиб оптик аралаштиргичга тушаётган нур фотодиодга тушади. Призмаларда ҳам ҳалқасимон резонаторлар ишлаб чиқилган. Иккала холда ҳам энг мухими қайтарувчи элементлар энг кичик тескари сочилишга эга бўлиши керак. Баъзи лазерли гироскопларда аралаштиргич, кучйитиргич ва фотодиод битта элементга жойлаштирилган. Резонатор кўзгулари диэлектрик материаллардан юпқа интерференцион қатламли пленкаларни кўп марта ўтқазиб усули билан тайёрланади. Частотани силжитиш элементи из таглик ва тўрт тўлқинли пластикалардан ташкил топган. Суюлтирилган кварцдан қалинлиги 0,2 см ва диаметри 0,8 см бўлган цилиндрик таглик тайёрланган. Таглик ёқларининг параллеллиги 2” аниқликда бажарилган. Қарама қарши ёқларда қалинлиги 72 мкм бўлган кристал кварцдан тўрт тўлқинли пластинка оптик контакт усули билан ўрнатилади. Бу пластинкаларнинг кристаллографик ўқлари бирига нисбатан $90^\circ \pm 2'$ бурчак остида йўналган. Фарадей ячейкаларини тайёрлаш технологиясининг мураккаблиги қалинлиги кичиклиги, уларни монокблокда 8 мм ли ковак ичига ўзаро Брюстер бурчаги остида жойлаштирилиши кераклиги, плазма ҳаракатида ва механик таъсирларга чидамли бўлиши кераклиги билан тушунтирилади. Частоталар фарқи элементига, яъни бурчак тезикни ўлчаш аниқлигига магнит майдонлар, хусусан, ернинг магнит майдони 15% гача таъсир қилади. Магнит майдонлар таъсири бутун лазерли гироскопни экранлаш орқали бартараф қилинади, лекин бунда гироскопнинг хажми ортади ва конструкцияси мураккаблашади. Ернинг магнит майдони қўшимча частоталар фарқи элементи киритиш орқали йўқ қилинади. Бунда умумий йўқотишлар $\sim 0,4\%$ дан ортмаслиги керак.

Даврий “қўйиш” қуйидаги талабларга жавоб бериши керак: қамраб олиш зонасидан ўтишда маълумотларни йўқотишлар лазерли гироскопнинг

сезгирлигидан кам бўлиши керак; “қўйиш” частотаси амплитудаси қамраб олиш частотасидан катта бўлиши керак. $F_{\text{зх}} \sim 1$ кГц қамраб олиш частотали ва $\Delta F_p / F_p \sim 10^{-3}$ нисбий ҳатоликка эга бўлган $\Omega_{\text{п}} - \Omega_{\text{зх}} \leq \Omega(t) \leq \Omega_{\text{п}} + \Omega_{\text{зх}}$ синусоидал даври “қўйиш”ни кўриб чиқамиз. $F_{\text{п}} \sim 0,5$ МГц частотали “қўйиш” частотасини таъминлаш керак, лекин бу техник жиҳатдан қийин. Худди шундай шароитда ва $F_a = 15$ кГц бўлганда нисбий ҳатолик $\sim 10^{-3}$ ни ташкил этади. Бундай қийматни таъминловчи силжиш элементини тайёрлаш қийинчилик туғдирмайди. $T_{\text{ц}}$ даврни танлаш “қўйиш” частотасини танлашни чеклайди $f_{\text{п}} : T_{\text{узг}} = 2NT_{\text{ц}}$, бу ерда $N = 1, 2, 3, \dots$. Қамраб олиш зонасидан ўтаётганда ахборотнинг бир қисми йўқолади ва бу ҳар бир интервалда қўшимча ҳатоликларни келтириб чиқаради. Ўлчаш интерваллариинтегралланганда бу ҳатоликлар қўшилиб, $\Omega(t)$ нинг катта ҳатоликларини ҳосил қилади. (2.9-расм).



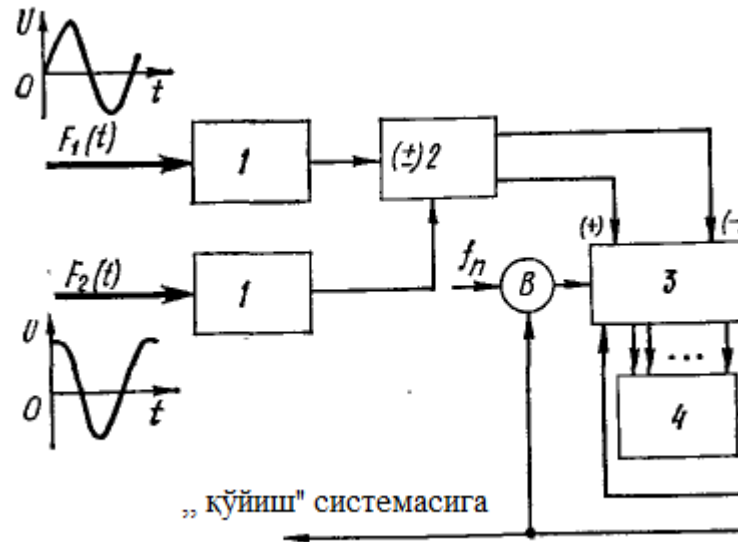
2.9-расм. Синусоидал даврий “қўйиш”да санок импульслари частотасининг ўзгариши

Синусоидал даврий “қўйиш”да $f_{\text{п}}$ частотали сигнал фотоэлектрон ўзгартиргичнинг чиқишида “қўйиш” қонуни бўйича частотаси модуллашган сигналга айланади. Бунда модуляция чуқурлиги ўлчанаётган бурчак тезлик $\Omega(t)$ векторининг ҳалқасимон лазер сезгирлигининг ўқиға проекциясига

пропорционал бўлади, $\Omega(t) = \text{const}$ бўлганда частота девиацияси эса “қўйиш” частотасининг амплитудасига тенг бўлади.

$$\Omega_n = \Omega_m \sin(2\pi f_n t) \quad (2.18)$$

Агар бурчак тезлик ўзгармас бўлса $\Omega(t) = \text{const}$, $\Omega(t) + \Omega_n$ га мос келувчи санок импульслари частотаси $F(t)$ вақт бўйича ўзгаради. Санок импульсларининг алгебраик йиғиндисини амалга оширувчи ўлчов ўзгартигичнинг структуравий схемаси (2.10-расм) реверсив санагич 3, унинг киришига кучайтиргич-шакллантиргичдан 1 чиққан ва белги схемаси 2 орқали ўтувчи санок импульслари $F_1(t)$ и $F_2(t)$ тушади. ЭХМдан тушаётган синхроимпульслар СИ ёрдамида вентиль В $T_{\text{ўзг}}$ вақтга очилади. Бу импульслар бир вақтнинг ўзида $f_n = 1/T_{\text{ўзг}}$ ўтказиш частотасини синхронлаш учун “қўйиш” системасига узатилади. Ўлчаш вақтида реверсив санагичнинг иш режими белги схемаси ёрдамида автоматик ўрнатилади, у $F(t)$ частотанинг чорак даврига силжиган иккита кетма кет санок импульслари асосида $\Omega(t) + \Omega_n$ йиғинди бурчак тезлик йўналишини, яъни интерференцион манзара силжишининг йўналишини аниқлайди. Реверсив санагичда қайд қилинган код қолдиғи ΔN ЭХМга узатилади ва цикл такрорланади.



2.10-расм. Лазерли гироскопнинг синусоидал даврий “қўйиш” билан частота-вақтли ўлчов ўзгартиргич санок импульсларининг структуравий схемаси ва эпюралари.

$F(t)$ ни идеал интеграллашда йиғинди бурчак тезлик $\Omega(t) + \Omega_n$ нинг турли йўналишларига мос келувчи фигуранинг юзалар фарқи ΔS

$$\Delta S = (S_1 + S_4) - (S_3 + S_4) = \Delta N \quad (2.19)$$

га тенг бўлади, шунинг учун

$$\Omega(t) = \Delta N / (K T_{\text{ўзг}}) \quad (2.20)$$

бу ерда

$$\Delta N = (N_1 + N_2) - (N_3 + N_4) \quad (2.21)$$

Ўлчанаётган айланиш тезлиги йўналишини реверсив счетчик (санагич)даги ΔN кодининг кўриниши бўйича ҳам аниқлаш мумкин (тўғри код «+», қўшимча код «—» ни билдиради). $F(t)$ частотани ўлчов ўзгартиргични вақтли ва бир ўлчовли кўринишда тасвирлаш мумкин. Вақтли тасвирлашда ўзгартиргичда берилган вақт интервалида эталон частота даврлари саналади. Бу ҳолда реверсив санагичнинг киришига эталон частота генераторидан импульслар

келиб тушади ва санагичнинг иш режими белги схемаси орқали бошқарилади. Синусоидал даврий “қўйиш” учун

$$\Omega(t) = \Omega_m \sin(\pi/2 T_{\text{ўзг}} \Delta N) \quad (2.22)$$

Бу формуладан ўзгартиргични бундай ясашда ўлчанаётган бурчак тезлик қиймати гироскоп доимийси $K = 4S/(\lambda_0 L)$ га боғлиқ бўлмаслиги келиб чиқади. Бу лазерли гироскопларнинг ҳалқасимон лазерларини ўзаро алмаштириш мумкинлигига имкон беради.

Электрон ўлчагич (ўзгартиргич) битта платада йиғилади. Кучайтиргич-шакллантиргич, белги схемаси ва санагич микросхемаларда тайёрланади.

2.7. Қисқа хулосалар

1. Гироскоплар назариясида Эйлер, Лагранж ва Резаль тенгламалари кенг қўлланилди. Лекин система қанча мураккаб бўлса, унга кирувчи жисмлар ва уларнинг реакциялари шунча кўп бўлади ва Лагранж тенгламалари устунроқ бўлади.
2. Лагранж методи мураккаб гироскопик системаларни тадқиқ қилишда тавсия этилади.
3. Прецессия қоидаси Резаль теоремаси шаклида олинган моментлар қоидасининг натижасидир.
4. Лазерли гироскопнинг бошқа анъанавий механик гироскоплардан афзаллиги қуйидагилардан иборат:
 - гироскопни ҳаракатланаётган объектга ўрнатилганда ҳам ишлатиш мумкин;
 - маълумотни рақамли кўринишда чиқиши;
 - айланиш бурчак тезлигининг катта диапазони;
 - юкланишларни сезмаслив ва теза ишга туширилиши (1 с).
5. Лазерли гироскоплар ўлчов техникаси қурилмаларида, ер усти ориентацияси системаларида, ҳаво ва космик аппаратлар ориентацияси системаларида, платформаси инерциал навигация системаларида кенг қўлланилади.
6. Янги гироскоплар ишлаб чиқариш лазерли гироскопнинг ҳалқасимон резонаторини қаттиқ, кичик ўлчамли ва монолит кўринишда яратишга қаратилган.

III-БОБ. ЛАЗЕРЛИ ГИРОСКОПЛАРНИ БАҲОЛАШ УСУЛЛАРИ ВА ҚЎЛЛАНИЛИШИ

3.1. Лазерли гироскопнинг реал ва потенциал аниқлигини баҳолаш усуллари

Лазерли гироскопнинг аниқлиги математик кутиш ва минимал бурчак тезликнинг ўртача квадратик оғиши орқали характерланади

$$\Omega_{\min} = \Delta F_{p \min} / K. \quad (3.1)$$

$$F_p = \varphi (\Delta\Omega_{\text{др}}, h_0, \eta_{1,2}, Q, F_{\text{п}}, I_p, G, \beta_{\Sigma}, L, T, n, r_{1,2}, \varphi_{1,2}), \quad (3.2)$$

бўлганлиги учун $K=\text{const}$ бурчак тезликни ўлчашнинг йиғинди ҳатолигининг математик кутишини қуйидагича тасвирлаш мумкин:

$$M(\Delta F_{p\Sigma}) = \Delta F_{p\Sigma} = \frac{\partial F_p}{\partial \Delta\Omega_{\text{др}}} \Delta\Omega_{\text{др}} + \frac{\partial F_p}{\partial h_0} \Delta h_0 + \frac{\partial F_p}{\partial \eta} \Delta \eta + \dots, \quad (3.3)$$

бу ерда $A_1 = \partial F_p / \partial \Delta\Omega_{\text{др}}$; $A_2 = \partial F_p / \partial h_0$; $A_3 = \partial F_p / \partial \eta$; ... — хусусий ҳосилалар бўлиб, улардаги биринчи ҳатоликлар йиғинди ҳатоликка таъсир қилади;

$\Delta F_{p\Sigma}$, $\Delta\Omega_{\text{др}}$, Δh_0 , $\Delta \eta$, $\Delta\Omega$ — биринчи ҳатоликларнинг ўртача қийматлари. Узатувчи муносабатларнинг аниқ қийматларидан ва

$$A_1 = K; \quad A_2 = \partial F_p / \partial \left(\frac{K_0}{K} \right); \quad A_3 = \frac{2\Delta F_p \Delta v^2 D}{\Delta v_2 - \Delta v_1} \quad (3.4)$$

биринчи ҳатоликларнинг ўртача қийматларидан фойдаланиб:

$$\Delta\Omega_{\text{др}} \sim 5 \cdot 10^{-3} \text{ рад/с}; \quad \Delta h_0 \sim 10^{-3}; \quad \Delta_{\text{пр}} (T) \sim 15''; \quad \Delta I_p \sim 10^{-2} \text{ мА} \dots, \quad (3.5)$$

периметри L - 40 см ва тўлқин узунлиги $\lambda_0 = 0,63$ мкм бўлган ҳалқасимон лазерда бурчак тезликини ўлчашнинг йиғинди ҳатолигининг математик кутиши учун $M(\Delta\Omega) = 9,7 \cdot 10^{-6}$ рад/с қийматни оламиз. Кейин йиғинди ҳатолик сочилиш марказининг ҳолатини аниқлаш мумкин. Майдон бўйича йиғинди ҳатоликнинг сочилиши биринчи яқинлашишда $A_1 = A_2 = A_3 = A_N = 1$ шарт бажарилганда дисперсия $D(\Delta\Omega)$ ёки йиғинди ҳатоликнинг ўртача квадратик оғиши орқали аниқланади

$$\sigma_{\Omega} = 1/K \times [\sigma_{\text{др}}^2 + \sigma_{\text{л}}^2 + \sigma_{\text{Q}}^2 + \sigma_{\text{э.с.ч}}^2 + \sigma_{\text{Ip}}^2 + (\sigma_{\text{G}}^2 + \sigma_{\text{K}}^2) F_{\text{p}}^2 + \sigma_{\text{3H}}^2]^{1/2} \quad (3.6)$$

бу ерда $\sigma_{\text{др}}$ – частоталар фарқининг флуктуацион ҳатолигининг ўртача квадратик оғиши; $\sigma_{\text{л}}$ – чизиклаштириш ҳатолигининг ўртача квадратик оғиши; σ_{Q} – саҳийлик ҳар хиллиги туфайли резонатор частота силжишининг ўртача квадратик оғиши; $\sigma_{\text{э.с.ч}}$ – частота силжиши элементи пааметрларининг ностабиллиги туфайли келиб чиқадиган ҳатоликнинг ўртача квадратик оғиши; σ_{Ip} – моноблок каналларида разряд токи фарқлари туфайли келиб чиқадиган ҳатоликнинг ўртача квадратик оғиши; σ_{G} – фаол мухит кучайтириш коэффициентининг ностабиллиги туфайли келиб чиқадиган ҳатоликнинг ўртача квадратик оғиши; σ_{K} – резонатор йўқотишлари ностабиллиги туфайли келиб чиқадиган ҳатоликнинг ўртача квадратик оғиши; σ_{3H} – лазерли гироскоп айланиш ишорасини аниқлашда келиб чиқадиган частолар фарқидаги ҳатоликнинг ўртача квадратик оғиши. Мисол сифатида периметри L - 40 см ва λ_0 - 0,63 мкм бўлган тўғри тўрт бурчакли резонаторли гироскоп учун бу тенгликка кирувчи катталикларнинг сон қийматларини аниқлаймиз. Резонатор параметрларининг стабиллиги учун қуйидаги шартлар бажарилади деб ҳисоблаймиз: периметр ностабиллиги $\delta L \sim 0,05\lambda_0$, яъни $\delta L/L \leq 10^{-7}$; дамлаш токининг ностабиллиги $\Delta I_{\text{H}}/I_{\text{H}} \leq 10^{-2}$; разряд токининг ностабиллиги $\Delta I_{\text{p}}/I_{\text{p}} \leq 2 \times 10^{-3}$. $F_{\text{n}} = 50$ кГц учун $I_{\text{p}} \sim 30$ мА. У ҳолда: ($\sigma_{\text{др}} \sim 5,8 \times 10^{-2}$ Гц; $\sigma_{\text{л}} \sim 4,8 \times 10^{-2}$ Гц; $\sigma_{\text{Q}} \sim 1,74$ Гц; $\sigma_{\text{э.с.ч}} \sim 1,5$ Гц; $\sigma_{\text{Ip}} \sim 0,12$ Гц; $\sigma_{\text{G}} \sim 0,5$ Гц; $\sigma_{\text{K}} \sim 0,53$ Гц ва ўлчанаётган бурчак тезлик йиғинди ҳатолигининг ўртача квадратик оғиши

$\sigma_{\Omega} \sim 12,1 \times 10^{-6}$ рад/с. Лазерли гироскопнинг аниқлиги шунингдек, частоталар фарқини ўлчовчи электрон қурилма ҳатолигига ҳам боғлиқдир. Умумий ҳолда йиғинди ҳатоликнинг ўртача квадратик оғишини

$$\sigma_{\Omega\Sigma} = \sqrt{\sigma_{\Omega}^2 + \Delta_{\text{и.п.}}^2}. \quad (3.7)$$

кўринишда тасвирлаш мумкин, бу ерда $\Delta_{\text{и.п.}}$ – электрон ўзгартиргичнинг ўлчаш ҳатолиги.

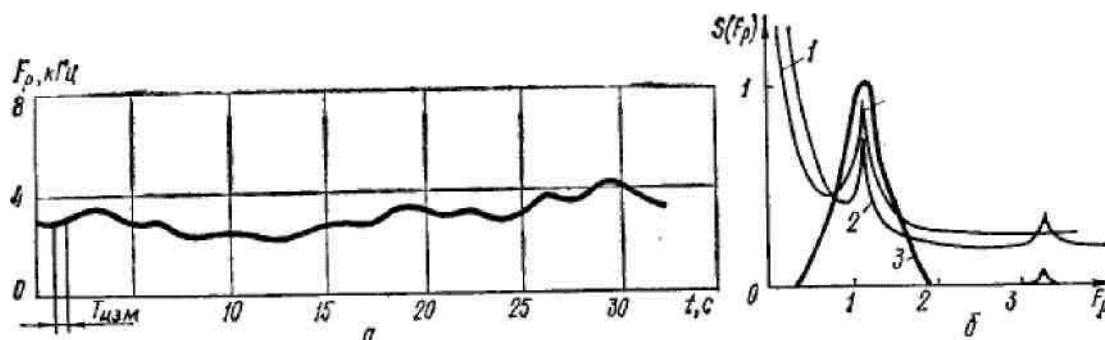
Агар $\sigma_{\Omega} = \Delta_{\text{и.п.}}$ деб фараз қилинса, лазерли гироскоп аниқлигини 5×10^{-7} рад/с га етказиш учун ҳалқасимон лазер чиқишида частоталар фарқини ўлчашдаги ҳатолик 5×10^{-2} Гц дан ошмаслиги керак. F_p фазани ўлчашда бундай аниқлик олиш учун ўлчаш вақти $T_{\text{ўзг}} > 10$ минут бўлиши керак, амалда ҳар доим ҳам бунга эришиб бўлмайди. Агар фаза югуришини давр бўйича ёки синусоидал сигнал даври бўйича ўлчагса, ўлчаш вақтини анча камайтириш ва ўртача частотани ўлчашдан оний частотани ўлчашга ўтиш мумкин. Лекин бу ҳолда ўзгартиргичда сигнал ва шовқинлар қувватларнинг нисбати катта бўлиши талаб этилади: $P_{\text{чик}} / P_{\text{ш}} \sim 10^4$, чунки частотометрда ўлчанган ҳатоликнинг вақт бўйича ўртачаси

$$\Delta_{\text{и.п.}} = [0,5 T_{\text{ўзг}} (P_{\text{чик}} / P_{\text{ш}})]^{1/2} \quad (3.8)$$

ифода орқали аниқланади. Шунинг учун юқори аниқликдаги лазерли гироскопларнинг ахборотни олиш, кучайтириш, шакллантириш ва қайта ишлаш қурилмаларида хусусий шовқинлар даражасига қатъий талаблар қўйилади. Шунингдек, аниқликни ошириш учун ёруғлик тўлқинлари энергиясини электр сигналларга айлантиришда пайдо бўладиган шовқинларни камайтириш ҳам муҳим аҳамиятга эга.

Бажарилган ҳисоб китоблар шуни кўрсатадики, лазерли гироскоп параметрлари стабиллиги учун танланган шароитларда $\Omega(t)$ ни ўлчашда F_p катталиклнинг чиқишида флуктуациялар юзага келади. (3.1-расм). Янада юқорироқ аниқликка эришиш учун ҳалқасимон лазернинг параметрлари қуйидаги шартларни қаноатлантириши керак: разряд токининг стабиллиги $\Delta I_p / I_p \leq 10^{-6}$;

дамлаш стабиллиги $\Delta I_n / I_n \leq 10^{-6}$; учрашувчи нурланишлар сахийликлари фарқи $\Delta Q_{1,2} \leq 10^{-6}$; периметрнинг стабиллиги $\Delta L_p / L_p \leq 10^{-7}$.



3.1расм. Лазерли гироскопнинг вақт
интервалида ўлчашда чиқиш сигнали

$T_{\text{ўзг}} = 0,5$ с. (а) ва частоталар фарқи F_p нинг спектрал зичлиги;

(б): 1- синусоидал «қўйиш»; 2 – тўғри бурчакли «қўйиш»; 3 – частоталарни ўтказиш полосаси.

Кўрсатилган катталикларни амалга ошириш одатдаги ташқи таъсирларда мураккаб техник масала ҳисобланади..

3.2. Қамраб олиш зонасининг таъсири

Ҳалқасимон лазерли гироскопларни тадқиқ этиш 1960 йилларда бошланган. Ҳозирги кунда $0,001^\circ/\text{соат}$ ажрата олиш қобилияти ва ноль нуқта стабиллигига эришилган. Ҳозирги кунда ҳалқасимон лазерли гироскоплар нафақат «Боинг» 757/767 самолетларида, балки А310 аэробусларида ҳам қўлланилмоқда.

Шундай қилиб, ҳалқасимон лазерли гироскоп амалда қўллаш даражасига етди, лекин ҳали ечилмаган муаммолар бор:

1. Бурчак тезликнинг кичик қийматларида чиқиш сигналининг ночизиқлилиги.
2. Лазерда газлар оқими туфайли чиқиш сигнали дрейфи.
3. Иссиқликдан кенгайиш, босим ва механик деформациялар таъсирида оптик йўллар фарқининг ўзгариши.

Бу муаммолардан энг муҳими биринчисидир. Бурчак тезликнинг кичик қийматларида генерацияланаётган ёруғлк тўлқинларининг частоталари фарқи камаяди, бу синхронлашга ва айланишни сезмасликка олиб келади. (бунда одатдаги чегара $10^\circ/\text{соат}$). Юқорида кўрсатилган ажрата олиш қобилияти ($0,001^\circ/\text{соат}$) бутун системани микротебранишларга келтириш (Дейз методи) орқали амалга оширилади.

Шунингдек, лазерли гироскоп камчиликларга ҳам эга. Уларнинг қўшимча ёрдамчи системалар билан бирга ўрнатилиши кераклиги, калибровкалаш қийинлиги, қамраб олиш зонаси мавжудлиги, қайтарувчи кўзгулар сифатига боғлиқлиги, тасодифий ва систематик дрейфлар ва ҳоказолар киради. Лазерли гироскопнинг ишлашига тескари сочилиш, яъни лазер нурининг кўзгулар сиртида ва молекулаларда сочилиши салбий таъсир кўрсатади. Тескари сочилиш ҳалқалар манзарасини шундай ўгартирадики, у корпус билан биргаликда бурилади. Тескари сочилишни йўқотиш ва

минимумга келтириш лазерли гироскопларни лойihalаш ва тайёрлашда юқори аниқликни талаб этади.

Лазерли гироскоплар ишида асосий муаммолардан бири қамраб олиш соҳасининг мавжудлигидадир, у қайтаруви кўзгулар сифати билан аниқланади. Қайтариш коэффициентини ошириш катта моддий технологик қийинчиликлар билан боғланган. Қамраб олиш зонаси билан курашишда “вибрацион частотали қўйиш” кенг қўлланишга эга бўлди. Бу методда лазерли гироскоп эластик осмага маҳкамланади ва электромагнит ёки пьезоэлектрк моментли қурилмалар ёрдамида мажбурий бурчак тебранишлари таъсир қилинади. Бугунги кунда амалда қамраб олиш зонасини камайитиришнинг ягона йўли резонатор тебранишларини квази тасодифий даврий функция ёрдамида амплитудавий модуляциялашдир. Модуляцияловчи функция шундай танланадики, тебранишлар амплитудаси нормал тақсимланган ва уларнинг автосозлаш функцияси тезда сўнади. Бу методнинг асосий камчилиги резонатор кичик тезликлар зонасидан ўтаётганда ҳатоликлар келиб чиқади, бу доимий дрейфлар (оқ шовқин) ҳосил бўлишига олиб келади. Лазерли гироскоплар сигналлари интеграллангандан кейин қўлланилади, бу ҳатоликлар ҳам интеграллашда қатнашади. Шовқин интегралли ностационар жараён бўлиб, унинг дисперсияси вақт ўтиши билан чизикли ортади. Шундай қилиб, сигнал таркибида вақт ўтиши билан ортиб боровчи ҳатолик юзага келади. “Вибрацион частотали қўйиш” (ВЧҚ) билан ишлаганда қамраб олиш зонасини тадқиқ қилиш учун лазерли гироскопнинг классик тенгламасини ўзгартириш тавсия этилган

$$Y + W_0 \sin y = W_1 + W_2 \sin(nt) \quad (3.9)$$

бу ерда W_0 – ВЧҚ тебранишлари йўқлигида синхронлаш полосасининг чегараси; W_1 – лазер айланишида келиб чиқадиган тезлик; W_2 – ВЧҚ тебранилари амплитудаси; n - қўйиш тебранишлари частотаси.

Тенгламанинг чап тарафидаги иккинчи хад қамраб олиш таъсирини кўрсатади, у жараённинг ночизикли бўлишига олиб келади. Тенгламадаги қамраб олиш зонасининг таъсирини таҳлил қилиш учун тасодифий ВЧҚ уланган. Частотали қўйиш борлигида қамраб олиш таъсири асосан кичик бурчак тезликларда, яъни резонаторнинг мувозанат ҳолатдан энг катта оғишларида пайдо бўлади. Натижада ҳатоликлар юзага келади. Экстремумлар (90° ва 270°) учун ҳатоликлар максимал бўлади. Бу факт лазерли гироскоп сигналида оқ шовқин бурчак тебранишларининг амплитуда қийматларда юзага келади дейишга асос бўлади. Натижада ВЧҚнинг ҳар бир тактидаги ҳатоликнинг катталиги ва ишораси резонатор бурчагининг амплитуда қиймати билан, яъни фотоқабул қилгичдаги интерференцион манзарага нисбатан аниқланади. Механик экстремумлардаги ўлчаш ҳатоликлари ВЧҚда келиб чиқадиган ҳатоликларга кучли таъсир кўрсатади ва тасодифий дрейф дейилади. Тасодифий дрейфлар билан курашиш учун турли миқдордаги фильтрлар тавсия этилган. Улар ичида энг оптимали чизикли, сигнални оддий ўртачалаштирувчи фильтрлардир. Ночизикли фильтрлар ҳам таклиф қилинган, лекин улар сигналнинг бузилишига олиб келади. Амалда бу ҳатоликлар билан курашишнинг ягона йўли кузатиш давомийлигини кўпайтиришдир. Бурчакни ўлчашдаги ҳатолик вақтдан олинган квадрат илдизга тўғри пропорционал, бурчак тезликни ўлчашдаги ҳатолик эса унга тескари пропорционал бўлади.

Кўриб ўтилган филтрлаш оптимал бўлса ҳам, лекин самарали эмас, чунки аниқликни N марта ошириш учун N^2 марта кўп вақт талаб қилинади. Шунинг ҳатоликни камайитиришнинг бошқа альтернатив йўллари кидириб топиш долзарб муаммолардан биридир. Бу муаммонинг ечилиши ўлчаш вақтини камайитиришга, лазерли гироскоплар тезлигини ва аниқлигини оширишга имкон беради.

Оқ шовқинли дрейфни филтрлашнинг самарадорлиги кам, шунинг учун бу ҳатоликлар билан курашиш учун уларни юзага келтириш сабабалари топиш ва камайтириш талаб этилади.

Юқорида келтирилган математик модел асосида турли частотали қўйишлар (нормал, текис, амплитуда корреляциясинин ҳар хил коэффициентлари) учун лазерли гироскоп дрейфини тадқиқ қилиш мақсадга мувофиқ.

Синхронлаш соҳасининг кенглиги нолга айланадиган тебранишлар амплитудасининг қатор қийматлари (Бессель амплитудалари) бор. Шунинг учун лазерли гироскоп чиқиш характеристикаси $Y(t)$ нинг қўйиш амплитудаси W_2 га боғлиқлигини ўрганиш қизиқиш уйғотади. Қўйиш амплитудаси j ни ушлаб туриш аниқлиги қамраб олиш зонасининг таъсирини йўқотади.

(2.1) тенгламани ечиш j ни 0.0001 аниқликда ушлаб туриш 0.001^0 /соат тезликни ўлчашга имкон беришини кўрсатди. Лекин бу ҳолда ҳам ҳақиқий қийматдан оғиш кузатилади. ВЧҚни бу аниқликда ушлаб туриш жуда қийин ва бу метод бурчак тезликни ўлчашга ярамайди.

Идеал ҳолда, қамраб олишнинг бурчак тезлиги нолга тенг бўлганда, оптик ва механик экстремумлар мос тушади. Қамраб олиш тезлиги қанча катта бўлса, экстремумлар шунча фарқ қилади. Бунда жуфт полосаларга нисбатан тебранишларда оптик экстремум механик экстремумдан ўзиб кетади, тоқ полосаларга нисбатан тебранишларда эса аксинча. Шунинг учун интерференцион полосага боғлиқ ҳолда импульслар бериш қутбини ўзгартириб туриш керак.

Амплитуда ортиши билан бурчак тезликка сезгирлик пайдо бўлади. Бурчак тезлик таъсирида тебранишлар маркази секин аста силжийди ва тескари алоқа таъсир қила бошлайди, у бурчак тезликни жуфтлашга ва тебранишларни симметриклашга ҳаракат қилади. Тескари алоқанинг чиқиш қиймати бўйича бурчак тезликни ўлчашга имкон яратилади. Нолга

келтиришда содир бўладиган ўтиш жараёнларини адекват тавсифлашда, шунингдек, моментни нолга келтиришда ВЧҚ динамикасини ҳисобга олиш керак, уни тебранма звено сифатида тавсифлаш мақсадга мувофиқ.

Тескари алоқали лазерли генераторнинг математик модели олинди:

$$\begin{aligned}x_1 &= x_2, \\x_2 &= -(2pf)^2 x_1 - 2d x_2 + a_0 \cos 2pf t \\x_3 &= W_1 + \sin y x_2 + S(D_2 - D_1)\end{aligned}$$

бу ерда

$$a_0 = 2WB_0 = 4dpkD. \quad (3.10)$$

Ҳалқасимон квант генераторнинг математик модели келгуси навигацион системалар талабларини қаноатлантирувчи лазерли гироскоплар яратишга имкон беради. Синов сигнали Бессель амплитудасидан оғиш ва қамраб олиш зонасининг таъсири билан аниқланадиган тескари алоқали лазерли генераторлар яратиш мумкинлиги кўрсатиб берилган. Тебранишлар амплитудаси ва учрашувчи тўлқинлар орасидаги оний фазалар фарқини автоматик созловчи системалар ёрдамида қамраб олиш таъсири йўқотилади ва лазерли гироскопнинг ўлчаш аниқлиги ошади.

3.3. Частоталар фарқининг ностабиллиги

Ҳалқасимон лазер яратишда бир қатор специфик қийинчиликлар, хусусан, резонаторнинг геометрик ўлчамлари ўзгарганда частоталар фарқи ҳамўзгариши билан боғлиқ қийинчиликлар мавжуд. У вибрация ва ташқи мухит температурасининг тебранишларига жуда сезгир, у резонаторни ишдан чиқаришга ва чиқиш сигналининг бузилишига олиб келади. Лазер параметрларига ташқи ва ички таъсирларни санаб ўтамиз. Биринчи гуруҳга вибрация, зарб, температура флуктуацияси, босим ва намлик киради, улар асбобсозликда механик ва климатик уйғонишлар дейилади. Улар резонатор сахийлигини ёмонлаштиради, оптик узунлигини ўзгартиради, учрашувчи тўлқинлар учун сахийликнинг турлича бўлишига олиб келади ва частота созловларини бузади. Иккинчи гуруҳга ташқи ва ички магнит ва электр майдонлари киради. У уйғонишлар частоталар фарқининг стабиллигига таъсир қилади, генерацион каналларда турлича сахийликлар ҳосил қилади, нурланиш частотаси ностабиллигини ўзгартиради. Бундан ташқари, улар кўзгулар қайтариш коэффициентининг камайиши, идиш геометриклигининг бузилиши, генерацион каналли элементларининг эскириши, разряд токининг ўзгариши чиқиш қуввати $\Delta P_{\text{чик}}$ нинг флуктуацияси, тескари сочилиш параметрларининг ортиши $\Delta \Gamma_{1,2}$, $\Delta \Psi_{1,2}$, оптик йўлларнинг ўзгариши $\Delta(l, n_i)$, резонаторда йўқотишларга $\Delta \beta_{1,2}$ олиб келади. Натижада ҳалқасимон лазернинг чиқиш характеристикаларига турлича таъсир қилувчи кесишувчи боғлар юзага келади. Шунинг учун битта параметрни созлаш иккинчисининг ўзгаришига олиб келади. Бу боғларнинг ўзаро боғлиқлик даражасини аниқлашга бағишланган жуда кўп тадқиқотлар мавжуд, лекин бу савол охиригача ечилмаган. Барча ўзгарувчи параметрларни бир вақтда комплекс стабиллашнинг қийинчилиги шундаки, улар таркибий тузилишгагина эмас, балки бу ерда тез ўзгарувчи физик жараёнлар билан, энг аввало кириш таъсирининг $\Omega(t)$ ўзгариши билан боғлиқ. Автоматик ўз ўзини созлаш

системаси тез ва инвариант бўлиши, яъни битта параметр ўзгарганида бошқа параметрлар чегаравий қийматларда ўзгариши керак. Ҳалқасимон лазер параметрлари флуктуацияси баъзи сабабларини аниқлаймиз. Резонаторнинг иссиқликдан кенгайиши оптик узунлик ўзгариши $\Delta(l_i \ n_i)$ нинг асосий сабабидир. Ҳалқасимон лазер температурасининг ўзгариши периметр узунлиги δL нинг камайишига олиб келади. Масалан кварц резонатор (чизиқли кенгайиш коэффициенти $\alpha_t = 5 \times 10^{-7} \text{ K}^{-1}$) 4°C га ўзгарганда, унинг периметри 40 см бўлса, 0,8 мкм га ўзгаради, бу генерацияланаётган нурланиш тўлқин узунлигидан каттадир. Периметрнинг ўзгариши ҳалқасимон лазерининг ишлашига икки томонлама таъсир кўрсатади.

Биринчидан, частоталар фарқининг стабиллиги ўзгаради ва янги резонанс частота юзага келади. Иккинчидан, частоталар фарқи ҳвм ўзгаради, айниқса у катта бурчак тезликларда кузатилади. Масалан, контур периметри δL га ўзгарганда частоталар фарқи

$$F_{PT} = [K \pm \Delta K (T)] \Omega(t) \cos \beta \quad (3.11)$$

га тенг бўлади, яъни чиқиш характеристикасининг эгрилиги температурага боғлиқ холда

$$\Delta K (T) = \pm 4(S + \Delta S) / \lambda_0 \delta L \quad (3.12)$$

га ўзгаради,

$$\Delta F_{PT} = \pm (4S \Omega(t) / \lambda_0 \delta L) \cos \beta \quad (3.13)$$

катталиқ эса бурчак тезлик ўзгарганида частоталар фарқининг ҳатолигидир. Монблок резонатор 50°C га қизиганида ва $\Omega(t) = 2 \text{ рад/с}$ бурчак тезлик билан айланганида $F_p \sim 320 \text{ кГц}$ катталиқка $\Delta F_{PT} \sim 8 \text{ Гц}$ ҳатолик қўшилади, Бу фаол мухитнинг қизиши ҳисобга олинмаганда тўғри бўлади.

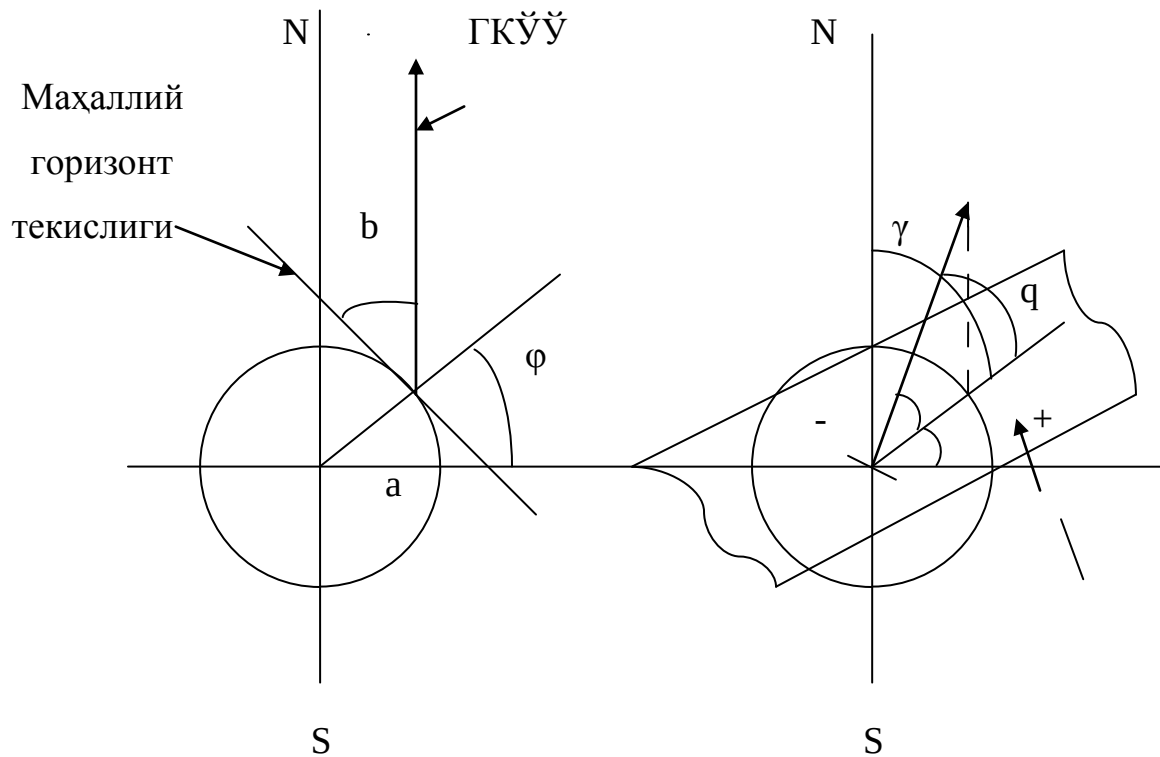
Резонаторнинг оптик узунлиги разряд токининг ўзгариши ΔI_p га ҳам кучли боғлиқ, чунки плазманинг синдириш кўрсаткичи n_r газлар аралашмасидаги электронлар концентрациясига боғлиқ. Атомлар ўтиши спектрал чизиғининг резонанс частотаси силжиши $\Delta \nu_0$ нафақат оптик узунликнинг ўзгариши билан, балки фаол мухит зарраларининг ўзаро

тўқнашуви билан ҳам содир бўлади. Бунда $\Delta\varphi_r = \Delta v_0 t_c$ частотали ўтишнинг фазаси силжийди, бу ерда t_c — тўқнашишлар орасидаги вақт. Силжиш Δv_0 температура ва босимга ҳам боғлиқ. Масалан, парциал босимлар нисбати $P_{He}/P_{Ne} = 10:1$ бўлганда $\Delta v_0 = 20 \dots 5$ МГц/Па. Агар газлар аралашмаси разряд токининг ностабиллиги ΔI_p кузатилса, Лэнгмюр эффектига асосан частоталар фарқининг ностабиллиги келиб чиқади. Бу эффектни резонатор елкаларини юқори частотали майдон билан таъминлаб пасайтириш мумкин.

Лазерли гироскопларни кейинги мукаммаллаштириш унинг параметрларини стабиллаштириш йўлидан бориши керак, бунинг учун гироскопнинг принципиал схемасини, тузилишини ва ўзини мукаммаллаштириш талаб этилади. Лазерли гироскоплар параметрларини стабиллашнинг маълум методлари пассив ва актив методларга бўлинади. Биринчисига резонатор, ток манбаи ва чиқиш занжирларини ташқи ва ички магнит ва электр майдонларидан ҳимоя қилувчи методлар киради. Бу мухандислар муаммоси бўлиб, амалда конструкцияни коррект ишлаб чиқариш ва лазерли гироскоп тайёрлашнинг нозик технологияси асосида ечилади. Актив методларга экстремал мослаштирувчи ситемалар яратиш киради, улар фаол мухит қуввати ва частотаси бузилганда кучайтириш эгри чизиғининг экстремумидан фойдаланиб автоматик стабиллаштиради. Стабиллашнинг актив системалари ишлаб чиқарилаётганда параметрларни пассив стабиллаш ҳам кўзда тутилади (резонатор ва кўзгуларнинг ўлчамлари ва материални танлаш, модларни танлаш ва ҳоказо), бу ҳалқасимон лазер генерацияси бир модали режимини қисман таъминлайди. Резонатор периметри ва разряд токининг ўзгариши автоматик бошқариш системасининг созловчи звеноси ҳисобланади. Бунинг учун резонанс частотага нисбатан чиқиш қувватининг резонатор бузилишига боғлиқлиги $P_{чик}(\eta)$ ишлатилади. Ўзини ўзи созлаш учун резонатор кўзгуларидан бири ҳаракатлана оладиган қилиб ўрнатилади. Шундай қилиб, созлаш ҳатолиги минимал қийматга келтирилиши мумкин.

3.4. Лазерли гироскоп ҳатоликларини таҳлил қилиш

Лазерли гироскоп ишлаганда юзага келадиган ҳатоликларни таҳлил қиламиз. (3.2-расм.).



3.2-расм.

ГКУЎ – гироскопаснинг ўлчов ўқи, a – маҳаллий горизонт текислигига нисбатан сезгирлик ўқининг (СЎ) иккинчи ҳолатда оғиш бурчаги (+), b – ГКУЎ нинг маҳаллий горизонт текислигига нисбатан оғиш бурчаги, q – ГКУЎ проекцияси ва азимут орасидаги бурчак, j – ўлчаш нуқтасининг кенглиги.

Лазерли гироскопнинг вазифаси – гироскопас ўлчов ўқининг (ГКЎЎ) маҳаллий горизонт текислигига проекцияси билан азимут (шимол) орасидаги бурчак q ни аниқлашдан иборат. Умумий ҳолда ГКЎЎ горизонтга b остида оғган. Лазерли гироскоп ва акселерометр айланувчи ва бир неча ҳолатлар маҳкамланган платформага ўрнатилган, уларнинг сезгирлик ўқлари мос тушади ва айланиш ўқига перпендикуляр. Платформа бурилганда сезгирлик ўқи гироскопаснинг ўлчов текислигида силжийди. Биринчи ҳолатда ГКЎЎ ва СЎ лар мос тушади. Лазерли гироскоп аналитик бошқариш пультадан ёки ташқи компьютер ёрдамида ишга туширлади. Ўлчашлар уч босқичда олиб борилади. Биринчи босқичда ер айланиш бурчак тезлигининг проекцияси ва СЎ нинг оғиш бурчаги ўлчанади ва бошланғич азимут аниқланади. Микроконтроллер Octagon 6040 модули энкодер кўрсатишини ўқийди ва платформанинг реал ҳолатини қайд қилади. Кейин 10 секунд давомида платформанинг оғиши ўлчанади ва гироскопнинг кўрсатишлари тўпланади. Улар асосида ОЧнинг дастлабки азимути ҳисобланади. Агар лазерли гироскоп СЎ нинг йўналиши “ғарб-шарқ” йўналиши билан мос тушмаса, электродвигатель ишга тушади ва платформа оптимал вазиятни эгаллайди. Иккинчи босқичда “ғарб-шарқ” йўналишига яқин маҳкамланганда ер айланиш бурчак тезлигининг проекцияси ва ОЧ нинг оғиш бурчаги ўлчанади. “Ғарб-шарқ” йўналишида 230 с давомида гироскоп кўрсатишлари йиғилади. Учинчи босқичда СЎ 180° бурчакка бурилиб, маҳкамланади. Шундан кейин яна 230 с давомида кўрсатишлар тўпланади. Тўпланган кўрсатишлар бўйича азимут ҳисобланади ва натижалар ПАУ дисплейига ёки ташқи ЭХМга узатилади. Натижалар узатилгандан кейин платформа дастлабки ҳолатига қайтади. Лазерли гироскоп ёрдамида олинган ўлчашлар ҳатоликларини баҳолаймиз. ОЧнинг иккинчи ва учинчи ҳолатларида ("+" и "-") ернинг айланиш тезлиги ОЧга проекцияси

$$W_{ПЗ} = \pm (\sin q \times \cos b + \sin a \times \tan j) \quad (3.14)$$

кўринишда бўлади, бу ерда $W_{\text{ПЗ}} = 15,04$ град/ч – ернинг айланиш бурчак тезлиги,

q –ГКЎЎ нинг азимути,

j - ўлчаш нуқтасининг кенглиги,

b –ГКЎЎ ва горизонт текислиги орасидаги бурчак,

a –ГКЎЎ га перпендикуляр ўқ ва горизонт текислиги орасидаги бурчак.

Гироскопнинг чиқиш сигнали иккита ташкил этувчидан тузилган:

$$W_{\text{чик}}^{\pm} = \pm W_{\text{ПЗ}}^{\pm} + W_q \quad (3.15)$$

бу ерда W_q – умумий холда вақт ўтиши балан ва тасодифий ўзгарувчи гироскоп нолининг дрейфи. ОЧнинг ҳар бир ҳолатида лазерли гироскопнинг ўлчаш жараёни бир хил T вақтни олади; ўлчашлар кетма кет минимал вақт оралиғи билан олиб борилади. Ҳар бир T вақт интервалида гироскоп компютери гироскопдан ўлчанган бурчакларни қабул қилади:

$$\Theta^{\pm} = \int \Omega_{\text{чик}}^{\pm} dt = \int (\Omega_{\text{ПЗ}}^{\pm} + \Omega_q(t)) dt \quad (3.16)$$

Ернинг айланиш тезлиги проекциясининг абсолют қийматлари $W_{\text{ПЗ}}^{+}$ ва $W_{\text{ПЗ}}^{-}$ бир бирига тенг, ишоралари эса қарама қарши. Гироскоп нолининг ишораси ва қиймати гироскоп ОЧ йўналишига боғлиқ бўлмайди (ернинг магнит майдони таъсиридан ташқри). Гироскопнинг бу хусусиятларини ҳисобга олган холда гирокомпасда ўлчанган бурчаклар фарқини осон топиш мумкин:

$$\Delta\Theta = \Delta\Theta^{+} - \Delta\Theta^{-} = 2T \Omega_{\text{ПЗ}} + \int_0^T \Omega_q(t) dt - \int_T^{2T} \Omega_q(t) dt = 2T \Omega_{\text{ПЗ}} + \Delta\Theta_q \quad (3.17)$$

Бу ерда

$$\Delta\Theta_q = \int_0^T \Omega_q(t) dt - \int_T^{2T} \Omega_q(t) dt = 2T \Omega_{\text{ПЗ}} + \Delta\Theta_q \quad (3.18)$$

лазерли гироскоп ноли дрейф тезлигининг ўзгарувчанлиги туфайли биринчи марта бурчак ўлчаниб, тўпланган ҳатолик. b ва a бурчаклар акселерометр ёрдамида маҳаллий эркин тушиш тезланишининг проекциясини ўлчаш орқали аниқланади. Умумий ҳолда акселерометрнинг чиқиш сигнали "+" ва "-" ҳолларда:

$$a^{\pm} = \pm \sin a + a_0^{\pm}. \quad (3.19)$$

га тенг. Бошланғич ҳолатда акселерометрнинг чиқиш сигнали

$$a = q \sin b + a_0, \quad (3.20)$$

га тенг бўлади, бу ерда a_0 – бошланғич ҳолатда акселерометр нолининг силжиши.

(5) ва (6) тенгламалардан b ва a бурчакларни аниқлаймиз:

$$\sin a = [(a^{+} - a^{-}) + (a_0^{+} - a_0^{-})]/2q = (a^{+} - a^{-})/2q + \Delta a_0/2q, \quad (3.21)$$

бу ерда $\Delta a_0 = (a_0^{+} - a_0^{-})$ – акселерометр нолининг тасодифий ташкил этувчиси.

Мос ҳолда

$$\sin b = [a - (a^{+} - a^{-} - \Delta a_0)/2] / q. \quad (3.22)$$

(3.1.), (3.4.), (3.7.), (3.8.) тенгламалардан лазерли гироскоп ўлчаш ўқининг азимутини осон топиш мумкин:

$$\sin q = \frac{(\Delta\Theta - \Delta\Theta q)/2T\Omega - (a^{+} - a^{-})/2q \times \operatorname{tg} j - \Delta a_0/2q \times \operatorname{tg} j}{\sqrt{1 - (a - (a^{+} - a^{-} - \Delta a_0)/2)^2/q^2}} \quad (3.23)$$

Азимутни ўлчашлардаги ҳатоликларни баҳолаймиз. Бурчакни аниқлашдаги ҳатоликлар йиғиндиси

$$\Delta q = \sqrt{\Delta q_w^2 + \Delta q_j^2 + \Delta q_{ba}^2 + \Delta q_n^2} \quad (3.24)$$

бу ерда Δq_w – ернинг магнит майдони таъсири ҳисобга олинган холда гироскоп дрейфи билан боғлиқ ҳатоликлар,

Δq_j – жой кенглигини аниқлашдаги ҳатоликлар,

Δq_{ba} – акселометр нолининг силжиши билан боғлиқ ҳатоликлар,

Δq_n – "+" ва "-" ҳолатлар орасидаги бурчакнинг 180° дан фарқ қилиши билан боғлиқ ҳатоликлар. Кўриниб турибдики, Δq_n буриш қурилмасининг тайёрлаш аниқлиги билан белгиланади.

Гироскоп дрейфи билан боғлиқ ҳатоликни кўриб чиқамиз.

Дрейф функцияси $Wq(t)$ чизикли монотон ва тасодифий ташкил этувчилар билан яхши тавсифланади:

$$Wq(t) = Wq_0 + At + Wq_{ш} \quad (3.25)$$

бу ерда $|Wq_{ш}(t)| \ll |Wq_0 + At|$.

Бу ердан келиб чиқадики, дрейф функциясининг чизикли ташкил этувчиси фақат кичик қолдиқ тасодифий ташкил этувчи билан аниқланади:

$$\Delta\theta_q = \Delta\theta_{q_{ш}} = \int_0^T \Omega_{q_{ш}}(t) dt - \int_T^{2T} \Omega_{q_{ш}}(t) dt = 2T \Omega_{пз} + \Delta\theta_q \quad (3.26)$$

(3.26) дан гироскоп дрейфи билан боғлиқ ҳатоликни аниқлаймиз. Соддалик учун азимут q , оғиш бурчаклари a ва b 0 дан кам фарқ қилади деб ҳисоблаймиз. У холда $q = \sin q$, $\Delta q_{w_{ш}}$ эса

$$\Delta\gamma = \Delta\theta/2T\Omega \cos\varphi + 0,8S/\Omega \cos\varphi \approx (\Omega_{q_{ш}} + 0,8S)/\Omega_q \cos\varphi \quad (3.27)$$

формула орқали аниқланади, бу ерда S – гироскоп дрейфининг магнит сезгирлиги. Юқори кенгликларда ҳатолик анча ортади (90°).

Жойнинг кенглигини аниқлашдаги ноаниқликлар туфайли юзага келадиган ҳатоликларни Δq_j таҳлил қиламиз. (3.27) даги жой кенглиги j $j_{ист.} + \Delta j$ га тенг, бу ерда $j_{ист.}$ – жойнинг ҳақиқий кенглиги, Δj – жой кенглигини аниқлашдаги ҳатолик. У холда Δq_j

$$\Delta\gamma_\varphi + \gamma = \Delta\theta/2T\Omega_3 \cos(\varphi + \Delta\varphi) - \sin\alpha \operatorname{tg}(\varphi + \Delta\varphi) =$$

$$= \Delta\theta / 2T\Omega_3 (\cos\varphi \cos\Delta\varphi - \sin\varphi \sin\Delta\varphi) - \sin\varphi (\operatorname{tg}\varphi + \operatorname{tg}\Delta\varphi) / (1 - \operatorname{tg}\varphi \operatorname{tg}\Delta\varphi) \quad (3.28)$$

формула орқали аниқланади. Δj кичик бўлганлиги учун $\operatorname{tg}\Delta j = \Delta j$, $\cos\Delta j = 1$.

У ҳолда

$$\begin{aligned} \Delta\varphi_\alpha &\approx \Delta\theta\Delta\varphi / 2T\Omega_3 \cos(\varphi + \Delta\varphi) - \sin\varphi (\Delta\varphi / \cos(\varphi + \Delta\varphi)) \approx \\ &\approx \Delta\varphi / \cos\varphi (\Omega_3 / 2T\Omega - \sin\varphi) \quad (3.29) \end{aligned}$$

Шундай қилиб, ҳатолик катта кенгликларда ва Δj бурчак ортиши билан ортади. Оғиш бурчагини ўлчашдаги ҳатолик акселометр ноли силжишининг шовқин ташкил этувчисига боғлиқ. Кичик бурчаклар учун

$$\Delta b = \Delta a = \Delta a_0 / q \quad (3.30)$$

(3.16) ҳисобга олинганда (3.29) формуладан

$$\Delta j_\alpha = (\Delta a_0 / q) \operatorname{tg}\varphi \quad (3.31)$$

келиб чиқади.

Ҳатоликнинг асосини гироскоп дрейфининг тасодифий ташкил этувчиси ташкил этади. Аҳамияти бўйича иккинчи ўринда – бурчакни ўлчашдаги ноаниқликлар, учинчи ўринда – бурилувчи платформани айёрлашдаги ҳатоликлар туради.

Қисқа хулосалар.

Ҳалқасимон лазерли гироскоплар амалда қўллаш даражасига етди, лекин ҳали ечилмаган муаммолар бор:

1. Бурчак тезликнинг кичик қийматларида чиқиш сигналининг ночизиклилиги.
2. Лазерда газлар оқими туфайли чиқиш сигнали дрейфи.
3. Иссиқликдан кенгайиш, босим ва механик деформациялар таъсирида оптик йўллар фарқининг ўзгариши.
4. Муаммоларни ҳал этишда энг самарали усул уларни келтириб чиқарган сабабларни аниқлаш ва йўқ қилишдир.

Синов сигналида механик частотали қўйишнинг оптимал алгоритмини танлаш мумкин.

Тебранишлар амплитудасини автоматик созлаш лазерли гироскоп аниқлигини оширади.

УМУМИЙ ХУЛОСАЛАР

Бугунги кунда кенг кўламдаги истеъмолчиларни қаноатлантирувчи етарлича аниқ гироскопик системалар яратилган. Ривожланган мамлакатларда ҳарбий саноат комплекси учун ажратиладиган бюджетнинг камайтирилиши билан гироскопик техникани ҳаётий мақсадларда фойдаланишга қизиқиш ортиб кетди.

Кейинги ўн йилликда гироскопик техникадаги эволюцион ривожланиш сифат жихатдан янги ўзгаришларга ўтди. Шунинг учун мутахассисларнинг диққати бундай техникани ностандарт қўллашларга қаратилди. Ўта янги кизиқарли масалалар: фойдали қазилмаларни кидириб топиш, Ер силкинишларини башорат қилиш, темир йўллари ва нефть қувурларни аниқ ўлчаш, медицина ва бошқаларга асосий эътибор қаратилди.

Кейинги йилларда гироскоплар устида олиб борилган илмий тадқиқотларни таҳлил қилиш натижасида қуйидаги умумий хулосаларга келиш мумкин:

1. Гироскопларни тадқиқ этишда қаттиқ жисмлар айланма ҳаракати динамикасининг асосий қонунларини билиш муҳим аҳамиятга эга. Айланиш ўқиға эга бўлган қаттиқ жисмга ташқи кучлар таъсир этмаса ёки уларнинг айланиш ўқиға нисбатан куч моменти нолга тенг бўлса, қаттиқ жисмнинг айланиш ўқиға нисбатан импульс моменти миқдор ва йўналиши жиҳатидан ўзгармай қолади.

2. Гироскоплар назариясида Эйлер, Лагранж ва Резаль тенгламалари кенг қўлланилди. Лекин система қанча мураккаб бўлса, унга кирувчи жисмлар ва уларнинг реакциялари шунча кўп бўлади ва Лагранж тенгламалари устунроқ бўлади.

3. Лагранж методи мураккаб гироскопик системаларни тадқиқ қилишда тавсия этилади.

4. Прецессия қондаси Резаль теоремаси шаклида олинган моментлар қондасининг натижасидир.

5. Лазерли гироскопнинг бошқа анъанавий механик гироскоплардан афзаллиги қуйидагилардан иборат:

- гироскопни ҳаракатланаётган объектга ўрнатилганда ҳам ишлатиш мумкин;
- маълумотни рақамли кўринишда чиқиши;
- айланиш бурчак тезлигининг катта диапазони;
- юкланишларни сезмаслиги ва тезда ишга туширилиши (1 с).

6. Лазерли гироскоплар ўлчов техникаси қурилмаларида, ер усти ориентацияси системаларида, ҳаво ва космик аппаратлар ориентацияси системаларида, платформаси инерциал навигация системаларида кенг қўлланилади.

7. Янги гироскоплар ишлаб чиқариш лазерли гироскопнинг ҳалқасимон резонаторини қаттиқ, кичик ўлчамли ва монолит кўринишда яратишга қаратилган.

8. Ҳалқасимон лазерли гироскоплар амалда қўллаш даражасига етди, лекин ҳали ечилмаган муаммолар бор:

- Бурчак тезликнинг кичик қийматларида чиқиш сигналининг нозизиқлилиги.
- Лазерда газлар оқими туфайли чиқиш сигнали дрейфи.
- Иссиқликдан кенгайиш, босим ва механик деформациялар таъсирида оптик йўллар фарқининг ўзгариши.

Муаммоларни ҳал этишда энг самарали усул уларни келтириб чиқарган сабабларни аниқлаш ва йўқ қилишдир.

Синов сигналида механик частотали қўйишнинг оптимал алгоритмини танлаш мумкин.

Тебранишлар амплитудасини автоматик созлаш лазерли гироскоп аниқлигини оширади.

ФОЙДАЛАНИЛГАН ДАБИЁТЛАР РЎЙХАТИ

1. Бычков С. И., Лукьянов Д. П., Бакаляр А. И., Лазерный гироскоп.- Москва: „Советское радио” 1975.- 415 с.
2. Николаи Е.Л. Теория гироскопов. Москва: „Советское радио” 1948.-86 с.
3. Иброҳимов М., Каримов И., Позилова С. Лазерли гироскопларинг қўлланилиши. ИННОВАТСИЯ: ФАН, ТАЪЛИМ, ТЕХНОЛОГИЯ, Илмий-услубий мақолалар тўплами.- 2016-й
4. Иброҳимов М., Носиров М., Позилова С., Ибрагимова Н.. Поляритон лазерларинг қўлланилиши. ИННОВАТСИЯ: ФАН, ТАЪЛИМ, ТЕХНОЛОГИЯ, Илмий-услубий мақолалар тўплами. -2016-й
5. Кондиленко И. И., Коротков П. А., Хижняк А. И. Физика лазеров. — Киев: Вища школа, 1984. — 232 с.
6. Сивухин Д. В. Общий курс физики. - Издание 2-е. - М.: Наука, 1985. -Т. IV. Оптика. — с. 703-7 — 735 с.
7. Жаботинский М.Е. Лазер (оптический квантовый генератор) // под редакцией Прохорова А. М. Физический энциклопедический словарь. - М.: «Советская энциклопедия». 1984. - с. 337-340.
8. Транковский С.Д. Книга о лазерах -М. :Наука, 2011. – 112с.
9. Щербаков И.А. Твердотельный лазер // под. ред. А. М. Прохорова Физическая энциклопедия. - М.: «Советская энциклопедия», 1988. - Т. 5.
10. Байбородин Ю.В. Основы лазерной техники. - Киев: Высшая школа. 1988.-с.282.
11. Байбородин Ю.В. Основы лазерной техники. - Киев: Высшая школа. 1988.-с.283.
12. Байбородин Ю.В. Основы лазерной техники. - Киев: Высшая школа. 1988.-с.284.
13. Байбородин Ю.В. Основы лазерной техники. - Киев: Высшая школа. 1988.-с.288.

14. Байбородин Ю.В. Основы лазерной техники. - Киев: Высшая школа. 1988.-с.296.
15. Голяев Ю.Д., Колбас Ю. Ю., Телегин Г.И. Гирокомпас на основе лазерного гироскопа. – Москва: Наука, Технология, Бизнес. 2006.-71с.
16. Бороздин В. Н. Гироскопические приборы и устройства систем управления: Учеб. пособие для ВТУЗов.- М: Машиностроение. 1990-560с.
17. Рябов С. Г. и др. Приборы квантовой электроники. М.: Советское радио. 1976.-76 с
18. Тарасов Л. В. Физические основы квантовой электроники. М.: Советское радио, 1976.
19. Миринятов М. “Лазер физикаси ва техникаси” -Т.: Университет, 2012
20. Иброҳимов М., Каримов И., Ерматов Ш., Носиров М. „, Лазерлар: Кеча, бугун ва ертага”. АДУ Илмий хабарнома N 4/2015.
21. Каримов И.Н., Ерматов Ш , Носиров М.З., Абдуазимов Б.А “Лазер физикаси ва техникаси”- Андижон, 2016
22. Иброҳимов М., Каримов И., Носиров М., Зиёитдинов Ж., „Лазерные гироскопы”. МИКРОЕЛЕКТРОНИКА, НАНОЗАРРАЛАР ФИЗИКАСИ ВА ТЕХНОЛОГИЯЛАРИ Республика илмий-амалий анжумани. -Андижон-2015.
23. Иброҳимов М., Носиров М., Позилова С., Мирзаалимов Н., „Поляритонные лазеры”.МИКРОЕЛЕКТРОНИКА, НАНОЗАРРАЛАР ФИЗИКАСИ ВА ТЕХНОЛОГИЯЛАРИ Республика илмий-амалий анжумани. - Андижон-2015
24. Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике. М.; Наука, 1988.