

ӘЛ-ФАРАБИ АТЫНДАҒЫ ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ

**А.Ж. Наурзбаева**

# **Ғарыштық сәулелену физикасына кіріспе**

пәні бойынша оқу құралы

**Алматы  
Қазак университеті  
2016**

## МАЗМҰНЫ

КІРІСПЕ	5
I КІРІСПЕ МӘЛІМЕТ	6
1.1 Пән тақырыбы. ҒС туралы жалпы мәлімет	6
1.2 ҒС-ң табиғат пен ғылымдағы орны	7
1.3 ҒС-ң негізгі сипаттамалары	10
II ҒС-ң ЖЕР АТМОСФЕРАСЫ АРҚЫЛЫ ӨТУІ	14
2.1 Элементар бөлшектер	14
2.2 ҒС-ң Жер атмосферасындағы таралуы	18
2.3 Кең атмосфералық нәсерлер туралы түсінік	24
III ЗАРЯДТАЛҒАН БӨЛШЕКТЕРДІҢ МАГНИТ ӨРІСІНДЕГІ ҚОЗҒАЛЫСЫ	27
3.1 Зарядталған бөлшектің тұрақты біртекті магнит өрісіндегі қозғалысы	27
3.1.1 Ұйытқымаған қозғалыс	28
3.1.2 Магнит емес күштермен ұйытқыған қозғалысы	31
3.1.3 Магнит өрісінің жеке біртекті еместікпен ұйытқыған қозғалыс	34
3.2 Зарядталған бөлшектің баяу өзгертін магнит өрісіндегі қозғалысы	36
3.2.1 Айнымалы магнит өрісіндегі қозғалыс	36
3.2.2 Градиенті өріс бойымен бағытталған магнит өрісіндегі қозғалыс	37
3.2.3 Зарядталған бөлшек градиенті өріске перпендикуляр бағытталғандағы қозғалыс	39
3.2.4 Қосынды орташа жылдамдық	41
3.2.5 Магнит айнасы	42
3.2.6 Екінші адиабаттық инвариант	44
3.3 Зарядталған бөлшектердің айнымалы магнит өрісіндегі үделуі	46
3.3.1 ҒС үделу механизмдерінің түрлері	46
3.3.2 Зарядталған бөлшектерді үдетудің бетатрондық механизмі	46
3.3.3 Магнит ырғалуы	47
3.3.4 ҒС үделуінің Ферми механизмдері	49
IV ҒАРЫШТЫҚ СӘУЛЕЛЕНУДІҢ ГЕО- ЖӘНЕ ГЕЛИОМАГНИТ-СФЕРАЛАРДАҒЫ ТАРАЛУЫ	52
4.1 ҒС-ң Жер магнит өрісіндегі қозғалысы	52
4.2 Планета аралық магнит өрісінің қалыптасуы мен құрылысы	57
4.2.1 Күн ішіндегі конвекция	58
4.2.2 Магнитгидродинамика элементтері	60
4.2.3 Күн магнит өрістері	65
4.2.4 Күн атмосферасы	67

4.2.4.1 Фотосфера	67
4.2.4.2 Хромосфера	70
4.2.4.3 Тәж	71
4.2.5 Күн тәжінің қыздырылу механизмдері	73
4.2.6 Күн белсенділігі,оның циклдері	76
4.2.7 Күн тәжінің кеңеюі. Күн желі	79
4.2.8 Планетааралық магнит өрісі	82
4.3 ҒС-ң үлестірілу функциясы үшін негізгі теңдеулері	85
4.3.1 Орта қозғалысын қарастырудың Эйлер және Лагранж тәсілдері	85
4.3.2 Фазалық кеңістік ұғымы	87
4.3.3 Больцман теңдеуі	87
4.3.4 Фоккер-Планк теңдеуі	90
4.3.5 Лиувиль теңдеуі	91
4.3.6 ҒС-ң гелиомагнитсферадағы таралуының Больцманның кинетикалық теңдеуі	92
4.3.7 ҒС-ң гелиомагнитсферадағы таралуының диффузиялық жуықтаудағы теңдеуі	94
<b>V ҒС-ң ЖЕР ОРБИТАСЫНДАҒЫ СИПАТТАМАЛАРЫ</b>	<b>99</b>
5.1 ҒС-ң энергиялық спектрі	99
5.2 Шекті жоғары энергиялы ҒС-ң энергиялық спектрі	102
5.3 ҒС-ң Жер орбитасындағы анизотропиясы	103
5.4 Ғарыштық сәулеленудің химиялық құрамы	106
<b>VI ҒАРЫШТЫҚ СӘУЛЕЛЕНУДІҢ ШЫҚҚАН ТЕГІ</b>	<b>108</b>
6.1 Жұлдыз ұғымы. Жұлдыз эволюциясының ақырғы кезеңдері. Асқынжаңа жұлдыздардың жарылыстары	108
6.2 Әлем құрылымы. Жасырын масса	113
6.3 Галактикалардың белсенді ядролары	119
6.4 Хаббл заңы. Әлем кеңеюі. Әлем кеңеюінің үдеуі. Қараңғы энергия	120
6.5 ҒС көздеріне қойылатын талаптар. Асқынжаңа жұлдыздар ҒС-ң болуы мүмкін көздері ретінде	122
6.6 Хиллас диаграммасы. Галактикалардың белсенді ядролары шекті жоғары ҒС-ң мүмкін болатын көздері ретінде	123
<b>ҰСЫНЫЛАТЫН ӘДЕБИЕТ ТІЗІМІ</b>	<b>126</b>

## КІРІСПЕ

Жер табиғаттың ең қызықты құбылыстарының бірі болып табылатын, ғарыштық сәулелену (ҒС) деп аталатын, ғарыштық кеңістіктен келетін энергиясы өте жоғары зарядталған бөлшектермен үздіксіз түрде бомбыланып тұрады. Олардың шыққан тегін, пайда болу механизмдерін, көздерінен тіркеу нүктесіне дейін таралуын зерттеу ғарыштың әртүрлі аймағындағы өтетін физикалық құбылыстар туралы құнды ақпарат береді. Оған қоса, ҒС зат құрылысы мен элементар бөлшектер арасындағы әрекеттесуін зерттеуде өте маңызды рөл атқарады, өйткені ҒС құрамына кіретін кейбір бөлшектер энергиясы қазіргі таңдағы ең ірі жасанды үдеткіштердің өздерінде жетілетін энергиядан анағұрлым жоғары болып табылады.

ҒС көмегімен ғарыштық кеңістіктің әртүрлі аймағындағы физикалық шарттар туралы жаңа мәлімет алу үшін алғашқы ҒС-ң сол жердегі қасиеттерін білу қажет. Ол үшін мынадай кері есепті шешу керек: тіркеу нүктесіндегі ҒС сипаттамаларын біле отырып, физика заңдарында негізделген ҒС таралуының моделдерін жасау арқылы, ҒС-ң ғарыштағы қасиеттерін табу. Ашып айтсақ, ҒС-ң Жер атмосферасынан өту моделіне сүйеніп, Жер бетінде өлшенген ҒС сипаттамаларынан атмосферадан тыс параметрлері, одан кейін геомагнитсферадан тыс, гелиомагнитсферадан тыс, т.с.с., ақыр соңында ҒС көздері қасындағы параметрлері ізделеді де, ғарыштағы қай объектілер ҒС көзі бола алатыны зерттеледі. Демек, бұл есепті шешу үшін ҒС-ң барлық бұл орталардағы таралуы жөніндегі теорияларды құру керек.

Ұсынылып отырған оқу құралы осыған сай болып құрастырылған: ҒС физикасының негізгі ұғымдары берілгеннен соң, ҒС-ң Жер атмосферасы мен магнитсферасындағы таралуы қарастырылып, бұның негізінде анықталған ҒС-ң Жер орбитасындағы сипаттамалары туралы мәлімет беріледі, одан кейін ҒС-ң планетааралық ортадағы модуляциясы қарастырылып, ҒС-ң галактикадағы қасиеттері көрсетіледі. ҒС-ң пайда болуына, көзінен Жер атмосферасының шекарасына дейін таралуына негізгі әсер тигізетін ғарыштағы магнит өрістер болып табылатындықтан, зарядталған бөлшектердің магнит өрісіндегі қозғалысына және үделу механизмдеріне ерекше назар бөлінеді.

Жалпы айтқанда, ғарыштық сәулелену физикасы көптеген жанамалас ғылымдардың, әсіресе ядролық физикасы мен астрофизиканың, нәтижелеріне сүйенеді. Сол себептен осы оқу құралында элементар бөлшектер физикасының іргелі ірекеттесулер қасиеттерінің мәселелері қысқаша қарастырылады, ҒС-ң шыққан тегі мен ғарыштағы таралуын талқылау үшін қажетті астрофизикалық мағлұмат таберіледі.

# I КІРІСПЕ МӘЛІМЕТ

## 1.1 Пән тақырыбы. ҒС туралы жалпы мәлімет

Ғырыштық сәулелену физикасы

- а) ғарыштық сәулеленудің пайда болуы мен үделуіне әкелетін процестерді,
- б) ғарыштық бөлшектердің табиғаты мен қасиеттерін,
- в) ҒС-ң ғарыштағы және Жер маңайындағы таралуын,
- г) ҒС бөлшектерінің затпен әсерлесуін,
- д) ҒС ғарышта, Жер атмосферасы мен қыртысында ұйытқытатын құбылыстарды зерттейді.

Осыған сай, бұл оқу құралында ҒС физикасының негізгі ұғымдары қарастырылады, көздерінен бақылау нүктесіне дейін таралу кезінде болатын ҒС-ң қоршаған ортамен әсерлесуі мен сол әсерлесу нәтижесіндегі ҒС сипаттамаларының өзгерісі туралы, ҒС-ң болуы мүмкін көздеріне қойылатын талаптар мен ҒС-ң пайда болуының негізгі моделдері туралы мәлімет беріледі.

*Ғарыштық сәулелену* (не ғарыштық сәулелер)-Әлемнің әйтеуір бір қойнауында жоғары энергияларға дейін үдетілген зарядталған бөлшектер мен тұрақты атом ядролары. Кейде ҒС-ке ғарыштық гамма - сәулеленуі мен ғарыштық нейтриноны да жатқызады.

ҒС бөлшектерінің энергиялары бірнеше МэВ-тен  $\sim 10^{21}$  эВ-ке дейінгі аралықта жатады. ҒС энергиясының төменгі шекарасы - шартты түрдегі шекара. Одан аз энергиялы бөлшектер ғарыштың қай жерінде де бола береді, бірақ оларды ҒС-ке жатқызбайды. Сөйтіп, ҒС-ті генерациялау (тудыру) бөлшектерді жоғары энергияға дейін үдетуде тұрады.

100 Дж-ге жуық  $10^{21}$  эВ - ҒС-ң тіркелген ең жоғары энергиясы, элементар бөлшектер үшін ол орасан жоғары болып табылады. Мысалы, қазіргі таңда ең ірі жасанды үдеткіш болып табылатын әйгілі УАК –та (Үлкен адрондық коллайдерде) тек  $10^{14}$  эВ энергия жетілген. Тағы бір мысал, Күндегі жарқ ету кезінде бірнеше минут ішінде жердегі мұнай мен көмірдің барлық қорын өртеген кезде шығатындай энергия бөлінеді. Осы құбылыс кезінде бөлшектер тек 1-10 ГэВ-ке дейін ғана үдетіледі. Сол үшін ҒС зерттеу жоғары энергиялы элементар бөлшектердің өзара әректесуін танып білу тұрғысынан әлі күнге дейін өте маңызды болып табылады.

*Энергиялары бойынша* ҒС былай бөлінеді:

1) аса жоғары энергиялы ҒС деп  $\sim 10^{15}$  эВ жоғары аймақтағы бөлшектер аталады.

2) шекті (немесе ультра) жоғары энергиялы ҒС деп  $\sim 10^{18}$  эВ жоғары аймақтағы бөлшектер аталады.

Қазіргі заманғы түсініктер бойынша,  $10^{15}$  эВ аз энергиялы ҒС біздің Галактикада, көбісі асқын жаңа жұлдыздардың жарылысы кезінде пайда болады, басқа галактикаларда да солай болады. Шекті жоғары энергиялы ҒС-ң ең ықтимал көзі ретінде әдетте белсенді галактикалардың ядролары қарастырылады.

*Шыққан тегі* бойынша ҒС *галактикалық* (ГҒС) пен *күндік* (КҒС) болып бөлінеді.

КҒС-гелиомагнитсфера шегінде, негізінде Күн жарқ етулер кезінде пайда болады. Гелиомагнитсфера дегеніміз күн желімен толтырылған ғарыштық кеңістіктің бөлігі екенін естеріңізге сала кетейік. Гелиомагнитсфера радиусы ~ 100 а.б. Ал күн желіне келетін болсақ, ол қатырылған магнит өрістерімен бірге үздіксіз, бірақ изотропты емес түрде кеңейіп тұрған Күн тәжі.Күн тәжінің кеңеюі күн желінің қысымы жұлдызаралық орта қысымымен теңескенше дейін болады. Күн желінің таралуы дыбыстан асқын жылдамдықпен болғандықтан,екі орта әрекеттесу аймағында соққы толқын пайда болады да, гелиомагнитсфераның анық шекарасы пайда болады.КҒС-ң энергиялары көбісі бірнеше он МэВ төңірегінде болады, кейде ғана 1-10 Гэв-ке дейін жетеді.

ГҒС- гелиомагнитсферадан тыс пайда болған ҒС. Оның энергиясы барлық жоғарыда көрсетілген аралықта жата алады.

Жер атмосферасынан тыс *ҒС алғашқы* ҒС деп аталады.Кейде, ГҒС-тің гелиомагнитсферада таралуын қарастырған кезде, алғашқы ҒС деп гелиомагнитсферадан тыс ҒС-ті айтады.

*Екінші реттік* ҒС деп алғашқы ҒС-ң Жер атмосферасының атом ядроларымен әрекеттесу нәтижесінде пайда болған бөлшектерді айтады.

Алғашқы ҒС-ң химиялық құрамы: ~90% астам-протондар;~7%-альфа бөлшектер;~1%-гелийден ауыр ядролар;аз мөлшердегі электрондар,антиадрондар; одан да аз мөлшердегі позитрондар.

Екінші ретті ҒС-ң химиялық құрамына қазіргі заманда белгілі барлық дерлік элементар бөлшектер кіреді.Одан әрі, элементар бөлшектердің көбісі алғаш рет екінші реттік ҒС құрамында табылды.

Аса және шекті жоғары энергиялы алғышқы бөлшектерден Жер атмосферада миллиардтағанекінші ретті бөлшек пайда болуы мүмкін. Олар бір-бірінен бірнеше шақырым қашықтыққа дейін алшақтап таралады.Бұл құбылысты *кең атмосфералық нөсер* деп атайды.

## **1.2 ҒС-ң табиғат пен ғылымдағы орны**

ҒС арналған зерттеулер тек ядролық физика, астрофизика, геофизика салаларына ғана емес, биология, археология, палеонтология, метеорология, экология, т.б. ғылымдарға да зор пайда келтіреді екен. Қазіргі уақытта ҒС жұлдызаралық ортаның динамикасына, галактикалар эволюциясына, жер климатының құрылуына, жер бетіндегі өмір эволюциясына елеулі, кейде маңызды үлес қосатыны белгілі болды.

ҒС-ң ядролық физика мен элементар бөлшектер физикасы үшін маңызды орны күмән тудырмайды. 1950жылдарға дейінгі осы саладағы маңызды жаналықтардың барлығы дерлік ғарыштық сәулеленумен байланысты, ал өте жоғары энергиялы бөлшектерді, олардың затпен және бір бірімен әсерлесуін зерттеу осы күнге дейін тек ҒС көмегімен жүргізіле алады, өйткені, жоғарыда

айтылғандай, УАК –тің өзінде бөлшектер соқтығыуының алынған энергиясы –  $\sim 10^{14}$  эВ.

ҒС физикасы астрофизикамен тығыз байланыста екені де түсінік болті. Астрофизиканың барлық дерлік үлкен жаңалықтар ашылуы ғарыштық сәулеленуді, не ол шығаратын электромагниттік сәулеленуді зерттеумен байланысты болды. ҒС-ң пайда болуы бүкіл Әлемге тән құбылыс екені анықталды: релятивтік бөлшектер жұлдыз аралық кеңістікте, асқын жаңалардың қабыршықтары мен галактикаларда, Әлемнің басқа да аймақтарында, әсіресе өте қызықты, Әлемнің дамуы туралы көптеген жаңа мәлімет әкелетін аса қуатты бейстационар процестер жүріп жатқан аймақтарда болады. Сондықтан соңғы онжылдықтарда ашылған квазар, пульсар сияқты объектілерді, рентген мен  $\gamma$ -сәулелену көздерін, қалдық (реликтік) фондық сәулеленуді, тағы басқаларды танып білу үшін ҒС -ті зерттеудің маңызы зор.

Салыстырмалылықтың арнайы теориясының (САТ-ң) уақыттың ағысы әртүрлі санақ жүйелерінде әртүрлі болатынын көрсететін  $\Delta\tau = \Delta t \sqrt{1 - v^2/c^2}$  өрнегі ҒС көмегімен эксперимент жүзінде расталды. Екінші реттік ҒС құрамында мю-мезон немесе мюон деп аталған бөлшектер бар. Ол бөлшектердің өмір сүру уақыты қысқа,  $\sim 2 \cdot 10^{-6}$  с болады, олар өзінен өзі электрон (не позитрон) мен екі нейтриноға ыдырайды (жіктеледі). Осыдан мынадай қорытынды шығуға тиіс еді: мюон жарық жылдамдығымен жүрсе де, оның жүре алатын жолы 600 метрден аспау керек еді. Ал, шынында қалай? Мюондар екінші ретті ҒС құрамында 20-30 км биіктікте пайда болады да, жер бетіне дейін жетеді екен (түгел болмаса да, көбісі). Неге солай? Өйткені  $2 \cdot 10^{-6}$  с дегеніміз мюонның меншікті өмір сүру уақыты, яғни онымен бірге жүрген сағатпен өлшенген уақыт. Ал жердегі бақылаушының сағаты мюонның жылдамдығы  $v \approx c$  болғанда әлде қайда көп уақыт көрсетеді (формуланы қараңыз). Сөйтіп, жердегі бақылаушы мюонның 600 метрден әлде қайда ұзын жол жүретінін байқайды, бұған таңдану керек емес. Мюонмен бірге жүрген бақылаушыға келсек, ол үшін жерге дейінгі жол 600 метрден аз қашықтыққа дейін қысқарылады да, мюон осы жолды  $2 \cdot 10^{-6}$  с уақытта өтіп үлгереді.

Сенуге қиын, бірақ қазір ғарыштық сәулелер пирамидалар құпияларын ашуға да көмектеседі. Америка физигі Л.Альварец идеясын қолданып, АҚШ-Египет бірлескен «Пирамида» жобасы жүзеге асырылды. Атап айтсақ, пирамидалар ішіндегі жасырын қуыстар мен құпия жолдарды ҒС көмегімен ізденді 1967 ж. Хефрен фараон пирамидасының астыңғы бір қуысына ҒС тіркейтін сезімтал құрал қойылды. Бөлшектер құралға жан-жақтан келеді, және де өткен зат қалыңдығына байланысты әртүрлі бағытта әртүрлі жұтылады. Егер бөлшектердің жолында қуыс кездесе, олар аздау жұтылады да, құрал сол бағыттан көбейген ағынды тіркейді.

Ғарыштық сәулелердің тағы бір қызық қолданылуы – радиокөміртегі әдісімен хронология жүргізу (нәрселердің жасын анықтау), өйткені радиокөміртегінің пайда болуы ҒС әсерінен болады.

ҚазҰУ-ң ҒС вариацияларының лабораториясында ҒС көмегімен топырақтың зиянды затпен ластығын анықтайтын құрал жасалды және оған

патент алынды. Оның жұмыс істеуі негізі бұрынғыдай: заттан өткендегі ғарыштық сәулелер ағындарының өзгеруі .

Ғарыштық сәулелердің ғылым мен техникадағы күтпеген қолданулары осындай. Ал, олардың табиғаттағы ролі(орны) қалай? Ғарыштық сәулеленудің энергия тығыздығы  $W \approx 10^{-12}$  эрг/см<sup>3</sup>, бұл Галактикадағы жұлдыздардың қосынды электрмагнит сәулеленуінің, жұлдызаралықмагнит өрісінің, жұлдызаралық газдың жылулық және құйынды қозғалыстарының энергия тығыздықтарына жуық. Осыдан ғарыштық сәулеленудің жұлдыз аралық кеңістікте өтетін құбылыстардағы маңызы зор екендігін көріміз.

Жалпы, Галактиканың ірі ауқымды (масштабты) магнит өрісінің табиғаты түсініксізге жақын. Әл-Фараби ат. ҚазҰУ-некі ғалымыЕ.В. Коломеец пен И.Л.Генкин Галактиканың реттелген шиыршықты магнит өрісі тек қана ғарыштық сәулелер арқасында пайда болады деген болжау ұсынып, оны негіздеп, баспадан шығарды.

Соңғы уақытта ғарыштық сәулеленудің жер климатыныңқалыптасуына үлкен, мүмкін анықтаушы үлес қосатыны табылды. Ауадағы бу конденсациясы болу үшін, яғни бұлт пайда болу үшін, конденсация центрлері болуы керек.Аз биіктіктерде мұндай центрлер болып шаң түйіршіктері табылады, ал жер бетінен жеткілікті үлкен биіктіктерге шаң жетпейді де, конденсация центрлері рөлін ауа молекуласының иондары атқарады. Ал, ауаның молекулаларын иондайтын - ғарыштық сәулелені бөлшектері. Демек,ҒС болмаса, жоғары биіктіктерде бұлт болмай, суда налыс жерлерде жауын шашын болмас еді. Соңғы 60-70 жылдағарыштық сәулеленудің тренді бақыланатыны,яғни ҒС ағыны ортасымен алғанда кемитінітабылды. Оның себебі белгісіз, бірақ оған байланысты мынадай қауіп бар: бұл кему жалғаса берсе, 100 – 150 жылдан кейін жер бетін түгелдей дерлік құрғақшылық басады, ылғалдылық тек өзен, көл, теңіздер төңірегінде ғана болады.

Ғарыштық сәулелер жер бетіндегі өмір эволюциясында да үлкен әсер еткен екен. Меториттерді зерттеу (радиокөміртегі әдісіне ұқсас) арқылы алыс замандарда(1.5 - 2.5 млрд жыл бұрын). ҒС қарқындылығы шамамен осы уақыттағыдай болған, сосын ол 2 – 3 есе төмендеген де тағы осы күнгі деңгейіне көтерілгені анықталды. Демек, жердегі өмір табиғи радиация қазіргі деңгейде болған жер қабығында, суда және ауада пайда болған және дамыған. Бұндай шарттарға тірі организмдер мың жылдар бойынша бейімделді.

Сонымен қатар жердегі тірі ағзалар эволюциясында мутация (генетикалық секіру) деп аталатын құбылыс маңызды роль атқарғаны биологиядан жақсы белгілі. Бұл құбылыстың мәні мынада: кейде (сирек болса да) жас түлектер өздерінің еселерінен өте өзгеше туады да жаңа пайда болған белгілер (мысалы, қанның нашар ұйығыштығы, ергежейлік, т.б.) келесі ұрпақтарда сақталады. Көбінесе мұндай ағзаға зиян келіреді, оның өмір үшін күресу қабілеттігін азайтады да, сөйтіп ондай өзгерістері бар индивиттер апатқа ұшырап, жоғалып кетеді. Бірақ кейде мұндай өзгерістері бар индивиттер өмір үшін күреске көбірек бейімделген болады. Сонда олар жалғасқан ұрпақтардың ұзын



қатарында сақталып бекітіледі, содан барып осы түрдің барлық мүшелері де сол өзгерістерге ие болады.

Ал, мутация қайдан шығады? Бұл өзгерістер ұрық ағзаларындағы дүркін-дүркін болатын секірістерге байланысты болса керек. Биологтардың болжауы бойынша бұл секірістерді туғызатын - ғарыштық сәулелер және табиғи радиоактивтік заттардың сәулеленуі. Бұл болжамды тексеру үшін тәжірибе жасалатын ағзаларды үдеткіштерден алған жоғары электр зарядталған бөлшектермен сәулелендірді. Сонда қосымша сәулелендіру мутацияны елеулі болып көбейтетіні, және де мутациялардың басым көпшілігі зиян болса да, кейде олар бұрынғыларға қарағанда артықшылықтары бар жаңа түрлер пайда болуына әкелетіні байқалды. Демек, ғарыштық сәулелердің жердегі өмір эволюциясында атқарған ролі жоғары болған деп ойлауға болады.

Кейбір антропологтар қазіргі ақылды (есті) адам ұзақ эволюция нәтижесінде емес, Африканың бір радиоактивті кендерге бай аймағында өмір сүрген алғашқы адамның бір түрінен мутациялар әсерімен пайда болды деген болжауды ұсынуда. Бұл болжау қазірге дейін «аралық антроптың», яғни архантроп пен неантроптың арадағы адамның табылмағанын түсіндіреді. Бірақ бұл мутациялардың көбеюі радиоактивті кендерге емес, ғарыштық сәуле ағындарының күшейуіне байланысты болғаны мүмкін. Шынында да, өткен кезеңдерде ғарыштық сәулелер қарқындылығы асқынжаңа жұлдыздар жарылғанда, немесе жер магнит өрісінің полюстігі ауысқан кездерде әлдеқайда көбейіп тұрғаны мүмкін.

Бұған байланысты тағы бір қызықты болжау бар. Бұдан шамамен айтқанда 70 млн жыл бұрын алып рептилиялардың (динозаврлардың) жойылып кетуі, мүмкін, ғарыштық сәулелер қарқындылығының кенет үлкеюінен болды (динозаврлар радиацияның өлтіретін дозасын алған).

Ғарыштық сәулелердің маңызы эволюцияның алғашқы кезеңінде әсіресе үлкен болуға тиісті еді, өйткені сол уақытта атмосфера қалыңдығы қазіргіден айтарлықтай аз болды (демек Жер бетіндегі  $\text{FC}$  қарқындылығы көп болды), және де бастапқы өмір, осы күнгі ұйғарым бойынша, әлемдік мұхиттың жағалаудағы суларында пайда болған, ал мұхит бетіндегі табиғи радиация түгел дерлік ғарыштық сәулелер үлесіне байланысты, себебі теңіз суында радиоактивтік заттар өте аз. Сонымен, табиғатта  $\text{FC}$  болмаса, жердегі өмір эволюциясы мүмкін тіпті басқаша жүрісетін еді.

Сөйтіп, берілген мағлұмат ғарыштық сәулелену физикасы бір-бірімен тығыз байланысты және элементар бөлшектер физикасы, ғарыштық кеңістіктік физикасы, астрофизика мен геофизиканың тоғысуындағы көптеген мәселелерді кіргізетінін көрсетеді. Сол үшін, ол өте қарқынды дамып жатқан ғылым салаларының бірі болып табылады.

### **1.3 $\text{FC}$ -ң негізгі сипаттамалары**

$\text{FC}$  ағындарын қандай шамалармен сипаттайды? Өте маңызды сипаттамалардың бірі – қарқындылық. Берілген  $\theta$  бағыт бойынша қарқындылық деп уақыт бірлігі ішінде бірлік денелік бұрыш шегінде  $\theta$  бағытқа

перпендикуляр орналасқан бірлік бет арқылы өтетін бөлшектердің санын айтады. Қарқындылықтың өлшемділігі  $[I]=\text{бөлш.}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})$ .

Бірақ әдетте сәулелену моноэнергиялық болып табылмайды, яғни әртүрлі энергиялы бөлшектерден тұрады. Мұндай сәулелену үшін спектрлік (дифференциалдық) қарқындылық деген шама пайдаланылады. Бұл шаманы  $I(E)$  деп белгілесек, онда оның  $dE$  энергияның аралығына (өсімшесіне) көбейтуі  $I(E) \cdot dE$   $E$  ден  $E+dE$  дейінгі энергия ауқымындағы бөлшектер қарқындылығын, яғни уақыт бірлігі ішінде бірлік денелік бұрыш шегінде  $\theta$  бағытқа перпендикуляр орналасқан бірлік бет арқылы өтетін энергиялары  $E$ -ден  $E+dE$  аралығындағы бөлшектер санын береді. Дифференциалдық қарқындылық энергияға тәуелді болмаса, яғни  $I(E)=\text{const}$  болса, онда  $I(E)$  сан жағынан бірлік энергия аралығындағы ( $\Delta E = 1\text{ГэВ}$ ) бөлшектер қарқындылығына тең.  $[I(E)]=\text{бөлш.}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{ГэВ})$ .

Тағы бір кең қолданылатын шама – энергиялары берілген  $E$  энергиясынан көп бөлшектердің қарқындылығын көрсететін интегралдық қарқындылық:

$$I(>E)=\int_E^{\infty} I(E)dE. \quad (1.1)$$

Бөлшектердің энергия бойынша үлестірілуі энергиялық спектр деп аталады. Энергиялық спектрдің екі түрін айырады. Ол дифференциалдық спектр – дифференциалдық қарқындылықтың энергияға тәуелділігі, және интегралдық спектр – интегралдық қарқындылықтың энергияға тәуелділігі. Интегралдық спектр тек құламалы болу мүмкін екені түсінікті.

Қарқындылықтан басқа бөлшектер ағыны деп аталатын шаманы жиі қарастырады. Ол уақыт бірлігі ішінде горизонталь бірлік бет арқылы өтетін бөлшектер санымен анықталады. Оны табу үшін кейбір бағыттағы қарқындылық  $I$ -ге тең болса, онда бұл бағытқа  $\theta$  бұрыштағы (бұрыш астындағы) қарқындылық  $I \cdot \cos \theta$  тең болатынын еске алып, қарқындылықты барлық бағыттар бойынша интегралдау керек:  $F = \int I \cos \theta d\Omega$ .

Денелік бұрыш деп кеңістіктің конустық бетпен шектелген бөлігін айтатынын естеріңізге сала кетейік. Центрі денелік бұрыштың төбесінде орналасқан сфераның бетінде денелік бұрышпен кесілетін сегменттің  $dS$  ауданын сфера радиусының квадратына бөлсек, денелік бұрыштың стерadian түріндегі өлшемін аламыз:

$$dS = r d\theta r \sin \theta d\varphi = r^2 \sin \theta d\theta d\varphi, \\ d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi,$$

мұндағы  $r, \theta, \varphi$  – сфералық координаттар.

Сәулелену изотроптық болса, жартылай сферадан бөлшектер ағыны үшін келесіні жазуға болады:

$$F = \int_0^{\pi/2} I \cos \theta \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi \int_0^{\pi/2} I \frac{1}{2} \sin 2\theta d\theta = \frac{1}{4} 2\pi I (-\cos 2\theta) \Big|_0^{\pi/2} = \pi I . \quad (1.2)$$

Интегралдық ағынның өлшем бірлігі  $[F] = \text{бөлш.}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ .

Дифференциалдық ағын:

$$F = \pi I(E), [F] = \text{бөлш.}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ГэВ}).$$

Кейде көлем бірлігіндегі бөлшектер санын анықтайтын концентрация (қоюлану) деген шаманы пайдалануға қолайлы болады. Бағытталған моноэнергиялық сәулелену жағдайында  $I = n\nu$ , мұнда  $\nu$  бөлшектер жылдамдығы (бірлік бет арқылы бір секунд ішінде табанының ауданы бірлік, ал биіктігі сан жағынан бөлшек жылдамдығына тең цилиндр ішіндегі бөлшектер өтіп үлгереді),  $\Rightarrow n = \frac{I}{\nu}$

Сәулелену изотропты үлестірілген жағдайда бұл формуладағы қарқындылықты барлық бағыттар бойынша интегралдау керек

$$n = \frac{I}{\nu} \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi = \frac{4\pi I}{\nu} . \quad (1.3)$$

Моноэнергиялық емес сәулелену үшін ұқсас формула:

$$n(E) = 4\pi I(E) / \nu$$

дифференциалдық концентрация деген шаманы анықтайды. Бұл шаманың мағынасы мынадай: егер оны  $dE$  көбейтсек  $(n(E)dE)$   $E$  ден  $E + dE$  дейінгі аралығындағы бөлшектер санын табамыз. Әдетте жай концентрация деп осы шаманы, не интегралдық концентрацияны айтады:

$$n(> E) = 4\pi \int_E^{\infty} \frac{I(E)}{\nu} dE . \quad (1.4)$$

Егер  $E$  бөлшектердің ең төменгі энергиясы болса, онда  $n(> E)$  кәдімгі (әдеттегі) концентрацияны береді.

Изотроптық ғарыштық сәулелену энергиясының тығыздығы (бірлік көлемдегі бөлшектердің қосынды энергиясы):

$$W = \int_{E_{\text{vib}}}^{\infty} E_k n(E) dE = 4\pi \int_{E_{\text{vib}}}^{\infty} \frac{E_k I(E)}{v} dE \quad (1.5)$$

Ғарыштық сәулеленудің анизотропия дәрежесінің сипаттайтын шама да өте маңызды. Егер кейбір бағыт бойынша максимал  $I_{\text{max}}$  қарқындылық байқылса, ал басқа бағыт бойынша минимал  $I_{\text{min}}$  қарқындылық байқалса, онда

$$\left| \vec{\delta} \right| = 2 \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}} \cdot \quad (1.6)$$

$\vec{\delta}$  векторының бағыты максимал қарқындылық бақыланатын бағытпен беттеседі.

Ғарыштық сәулеленудің мүмкін көздерін іздеген кезде барлық бұл сипаттамаларды еске алу керек. Мысалы, егер ғарыштық сәулелердің энергиялық спектрі дәрежелік екені белгілі болса, ҒС энергиясының тығыздығы белгілі болса, онда ғарыштық сәулелену көзі болуы мүмкін объект тап осындай спектрді, тап осындай энергияны қамсыздандыру тиіс. Бірақ мұнда келесіні еске алу керек:

1) көздерден тіркеуіш құралға жүрген кезде ҒС қоршаған ортамен әрекеттеседі де, сипаттамалары елеулі түрде өзгереді,

2) ҒС өтетін ортаның қасиеттері, әрине, тұрақты болып қалмайды, мұның нәтижесінде ҒС-ң вариациялары, яғни ҒС-ң уақыттағы, не кеңістіктегі өзгерістері пайда болады. Әдетте ҒС вариациясы деп ҒС-ң уақыт бойынша өзгерісін айтады.

Ғарыштық сәуле көздерін табу үшін өлшеніп алынған мәліметтерге сүйеніп, ҒС-ң көздер маңайындағы сипаттамаларын табу керек, яғни ҒС көздерден тіркеу нүктесіне дейінгі қозғалысын қарастыру керек.

### Бақылау сұрақтары

- 1 Ғарыштық сәулелену дегеніміз не?
- 2 ҒС энергиясы бойынша қалай бөлінеді?
- 3 ҒС физикасы ғылымның қандай басқа салаларымен тығыз байланысты?
- 4 ҒС қарқындылығы дегеніміз не?
- 5 ҒС-ң энергиялық спектрі дегеніміз не?

## II ҒС-ң ЖЕР АТМОСФЕРАСЫ АРҚЫЛЫ ӨТУІ

### 2.1 Элементар бөлшектер

ҒС бөлшектері Жер атмосферасында таралғанда, ауаның атом ядроларымен әрекеттесіп, элементар бөлшектер реакцияларына ұшырайды. Оларды түсіну үшін қажетті мәліметке қысқаша шолу жасайық.

Физиканың даму барысында элементар бөлшектер ұғымы біраз өзгеріске ұшырады. Алғашқы кезде элементар деп ішкі құрылымы жоқ, басқа құрамдас бөліктерге ыдырамайтын бөлшектерді айтты. Бүгінгі таңда элементар бөлшектер деп физика ғылымының қазіргі даму дәрежесінде бос күйінде кездесетін қарапайым бөлшектергетұрады деп есептеуге болмайтын (осындай бөлшектерге жіктеуге болмайтын) бөлшектерді айтады. Элементар бөлшектерді кейде субъядролық бөлшектер деп те атайды. Сонда, элементар бөлшектердің кейбіреулері (электрон, нейтрино, кварктар, т.б.) қазіргі таңда құрылымсыз болып еспетеледі де, алғашқы, не іргелі деп аталады. Басқалары (мысалы, протон мен нейтрон) күрделі ішкі құрылымға ие, бірақ қазіргі шарттарда конфайнмент деп аталатын құбылысқа байланысты оларды бөліктеріне жіктеу мүмкін емес (оларды құрайтын бөлшектер қазіргі шарттарда, қазіргі түсініктер бойынша еркін күйде бола алмайды). Мұндай бөлшектерді құрама деп атайды.

Соңғы кездері элементар бөлшектердің ішкі құрылымы кеңінен зерттелуде. Бұл бөлшектердің көптеген ерекшеліктері, соның ішінде ішкі құрылымы, тек жеткілікті жоғарғы энергияда ғана өздерін білдіреді. Оларды элементар бөлшектер физикасының жоғарғы энергия физикасы деп аталатын бөлімі зерттейді.

19 ғасырдың соңынан бері атомның қабыршығын құрайтын электрон, ядро құрамына кіретін протон мен нейтрон, электромагниттік өрістің кванты болып табылатын фотон ( $\gamma$ -квант) ашыла бастады. Сәл кейінірек ядроның  $\beta$ -ыдырауы кезінде туатын  $\nu_e$  нейтрино және антинейтрино, ядролық әсерлесудің тасымалдаушылары болып табылатын пи-мезондар ( $\pi^+$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^-$ ) ашылды. Әр бөлшектің антибөлшегі (яғни массасы мен спині бөлшектегідей, ал зарядтардың барлығы қарама-қарсы бөлшек) бар екені ашылды. Шынайы бейтарап деп аталатын кейбір бөлшектердің (мысалы, фотонның, бейтарап пионның) антибөлшектері бөлшектің өзіне теңбе-тең болатынын айта кету жөн.

Бөлшек пен оның антибөлшегі кездесетін болса жойылып, екі, кейде үш фотонға айналады. Бұл құбылысты аннигиляция деп атайды. Бұл үрдіс кезінде электр зарядының, энергияның, импульстің және импульс моментінің сақталу заңы орындалады. 1933 жылы Фредерик және Ирен Жолио-Кюри кері процесті – атом ядросының маңындағы гамма кванттан электрон-позитрон жұбының тууын бақалады. Энергияның сақталу заңы бойынша мұндай гамма-кванттың энергиясы электрон мен позитронның тыныштық энергияларының қосындысынан артық болуы керек.

Уақыт өте келе белгілі элементар бөлшектердің саны өсіп, бүгінгі күнде олардың антибөлшектерімен қоса есептегендегі жалпы саны 400 жуық. Бірақ олардың көбісі резонанстар деп аталатын орнықсыз бөлшектер, олар тез арада ( $10^{-22} - 10^{-24}$  с ішінде) ыдырап кетеді. Оларды арнайы зертханаларда жылдамдығы жоғары орнықты бөлшектерді соқтығыстыру арқылы алады.

Енді элементар бөлшектердің топтастыруына (классификациясына) қысқаша шолу жасайық.

Спині бойынша бөлшектер фермион мен бозондарға бөлінеді. Фермиондар жартылай бүтін спинге ие болады да, Ферми-Дирак статистикасына, оның ішінде Паулидің тыйым салу принципіне бағынады. Бозондардың спині бүтін, олар Бозе-Эйнштейн статистикасына бағынады.

Элементар бөлшектер классификациясы туралы кейінгі мәлімет берер алдында, табиғаттағы әсерлесу түрлері мен олардың негізгі сипаттамалары туралы ақпарат келтіруге тура келеді.

Табиғаттағы барлық денелер, бөлшектер бір-бірімен әсерлеседі. Бір қарағанда осындай сан-алуан болып келетін әсерлесулер негізінен іргелі әсерлесудеп аталатын төрт түрлі әсерлесудің нақтылы жағдайдағы көрінісі болып табылады екен. Іргелі әсерлесуге гравитациялық, электромагниттік, күшті (ядролық) және әлсіз әсерлесулер жатады.

Гравитациялық әсерлесу классикалық физикада 1687 жылы И.Ньютон ашқан бүкіл әлемдік тартылыс заңымен анықталады. Гравитациялық күштер массасы бар (гравитацияның релятивтік теориясында – энергия-импульсінің тензоры нөлге тең емес) кез-келген денелердің арасында әсер етеді. Бірақ массалары өте аз болғандықтан, элементар бөлшектер үшін бұл күш қазіргі Әлем шарттында елемейтіндей аз болады. Гравитациялық әсерлесудің әрекет радиусы шексіз болып табылады. Бұл әсерлесу аспан механикасында, астрофизикада шешуші роль атқарады.

Кез-келген зарядталған дене немесе бөлшек электромагниттік әсерлесуге қатысады. Атомдардың, молекулалардың кристаллдардың болуы, газ, сұйық және қатты денелердің қасиеттері осы күштің негізінде анықталады. Әрекет радиусы шексіз болып табылады.

Әлсіз әсерлесуге фотоннан басқа кез-келген бөлшек қатысады. Бұл әсерлесудің мысалдары: ядролардың  $\beta$ -ыдырауының барлық түрлері, нейтронның затпен әсерлесуінің барлық процестері, мюонның және зарядталған пиондардың ыдыраулары. Әлсіз әсерлесудің әсер ету аймағы  $10^{-18}$  м.

Күшті әсерлесу нуклондардың атом ядросындағы байланысын қамсыздандырады (сол үшін ол ядролық әсерлесу деп те аталады), ол мезондар мен бариондар деп аталатын бөлшектерге тән. Бұл әсерлесу қысқа аралықта ғана әсер етеді, әрекет радиусы шамамен  $10^{-15}$  м тең. Бұл аралықтағы оның мәні (қарқындылығы) гравитациялық және электромагниттік күштермен салыстырғанда өте үлкен.

Жалпы, әсерлесу қарқындылығын әрекеттесудің сәйкес түрімен себептелетін процестердің ықтималдығын анықтайтын, өлшемсіз параметр

болып табылатын әрекет тұрақтысы деп аталатын шамамен сипаттайды. Бұл тұрақтылар қатынасы сәйкес әсерлесулердің салыстырмалы қарқындылығын береді.

Сонда, гравитациялық әсерлесу тұрақтысы (демек қарқындылығы) ең төмен болып табылады да, шамамен  $10^{-28}$  құрайды. Бұл әрекеттесу тұрақтысы  $10^{-10}$  -  $10^{-14}$  ретіндегі шама болып табылатын әлсіз әсерлесудің өзінен әлдеқайда аз. Электрмагниттік әсерлесу тұрақтысы (нәзік құрылым тұрақтысы)  $1/137 \approx 10^{-2}$  тең. Ядролық әрекеттесудің тұрақтысы ең жоғары болып, 1–10 ретіндегі мәнге ие (бұл әрекеттесуді басқаша күшті деп атаудың себебі).

Сонда, әрекеттесу бойынша бөлшектер үш негізгі топқа бөлінеді.

Адрондар деп аталатын топқа жататын бөлшектер әсерлесудің барлық түрлеріне, оның ішінде күшті әрекеттесуге де қатысады (әрине, электрмагнит әрекеттесуге қатысу-қатыспау бөлшектің электр заряды бар-жоғына байланысты болады, мысалы, адрондарға жататын электр бейтарап нейтрон бұл әрекеттесуге қатыспайды).

Энергиясы ондаған гигаэлектронвольт болатын электрондардың протоннан және нейтроннан шашырауын зерттеу бұл бөлшектердің ішкі құрылымы бар екеніне нұсқайды. Жалпы адрондардың қандай да бір іргелі бөлшектен құралғаны жөнінде бірнеше теория ұсынылған болатын. Соның ең жемістісі кварктар теориясы болды.

Кварктар - күшті әрекеттесуге қатысатын іргелі элементар бөлшектер, бірақ, жоғарыда айтылғандай, қазіргі Әлем шартында олар ерін күйде бола алмай, тек іргелі емес адрондарды құрап, басқа кварктармен байланысқан күйде, бақыланады. Яғни барлық адрондар осы кварктардан тұрады. Бүгінгі күнде алты кварк бар деп есептелінеді. Оларды сәйкес латынның *u, d, s, c, b, t* әріптерімен белгілейді. Бұл кварктардың қасиеттері және олардан адрондардың қалай құралатыны төмендегі кестелерде келтірілген.

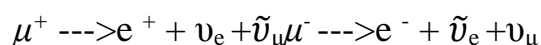
Сонда адрондар үш кварктан тұратын спині жартылай бүтін бариондар мен екі кварктан тұратын спині бүтін мезондарға бөлінеді. Бариондарға протон, нейтрон, гиперондар жатады. Мезондарға  $\pi$ -,  $K$ -,  $\eta$  мезондар жатады. Ең жеңіл мезондар Юкава ядролық әсерлесу кванты ретінде ұсынған пиондар ( $\pi^+$ ,  $\pi^0$ ). Алғашқы мезон аты олардың электрон мен протонның массаларының ортасындағы аралық массасына байланысты ұсынылған болатын. Қазіргі таңда дейін белгілі болған кейбір мезондар протоннан әлдеқайда ауыр болып табылады.

Элементар бөлшектер реакциялары барысында жүйедегі бариондар санының алгебралық қосындысы (яғни бариондар саны мен антибариондар санының айырмасы) тұрақты болып қалатыны (сақталатыны) байқалды. Бұл тәжірибелік деректі түсіндіру үшін, барлық барион болып табылатын бөлшектерге бариондық заряд, не бариондық сандеген ат берілген шамамен сипатталатын қасиет тән, барлық бариондар үшін бұл шама +1 мәнін, антибариондар үшін -1 мәнін, ал бариондарға жатпайтын бөлшектер үшін 0 мәнін қабылдайды деп алуға болады. Онда бариондар санының сақталуы бариондық зарядтың сақталу заңына бағынғанына сәйкес келетін болады.

Лептондар – күшті әсерлесуге қатыспайтын бөлшектер. Олардың қатарына жататындар: электрон, мюон,  $\tau$ -лептон (таон), электрондық нейтрино, мюондық нейтрино, таондық нейтриносы. Әрине барлық лептондардың антибөлшектері бар. Лептондардың барлығы фермиондар болып табылады.

Электрон тұңғыш ашылған элементар бөлшек және Әлемді құрайтын заттың құрамына кіретін жалғыз лептон. Оның массасы  $m_e = 9.11 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$ , электр заряды  $-1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ . Электрон қатысатын ең күшті іргелі әсерлесу - электромагниттік әсерлесу.

Мюондардың өмір сүру уақыты  $\tau_\mu = 2.2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ , спині  $s_\mu = \hbar/2$ , массасы электрон массасынан 207 еседей артық. Олар нәзік әсерлесу салдарынан:



сұлбамен ыдырайды. Осы ыдыраулар мюондардың вакуумдағы өмірінің ұзақтығын анықтайды. Тарихи себептерден мюондарды кейде  $\mu$  – мезон деп те атайды, бірақ олар бұл сөздің қазіргі түсінуінде мезондар болып табылмайды.

$\tau$ -лептон – орнықсыз бөлшек, өмір сүру уақыты  $2.9 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ , ол, мәселен, электронға (және екі нейтриноға), немесе мюонға (және екі нейтриноға) ыдырап кетеді. 1975ж. Станфордта электрон-позитрондық коллайдерде бірінші рет бақыланды. Позитрондар оған қарсы бағытта қозғалатын электрондармен соқтығысу кезінде  $\tau^-$ -лептон мен оның антибөлшегі  $\tau^+$ -лептон қосақтары бақыланады. Тау-лептондар барлық іргелі әсерлесуге дәл электрондар сияқты қатысады.

Нейтринолардың тыныштық массасы неге тең екен жөніндегі мәселе бүгінгі күнге дейін шешімін тапқан жоқ, бірақ ол өте аз болса да (соңғы бағалаулар бойынша 0.28 эВ-тен жоғары емес), нөлге тең емес екені күн ішіндегі термоядролық реакциялар барысында шығарылатын нейтриносын зерттеу нәтижесінде дәлелденді. Нейтриноның өте қызықты да маңызды қасиеті – электр бейтарап болғандықтан, ол тек әрекеттесу

қимасы өте аз әлсіз әсерлесуге ғана қатысады (массасы мұндай кішкентай денелер үшін гравитациялық әрекеттесу елемейтіндей аз болып табылатынын естеріңізге сала кетейік). Бұл себептен нейтрино затпен әсерлеспейді дерлік, мысалы, аз энергиялы нейтриноның судағы еркін жол ұзындығы  $10^{18} \text{ м}$  (100 жарық жылға) жуық. Сонда, Күн ядросында пайда болған нейтрино Күн затымен әсерлеспей, оны тесіп өтеді, ал, мәселен, фотондардың Күн центрінен оның бетіне дейін өтуіне шамамен миллион жыл кетеді, өйткені фотондар электромагнит әсерлесуіне қатысады. Жер бетіндегі ауданы  $1 \text{ см}^2$  тең бетше арқылы әр секунд сайын Күннен келген шамамен  $6 \cdot 10^{10}$  нейтрино өтеді, бірақ олардың әсері білінбейді дерлік. Энергиясы жоғары нейтрино затпен көбірек әсерлеседі.

Бариондар бариондық зарядқа ие болғанына ұқсас, лептондар лептондық зарядқа (лептондық санға) ие болады да, бұл санда реакциялар кезінде сақталу тиіс. Лептондардың лептондық заряды +1, антилептондардікі - -1 тең. Тарихи себептерден электр заряды теріс лептондар бөлшек, ал электр заряды оң



лептондар – антибөлшек болып саналады. Бұрын лептондық зарядтың лептондардың үш ұрпағына сәйкес келетін үш түрі бар деп есептелген еді, оларды флейворлық лептондық заряд деп атайтын. Бірінші ұрпаққа жататын электрон мен электрондық нейтриноның және олардың антибөлшектерінің электрондық лептондық заряды бар, лептондық санның қалған екі түрі нөлге тең. Екінші ұрпаққа жататын  $\mu^-$  теріс мюон мен мюондық нейтриноның және олардың антибөлшектерінің мюондық лептондық заряды бар, қалғандары нөлге тең. Үшінші ұрпаққа жататын теріс таон мен таондық нейтриноның және олардың антибөлшектерінің таондық лептондық заряды бар, қалғандары нөлге тең. Сонда, лептондық зарядтың әр түрі үшін сақталу заңы бөлек орындалу тиіс еді. Бірақ, Күн нейтриносын зерттеу барысында нейтрино осцилляцияларға ұшырайтыны, яғни бір ұрпақтағы нейтринодан басқа ұрпақтағыға айналатыны, мысалы, электрондық нейтрино мюондыққа айналатыны, белгілі болды. Бұл процестерде флейворлық лептондық заряд сақталмайды. Ұрпаққа тәуелсіз жалпы лептондық сан сақталмайтын процестер бүгінгі таңда белгісіз.

Қатысатын әсерлесуі бойынша бөлшектердің үшінші тобы аралық (не мөлшерлегіш) бозондар. Бұл топқа іргелі әсерлесулерді тасымалдайтын бөлшектер, атап айтсақ, электрмагнит әсерлесуді тасымалдайтын фотон, күшті әрекеттесуді тасымалдайтын глюон, әлсіз әрекеттесуді тасымалдайтын  $W^+$ ,  $W^-$  және  $Z^0$  бозондар, гравитациялық әсерлесуді тасымалдайтын және бар екені тәжірибелік түрде соңғы кезде ғана дәлелденген гравитондар жатады.

Өмір сүру уақыты бойынша элементар бөлшектер тұрақты және тұрақсыздарға бөлінеді. Тұрақтыларға еркін күйінде өмір сүру уақыты шексіз болып табылатын бөлшектерді жатқызады. Олар электрон, фотон, нейтрино, гравитон, протон және олардың антибөлшектері.  $10^{14}$  ГэВ-тен жоғары энергияларда бақылану тиіс Ұлы біріктірудің моделдері бойынша протон тұрақсыз бөлшек болып, мысалы, пион мен позитронға ыдырай алу тиіс екенін айта кетейік. Қазіргі бағалаулар бойынша протонның өмір сүру уақыты  $\sim 10^{30}$  жылдан кем емес (салыстыру үшін, Әлемнің жасы шамамен  $1.4 \cdot 10^{10}$  жыл). Қалған барлық бөлшектер еш сыртқы әсерсіз ыдырайды, сол үшін олар тұрақсыз болып табылады. Бірақ ыдырауы ықтималдығы аз әлсіз әрекеттесумен (нейтрон, мюон, зарядталған пион, каон, гиперон) және электрмагнит әрекеттесуімен (бейтарап пион, эта-мезон) себептелетін бөлшектердің өмір сүру уақыты айтарлықтай ( $10^{-20}$  с жоғары) болады да, оларды кейде квазитұрақты деп атайды. Ыдырау күшті әрекеттесумен себептелген бөлшектердің сипатты өмір сүру уақыты  $10^{-22} - 10^{-24}$  с. Мұндай бөлшектерге адрондардың қозған күйі болып табылатын резонанстар жатады, олар тұрақсыз деп аталады.

Төмендегі 1.1 кестесінде өмір сүру  $10^{-20}$  с-тан артық болатын элементар бөлшектер жөнінде деректер келтірілген.

## 2.2 ҒС-ң Жер атмосферасындағы таралуы

Жер атмосферасының қалын ( $1000 \text{ г/см}^2$  жуық) қабаты арқылы өтіп,

алғашқы ҒС (яғни Жер атмосферасынан тыс ҒС) құрамындағы протондар мен басқа зарядталған бөлшектер ауаның атомдарымен (негізінен  $N_2$  және  $O_2$  молекулаларындағы) әсерлесіп, құрамы мүлдем басқаша екінші реттік ҒС тудырады (1 сурет).

### 1.1 кесте - Элементар бөлшектер сипаттамалары

Топ	Бөлшек атауы	Белгісі		Масса (электрон массасы түрінде)	Электр заряд		Спин	Өмір сүру уақыты (с)	
		Частица	Античастица						
Калибрлік бозондар	Фотон		$\gamma$	0	0	1	Тұрақты		
	Электрондық нейтрино	$\nu_e$	$\bar{\nu}_e$	0	0	1/2	Тұрақты		
Лептондар	Мюондық нейтрино	$\nu_\mu$	$\bar{\nu}_\mu$	0	0	1/2	Тұрақты		
	Электрон	$e^-$	$e^+$	1	-1	1/2	Тұрақты		
	Мю-мезон	$\mu^-$	$\mu^+$	206,8	-1	1/2	$2,2 \cdot 10^{-6}$		
Мезондар	Пи-мезондар		$\pi^0$	264,1	0	0	$0,87 \cdot 10^{-16}$		
		$\pi^+$	$\pi^-$	273,1	1	-1	$2,6 \cdot 10^{-8}$		
	К-мезондар	$K^+$	$K^-$	966,4	1	-1	$1,24 \cdot 10^{-8}$		
		$K^0$	$\bar{K}^0$	974,1	0	0	$\approx 10^{-10}$ – $10^{-8}$		
	Эта-нөл-мезон		$\eta^0$	1074	0	0	$\approx 10^{-18}$		
Адрондар	Протон	p	$\bar{p}$	1836,1	1	-1	1/2	Тұрақты	
	Нейтрон	n	$\bar{n}$	1838,6	0	1/2	898		
	Лямбда-гиперон	$\Lambda^0$	$\bar{\Lambda}^0$	2183,1	0	1/2	$2,63 \cdot 10^{-10}$		
	Бариондар	Сигма-гиперондар	$\Sigma^+$	$\bar{\Sigma}^+$	2327,6	1	-1	1/2	$0,8 \cdot 10^{-10}$
			$\Sigma^0$	$\bar{\Sigma}^0$	2333,6	0	1/2	$7,4 \cdot 10^{-20}$	
		$\Sigma^-$	$\bar{\Sigma}^-$	2343,1	-1	1	1/2	$1,48 \cdot 10^{-10}$	
		Кси-гиперондар	$\Xi^0$	$\bar{\Xi}^0$	2572,8	0	1/2	$2,9 \cdot 10^{-10}$	
	$\Xi^-$		$\bar{\Xi}^-$	2585,6	-1	1	1/2	$1,64 \cdot 10^{-10}$	
	Омега-минус-гиперон	$\Omega^-$	$\bar{\Omega}^-$	3273	-1	1	1/2	$0,82 \cdot 10^{-11}$	

Мұнда ҒС физикасында орта қабатының қалыңдығы бөлшек зат ішінде өткен жол тығыздық ( $г/см^3$ ) пен механикалық жолдың (см) өлшем бірліктерінің

көбейтіндісінен шығатын  $\text{г/см}^2$  түрінде өлшенетінін айта кетсек жөн. Олай болғаны түсінікті, өйткені бөлшек өткен (әсерлескен) зат мөлшері тек оның сол заттағы механикалық жолмен емес, заттың тығыздығымен де анықталады (ол екеуіне де пропорционал болады): бөлшек тығыз затта аз жүрсе де, онымен көп әсерлесіп үлгереді, және керісінше. Бұл шама қимасы  $1 \text{ см}^2$  тең бағанадағы  $\text{г}$  түріндегі зат мөлшерін береді деп те алуға болады.

Жерді және басқа планеталарды қоршайтын атмосфера алғашқы ҒС үшін маңызды бөгет (кедергі) болады, атмосфераның ішкі қабаттарында алғашқы сәулеленудегілерден мүлде басқа, екінші реттік бөлшектер тіркеледі. Атмосферада болатын алғашқы ҒС-ң екінші реттік ҒС-ке айналуы елеулі түрде атмосфераның қасиеттеріне, яғни бойлығына, тығыздығына, химиялық құрамына тәуелді.

Жер атмосферасы негізінен үш газдан:  $\sim 78\%$  азоттан,  $\sim 21\%$  оттектен және көп емес көмір қышқыл газдың қоспасынан тұрады. Теңіз деңгейінен атмосфера шекарасына дейінгі ауаның тіке бағанасындағы заттың жалпы мөлшері  $1030 \text{ г/см}^2$  тең. Атмосфераның қалыңдығы (бірнеше он километр) ҒС көзінен Жерге дейінгі қашықтықтан (мындаған, миллиондаған парсек) өте кіші болғанына қарамастан, бұл мән ғарыштық сәулелер көзден Жерге дейін өтетін зат мөлшерінен ( $5 \text{ г/см}^2$ ) әлде қайда көп (өйткені атмосфера тығыздығы планетааралық, жұлдыз аралық, галактика аралық орта тығыздықтарынан көп есе жоғары). Протонның ауадағы орташа соқтығу арасындағы жолы  $80 \text{ г/см}^2$ -қа жуық, бұл жер атмосферасының қалыңдығының  $1/13$  бөлігіне тең, демек, ҒС бөлшегі атмосфераны өту кезінде бірнеше соқтығысуға душар болуы тиіс. Осыдан бірінші реттік ғарыштық сәулелердің Жерге жетуінің ықтималдылығы өте аз, сол үшін атмосфераның терең, жерге жақынырақ бөлігінде тек екінші реттік ғарыштық сәулелер бақыланады. Олардың құрамында бақыланатын элементар бөлшектердің барлығы дерлік болады. Сөйтіп, ғарыштық сәулелер қасиеттерінің атмосферадағы өзгерісі тек санды (мөлшерлі) жағынан емес, сапа жағынан болады.

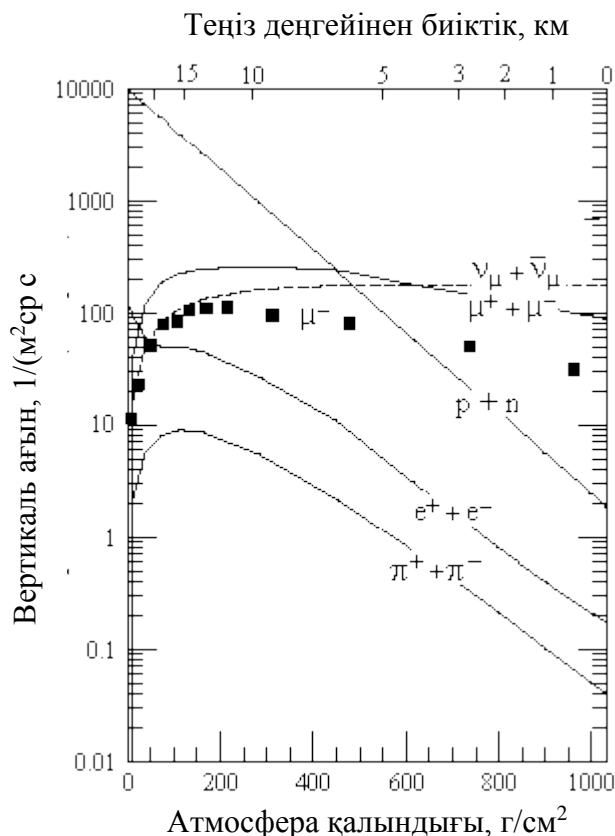
Атмосфераның шекарасы анық, ширақ болмайды: биіктік өскен сайын ауа тығыздығы біртіндеп азая береді де (ол кезде химиялық құрамы да өзгереді), планетааралық газдың тығыздығымен теңеледі. Тік бағыт үшін алғашқы ҒС-тің айтатындай өзгерісі, мысалы, ауыр ядролардың фрагменттелуі,  $3 \text{ г/см}^2$  тереңдікте басталды, осы мәнге сәйкес келетін  $40 \text{ км}$  биіктігін атмосфера шекарасы ретінде алуға (есептеуге) болады. Демек, атмосфера қалыңдығы жер радиусына қарағанда өте аз болады, сол себепті оның қисықтығын ескермеуге болады.

Әртүрлі екінші реттік құраушылар пайда болуына әкелетін құбылыстар тізбегі жер магнит қалқандар арқылы өтіп атмосфераға жетіп келген адронның (протон немесе алғашқы ядроның) бірінші әрекеттесуінен басталады. Жоғары энергиялы бөлшектердің ядролармен әрекеттесудің бір ерекшелігі – ол энергияның орта есеппен жартысының алғашқы бөлшекпен табиғаты бірдей екінші реттік бөлшекке берілетінінде тұратын жетелеу (лидерлеу) эффектісі. Әрекеттесу қасиеттері энергияға аз, шамалы-болмашы тәуелді болғандықтан,



бөлшектер саны көбее береді. Бұл құбылыс олардың энергиясы  $\epsilon_k \sim 10^9$  эВ деңгейге дейін азайғанша жалғаса береді, одан әрі бөлшектер энергиясы жаңаларды тудыруға жеткіліксіз болады да, олар біртіндеп жұтылып, ядролық каскад өше бастайды. Ядролық әрекеттесу тұрақтысы (демек, ықтималдығы) өте жоғары екенін есімізге алсақ, бұл құраушы затта тез жұтылып, Жер бетіне дейін ядролық белсенді бөлшектердің 1% ғана жететіні түсінікті болады.

Электрондар, мюондар және нейтринолар тек нәзік және электромагниттік әсерлесулерге қатысады, ядролық әсерлесуге қатыспайды. Осының нәтижесінде олар Жер бетіне ядролық құраушыдан көрі әлде-қайда көп жетеді.



2.2 сурет - Атмосферадағы FC-ң вертикаль ағындары. Нүктелермен энергиялары  $> 1$  ГэВ теріс мюондарды өлшеу нәтижелері көрсетілген. [1] бойынша келтіріледі

Бірақ *электрондар* зат арқылы өткенде өз энергиясын атомдарды иондауға ғана емес, оған қоса тежеулік сәулеленуді шығаруға да жұмсайды, ал мюондар энергиясының шығыны көбісінде тек иондамен байланысты болады, өйткені тежеулік сәулеленуді шығаруға кететін энергия бөлшек массасының квадратына кері пропорционал. Сондықтан зат арқылы өткенде мюондық құраушы электрондықтан көрі әлде-қайда аз жұтылады да, Жердің қойнауына бірнеше километрге дейін ене алады екен (нейтриноны айтсақ, ол лептон, әрі электр бейтарап болғандықтан, Жерді оп-оңай тесіп өте алатыны туралы жоғарыда айтылған). Осыған байланысты электрондық құраушыны жұмсақ деп,

ал мюондық құраушыны қатан деп атауға болады. Қатан құраушының жер бетіндегі қарқындылығы жуық, ал жұмсақ құраушының бұл қарқындылығы – .

Мюондық құраушы (және нейтринолар) зарядталған пиондардың ыдырауы нәтижесінде пайда болады:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu; \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$$

Электрондық – фотондық құраушы бейтарап пионның

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$$

ыдырауынан туады. Ядроның электр өрісінде гамма-квант электрон-позитрон қосағын түзеді:

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^-$$

Электрон мен позитронның тежелуі салдарынан жаңадан гамма-кванттар түзіліп, олар өз кезегінде қайтадан электрон-позитрондық қосақтарды тудырады. Бұл құбылыс бөлшектердің санының тасқынды өсуін береді. Бұл тасқындық құбылыс бөлшектердің энергиясы радиациялық шығын мен иондау шығыны мөлшерлес болғанға дейін созылып, одан кейін тасқын бәсеңдейді. Тасқын құрамындағы бөлшектер саны бірінші реттік бөлшектің энергиясына пропорционал болады. Энергиясы  $E_k > 10^{14}$  эВ бөлшек туғызатын тасқынның құрамында  $\sim 10^6 \div \sim 10^9$  бөлшек болады. Мұндай тасқындарды кең атмосфералық нөсер (КАН) деп атайды. КАН энергиясы аса жоғары ғарыштық сәулелерді зерттеуде қолданылады.

Жер бетіндегі ҒС ағының біліп, атмосферадан тыс ағынды байланыс коэффициенттер әдісі көмегімен анықтауға болады.  $t$  уақыт мезетінде Жер атмосферасының  $h$  биіктігінде тіркелетін ҒС қарқындалағын

$$N^i(h, t) = \int_{\varepsilon_{\min}}^{\infty} D(\varepsilon, t) m^i(\varepsilon, h) d\varepsilon \quad (2.1)$$

деп жазуға болады, мұндағы  $N^i(h, t)$  - ҒС-ң тіркеліп отырған  $i$ -ші құраушының Жер атмосферасының  $h$  биіктігіндегі қарқындылығы,  $D(\varepsilon, t)$  -  $t$  уақыт мезетіндегі алғашқы ҒС-ң энергиялық спектрі,  $m^i(\varepsilon, h)$  -  $i$ -ші құраушының Жер атмосферасының  $h$  тереңдігіндегі интегралдық еселік, яғни атмосфераға кірген энергиясы  $\varepsilon$  –ге тең бір алғашқы бөлшектен пайда болған  $i$ -ші типті екінші реттік бөлшектердің Жер атмосферасының  $h$  тереңдігіндегі саны;  $\varepsilon_{\min}$  - бөлшек геомагниттіккөрісті тесіп, берілген нүктеде Жер бетіне дейін жету үшін қажетті энергия.

Қарқындылықтың өзгеруін алғашқы спектр арқылы

$$\delta N^i(h) = \int_{\varepsilon_{\min}}^{\infty} \delta D(\varepsilon, t) m^i(\varepsilon, h) d\varepsilon, \quad (2.2)$$

түрде жазуға болады, мұндағы  $\delta N^i(h) = N^i(h, t_2) - N^i(h, t_1)$ ,  $\delta D(h) = D(\varepsilon, t_2) - D(\varepsilon, t_1)$ , ал қарқындылықтың салыстырмалы өзгерісі:

$$\frac{\delta N^i}{N^i}(h) = \int_{\varepsilon_{\min}}^{\infty} \frac{\delta D}{D}(\varepsilon) W^i(\varepsilon, h) d\varepsilon, \quad (2.3)$$

мұндағы  $W(\varepsilon, h) = \frac{D(\varepsilon)m(\varepsilon, h)}{N(h)}$  - FC-ң і-ші құраушысы үшін байланыс коэффициенті. Қарқындылықтың өзгеруі Күн жарқ ету нәтижесінде туылған күндік FC-ң келуінен пайда болса, онда  $\frac{\delta D}{D}(\varepsilon)$  алғашқы (Жер атомсферасынан тыс) KFC-ң энергиялық спектрі деп қарастыруға болады.

### 2.3 Кең атмосфералық нөсерлер туралы түсінік

Аса жоғары энергиялы ( $E \geq 10^6$  ГэВ) бөлшектердің әрекеттесуін тікелей әдіспен зерттеуге болмайды, себебі бөлшектердің қарқындылығы өте төмен. 1 жыл ішінде атмосфера шекарасындағы 1 м<sup>2</sup> ауданға мұндай бөлшектердің бірнеше ондығы ғана түседі, яғни ағыны шамамен 10<sup>-2</sup> сағ<sup>-1</sup>м<sup>-2</sup> болады, ал 10<sup>9</sup> ГэВ энергиясындағы бөлшектер ағыны 1 бөлшек (км<sup>2</sup>·жыл)<sup>-1</sup> құрайды. Бірақ жағдай аса жоғары энергиялы бөлшектердің ауа ядроларымен әсерлесуі нәтижесінде КАН-ң пайда болуымен жеңілдетіледі.

Энергиясы  $E > 10^6$  ГэВ бөлшекпен атмосферада тудырылатын электрон-фотондық каскадтың орташа квадраттық радиусы теңіз деңгейінде шамамен 70 м, ал толық өлшемі, яғни нөсер бөлшектері орналасқан бір-бірінен максимал қашықтығымындаған метрге дейін жетеді. Сәйкесінше, алғашқы бөлшектің траекториясы детектордан 100 м қашықтықта өтсе де, құрылғы электрон мен фотонды тіркей алатын болса, мұндай бөлшек байқалмай қалмайды. Осылайша, қондырғының тиімді ауданының ретті өлшемі  $S = \pi R^2 = \pi \cdot 100^2 \approx 3 \cdot 10^4$  м<sup>2</sup> және  $E > 10^6$  ГэВ энергиялы бөлшектер  $f \sim 10^{-2} \cdot 3 \cdot 10^4 \text{ сағ}^{-1}$  жиілікпен тіркеле алады.

КАН-ды зерттеу барысында келесідей негізгі мәселелер қарастырылады:

- 1) КАН қасиеттерін, құрамын зерттеу;
- 2) 10<sup>15</sup> эВ-тен жоғары энергиядағы бөлшектердің әсерлесуін зерттеу;
- 3) астрофизикалық есептер.

Нөсерлердің қасиеттері мен құрамын зерттеу басқа есептерді шешудің негізі болып табылады. Бөлшектердің нөсердегі үлестірілуі жарық

жылдамдығына өте жуық жылдамдықпен таралатын құймақ тәріздес. Бөлшектер қарқындылығының максимумы («нөсер максимумы») алғашқы бөлшектің энергиясына да, оның түріне де тәуелді.

Нөсер шебінің келу уақытын өлшеу арқылы оны тудырған алғашқы бөлшектің келу бағытын еспетеуге болады. Нөсердің, яғни алғашқы бөлшектің энергиясы нөсер өсінен жүздеген метрге дейінгі қашықтықтағы екінші реттік бөлшектердің қосынды тығыздығы бойынша анықталады.

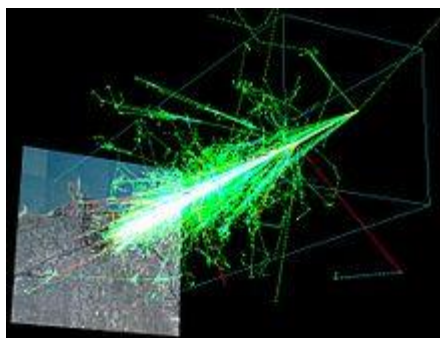
КАН-дағы бөлшектер энергиясын анықтаудың бір әдісі – Вавилов-Черенков жарқырауын өлшеу: КАН бөлшектері жарықтың ауадағы жылдамдығынан тез қозғалатындықтан, черенковтық сәулелену шығаруы болады. Бұл жарқырау нөсер таралу бағытындағы тар (ені кіші болып келетін) конус шегінде көрінеді де (2.2 суретті қараңыз), жер бетіндегі оптикалық детекторлар көмегімен тіркеле алады.

Сөйтіп, КАН-ң мынадай құраушыларын ажыратуға болады: электрон-фотондық, адрондық, мюондық, Вавилов-Черенков сәулеленуі, радиосәулелену.

Электрондар мен фотондардың саны тез көбейіп, олар нөсердің орталық бөлігіндегі бөлшектердің 95-98% құрайды, ал нөсер шетіндегі (өсінен алыс бөлігіндегі) бөлшектердің 80% құрайды. Сондықтан, КАН-ды бақылаудың қарапайым және көп қолданылатын әдісі - ұзақ уақыт бойы олардың электрон-фотондық құраушысын тіркеу. Қазіргі таңда КАН-ды комплексті(кешенді) қондырғылар көмегімен зерттеу маңызды роль атқарады. КАН зерттеуде Жер атмосферасы аса жоғары энергиялы FC тіркеуге мүмкіндік беретін зеңгір детектордың «жұмыстық дене» рөлін атқарады.

Аса жоғары энергиялы бөлшектердің өзара және затпен әсерлесуін зерттеу қазіргі таңда тек КАН көмегімен мүмкін екені түсінікті, өйткені сондай энергиялы бөлшектердің Жердегі жалғыз көзі болып КАН табылады.

КАН-ды зерттеудің астрофизика үшін маңыздылығын да бағалау қиын. Аса жоғары энергиялы бөлшектер орасан жоғары қуатты процестер өтіп жатқан ғарыштық кеңістіктің аймақтарында пайда болып, Галактикада төменгі энергиялы бөлшектерге қарағанда айтарлықтай аз уақыт ішінде таралады да, Әлемнің осы табиғаты мен қасиеттері осы күнге дейін жақсы танылмаған аумақтары туралы құнды мәлімет әкеледі.



2.2 сурет -Энергиясы 1 ТэВ-ке тең алғашқы протоннан пайда болған КАН-ң компьютерлік моделі.



## **Бақылау сұрақтары**

- 1 Иргелі әрекеттесулердің негізгі ерекшеліктері қандай?
- 2 Элементар бөлшектердің қандай топтарға бөлінеді?
- 3 Адрондардың ерекшеліктері қандай?
- 4 Жер атмосферасының негізгі қасиеттері қандай?
- 5 Екінші реттік FC-ң құраушылары қалай пайда болады?
- 6 Кең атмосфералық нөсерлер дегеніміз не? Оларды зерттеудің маңыздылығы неде?

### III ЗАРЯДТАЛҒАН БӨЛШЕКТЕРДІҢ МАГНИТ ӨРІСІНДЕГІ ҚОЗҒАЛЫСЫ

Жер атмосферасын қарастырмағанда, көзден тіркеу нүктесіне дейін барлық жолында ҒС-ң таралуына шешуші әсер ететін – магнит өрістер. Мысалы, планетааралық кеңістіктегі әртүрлі факторлардың ҒС-ке әсерін бағалап көрсек, Күннің гравитациялық өрісінің және планетааралық орта бөлшектеріндегі кулондық пен ядролық шашыраудың әсері ҒС-ң планетааралық магнит өрісімен әрекеттесуіне қарағанда әлде қайда аз болатынын көз жеткізе аламыз (бұл туралы толығырақ кейінгі тарауларда айтылады). Сол үшін, ҒС-ң Жер атмосферасынан тыс таралуы мен сипаттамаларын қарастыра алдында зарядталған бөлшектер әртүрлі магнит өрістерінде қалай қозғалатыны жөніндегі мәліметпен екжеі-текжеі танысуымыз қажет.

Заряды  $e$ , массасы  $m = m_0\gamma$ , импульсі  $\vec{p} = m\vec{v}$  бөлшектің электр өрісі болған жағдайдағы магнит өрісіндегі қозғалысының теңдеулері:

$$\begin{aligned}\dot{\vec{v}} &= \dot{\vec{r}}; \\ \dot{\vec{p}} &= e\vec{E} + \frac{e}{c}[\vec{v}\vec{B}],\end{aligned}\tag{3.1}$$

мұндағы  $m_0$ ,  $\gamma$ ,  $\vec{v}$ ,  $\vec{r}$  – сәйкесінше, бөлшектің тыныштық массасы, Лоренц-факторы, жылдамдығы және радиус-векторы,  $\vec{E}$  – электр өрісінің кернеулігі,  $\vec{B}$  – магнит өрісінің индукциясы,  $c$  – вакуумдағы жарық жылдамдығы,  $e\vec{E}$  – бөлшекке электр өрісі жағынан, ал  $\frac{e}{c}[\vec{v}\vec{B}]$  – магнит өрісі жағынан әсер ететін күш (Лоренц күші). Осы тарауда теңдеулердің барлығы астрономия мен ғарыш физикасында жиі қолданылатын Гаусс жүйесінде жазылғанын айта кетейік.

Кейінгі қарастыру барысында бізге

$$\begin{aligned}m &= m_0\gamma, \\ \gamma &= \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \Rightarrow (\gamma c)^2 = c^2 + (\gamma v)^2 \Rightarrow (mc)^2 = (m_0c)^2 + p^2\end{aligned}\tag{3.2}$$

өрнегі де керек болады.

#### 3.1 Зарядталған бөлшектің тұрақты біртекті магнит өрісіндегі қозғалысы

Осы бапта біз магнит өрістері зарядталған бөлшектің траекториясын қисайтып, өзінің күш сызықтарын айнала орап алатынын көрсетеміз. Егер магнит өрісінің өлшемі (магнит өрісі алатын аймақтың өлшемі) бөлшектің айналу радиусынан анағұрлым көп болса, бір оралымды жасауға кететін уақыт

ішінде бөлшек біртекті дерлік магнит өрісінде қозғалады деп санасақ болады. Онда бөлшек қозғалысын есептеу үшін қарастыруды біртекті өрістегі қозғалыстан бастап, өріс біртектілігін ұйытқу ретінде енгізу тиімді болады екен.

### 3.1.1 Ұйытқымаған қозғалыс

Егер бөлшекке тек тұрақты (яғни уақытта өзгермейтін) біртекті (яғни кеңістікте өзгермейтін) магнит өрісі жағынан күш әсер етсе, онда

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{e}{c} [\vec{v}\vec{B}]. \quad (3.3)$$

Бұл қозғалыс теңдеуінің екі жағын скалярлы түрде  $\vec{p}$  бөлшек импульсіне көбейтейік:

$$\frac{1}{2} \frac{d(\vec{p}^2)}{dt} = \frac{1}{2} \frac{d(p^2)}{dt} = 0 \Rightarrow$$

$$p = \text{const} \Rightarrow m = \text{const} \Rightarrow v = \text{const}, E = \text{const}$$

Сөйтіп, тұрақты біртекті магнит өрісі бөлшек жылдамдығының модулін өзгертпей, тек оның бағытына әсер етеді де, бөлшектің энергиясын да өзгертпейді. Ол түсінікті, өйткені мұндай өріс жағынан бөлшекке әсер ететін Лоренц-күші оның өрнегіне сай, өрістің өзіне де, бөлшек жылдамдығына да, демек оның орын ауыстыруына да перпендикуляр бағытталған болады, бұның салдарынан бұл күш бөлшекке жұмыс жасамайды (жұмыс күш пен орын ауыстырудың скалярлы көбейтіндісіне тең екенін, ал перпендикуляр векторлардың мұндай көбейтіндісі нөлге тең екенін естеріңізге сала кетейін), демек энергиясын да өзгертпейді.

Бөлшек жылдамдығын магнит өрісіне параллель және перпендикуляр құраушыларына жіктеп, қозғалыс теңдеуін осы екі бағытқа проекциясы түрінде жазайық:

$$\vec{v} = \vec{v}_\perp + \vec{v}_\parallel; \quad v = \sqrt{v_\perp^2 + v_\parallel^2};$$

$$[\vec{v}\vec{B}] = [(\vec{v}_\perp + \vec{v}_\parallel)\vec{B}] = [\vec{v}_\perp\vec{B}]; \quad (3.4)$$

$$\frac{d\vec{p}_\parallel}{dt} = 0, \quad m = \text{const} \Rightarrow \frac{d\vec{v}_\parallel}{dt} = 0 \Rightarrow \vec{v}_\parallel = \text{const}, \quad v_\parallel = \text{const}.$$

Сөйтіп, магнит өрісі бағытында бөлшек бірқалыпты қозғалады (магнит өрісі бөлшектің өріске параллель қозғалысына әсер етпейді).

$$\left(\frac{d\vec{p}}{dt}\right)_{\perp} = \frac{d\vec{p}_{\perp}}{dt} = \left(\frac{e}{c}[\vec{v}\vec{B}]\right)_{\perp} = \frac{e}{c}[\vec{v}_{\perp}\vec{B}] \quad (3.5)$$

$$m\dot{\vec{v}}_{\perp} = \frac{e}{c}[\vec{v}_{\perp}\vec{B}] \quad (3.6)$$

Бұдан  $v_{\perp} = \text{const}$ ,  $\dot{\vec{v}}_{\perp} \perp \vec{v}_{\perp}$  көреміз. Механикада көрсетілетіндей, удеуі модулі бойынша тұрақты жылдамдыққа перпендикуляр қозғалыс – шеңбер бойымен қозғалым болып табылады, демек өріске перпендикуляр бағытта бөлшек модулі өзгермейтін жылдамдықпен шеңбер бойымен қозғалады.

Бұл қозғалыстың лездік центрін *айналыс центрі* деп атайық (ол траектория қисықтығының центрінен өзгеше шама болып табылады). Траекторияның магнит өрісіне перпендикуляр жазықтығына проекциясының қисықтық радиусы (бөлшек орналасқан нүктеден айналу центріне жүргізілген вектор) *лармор радиусы* (немесе гиро-радиус) деп аталады, оны әдетте  $\vec{\rho}$  деп белгілейді.

Центрге тартқыш үдеудің өрнегін табайық:

$$\begin{aligned} (3.6) \Rightarrow m(\vec{\omega} \vec{\omega})\vec{\rho} &= \frac{e}{c}[\vec{v}_{\perp}\vec{B}] = \\ &= -\frac{e}{c}[\vec{\omega}\vec{\rho}\vec{B}] = \frac{e}{c}[\vec{B}\vec{\omega}\vec{\rho}] = \frac{e}{c}\vec{\omega}(\vec{B}\vec{\rho}) - \vec{\rho}(\vec{B}\vec{\omega}) \Rightarrow \\ m(\vec{\omega} \vec{\omega})\vec{\rho} &= -\frac{e}{c}\vec{\rho}(\vec{B}\vec{\omega}) \Rightarrow \vec{\omega} = -\frac{e\vec{B}}{cm} \end{aligned} \quad (3.7)$$

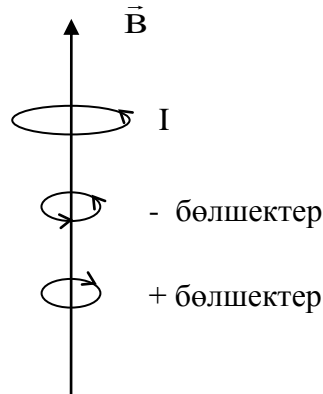
Демек, оң бөлшектер сол бұрандамен, ал теріс бөлшектер оң бұрандамен айналады (бұрыштық жылдамдық айналу өсі бойымен, айналыс бағытымен оң бұранданы құрайтындай етіп бағытталғанын естеріңізге сала кетейік). Сөйтіп, теріс бөлшектер – магнит өрісін тудырған ток бағытымен бағыттас, ал оң бөлшектер – сол токтың бағытына қарама-қарсы айналады (3.3 сурет).

Бөлшектің лармор-радиусы үшін өрнекті табайық.

$$\omega = \frac{|e|B}{cm} \Rightarrow \quad (3.8)$$

$$\vec{\rho} = \frac{mc}{eB^2}[\vec{v}_{\perp}\vec{B}] = \frac{c}{eB^2}[\vec{p}_{\perp}\vec{B}]$$

$$\rho = \frac{mv_{\perp}c}{|e|B} = \frac{p_{\perp}c}{|e|B}. \quad (3.9)$$



3.1 сурет - Магнит өрісінің, оны тудырған электр тогының, теріс және оң бөлшектер айналысының өзара бағыттары

Бұл өрнектегі

$$R = \frac{p_{\perp} c}{|e|} \quad (3.10)$$

шама бөлшектің *магнит қатандығы* деп аталады, ол магнит өрісіндегі бөлшектің қозғалысын анықтайды. Бөлшектің магнит қатандығы неғұрлым көп болса, соғұрлым оның берілген магнит өрісіндегі лармор-радиусы да көп болады, яғни магнит өрісі мұндай бөлшектің траекториясын аз қисайтып, оның қозғалысына аз әсер етеді. Ультрарелятивті бөлшектер үшін магнит қатандығы сан жағынан бірлік зарядқа сәйкес келетін энергияларына жуық болады, өйткені мұндай бөлшектер үшін  $p \approx mc$ ,  $pc \approx mc^2$ . Лармор-радиустың модулі үшін өрнектен біз қарастырып отырған жағдайда ол өзгермейтінін көреміз.

Сөйтіп, зарядталған бөлшектің тұрақты біртекті магнит өрісіндегі қозғалысы өріске параллель бірқалыпты түзу сызықты қозғалыс пен өріске перпендикуляр шеңбер бойынша болатын бірқалыпты қозғалыстың комбинациясы болып табылады. Сонда, бұл жағдайдағы бөлшектің траекториясы - өрістің күш сызықтарына оралатын, радиусы мен қадамы тұрақты бұранда сызық.

Зарядталған бөлшектің айналма қозғалысы магнит өрісін тудырады. Оның магнит моменті (ток ағып жатқан контурдың ауданы мен ток күшінің көбейтіндісі, Гаусс жүйесінде оны жарық жылдамдығына бөлу керек) мына өрнекпен беріледі:

$$\mu = \frac{\pi \rho^2 I}{c} = \left| \begin{array}{l} I = |e| / T_g \\ T_g = 2\pi / \omega = \frac{2\pi mc}{|e|B} \end{array} \right| = \frac{\pi \rho^2 |e|^2 B}{c^2 2\pi m} = \frac{p_{\perp}^2}{2Bm}. \quad (3.11)$$

Релятив емес жағдайда

$$\mu = \frac{m_0 v_{\perp}^2}{2B} = \frac{W_{\perp}}{B}.$$

Дөңгелек траекториясы арқылы өтетін магнит ағыны мынаған тең болады:

$$\Phi = \pi r^2 B = \frac{\pi c^2 p_{\perp}^2}{e^2 B} = \frac{2\pi c^2 m}{e^2} \mu. \quad (3.12)$$

### 3.1.2 Магнит емес күштермен ұйытқыған қозғалысы

Бөлшекке магнит емес күштер де әсер етсе, немесе магнит өрісінде біртекті еместіктер болса, онда *жүргізуші центрі* деген ұғымды қолдануға ыңғайлы болады. Ол – координаттары

$$\vec{r}_c = \vec{r} + \vec{\rho} = \vec{r} + \frac{c}{eB^2} [\vec{p}\vec{B}] \quad (3.13)$$

өрнекпен берілетін нүкте, мұндағы  $\vec{r}$  - бөлшектің радиус-векторы. Формуладан көрінетіндей, егер бөлшекке тек біртекті магнит өрісі жағынан күш әсер етсе, жүргізуші центрі айналыс центрімен беттеседі. Яғни, *егер көп емес уақытқа ұйытқушы күштің әсерін алып тастасақ, бұл уақыт ішінде бөлшек шеңбер бойымен жүргізуші центрін айнала қозғалады.*

Біртекті тұрақты магнит өрісінде қозғалып жатқан зарядталған бөлшек соқтығуға ұшыраған жағдайды қарастырайық. Соқтығу кезінде уақыттың  $\Delta t \ll T_g$  қысқа аралығында бөлшекке айтарлықтай  $\vec{f}$  күші әсер етеді. Егер

$$\vec{f}_{\perp} \gg \left| \frac{e}{c} [\vec{v}\vec{B}] \right|$$

болса, онда бөлшектің импульсі айтарлықтай өзгереді:

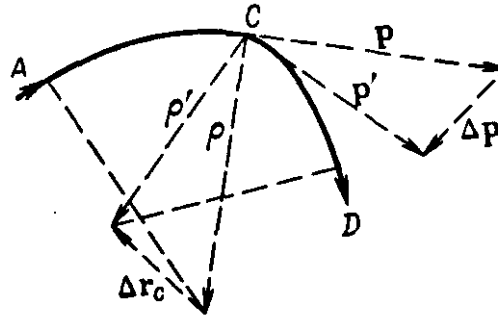
$$\vec{p}' = \vec{p} + \Delta\vec{p}, \quad \Delta\vec{p} = \int_t^{t+\Delta t} \vec{f} dt \quad (3.14)$$

Соқтығуға дейін жүргізуші центрі тыныштықта болады, немесе күш сызықтарына параллель бірқалыпты қозғалады. Қысқа мерзімді соқтығу

нәтижесінде бөлшектің радиус векторы айырлықтай өзгермейді, ал жүргізуші центрінің орналасуы импульс векторының өзгерісінен мына мәнге өзгереді:

$$\Delta \vec{r}_c = \frac{c}{eB^2} [\Delta \vec{p} \vec{B}] = -\frac{c}{eB^2} \vec{B} \times \int_t^{t+\Delta t} \vec{f} dt \quad (3.15)$$

Бұл нәтиже айналыс центрі үшін де жарамды.



3.2 сурет – Бөлшек импульсінің өзгерісі жүргізуші центрінің ығысуына әкеледі

Егер бөлшекке біртекті тұрақты магнит өрісінен басқа *магнит емес* тұрақты күш әсер етсе, оның жүргізуші центрі кейбір  $\vec{U}$  жылдамдықпен ығысады (3.2 сурет):

$$(3.13) \Rightarrow \vec{U} = \frac{d\vec{r}_c}{dt} = \vec{v} + \frac{c}{eB^2} \frac{d\vec{p}}{dt} \times \vec{B} \quad (3.16)$$

Енді тұрақты ұйытқушы күш әсерінен болатын жүргізуші центрдің ығысу жылдамдығын табайық. Бұл жағдайда қозғалыс теңдеуі былай жазылады:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{p}}{dt} &= \vec{f} + \frac{e}{c} [\vec{v} \vec{B}] \Rightarrow \\ \vec{U} &= \frac{d\vec{r}_c}{dt} = \vec{v} + \frac{c}{eB^2} \left[ \vec{f} + \frac{e}{c} [\vec{v} \vec{B}] \right] \times \vec{B} = \\ &= \left[ (\vec{v} \times \vec{B}) \times \vec{B} - \vec{B} \times (\vec{v} \times \vec{B}) = \vec{B}(\vec{v} \vec{B}) - \vec{v}B^2 \right] = \\ &= \left[ \vec{v}_{\parallel} B^2 - \vec{v}B^2 = -\vec{v}_{\perp} B^2 \right] = \\ &= \vec{v} - \vec{v}_{\perp} + \frac{c}{eB^2} \vec{f} \times \vec{B} = \vec{v}_{\parallel} - \frac{c}{eB^2} \vec{B} \times \vec{f} \end{aligned} \quad (3.12)$$

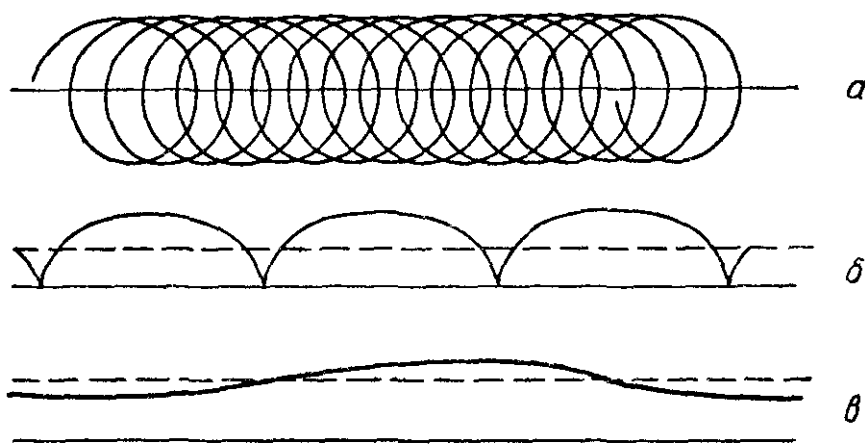
Бұл нәтижені (3.15) теңдеуінен де алуға болады.

Онда жүргізуші центр жылдамдығының өріске перпендикуляр және параллель құраушылары осылай анықталады:

$$\vec{U}_{\perp} = -\frac{c}{eB^2} \vec{B} \times \vec{f} \quad (3.18)$$

$$\vec{U}_{\parallel} = \vec{v}_{\parallel} \Rightarrow \frac{d}{dt}(m\vec{U}_{\parallel}) = \vec{f}_{\parallel} \quad (3.19)$$

Демек, өріске параллель бағытта жүргізуші центр ұйытқымаған қозғалыс жағдайында сияқты бөлшектің  $v_{\parallel}$  жылдамдығымен орның ауыстырады, бірақ бұл қозғалыс енді бірқалыпты емес болып табылады. Ұйытқымаған қозғалыстан айырмашылығы – жүргізуші центрі тек өріс бойымен емес, оған перпендикуляр бағытта да қозғалады. Жүргізуші центрінің бұл қозғалысы бөлшектің ығысуы (дрейфі) деп аталады. Ұйытқышы күш неғұрлым көп болса, соғұрлым ығысу тез болатыны түсінікті. Айта кететін қызықты жайт – (б) өрнектен ұйытқышы күштің әсері бөлшектің заряд таңбасына байланысты емес болса, заряды әртанбалы бөлшектер қарама-қарсы бағыттарда ығысады, ал ұйытқышы күш бөлшектің зарядына тәуелді болса (мысалы, ол электр күші болса) әртанбалы бөлшектер бір бағытта ығысады. Бұл дерек электрдинамика заңдарына қарсы емес, өйткені ығысу – бөлшектің нақты емес, орташаланған қозғалысы, яғни оның жүргізуші центрінің қозғалысы болып табылады.



3.3 сурет – Ұйытқышы күш тұрақты болған жағдайдағы бөлшектің (қалын сызық), жүргізуші центрінің (жұқа сызық) және айналыс центрінің (үзіксызық) траекториялары:

а -  $U_{\perp}/v_{\perp} < 1$ , б -  $U_{\perp}/v_{\perp} \approx 1$ , в -  $U_{\perp}/v_{\perp} > 1$

Сөйтіп қарастырылып отырған жағдайда бөлшек траекториясының магнит өрісіне перпендикуляр жазықтыққа проекциясы шеңбер емес, бұранда сызық болып табылады. Және де ығысу жылдамдығы бөлшектің  $v_{\perp}$  жылдамдығынан аз болса, яғни бөлшек бір айналым жасағанша жүргізуші центр аз ығысып



үлгерсе, бұл сызықтың қадамы аз болып, траектория кішкене ғана тұйықталмайтын шеңберлерден тұратын болады.  $U_{\perp} \approx v_{\perp}$  болса, бөлшек траекториясы машина дөңгелегінің кезкелген нүктесінікіндей циклоида болады, ал  $U_{\perp} > v_{\perp}$  болса, траектория өте созылынқы бұранда сызыққа айналады.

### 3.1.3 Магнит өрісінің жеке біртекті еместікпен ұйытқыған қозғалыс

*Магнит біртекті еместік* деп-магнит өрісі фондық өрістен өзгеше өрісі бар кеңістік аймағын айтамыз. (Негізі, магнит өрісі біртекті бола алмайды, себебі оның күш сызықтары міндетті түрде қисайған болады, яғни құйынды.)

Бөлшек біртекті еместікпен соқтығысқанда бағыты өзгереді (шашырайды). Изотропты-барлық бағытта бірдей қозғалады (диффузия сияқты). Анизотропты-әр бағытта әртүрлі. Гелиомагнит сферада FC изотроптанады.

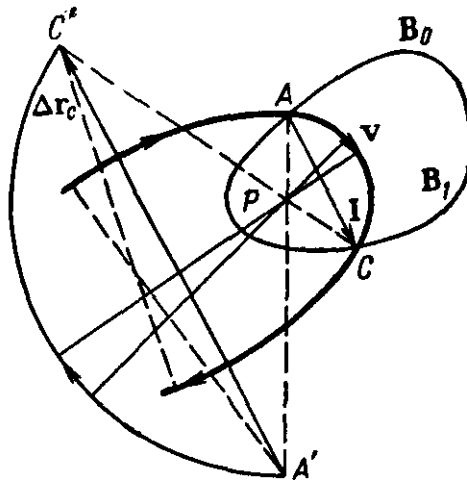
Зарядталған бөлшек кейбір үлкен емес аймақтан басқа жерде біртекті болып табылатын тұрақты  $\mathbf{B}_0$  магнит өрісінде қозғалсын делік. Бұл сингуляр (ерекше) аймақта магнит өрісі  $\mathbf{B}_0$ -ге параллель, ал оның индукциясы  $\mathbf{B}_1$ -ге тең болсын (3.4 сурет). Суретте күш сызықтары парақ жазықтығына перпендикуляр түзу сызықтары болып табылады,  $\mathbf{B}_1 > \mathbf{B}_0$ , жуан сызық – бөлшек траекториясы, тұйықталған қисық магнит біртекті еместікті қоршайды, А' пен С' нүктелері – сәйкесінше, бөлшектің біртекті еместікке кірер алдындағы және одан шыққандағы жүргізуші центрі, Р нүктесі – біртекті еместіктегі жүргізуші центрі. Суреттегі АСР және А'С'Р үшбұрыштарын қарастырайық. Олар теңбүйірлі болып табылады, өйткені АС=РС=ρ<sub>1</sub> – бөлшектің біртекті еместік ішіндегі, ал АА'=СС'=ρ<sub>0</sub> – одан тыс лармор радиустары. Оған қоса Р төбесіндегі бұрыштар вертикаль болып табылады. Демек, бұл екі үшбұрыштың барлық сәйкес бұрыштары бір біріне тең, яғни үшбұрыштар ұқсас. Онда,  $\vec{l}$  деп бөлшек  $\mathbf{B}_1$  өріске кіретін нүктеден одан шығатын ( $\mathbf{B}_0$  өріске қайтатын) нүктеге бағытталған векторды (оған АС кескіні сәйкес келеді), ал  $\Delta \vec{r}_c$  деп жүргізуші центрінің біртекті еместікпен әсерлесуі нәтижесінде болатын орын ауыстыруын (оған А'С' кескіні сәйкес келеді) белгілесек, олар арасындағы қатынас мынадай болады:

$$\Delta \vec{r}_c = -\vec{l} \frac{\rho_0 - \rho_1}{\rho_1} = -\vec{l} B_1 \left( \frac{1}{B_0} - \frac{1}{B_1} \right) = -\vec{l} \frac{\Delta B}{B_0}, \quad (3.20)$$

мұндағы  $\Delta B = B_1 - B_0$ .

Біртекті еместік ішінде өріс өзгертін жағдайда бұл аймақты аздығы соншалықты, өріс әр қайсысының ішінде шамамен тұрақты болып қалатын жеке аймақтарға бөлуге болады.  $\vec{l}$  бұл жағдайда жолдың  $\Delta \vec{s}$  элементіне жуық, ал  $\Delta \vec{s} / \Delta t \approx \vec{v}_{\perp}$  жуық болады. Онда, (3.20)-дан:

$$\vec{U}_{\perp} = -\vec{v}_{\perp} \frac{\Delta B}{B_0} . \quad (3.21)$$



3.4 сурет – Жүргізуші центрінің бөлшек магнит өрісі күшейген аймақтан өту кезіндегі қозғалысы.

3.4 суреттен көрінетіндей, бөлшек магнит біртекті еместікте тиімді шашырау үшін (яғни қозғалыс бағыты тез арада айтарлықтай өзгеру үшін) біртектілік өлшемі бөлшектің лармор радиусына жуық болуы қажет. Мысалы, лармор радиусы әлдеқайда көп болса, бөлшек біртекті еместікті байқамай дерлік қозғала береді: қозғалыс бағыты көп өзгеріп үлгермейді.

### 3.2 Зарядталған бөлшектің баяу өзгертін магнит өрісіндегі қозғалысы

Магнит өрісі уақытта және кеңістікте өзгеріп тұрса, және бұл өзгеріс баяу болса, онда зарядталған бөлшектің қозғалысын ұйытқулар әдісімен қарастыруға ыңғайлы болады. Бұл әдістің жарамды болуының шарты - магнит өрісінің өзгерісі бөлшектің бір айналымы ішінде өрістің өзінен анағұрлым аз болуы тиіс:

$$\frac{T_g}{B} \frac{\partial B}{\partial t} \ll 1, \quad (3.22)$$

$$\frac{\rho |(\text{grad} B)_{\perp}|}{B} \ll 1, \quad (3.23)$$

$$\frac{T_g v_{\parallel} |(\text{grad} B)_{\parallel}|}{B} \ll 1. \quad (3.24)$$

### 3.2.1 Айнымалы магнит өрісіндегі қозғалыс

Максвеллдің электрдинамикасы бойынша айнымалы (уақытта өзгеретін) магнит өрісі құйынды электр өрісін тудырады:

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}.$$

Бөлшек энергиясының бір айналым ішіндегі өзгерісі:

$$\Delta W = \Delta(mc^2)^2 = -e \oint \vec{E} d\vec{s} = \left| \oint \vec{E} d\vec{s} = \iint \text{rot } \vec{E} d\vec{S} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \phi}{\partial t}, \right|_{\phi = \pi \rho^2 B} = \frac{\pi \rho^2 |e|}{c} \frac{\partial B}{\partial t}. \quad (3.25)$$

1 секунд ішіндегі айналымдардың саны  $1/T_g$  болғандықтан, энергияның уақыт бойынша туындының орташа мәні

$$\frac{d}{dt}(mc^2) = \frac{\Delta(mc^2)}{T_g}. \quad (3.26)$$

Лармор радиусы мен периоды үшін өрнектерді қолданып, (3.25)–тен  $\Rightarrow$

$$\frac{dm}{dt} = \frac{p_{\perp}^2}{2mc^2 B} \frac{\partial B}{\partial t}. \quad (3.27)$$

(3.2) теңдеуін дифференциалдасак:

$$c^2 2m \frac{dm}{dt} = \frac{dp_{\perp}^2}{dt} \Rightarrow \frac{dm}{dt} = \frac{1}{2mc^2} \frac{dp_{\perp}^2}{dt} \quad (3.28)$$

(өйткені (3.25) «бетатрондық үдету» импульстің тек перпендикуляр құраушысын өзгертеді). Егер өріс тек уақытта өзгерсе (кеңістікте өзгермесе, яғни біртекті болса), онда  $\partial B / \partial t = dB / dt$ , және (3.27) мен (3.28) формулалардан

$$\frac{p_{\perp}^2}{B} = \text{const} \equiv C \quad (3.29)$$

Шынында,

$$d\left(\frac{p_{\perp}^2}{B}\right) = \frac{(p_{\perp}^2)'B - p_{\perp}^2 B'}{B^2} = \left| (3.27), (3.28) \Rightarrow \frac{dp_{\perp}^2}{dt} = \frac{p_{\perp}^2}{B} \frac{dB}{dt} \right| = 0.$$

(3.12) формуласымен салыстыру интегралдау тұрақтысы ((3.29)-дағы C) орбита жазықтығы арқылы өтетін  $\phi$  магнит ағынына пропорционал екенін көрсетеді. Релятив емес жағдайда (3.29) теңдеуді былай жазуға болады:

$$\mu = \frac{m_0 v_{\perp}^2}{2B} = \frac{W_{\perp}}{B} = \frac{C}{2m} = const. \quad (3.30)$$

Тұрақты  $p_{\perp}^2 / B$  шама зарядталған бөлшектің магнит өрісіндегі қозғалысының үш «адиабаттық инварианттың» бірісі болып табылады, бұл инварианттарды біз әлі қарастырамыз.

### 3.2.2 Градиентті өріс бойымен бағытталған магнит өрісіндегі қозғалыс

Декарттық координаттар жүйесін оның басында  $z$  өсі магнит өрісіне параллель бағытталған болатындай етіп енгізейік. Онда  $\partial B / \partial z \neq 0$ .  $z$  өсінің бағытын өзгертпей, координаттардың  $(R, \phi, z)$  цилиндрлік жүйеге өтейік те, координат басының маңайындағы өлшемі  $\sim \rho$  үлкен емес аймақты қарастырайық.  $\partial B_{\phi} / \partial \phi = 0$  шарт орындалса (өріске перпендикуляр бағыттағы градиентті елемеуге болса)

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (3.31)$$

Бұл өрнектен

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R B_R) + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0 \quad (3.32)$$

теңдеуді аламыз. Радиусы  $R = \rho$  дөңгелек ішінде

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} = \frac{\partial B}{\partial z} = const$$

деп есептеуге болады, сондықтан (3.32) теңдеуді интегралдауға болады:

$$\int d(R B_R) = - \frac{\partial B_z}{\partial z} \int R dR \Rightarrow B_R = - \frac{1}{2} R \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (3.33)$$

Егер бөлшек  $(R, \phi)$  жазықтықта  $z$  осінен  $R = \rho$  қашықтықта  $V_{\perp}$  жылдамдықпен қозғалса, оған  $z$  осі бағытында мынадай орташа күш әсер етеді:

$$f_z^m = \left| \begin{aligned} \vec{v} \times \vec{B} = \vec{v}_\perp \times \vec{B} = \vec{v}_\perp \times [\vec{B}_R + \vec{B}_\varphi + \vec{B}_z] = \\ = |\vec{B}_\varphi| \vec{v}_\perp = \vec{v}_\perp \times [\vec{B}_R + \vec{B}_z], \vec{v}_\perp \times \vec{B}_z \perp z \end{aligned} \right| = \frac{|e|}{c} v_\perp B_R = -\frac{|e| v_\perp \rho}{2c} \frac{\partial B}{\partial z}. \quad (3.34)$$

Импульс пен  $\rho$  үшін өрнектерді қолданып, (3.34) теңдеуді былай түрлендіруге болады:

$$f_z^m = -\frac{p_\perp^2}{2mB} \frac{\partial B}{\partial z}. \quad (3.35)$$

Бөлшек  $z$  осі бойымен қозғалған кезде, оның импульсінің  $p_\parallel$  құраушысы

$$\frac{dp_\parallel}{dt} = f_z^m \quad (3.36)$$

жылдамдықпен өзгереді. Бұл өрнекті

$$\frac{d}{dt} \frac{p_\parallel^2}{2} = p_\parallel f_z^m = m \frac{dz}{dt} f_z^m \quad (3.37)$$

түрде жазуға болады. Егер тек магнит күштер әсер етсе, онда  $\{m_0^2 c^4 + (p_\parallel^2 + p_\perp^2) c^2\}^{1/2}$  тең энергия тұрақты болып қалады, демек

$$\frac{d}{dt} p_\parallel^2 = -\frac{d}{dt} p_\perp^2. \quad (3.38)$$

(3.35) мен (3.38) өрнектерді (3.37) –ге қойып,

$$\frac{1}{p_\perp^2} \frac{dp_\perp^2}{dt} = \frac{1}{B} \frac{dB}{dt} \quad (3.39)$$

аламыз, мұнда  $d/dt$  туындысы сәйкесінші шаманың айналу центрінің магнит күш сызығы бойымен қозғалу нәтижесінде болатын өзгеруін білдіреді. (3.39)-дан

$$\frac{d}{dt} \frac{p_\perp^2}{B} = 0 \quad (3.40)$$

аламыз. Демек, бөлшектің айналыс центрінің күш сызықтар бойымен қозғалыс жүрісінде

$$\frac{p_{\perp}^2}{B} = C \quad (3.41)$$

шама тұрақты болып қалады.

Релятив емес жағдайда айналыс центрінің өріске параллель қозғалысының теңдеуін былай жазуға болады:

$$\left(m \frac{d\vec{u}}{dt}\right)_{\parallel} = \vec{f}_z^m, \quad (3.42)$$

бұл мына қатынасқа баламалы:

$$(\vec{f}^m + \vec{f}^i) \vec{B} = 0, \quad (3.43)$$

мұндағы  $\vec{f}^m = -\mu \text{grad} B$ , ал \

$$\vec{f}^i = -m \frac{d\vec{u}}{dt} \quad (3.44)$$

### 3.2.3 Градиенті өріске перпендикуляр бағытталған магнит өрісіндегі қозғалыс

$z$  осі  $\vec{B}$  өрістің бағытына, ал  $y$  осі  $-\text{grad} B$  векторына сәйкес келетіндей координат жүйесін таңдап алайық. Онда  $\frac{\partial \vec{B}}{\partial x} = 0$ .

$$\frac{1}{B_0} \left( \frac{\partial \vec{B}}{\partial y} \right)_0 = \frac{1}{l_c} \quad (3.45)$$

деп алайық.

0 индексі сәйкесінші мән санау басына қатысты екенін көрсетеді. (3.23) шарты бұл жағдайда былай жазылады:

$$\rho / L_c \ll 1 \quad (3.46)$$

Мұнда біз  $\frac{\partial \vec{B}}{\partial z} = 0$  деп есептейміз, яғни күш сызықтары түзу болып табылады.  $v_{\parallel} \neq 0$  жағдайында күш сызықтарының қисықтығы маңызды роль атқарады, себебі ол центрден тепкіш күштің пайда болуына әкеледі.

Бірінші жуықтауда бөлшек координат басын шеңбер бойымен айнала қозғалады, сондықтан оң зарядталған бөлшектің координаттары:

$$x = \rho \cos \omega t, \quad y = -\rho \sin \omega t, \quad (3.47)$$

ал жылдамдық құраушылары:

$$v_x = -\omega \rho \sin \omega t, \quad v_y = -\omega \rho \cos \omega t \quad (3.48)$$

Олай болса, ол қозғалып жатқан жердегі магнит өрісі периодты түрде өзгеріп тұрады және  $t$  уақыт мезетіндегі өрістің кернеулігімынаған тең болады:

$$B = B_0 + \Delta B = B_0 + \frac{\partial \vec{B}}{\partial y} \cdot y = B_0 (1 - \rho/L_c) \sin \omega t.$$

Бұдан алатынымыз:

$$\frac{\Delta B}{B_0} = -\rho/L_c \sin \omega t \quad (3.49)$$

Егер бөлшек шеңберге жақын траектория бойымен,  $V_{\perp}$  жылдамдықпен қозғалса, онда оның жүргізуші центрі мына жылдамдықпен қозғалады, яғни

$$U_{\perp} = -V_{\perp} \frac{\Delta B}{B_0} \quad (3.50)$$

(3.49) формулаға сәйкес, осы теңдеуді мына түрде жазсақ болады:

$$U_{\perp} = V_{\perp} \rho/L_c \sin \omega t, \quad (3.51)$$

немесе, құраушылары бойынша жазатын болсақ:

$$U_x = -\omega \rho \cdot \rho/L_c \sin^2 \omega t \quad (3.52)$$

$$U_y = \omega \rho \cdot \rho/L_c \sin \omega t \cos \omega t. \quad (3.53)$$

Айналу периоды бойынша алған теңдеулерді орташалап, мынаны табамыз:

$$\bar{u}_x = -\omega \rho^2 / 2L_c = -V_{\perp} \rho / 2L_c = -V_{\perp} \rho / 2B_0 \left( \frac{\partial \vec{B}}{\partial y} \right)_0 \quad (3.54)$$

$$\bar{u}_y = 0 \quad (3.55)$$

Егер дрейфтің жылдамдығы айналу жылдамдығынан анағұрлым аз болса, онда бөлшектің траекториясы шеңберге жуық болады және жүргізуші центр мен айналыс центрі арасында айырмашылығын еске алу аса қажет емес.

Сондықтан бұдан әрі біз екі центрдің де жылдамдығын белгілеу үшін кіші  $\mathbf{u}$  белгісін қолданамыз. (3.54) және (3.55) теңдеулерді  $\mu$  мен  $B$  арқылы жазуға болады:

$$\vec{u}_{\perp} = -\frac{c}{eB^2} \vec{B} \times \vec{f}^m, \quad (3.56)$$

мұндағы  $\vec{f}^m = -\mu \text{grad}B$  магнит өрісінің өзгерісімен байланысты күш,  $\mu$ - магнит моменті.

### 3.2.4 Қосынды орташа жылдамдық

Жалпы жағдайда, яғни магнит өрісі уақытта да, кеңістікте де өзгерсе, және магнит емес ұйытқушы күш болған жағдайда, жүргізуші центрінің ығысу жылдамдығы үшін жалпы формуланы осылай жаза аламыз:

$$\vec{u}_{\perp} = -\frac{c}{eB^2} \vec{B} \times (\vec{f} + \vec{f}^m + \vec{f}^i), \quad (3.57)$$

мұндағы

$$\vec{f} = \vec{f}^0 + e\vec{E} - \text{магнит емес күш,}$$

$$\vec{f}^m = -\mu \text{grad}B - \text{магнит өрісінің}$$

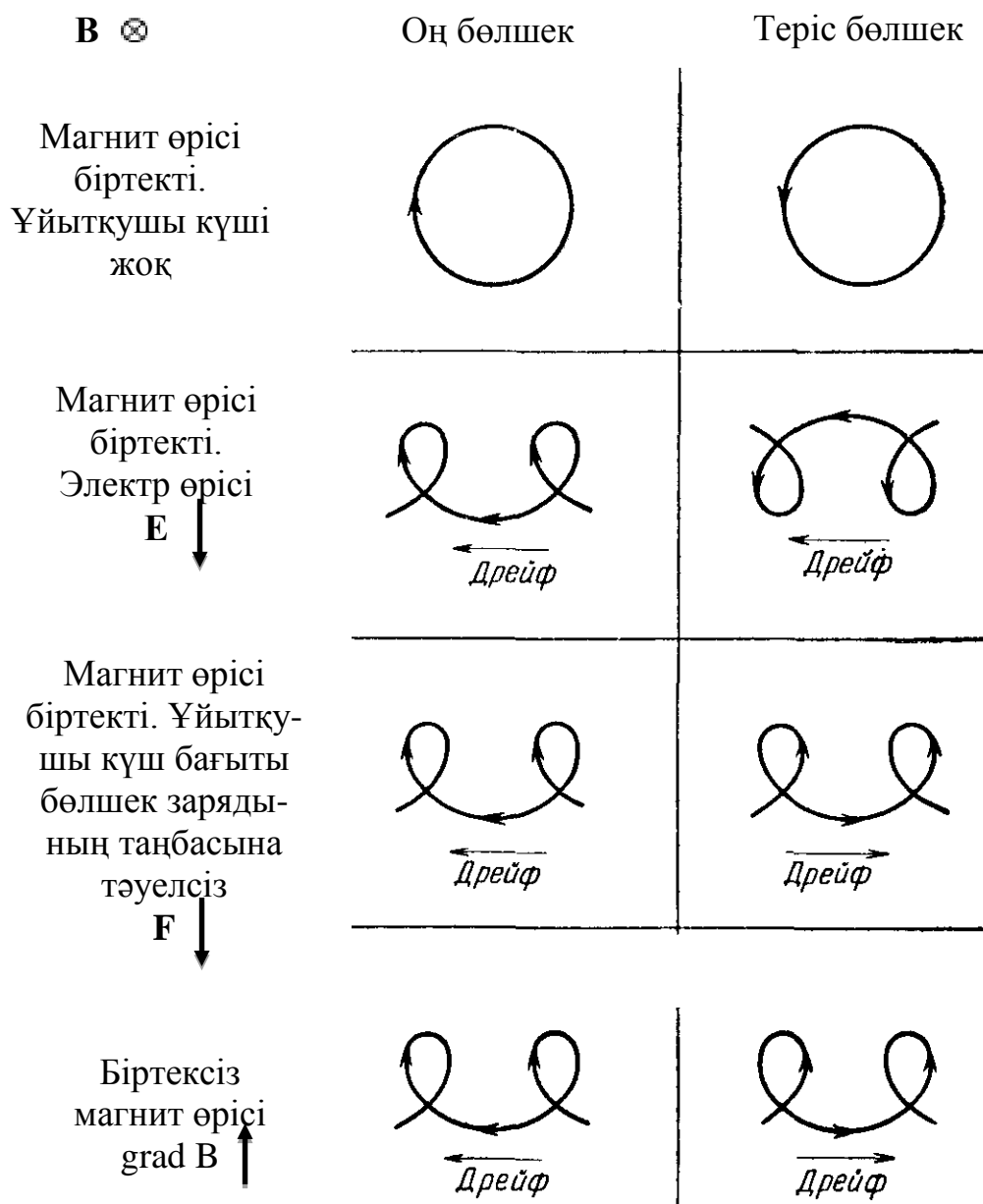
$$\vec{f}^i = -m \frac{d\vec{u}}{dt} - \text{магнит күш сызықтары қисайған болған жағдайда пайда}$$

болатын инерциялық күш.

3.5 суретте жүргізуші центрінің ығысуы болуының себебі көрнекі түрде көрсетілген. Ұйытқушы күші болмаған жағдайда бөлшек траекториясының магнит өрісіне перпендикуляр жазықтыққа проекциясы шеңбер болып табылады. Ұйытқушы күші электр өрісімен тудырылса, онда теріс бөлшек электр өрісіне параллель қозғалған жағдайда тежеліп, антипараллель қозғалғанда үделеді. Оң бөлшек үшін керісінше болады. Сөйтіп, электр өрісі суретте көрсетілгендей бағытталған болса, теріс бөлшек магнит күш сызығы бойымен айналып, жоғарыға қарай қозғалыс барысында үделеді, ал төменге қарай қозғалғанда тежеледі. Сол үшін бөлшектің жоғарыдағы лармор-радиусы төмендегіден көрі көп болады да, жүргізуші центрі солға қарай ығысады. Оң зарядталған бөлшектің жоғарыдағы лармор-радиусы төмендегімен салыстырғанда, керісінше, аз болады, бірақ бұл бөлшектің айналыс бағыты теріс бөлшектікіне қарама-қарсы болғандықтан, оның да жүргізуші центрі солға қарай ығысады. Сөйтіп, электр күшінің бұл әсері бөлшек зарядының таңбасына тәуелсіз болып шықты. Мұнда ешбір қарама-қайшылық жоқ, өйткені бұл бөлшек өзінің қозғалысы емес, оның жүргізуші центрінің қозғалысы, яғни орташаланған қозғалыс.



Ал, ұйытқушы күш бағыты бөлшек зарядының таңбасына тәуелсіз болса, мысалы, гравитациялық күш болса, онда, суреттен көрінетіндей, әр таңбалы зарядталған бөлшектердің жүргізуші центрлері қарама-қарсы бағыттарда ығысады.



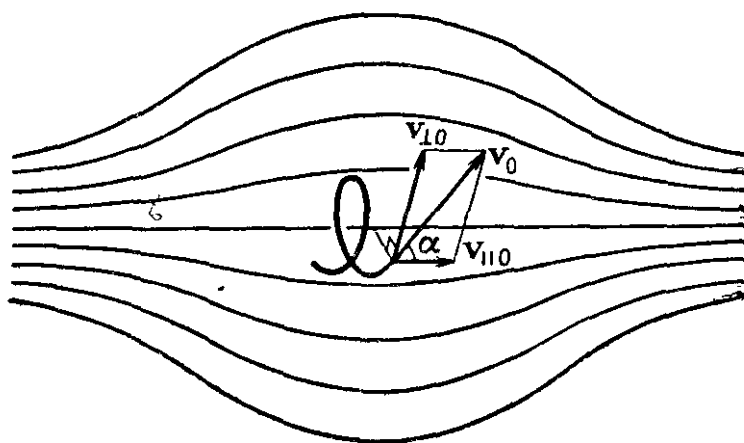
3.5 сурет – Зарядталған бөлшектердің магнит өрісіндегі ығысуы. Магнит өрісі сурет жазықтығына перпендикуляр бізге қарай бағытталған

### 3.2.5 Магнит айнасы

Конфигурациясы суреттегідей магнит өрісіндегі бөлшектің қозғалысын қарастырсақ, электр өрісі жоқ болған кезде қозғалыс формуласы былай жазылатынын көрсетуге болады:

$$v_{||} = v \sqrt{1 - B/B_1}, \quad (3.58)$$

мұндағы  $B_1 = \frac{B_0}{\sin^2 \alpha}$ ,  $\alpha$  – бөлшектің питч бұрышы (бөлшектің жылдамдығы мен магнит индукциясы арасындағы бұрыш).  $B_0$  – өріс ең аз болған нүктедегі магнит индукциясы,  $B$  – бөлшек орналасқан нүктедегі магнит индукциясы.



3.6сурет – Екі магнит айнасы арасында қозғалып жатқан бөлшек

Магнит өрісінің мәні  $B_1$  жеткен нүктеде бөлшек жылдамдығының магнит өрісіне параллель құраушысы нөлге айналады да, бөлшек кері бағытта қозғала бастайды, бұл нүктеден шағылатындай болады. Сол үшін магнит өрісі күшейген мұндай аймақты *магнит айна* деп атайды.

Егер бөлшектің питч бұрышы аз болса, бөлшек қақпаннан шығып кете алады, себебі бұл жағдайда  $B_1$  жоғары болады да, айнадағы  $B$  өрісі мұндай үлкен мәнге дейін жете алмау мүмкін. Сөйтіп, *шығып кету конусы* түзеледі - егер бөлшек бұл конус шегінде қозғалса (бөлшектің питч-бұрышы бұл конус төбесіндегі бұрыштан аз болса), ол магнит айнаны тесіп өтіп, қақпаннан шығып кетеді.

Бөлшек суреттегідей 2 айна арасына түссе, ол екеуінен де шағылып, қармалып қалады, яғни магнит қақпанына түседі. Қарастырылып отырған түрдегі магнит қақпаны табиғатта жиі кездеседі, мысалы, Жердің дипольдік магнит өрісінің құрылысы соған ұқсайды. Геомагниттік өрісте зарядталған бөлшектердің қармалуы арқасында Жердің радиациялық белдеулері түзіледі. Магнит борандар кезінде, Жер магнит өрісінің қақпандары бұзылып, бөлшектер олардан шығып кетеді де, полюстік аймақтарда Жер атмосферасына дейін жете алады да, полюстік шұғыланы тудырады.

Егер бөлшек бір біріне жақындалып жатқан магнит айналар арасына түссе, оның энергиясы артады екен. Бұл құбылыспен FC үделуінің Фермидің реттелген механизмі байланысты. Оны кейінгі тақырыптарда толығырақ қарастырамыз.

### 3.2.6 Зарядталған бөлшектің магнит өрісіндегі қозғалысының екінші (бойлық) адиабаттық инварианты

Келесідей механикалық есепті қарастырайық: бөлшек  $v_{\parallel}$  жылдамдықпен  $z$  өсі бойымен қозғалады, ал  $z = \pm \frac{1}{2} D$  нүктелерде  $z$  өсіне перпендикуляр және  $\pm U$  ( $\ll v_{\parallel}$ ) жылдамдықпен қозғалатын екі идеал шағылдырушы жазықтық орналасқан дейік. Бөлшек жазықтықпен соқтыққан кезде оның импульсі

$$\Delta p_{\parallel} = 2mU$$

мәнге өзгереді. Соқтығулар  $\Delta t = D/v_{\parallel}$  уақыт аралығынан кейін өтетіндіктен, импульс өзгерісінің орташа жылдамдығы

$$\frac{dp_{\parallel}}{dt} = \frac{\Delta p_{\parallel}}{\Delta t} = \frac{2m U v_{\parallel}}{D}$$

Бірақ,  $2U = -dD/dt$  және  $v_{\parallel} = dD/dt$ . Бұдан алатынымыз:

$$dp_{\parallel}/p_{\parallel} + dD/dt = 0.$$

Демек

$$p_{\parallel} D = \text{const} \quad (3.59)$$

Бұл шағылдырушы жазықтықтар жақындап жатса, демек  $D$  азайып жатса,  $p_{\parallel}$  өсетенін, ал жазықтықтар алшақтаса – кемитін көрсетеді.

Бөлшектің екі баяу жақындап жатқан қабырға арасындағы қозғалысы баяу өзгертін потенциалдық шұңқырдағы қозғалыстың ең қарапайым жағдайы болып табылады. Механикадан бұл жағдайда

$$J = \oint p_{\parallel} ds = \oint m v_{\parallel} ds, \quad (3.60)$$

адиабаттық инвариант болып табылатыны жақсы белгілі. (3.59) өрнегі (3.60) теңдеудің жеке жағдайы болып табылады.

Енді магнит өрісіндегі зарядталған бөлшектерді қарастыруға өтейік. Егер бөлшек екі магнит айнасы арасында қамалған болса, онда оның жүргізуші

центрінің қозғалысы бөлшектің потенциалдық шұңқырдағы қозғалысына ұқсас, сондықтан (3.60) сәйкес келетін инвариант бар болады:

$$J = \oint m u_{II} ds ,$$

мұнда  $u_{II}$  мен  $ds$  шамалары енді жүргізуші центрінің бойлық қозғалысына қатысты болып табылады. Бұл шама зарядталған бөлшектің магнит өрісіндегі қозғалысының екінші (бойлық) адиабаттық инварианты деп аталады.

Сөйтіп, бөлшек екі бір біріне жақындап жатқан магнит айнасы арасында қамалған болса, онда онда ол үделеді. Ал алыстап жатқан айналар арасындағы бөлшектің энергиясы кемиді. Негізі, мұның себебі - зарядталған бөлшек магнит айнасымен қарсы қозғалып соқтықса оның энергиясы өсетініне, ал ізінше соқтықса энергиясы азаятынына байланысты (механикадағы бөлшек қозғалып жатқан қабырғаға соғылғандағы энергиясының өзгеруіне ұқсас). Расында, шағылдырушы жазықтықтар жақындап жатса, олар арасында тербеліп жүрген бөлшек оларға тек қарсы қозғалып соқтыға алады, ал жазықтықтар алшақтап жатса, бөлшек олармен тек ізінше соқтығысады.  $U$  жылдамдығымен қозғалып жатқан магнит айнасымен бір соқтығысу нәтижесінде бөлшектің энергиясы

$$E=2U p_{II} \quad (3.61)$$

мәнге өзгереді (шағылдырушы жазықтықпен соқтығуға ұқсас).

Бойлық адиабаттық инвариант орындалу үшін өріс өзгерісінің баяулығы мына шартқа қанағаттандыру керек :

$$\frac{T_l}{B} \frac{\partial B}{\partial t} \ll 1, \quad (3.62)$$

мұндағы  $T_l$  - бөлшектің екі айна арасында бір толық айналымды жасауға кететін уақыты (бойлық тербелістердің периоды).

$T_l$  уақыт  $T_g$  уақыттан (гиропериодтан) әлдеқайда көп, сол үшін бұл шарт бірінші адиабаттық инвариант орындалу шартынан:

$$\frac{T_g}{B} \frac{\partial B}{\partial t} \ll 1. \quad (3.63)$$

әлдеқайда қатаң .

Бұл шартнеғұрлым қатаң орындалса, соғұрлым екінші адиабаттық инвариант тұрақты болып қалады.

Қарастырылған құбылыс, яғни бөлшек магнит айнасымен қарсы қозғалып соқтығысу нәтижесіндегі бөлшек энергиясының өсуі, ғарыштық сәулелерді үдету механизмдер көбісінің негізінде жатады. Мысалы, Фермидің екі механизімі осыған негізделген.

### 3.3 Зарядталған бөлшектердің айнымалы магнит өрісіндегі үделуі

#### 3.3.1 FC-ң үделу механизмдерінің түрлері

Қазіргі заманғы түсінік бойынша, зарядталған бөлшектер ғарышта уақытта немесе кеңістікте өзгеріп тұрған магнит өрісімен (дәлірек, мұндай өрістермен тудырылатын құйынды электр өрістерімен) үделеді.

Магнит өрісі өссе ол, Максвелл теңдеуіне сай, бір бағыттағы электр өрісін, азайса - қарама-қарсы бағыттағы электр өрісін тудырады:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (3.64)$$

Табиғатта магнит өрісінің ұзақ уақыт ішіндегі тек қана өсуі, не азаюы бақыланбайды дерлік, ол әдетте квазипериодты не импульсті түрде өзгереді, электр күшінің қасиеттері мен (3.64) формулаға сай мұндай өрісте бөлшек біресе үделіп, біресе тежеліп тұрады. Сонда, магнит өрісінің өзгеріс сипатына орай одағы зарядталған бөлшектердің үделу механизмдерін реттелген және реттелмегендерге (стохастикалықтарға) бөлуге болады.

Реттелген механизмдер магнит те, электр де өрістерінің уақыт бойынша орташаланған өзгерістері нөлге тең болмаған жағдайда, яғни бұл өзгерістер негізінде біртаңбалы болған жағдайда, жүзеге асырылады:

$$\langle \Delta B \rangle \neq 0, \quad \langle \Delta E \rangle \neq 0$$

Бұл жағдайда бөлшектің энергиясы бірыңғай (монотон) түрде өзгереді, яғни не тек өседі, не тек азаяды.

Стохастикалық (реттелмеген) механизмдерде өрістер орташамен алғанда өзгермейді:

$$\langle \Delta B \rangle = 0, \quad \langle \Delta E \rangle = 0,$$

бірақ

$$\langle (\Delta B)^2 \rangle \neq 0, \quad \langle (\Delta E)^2 \rangle \neq 0,$$

яғни өріс біресе өсіп, біресе азайып, оның қарқындылығы кейбір орташа мәнінің айналасында тербелеп тұрады. Бұл жағдайда бөлшектің энергиясы да бірыңғай емес өзгереді, яғни кейде артып, кейде кемиді, бірақ кейбір шарттар орындалса, ортасымен алғанда бөлшек мұндай өрістерде де үделе алады екен.

#### 3.3.2 Зарядталған бөлшектерді үдетудің бетатрондық механизмі

Бетатрондық механизм реттелген механизмдерге жатады. Атауыол

бетатрон деп аталатын жасанды үдеткіштерде жүзеге асырылатынына байланысты берілген. Бұл механизм бөлшек магнит өрісі уақытта өсіп жатқан аймақта орналасса, немесе магнит өрісі аз кеңістік аймағынан магнит өрісі күшейген аймаққа түскен жағдайда жүзеге асырылады. Бұл механизм жұмысы зарядталған бөлшектің магнит өрісіндегі қозғалысының 1 адиабаттық инвариантында негізделген:

$$\frac{p_{\perp}^2}{B} = C .$$

Бұл өрнектен көретініміздей, өріс өссе, бөлшек импульсі де, яғни энергиясы да өседі.

Бұл механизмнің 2 негізгі кемшілігі бар.

1) Энергиясы айтарлықтай өсу үшін, өріс әлдеқайда көп өсу керек (мысалы, импульс мың есе өсу үшін, өріс миллион есе өсу керек), демек, бөлшек FC энергияларына дейін үдетілу үшін өрістің жүзде асырыла алмайтын дерлік күшеюі орын алу тиіс.

2) Бұл механизм толығымен қайтымды болып табылады, яғни өріс әуелі өсіп, одан кейін бастапқы мәнге дейін азайса (ал табиғатта әдетте солай болады), өріс арту кезеңінде көбейген бөлшек энергиясы да бастапқы мәніне дейін кемиді.

Сондықтан, бөлшектің энергиясы айтарлықтай өсу үшін, бөлшектің «жолы болуы» тиіс, атап айтсақ, ол өрістің азаюы басталар алдында бұл аймақтан шығып кетіп, өріс күшейіп жатқан басқа аймаққа түсу керек, одан ары солай көп рет қайталану керек. Осылай болудың ықтималдығы аз екені түсінікті, сол үшін бұл механизм көбінесе бөлшекті үдетудің бастапқы кезеңінде ғана айтарлықтай рөл атқара алады.

### 3.3.3 Магнит ырғалуы

Магнит ырғалуы бетатрондық механизмінің бөлшектердің магнит біртекті еместіктерде шашырау нәтижесінде болатын изотроптандырумен комбинациясы болып табылады.

Бөлшек қозғалып жатқан магнит өрісі реттелген құраушысы мен бейберекет қозғалатын магнит біртектіліктер жиынтығынан тұрсын.

Егер бөлшектер изотропты (барлық бағытта бірдей) қозғалса, онда  $p_{\perp} = \frac{2}{3}p$ ,  $p_{\parallel} = \frac{1}{3}p$  болады, мұндағы  $p$  – бөлшектің толық импульсінің модулі,  $p_{\perp}$  мен  $p_{\parallel}$  – бөлшек импульсінің өріске перпендикуляр мен параллель құраушылары. Магнит өрісінің реттелген құраушысы өзгергенде, импульс құраушылары мына қатынасқа бағынады:

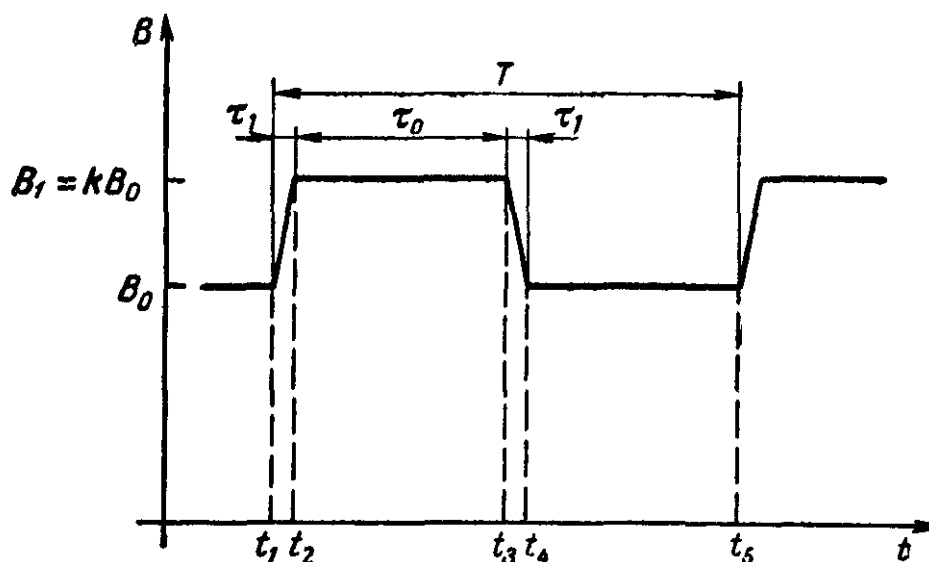
$$p_{\perp}^2/B = \text{const}, \quad p_{\parallel} = \text{const},$$

сонда өріс  $k$  есе өскенде, импульстің өріске перпендикуляр құраушысы  $k^{1/2}$  өсіп, параллель құраушыдан көп болады. Импульстің магнит біртекті еместіктердегі изотроптандуы болмаса, өріс бастапқы қалпына дейін азайғанда,  $p_{\perp}$  да бастапқы мәніне дейін кеміп, бөлшек үделмейтін еді. Бірақ магнит біртекті еместіктердегі шашырау нәтижесінде импульс өзінің құраушылары арасында қайта үлестіріледі, яғни  $p_{\perp}$ -ң бір бөлігі  $p_{\parallel}$  –ге беріліп, құраушылар қайтадан теңеседі. Өріс өзгерісі  $p_{\parallel}$ -ге әсер етпейтіндіктен, өріс қалпына келгендегі бөлшектің импульсі бастапқыдан көрі үлкендеу болады. Сөйтіп, бөлшек импульсінің әртүрлі құраушылар арасындағы қайта үлестірілуі болған жағдайда, реттелген өрістің орташа өзгерісі нөлге тең болғанның өзінде, бөлшек импульсі біртіндеп өседі. Осы құбылыс *магнит ырғалу* деп аталады.

Магнит ырғалу механизмі туралы нақыталу мәліметалу үшін, магниттік өрісінің өзгеруінің ерекше бір жағдайын қарастырайық. Реттелген магнит өрісі 3.7 суретте көрсетілгендей  $B_0$  мен  $B_1 = kB_0$  (мұндағы  $k$  – кейбір тұрақты) мәндері арасында периодты түрде өзгерсін. Басында бөлшектер изотропты емес қозғалса да, магнит біртексіздіктермен соқтығып, олардан шашырап, изотроптанады. Осыған кететін уақытты релаксация уақыты деп атап,  $\tau_0$  деп белгілейік. Бұл уақыт, бөлшектің  $T_g$  - гироспериоды және суретте көрсетілген уақыттардың арақатынасы осындай болсын:

$$T_g \ll \tau_1 \ll \tau_2 \ll \tau_0$$

Суретте магнит өрісі өзгерісінің 5 уақыт мезеті көрсетілген.



3.7 сурет – Магнит ырғалуының қарапайым моделіндегі магнит өрісінің уақыттағы өзгерісі

$(t_1, t_2)$  қысқа уақыт аралығында импульстің перпендикуляр құраушысы  $k^{1/2}$  коэффициентпен өседі; импульстердің қайта үлестірілуі болмайды (өтіп

үлгермейді).  $t_2$  нүктесінде импульстер бойынша үлестірілуіанизотропты; толық энергия бастапқыға қарағанда көп. Келесі  $(t_2, t_3)$  уақыт интервалында изотропия қалпына келеді. Бұл бетатрондық үделу процесінде пайда болған энергияның бір бөлігі импульстің параллель құраушысына берілетінін білдіреді, және өрістің келесі төмендеуінде бұл энергия бөлігі өзгеріссіз қалады.  $(t_3, t_4)$  интервалында өрістің кемуі импульстің перпендикуляр құраушысының  $k^{-1/2}$  коэффициентімен азаюына әкеледі. Бірақ, импульстің перпендикуляр құраушысы қайта үлестірілуге дейінгіге қарағанда аз болғандықтан, өрістің кемуі кезіндегі энергия жоғалуы өрістің артуы кезіндегі энергияның өсуіне қарағанда аз.  $(t_4, t_5)$  уақыт аралығында импульстер бойынша үлестірілу қайтадан изотроптыға айналады, ал энергиясы өзгермейді. Демек,  $t_5$  уақыт моментінде, яғни өрістің өзгеруінің толық циклі аяқталғанда, толық импульс ( $p_1$ ) алғашқыдан ( $p_0$ -ден) үлкен болады. Сандық түрдегі қарастырылу нәтижелері 3.1 кестеде келтірілген.

3.1 кесте – 3.7 суретте келтірілген магнит өрісінің флуктуация циклінің әртүрлі мезеттеріндегі толық имулсі мен оның құраушыларының орташа мәндері

$t$	$p_{\parallel}^2$	$p_{\perp}^2$	$p^2$
$t_1$	$\frac{1}{3} p_0^2$	$\frac{2}{3} p_0^2$	$p_0^2$
$t_2$	$\frac{1}{3} p_0^2$	$\frac{2k}{3} p_0^2$	$\left(\frac{1}{3} + \frac{2k}{3}\right) p_0^2$
$t_3$	$\frac{1}{3} \left(\frac{1}{3} + \frac{2k}{3}\right) p_0^2$	$\frac{2}{3} \left(\frac{1}{3} + \frac{2k}{3}\right) p_0^2$	$\left(\frac{1}{3} + \frac{2k}{3}\right) p_0^2$
$t_4$	$\frac{1}{3} \left(\frac{1}{3} + \frac{2k}{3}\right) p_0^2$	$\frac{2}{3k} \left(\frac{1}{3} + \frac{2k}{3}\right) p_0^2$	$\left(\frac{5}{9} + \frac{2k}{9} + \frac{2}{9k}\right) p_0^2$
$t_5$	$\frac{1}{3} \left(\frac{5}{9} + \frac{2k}{9} + \frac{2}{9k}\right) p_0^2$	$\frac{2}{3} \left(\frac{5}{9} + \frac{2k}{9} + \frac{2}{9k}\right) p_0^2$	$\left(\frac{5}{9} + \frac{2k}{9} + \frac{2}{9k}\right) p_0^2$

### 3.3.4 FC үделуінің Ферми механизмдері

Әдеттегі шардың қабырғамен, не басқа шармен механикалық соқтығуына ұқсас, зарядталған бөлшек магнит айнасымен (магнит бұлтымен, соққы толқынымен) бетпе-бет (қарама-қарсы қозғалып) соқтықса, оның энергиясы өсетінін, ал ізінше (артынан қуып жетіп) соқтықса – азаятынын көрсетуге болады. Сонда, Ферми механизмдері ғарыштық сәулелену бөлшегінің біртекті емес магнит өрістерімен (магниттелген бұлттарымен) әрекеттесуі нәтижесінде болатын үделуінде тұрады.



Бөлшекті үдетудің Ферми механизмінің екі түрі бар – реттелген (1-ші текті) және реттелмеген (2-ші текті).

Бөлшек магнит бұлтымен тек бетпе-бет соқтығыстарға ұшыраған жағдайда *І текті* (немесе *1 ретті*) Ферми механизмі орын алады. Бұл жағдай, мысалы, егер бөлшек екі бір-біріне жақындап жатқан магнит айнасы арасында қамтылған болса жүзеге асырылады. Бірақ, магнит айнасымен бетпе-бет соқтығу нәтижесінде бөлшек импульсінің өріске параллель құраушысы өсендіктен, бөлшектің питч-бұрышы біртіндеп азайып, бір кезде бөлшек шығып кету конусына түсіп, магнит айнасын тесіп кетеді. Бұл құбылыс бөлшек осы механизм барысында ала алатын энергияны жоғары жақтан шектейді.

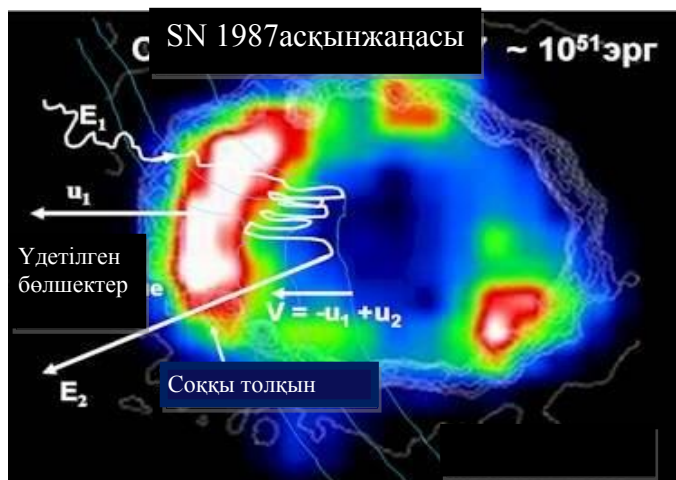
1 ретті механизм нәтижесінде бөлшек айтарлықтай энергияны келесі жағдайда ала алады екен: егер бөлшек күшті соққы толқын шебін әрі-бері өтіп жүріп, соққы толқын алдындағымен артындағы магнит біртексіздіктер арасында қозғалып, олардан көп рет шағылса. Үдеу шапшандығы соққы толқынның жылдамдығына пропорционал. Мұндай жолмен тек энергиясы плазма энергиясынан көп бөлшектер үдетіле алады, аз энергиялы бөлшектер соққы аймақты қиып өте алмайды. Демек, бұл үдеу басынан бастап істемейді, үделетін бөлшектер соққы аймаққа инжекцияланған болу керек

Осы механизм соққы толқын күшті болып қала бергенше жұмыс істейді, сонда, мысалы, асқынжаңалардың жарылысы барысында пайда болған соққы толқын (3.8 сурет) 10-15 парсекке дейінгі қашықтыққа кеңейгенше, ол шебіндегі үдеу жалғаса береді де, бөлшек өте жоғары,  $\sim 10^{15}$  эВ дейінгі энергияны алып үлгереді. Бөлшектерді жоғары энергияға дейін үдете алатын күшті соққы толқындар басқа да ғарыштық объектілерде, әсіресе, галактикалардың белсенді ядроларында пайда болуы мүмкін.

Осылай үдетілген бөлшектердің қорытқы энергетикалық спектрінің дәреже көрсеткіші 2.5-ға жуық дәрежелі функциямен өрнектеледі екен, яғни FC-ң бақыланатын энергиялық спектрі жуық болады (келесі тарауды қараңыз). Бұл осы механизмінің маңызды ерекшелігі болып табылады.

2 текті Ферми механизмдерінде зарядталған бөлшек хаосты қозғалатын “магнит айнасымен” соқтығысулары нәтижесінде үделеді. Бұл жағдайда бөлшек магнит айналарымен ізінше де, бетпе-бет те соқтығады, яғни оның энергиясы өсіп, азаяды. Бірақ соқтығу ықтималдығы бөлшек пен айнаның бір біріне қатысты жылдамдығына пропорционал екенін еске алсақ, қарама-қарсы қозғалып болатын соқтығу ықтималдығы ізінше соқтығу ықтималдығынан көрі жоғарылау болатынын көреміз, өйткені бірінші жағдайда салыстырмалы жылдамдық  $v+u$  (мұндағы  $v$  – бөлшек жылдамдығы,  $u$  – айна жылдамдығы) тең, ал екінші жағдайда –  $v-u$  тең. Сол үшін бөлшектің энергияны алуы оны жоғалтуынан көбірек болады да, бөлшек біртіндеп үделеді. Сөйтіп, бұл механизма стохастикалық болып табылады. Энергияның өсу жылдамдығы бұл жағдайда магнит айналар жылдамдықтарының квадратына пропорционал  $(\frac{\Delta E}{E} \sim (\frac{u}{c})^2$ , “екінші ретті” деген аталуы да осыдан шықты), яғни реттелген Ферми механизмінен көрі аз. Оған қарамастан, бұл механизм арқылы

бөлшектер жоғары энергияға дейін үделе алады, өйткені бұл жағдайда бірінші текті мехнизмінде орын алатын шектеу жоқ.



3.8 сурет - Бөлшектің асқынжаңадағы соққы толқындағы үдеуі

### Бақылау сұрақтары

1 Зарядталған бөлшектің тұрақты біртекті магнит өрісіндегі қозғалысы қандай болады?

2 Жүргізуші центр дегеніміз не?

3 Магнит өрісінің жеке біртекті еместікпен соқтығуы қалай болады?

4 Зарядталған бөлшектің баяу өзгертін айнымалы магнит өрісіндегі қозғалысы қалай болады?

5 Зарядталған бөлшектің градиенті өріс бойымен бағытталған магнит өрісіндегі қозғалысы қандай болады?

6 Зарядталған бөлшектің градиенті өріске перпендикуляр бағытталған магнит өрісіндегі қозғалысының траекториясын салыңыз.

7 Магнит емес күштер бар болғандағық конфигурациялары әртүрлі магнит өрістеріндегі зарядталған бөлшектің жүргізуші центрінің қосынды орташа жылдамдығы қандай болады? Бұл жағдайдағы бөлшектің траекториясын салыңыз.

8 Магнит айнасы дегеніміз не?

9 Зарядталған бөлшектің магнит өрісіндегі қозғалысының адиабаттық инварианттары дегеніміз не?

10 FC үделуінің қандай түрлерін білесіз?

11 Зарядталған бөлшектерді үдетудің бетатрондық механизмдері.

12 Зарядталған бөлшектерді үдетудің стохастикалық Ферми механизмі неде тұрады?

13 Зарядталған бөлшектерді үдетудің реттелген Ферми механизмі ерекшеліктері қандай?

14 Магнит ырғалудың жұмыс істеу принципі қандай?

## IV ҒАРЫШТЫҚ СӘУЛЕЛЕНУДІҢ ГЕО-ЖӘНЕ ГЕЛИО-МАГНИТСФЕРАЛАРДАҒЫ ТАРАЛУЫ

### 4.1 ҒС-ң Жер магнит өрісіндегі қозғалысы

Жерге бағытталған ғарыштық сәулелер өз жолында Жер атмосферасына жетер алдында геомагнит өрісіне түседі. Әлдеқайдан келетін ғарыштық сәулелер Жер магнит өрісінде күрделі траекториямен қозғалып, энергиясы (дәл айтсақ, магнит қатандығы) төмен болса, атмосфераға жетпей қалуы мүмкін, магнит өрісін тесіп өтіп, оның аясынан шыға алса ғана атмосфераға тап болады.

Жер магнит өрісін Жердің сұйықядросындағы электр тоғы мен күн желі қалыптастырады. Бірінші жуықтауда бұл өрісті моменті  $8.1 \cdot 10^{25}$  Гс•см<sup>3</sup> тең, Жер центрінен 340 км қашықтықта орналасқан, ал өсі Жердің айналу өсіне шамамен  $11^\circ$  бұрышқа еңкейген магнит диполь деп алса болады.

Дипольдің магнит өрісі қашықтықпен

$$B = M/r^3$$

сияқты азаяды, мұндағы  $M$  – дипольдің магнит моменті,  $r$  – оның центрінен қашықтық. Күш сызықтары магнит меридиан жазықтығында орналасады да, келесі тендеумен өрнектеледі:

$$R = R_3 \cos \lambda,$$

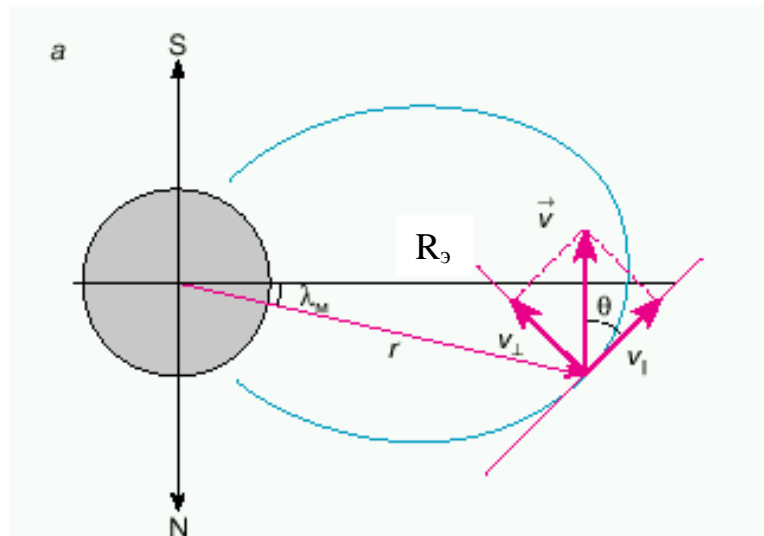
мұндағы  $r_3$  – күш сызыққа дейінгі экватордағы қашықтық,  $\lambda$  – магнит ендігі. Өріс индукциясы күш сызығы бойымен

$$B(\lambda) = \frac{M}{R_3^3 \cos^6 \lambda} \sqrt{1 - 3 \cos^2 \lambda}$$

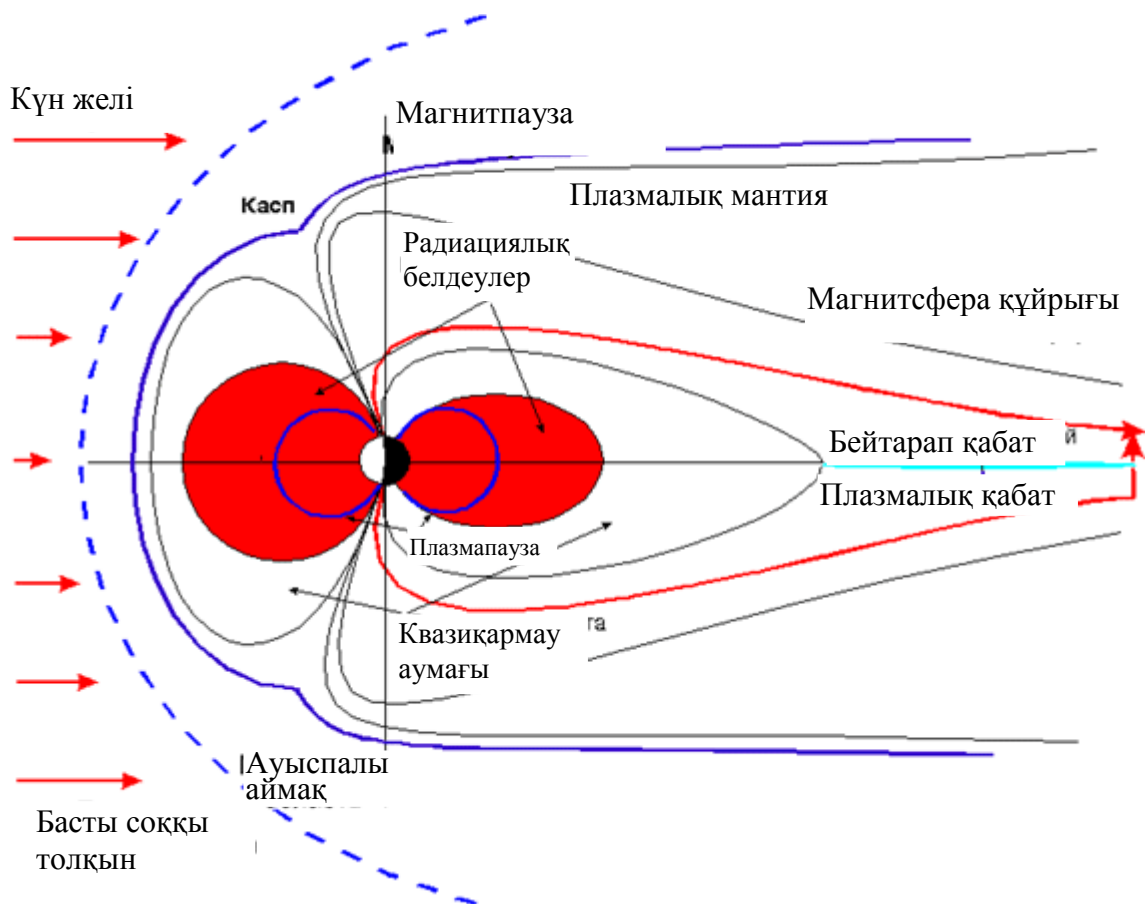
заңға бағынып өзгереді (4.1 сурет).

Жерді қоршаған плазма бөлшектерінің қозғалысы Жердің магнит өрісінің әсерімен анықталатын аймақ Жер магнитсферасы деп аталады. Жер магнитсферасы шегінде Жер магнит өрісі реттелген сипатын сақтап, күш сызықтарының бағыты жуықтап алғанда тұрақты болады. Магнитсфераның шекарасын магнитүзіліс (магнитпауза) деп атайды. Магнитүзілістің пайда болуы күн желінің әсерінен болады. Күн желінің бөлшектері Жердің магнит өрісін жеңе алмай, олар батысқа (оң зарядталған иондар, негізінен протондар) немесе шығысқа (электрондар) қарай ауытқиды. Сонымен плазма ағыны бөлінеді де, Жерді айнала қозғалатын I тоғын түзеді. Бұл токтың магнит өрісі магнитсфераны күн желімен толтырылған қалған кеңістіктен бөледі. Егер жердің солтүстік полюсі жағынан қарасақ, айналмалы ток сағат тіліне қарсы бағытталған. Бұл ток Жердің магнит өрісімен әсерлесіп,  $[I \times B]$  пропорционал

күшті түзеді. Бұл күш геомагнитсфераны қоршайтын плазма қысымының күшіне қарсы бағытталған



4.1 сурет - Геомагниттік дипольдің күш сызығы мен бөлшек жылдамдығының құраушылары

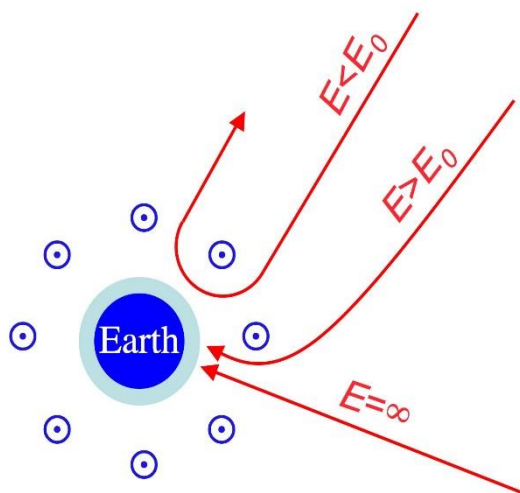


4.2 сурет—Жер магнитсферасының меридионалды кимасы

және оны теңестіру тиіс. Сондықтан да бұл қысым көтеріңкі болатын Жердің күнгей жағынан магнитсфера сығылған және оның кернеулігі артқан, ал түнгі жағынан магнитсфера созылған және өріс әлсіздеген болады (4.2 сурет). Күнгей жақта магнитсфера өлшемі 10 Жер радиусына жуық, түнгі жақтағы «құйрық» 200 Жер радиусынан көп қашықтыққа созылады.

Ғарыштық сәулелену бөлшектері жердің магнитсферасына енгенде қалай қозғалады? 4.3 суретте магнит өрісі (көк шеңберлер) сурет жазықтығына перпендикуляр, оқырманға қарай бағытталған. Біз қарапайым тұжырымдарға жүгініп, ғарыштық сәулелер бөлшектері Жерден біршама қашықтықта магнитсферамен соқтығысқанға дейін бос, магнит өрісі жоқ кеңістіктен келеді деп санаймыз. Планетааралық кеңістікте магнит өрісі болса да, ол өте әлсіз, сондықтан біз оны бұл жағдайда ескермейміз.

Ғарыштық сәуле протонының энергиясы (магнит қатандығы) жоғары болса, ол түзу сызық бойымен төмен атмосфераға өтеді. Егер энергиясы аз болса ( $E < E_0$ ), протонның траекториясы магнит өрісінің әсерінен радиусы кіші жарты шеңберге қисаяды, протон атмосфераға өтпейді. Ол орбитасы өрістің күш сызықтарының бойымен, содан кейін магнитосферадан тыс кетеді. Бұл дегеніміз планетааралық кеңістікте қайта шағылу.



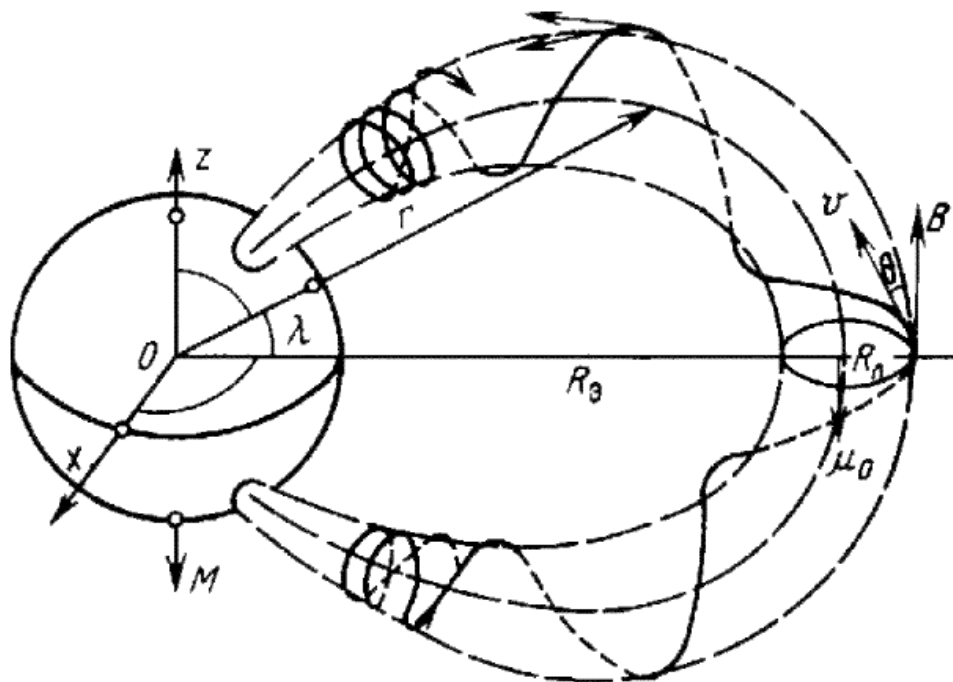
4.3 сурет – ҒС-ң әртүрлі энергиялы бөлшектерінің Жер магнитсферасымен әсерлесуі

ҒС-тің Жер магнит өрісіндегі қозғалыс траекториясын егжей-тегжей қарастырсақ, ол 4.4 суреттегідей болады. Бөлшек жылдамдығын магнит күш сызықтарына жанама (параллель)  $v_{||}$  және оған перпендикуляр  $v_{\perp}$  деп екі құраушыға жіктеуге болады (4.1 сурет).

4.4 суреттегі белгілеулер келесідей:  $M$  – Жер диполінің магнит моменті,  $\lambda$  – геомагниттік ендік,  $R_s$  – бөлшек орналасқан күш сызығына дейінгі экватордағы қашықтық,  $r$  – бөлшек орналасқан күш сызығына дейінгі ендіктегі қашықтық,  $R_L$  – бөлшектің айналыс радиусы, немесе лармор радиусы,  $v$  – бөлшек жылдамдығы,  $\mu_0$  – магнит моменті,  $\theta_{\lambda}$  – күш сызығы мен бөлшек

жылдамдығының бағыты арасындағы  $\lambda$  ендіктегі бұрыш (питч-бұрышы),  $\mathbf{B}$  – магнит өрісінің индукция векторы.

Магнит өрісінің  $\mathbf{B}_r$  радиал құраушысының бөлшекпен әсерлесуі магнит өрісінің кему бағытына қарай бағытталған  $\mathbf{F}_{\parallel} = (e/c) [\mathbf{v}_{\perp} \mathbf{B}_r]$  күштің пайда болуына алып келеді. Бұл күш бөлшек жылдамдығының өріске параллель құраушысын азайтып, перпендикуляр құраушысын арттырады да,  $v_{\parallel} = 0$ ,  $v_{\perp} = v$  болатын шағылу нүктесінің (магнит айнасының) пайда болуына әкеледі. Бөлшек полюстік аймақта орналасқан айна нүктесіне жетіп, кері қарай бұрылады да, экваторға қарай қозғала бастайды. Бұл қозғалыс барысында жылдамдықтың бойлық құраушысы  $F_{\parallel}$  күштің әсері нәтижесінде әуелі артады, ал көлденең құраушысы кемиді. Бөлшек экватордан өткен соң бойлық құраушы қайтадан кеми бастайды да, екінші полюс аймағындағы магнит айнасынан тағыда шағылады. Сөйтіп, бұл бөлшектердің Жер магнит өрісіндегі қозғалыс траекториясы 3.2.5 бабында қарастырылған екі магнит айна арасында қармалған бөлшектің қозғалысы сияқты болады. Мұндай қақпанға лармор радиустары, демек энергиялары да көп емес бөлшектер ғана түсетіні белгілі.



4.4 сурет - Шағылу нүктелері арасындағы бөлшек қозғалысының траекториясы

Осыған байланысты, Жер магнитсферасында ішкі және сыртқы радиациялық белдеулері қалыптасады. Радиациялық белдеулерді Жер магнит өрісінің қақпанына түскен бөлшектер құрайды. Егер бөлшек белдеудің ішіне түссе, ондан шыға алмай, оның ішінде көп өмір сүреді. Сол себептен радиациялық белдеулерде қармалған бөлшектер концентрациясы белдеуден тыс бөлшектер ағынымын салыстырғанда әлде қайда көп.

Ішкі белдеу негізінен энергиялары ондаған МэВ жететін протондардан тұрады және жер бетінен бірнеше мың км қашықтықта болады. Сыртқы радиациялық белдеу негізінен энергиялары ондаған кэВ – бірнеше МэВ болатын электрондардан тұрады. Жердің сыртқы радиациялық белдеуіндегі электрондар ағыны геомагниттік ұйытқулар себебінен кенет өзгеріп тұрады.

Жалпы, Жер магнит өрісіндегі бөлшектің қозғалысымен байланысты барлық құбылыстарды сапалық түрде Штермер теориясы сипаттайды. Сол Штермер теориясы бойынша, Жер бетіндегі әр нүкте үшін және сол нүктеге келудің әр бағыты үшін *геомагниттік кесілу қатандығы* деп аталатын (cut-off rigidity) шама тән. Жер магнит өрісін жеңіп, Жер бетіне дейін белгілі бір бағыттан келіп, жете алу үшін бөлшектің магнит қатандығы сол нүктенің сол бағыт үшін геомагниттік кесілу қатандығынан аз болмауы керек, ал егер ол аз болса, Жер магнит өрісі бөлшекті сол нүктеге дейін жібермейді. «Шығыс-батыс» бағытына  $\omega$  бұрышпен қозғала, оң зарядталған бөлшек координаттары  $r$ ,  $\lambda$  ( $\lambda$ -геомагниттік ендік) нүктеге жетуі үшін қажетті қатандық, яғни бұл нүкте мен бұл бағыт үшін геомагниттік кесілу қатандығы келесіге тең:

$$R_c = \frac{ZeM}{cr^2} \frac{\cos^4 \lambda}{(1 + \sqrt{1 - \cos \omega \cos^3 \lambda})^2}, \quad (4.1)$$

$$R_c = 57.2 \frac{\cos^4 \lambda}{(1 + \sqrt{1 - \cos \omega \cos^3 \lambda})^2}, \quad (4.2)$$

мұндағы  $R_c$  ГВ-пен өрнектелген. Оң зарядталған бөлшек үшін ол батыстан қозғалғанда минимал және шығыстан қозғалғанда максимал болады. Іс жүзінде жиі радиалды бағыттан келетін бөлшек үшін – вертикаль кесілу қатандығы пайдаланылады. Экваторда батыстан қозғалыс кезінде  $R_c = 9,8$  ГВ, шығыстан -  $R_c = 57,2$  ГВ, ал вертикаль бағытта  $R_c = 14,3$  ГВ болады.

Жер магнит өрісінің құрылысы сондай, берілген (мысалы, тік) бағыт үшін геомагниттік кесілу қатандығы геомагниттік экваторда максимал болады да, геомагниттік полюстерге қарай 0-ге дейін азаяды (кемиді). Яғни, вертикаль бағыттан Жер бетіне геомагниттік экватор аймағында жету үшін, бөлшек кемінде  $\sim 15$  ГВ-тен аз емес магнит қатандығына ие болу тиіс, қатандықтары төмен бөлшектер экватордағы Жер бетіндегі нүктеге өтпейді, олар «кесіледі» дейді. Геомагнит полюстеріндегі Жер бетіндегі нүктелерге қатандықтары кез келген бөлшектер жете алады. Осыған байланысты *ендіктік эффект*, яғни FC қарқындылығының бақылау нүктесінің геомагниттік ендігіне тәуелділігі пайда болады: Жер бетінде бақыланатын FC қарқындалығы полюстерден экваторға қарай азаяды. Геомагниттік ендіктер географиялық ендіктерге жуық, бірақ оларға тең емес екенін естеріңізге түсірсек жөн (геомагниттік пен географиялық полюстер бір бірімен беттеспейтіндіктен).

Ендіктік эффектке байланысты Жер магнитсферасын энергиялық спектрметр (бөлшектерді энергиялар бойынша ажырататын құрал) ретінде қолдануға болады. FC қарқындылығының ендікке тәуелділігі геомагниттік кесілу қатандығының функциясы ретінде анықталады:

$$\frac{\delta N}{N}(h, R_1) = \int_{R_1}^{\infty} \frac{\delta D}{D}(R)W(R, h)dR, \quad (4.3)$$

мұндағы  $R$  - геомагниттік кесілу қатандығы;  $\frac{\delta N}{N}(h, R_1)$  - геомагниттік кесілу қатандығы  $R_1$  тең нүктедегі қарқындылықтың салыстырмалы өзгерісі.

$$\frac{\delta N}{N}(h, R_2) = \int_{R_2}^{\infty} \frac{\delta D}{D}(R)W(R, h)dR, \quad (4.4)$$

мұндағы  $\frac{\delta N}{N}(h, R_2)$  - геомагниттік кесілу қатандығы  $R_2$  тең нүктедегі қарқындылықтың салыстырмалы өзгерісі.

$$\frac{\delta N}{N}(h, R_2) - \frac{\delta N}{N}(h, R_1) = \int_{R_1}^{R_2} \frac{\delta D}{D}(\bar{R})W(R, h)dR, \quad (4.5)$$

мұнда  $R_1 < R < R_2$ .

Орташасы туралы теорема бойынша, егер  $\Delta R = R_2 - R_1$  - үлкен емес шама болса,  $\frac{\delta D}{D}(\bar{R})$  интеграл белгісінен шығару керек. Онда

$$\frac{\delta D}{D}(\bar{R}) = \frac{\frac{\delta N}{N}(h, R_2) - \frac{\delta N}{N}(h, R_1)}{\int_{R_1}^{R_2} W(R, h)dR} \quad (4.6)$$

Сөйтіп, мысалы, KFC қарқындылығының күн жарқ етулер кезіндегі геомагниттік кесілу қатандықтары әртүрлі станциялардағы өсуінің амплитудаларын біле отырып және дұрыс есептелген байланыс коэффициенттерін қолданып, KFC-ң энергиялық спектрін анықтай аламыз.

## 4.2 Планетааралық магнит өрісінің қалыптасуы мен құрылысы

Планета аралық кеңістіктегі шапшаң бөлшектер қозғалысына магнит және электр өрістері шешуші әсер етеді. Шынында да, әртүрлі факторлардың FC-ке



әсерін бағалап көрейік. ҒС бөлшектерінің Күнге гравитациялық тартылуын мынаған сүйеніп бағалауға болады. Протонның Күн бетіндегі гравитациялық энергиясы  $\sim 2$  кэВ-ке тең, демек, ҒС энергиясы бұл мәннен өте көп болғандықтан, күн гравитациялық өрісінің ҒС-ке әсерін елемейтіндей аз деп есептеуге болады. ҒС-ң планетааралық плазманың бөлшектерімен кулондық әсерлесуі елеусіз болып табылады. Жер орбитасы қасындағы жылулық ( $T_e \sim T_i \sim 10^5$  К) электрондар мен иондардың үлкен бұрышқа кулондық шашырауға қатысты жолы 1 а.б. көп екенін оңай көрсетуге болады, ал энергия өскен сайын релятивтік емес энергия үшін бұл жол энергия квадратына пропорционал өседі. ҒС-ң плазма бөлшектерімен ядролық соқтығысуларға қатысты жол оданда көп, яғни ядролық әсерлесуді де еске алмауға болады. Ал энергиясы 1 МэВ-тен аз протондардың магнит біртекті еместіктерімен соқтығысуларға қатысты еркін жол ұзындығы көбінесе 1 а.б. үлкен емес, көп жағдайларда бұл шамадан әлдеқайда аз болады екен. Демек ҒС-ң өлшемі шамамен 100 а.б. күн желі бар аймақтағы (гелиомагнитсферадағы) қозғалысын қарастырғанда, гравитациялық өрістің әсері мен кулондық және ядролық шашырауды еске алмай, ҒС-ң тек планетааралық магнит өрісімен (ПМӨ - мен) әсерлесуін қарастыруға болады.

Планетаралық ортамен әсерлесу нәтижесінде болатын ҒС ағындарының өзгерістерін ҒС-ң гелио магнит сферадағы модуляциясы деп атайды.

ҒС-тің ПМӨ- мен әсерлесуі туралы есептің қойылуы ҒС пен ПМӨ-ң энергия тығыздығыларының қатынасына тәуелді. Егер ҒС энергиясының тығыздығы ПМӨ энергиясының тығыздығынан аз болса, онда шапшаң бөлшектердің планетааралық ортаға кері әсерін еске алмай, күн жүйесіндегі реттелген немесе кездейсоқ өрістерді берілген деп есептеуге болады. ҒС тасымалдауы бұл жағдайда сызықтық теңдеулермен өрнектеледі. Ал ҒС энергиясы көп болса, онда ҒС-ң ПМӨ -ге, ол арқылы Күн желіне, әсері бейсызық есепке әкеледі. Жер орбитасындағы магнит энергиясы тығыздығының сипатты мәні -  $\omega_B = 10^{-10}$  эрг/см<sup>3</sup> ( $B \approx 5 \cdot 10^{-5}$  Гс). ҒС энергиясы тығыздығын бағалау үшін ҒС-ң энергетикалық спектрін пайдалануға болады. Бағалау  $\omega_{FC}(T \geq 1 \text{ МэВ}) \sim 10^{-16}$  эрг/см<sup>3</sup> мәнді береді, ол магнит өрісі энергиясы тығыздығынан әлдеқайда аз. Яғни әдетте ҒС-ң планетааралық ортаға кері әсерін елемеге болады.

ҒС-тің планетааралық кеңістіктегі модуляциясын қарастыра алдында, ПМӨ-нің пайда болуы мен қалыптасуына әкелетін Күн қойнауы мен атмосферасындағы процестерді және ПМӨ-ң құрылысы мен оның уақыттағы өзгерісі қандай болатынын қарастырайық.

#### ***4.2.1 Күн ішіндегі конвекция***

ПМӨ-ң қалыптасуы мен құрылысына тікелей әсер ететін Күннің конвекциялық аумағын қарастырайық. Ол Күн центрінен  $0.7 \div 1 R_{\odot}$  (мұндағы  $R_{\odot}$  - Күн радиусы) қашықтықтарда орналасады. Бұл қашықтықтарда Күннің

центрлік аймақтарында пайда болған энергия жоғарыға қарай Күн затының конвекциясы арқылы тасымалданады.

Жалпы, конвекция дегеніміз - төменнен көтерілетін жылу ағынының әсерінен болатын ауырлық күштер өрісіндегі сұйықтықтың, не газдың қозғалысы. Көтергіш күш болып Архимед күші ( $F_A = g\Delta\rho V$ , мұндағы  $g$  – еркін түсу үдеуі,  $\Delta\rho$  - көтеріліп (не түсіп) жатқан  $V$  көлемі мен қоршаған орта тығыздықтарының айырмасы) табылады.  $\Delta\rho$   $V$  көлемі мен қоршаған ортаның температура айырмасымен себептеледі.  $V$  көлеміндегі зат қоршаған орта затынан ыстығырақ болу керек. Конвекция пайда болу үшін көтеріліп тұрған элементтің температураның азаюы сол биіктіктерде болатын қоршаған ортаның температура азаюынан баяурақ болу қажет, өйткені элементтің температурасы ортаның температурасымен теңессе, бұл екіуінің тығыздығы да теңеседі де, Архимед күші нөлге айналады. Егер элемент ортамен жылулықпен алмаспаса, онда бұл адиабаттық процесс болады да, конвекция пайда болуы шартын осылай жазуға болады:  $\nabla T_{ад} < \nabla T$ . Бірақ шын жағдайда ортаның  $\kappa$  жылу өткізгіштігі мен  $\nu$  тұтқырлығының бар болуына байланысты көтеріліп тұрған элементтің температурасы қоршаған ортаның температурасымен тез теңеседі де, элемент айтарлықтай көтерілуге үлгірмейді. Сондықтан ірі ауқымдық конвекциялық қозғалыс пайда болу үшін элементтегі және қоршаған ортадағы температуралар айырмасы кейбір сындық мәннен көп болу қажет. Бұл шарт  $R > R_c$  түрінде жазылады, мұндағы өлшемсіз  $R$  саны (Рэлей саны) мынаған тең:

$$R = \frac{d^4 \beta g}{\nu \kappa} (\nabla T - \nabla T_{ад}), \quad (4.7)$$

мұндағы  $d$  - қабат қалыңдығы,  $\beta$  - газ үшін  $1/T$  тең жылулық кеңеюдің көлемдік коэффициент. Әдетте  $R_c \sim 10^3$ . Конвекция болмаған жағдайда жұлдыздардағы температураның сыртқы градиенті ( $\nabla T$ ) сәулелі жылу өткізгіштігімен анықталады. Жұлдыз заты иондалмаған болса (толығымен бейтарап болса), әдетте  $R \leq R_c$  болады да, конвекция байқалмайды. Ал газ көтерілу барысында иондалу күйін айтарлықтай өзгертсе, онда жағдай басқаша болады. Жұлдыздар затының негізгі құраушылары (сутегі мен гелий) жарым-жартылай иондалған болса, көтеріп не түсіп жатқан элементтегі температура аз өзгереді екен. Бұл жағдайда көтеріліп тұрған элементтегі температура азаюымен газ рекомбинациясы басталады, ал бұл құбылыс барысында энергия шығарылады. Сол бөлінетін энергия көтеріліп тұрған элементті жылытып, оның температурасын тұрақты дерлік түрде сақтайды. Түсу мен сығылу барысында шығарылатын энергия газдың жылынуына емес, оның иондалуына жұмсалады (бұл энергия жағынан тиімді болады), сондықтан түсіп жатқан элементтегі температура өте баяу өседі. Қарастырылған құбылыс мұз еруіне ұқсайды: мұз (біздің жағдайда – иондалмаған сутегі) бар болғанша судың (бізде – иондалған сутегінің) температурасы өзгермей дерлік,  $0^\circ\text{C}$  жуық болып қала береді. Мұндай шарттағы ішкі (элементтегі) температура градиенті өте аз болады, сөйтіп атмосферадағы үлкен емес температура градиентінің өзі де-ақ сыртқы

және ішкі температураның жеткілікті айырмасын қамтамасыз етеді, яғни көтергіш күш үлкен болуына әкеледі. Рэлей саны мұндай шарттарда сындық мәннен көп болады да, конвекция басталады. Сутегі мен гелий толығымен иондалған, не бейтарап болған кезде конвекция тоқталады. Сонымен, Күннің және Күн түріндегі жұлдыздардың конвекциялық алқабы – жарым-жартылай иондалған сутегі мен гелийдің алқабы.

Конвекция ұяшықтар түріндегі конвекциялық элементтерге бөлініп жүреді. Ұяшық өсі бойымен газ көтеріп, шеттерінде түсіп тұрады. Егер жұлдыздағы конвекциялық аумақ қалын болса, онда ол қалыңдықтары біртекті атмосфераның (яғни тығыздығы шамамен  $\approx 2,7$  есе өзгертін газ қабатының) қалыңдығына жақын қабаттарға бөлінеді. Температура, онымен бірге, барометрлік формула бойынша, біртекті атмосфераның қалыңдығы да үлкен болатын конвекциялық аумақтың түбінде үлкен ұяшықтар түзіледі, олардың көлденең өлшемі  $\sim 1/2R_{\text{ж}}$ , мұндағы  $R_{\text{ж}}$  – жұлдыз радиусы, келесі қабаттарда ұяшықтар кішірек болады, ең жоғарғы қабатта олардың өлшемі бірнеше жүз километрге дейін азаяды.

Конвекциялық аумақтың түбінде конвекцияның жылдамдығы төмен, шамамен бірнеше ондық м/с, болады. Биіктік өскен сайын бұл жылдамдық көбейеді. Конвекциялық аумақтың ең жоғарғы, фотосферамен шекаралас қабатынан энергия сыртқа қарай сәулелену арқылы да шығарыла алады, сондықтан бұл қабатта температураның қатты азаюы орын алады да, мұның нәтижесінде конвекциялық аумақтың жоғарғы бөлігінде температураның көтеріңкі градиенті пайда болады. Ал бұл фотосфера астындағы конвекция қозғалысының жылдамдығы ерекше жоғары, Күн үшін 1-2 км/с тең мәніне жететіне әкеледі. Яғни, конвекциялық алқапта конвекция қарқындылығы айрықша күшті болатын жоғарғы қабаты қалыптасады.

#### ***4.2.2 Магнитгидродинамика элементтері***

ҒС-ң планетааралық кеңістіктегі модуляция шарттарының өзгерісіне әкелетін, Күн атмосферада жүретін түрлі белсенді құбылыстардың барлығы күн магнит өрістерінің әрекетімен, күн плазмасының бұл өрістерге қатырылуымен байланысты болады. Бұл құбылысты қарастырып өтейік.

Ғарыштағы заттың барлығы дерлік әртүрлі дәрежеде иондалған күйде болады, яғни плазма болып табылады.

Плазмада еркін оң және теріс зарядталған бөлшектер бар болғандықтан, оған бейтарап газда да әсер ететін қысым градиентінен басқа, магнит өрістері де әсер етеді. Бейтарап газдан тағы бір маңызды айырмашылығы - плазманың зарядталған бөлшектері өздерінің электр өрістері арқылы үлкен қашықтықтарда (тек тікелей соқтығулар кезінде емес) әсерлеседі. Бұның бәріне байланысты плазма күйіндегі зат көптеген жаңа қасиеттерге ие болады да, оны зерттейтін арнайы әдістері қажет болады. Плазмадағы көп құбылыстарды түсіну үшін жарамды, одан әрі өте пайдалы болып магниттік гидродинамика жуықтауы табылады, сондықтан ол астрофизикада кең

қолданылады. *Магнитгидродинамика* электрөткізетін орталардың (плазманың, сұйық металдардың, электролиттердің) магнит өрісіндегі қозғалысын оқып таниді. Сөйтіп, магнитгидродинамиканың плазма физикасының айырмашылығы – оның шеңберінде плазма электрондық және иондық сұйықтардың қоспасы, яғни тұтас орта ретінде қарастырылады да, плазма бөлшектерінің орталанған қозғалысы зерттеледі. Сондықтан бұл жуықтау (модель) тек “тығыз” плазманың қасиеттерін жақсы өрнектейді. “Тығыз” плазма деп бөлшектер соқтығысуының жиілігі жоғары, яғни бөлшектердің еркін жолы ұзындығы қозғалысының макроқасиеттері айтарлықтай өзгертін қашықтыққа қарағанда аз, ал екі дәйекті (бірнен соң бірі болатын) соқтығысу арасындағы уақыт құбылыстардың сипатты ұзақтығынан аз болған плазма аталады.

Магнитгидродинамиканың әдеттегі гидродинамикадан айырмашылығы мынадай. Бейтарап газда басты қозғаушы күш болып қысым, дәлірек айтсақ оның градиенті, табылады. Ол температура мен тығыздыққа тәуелді және газдың көлемдік серпімділігін (сығылуға кедергісін) себептейді. Ал плазма бөлшектеріне қысым градиентінен басқа Лоренц күші әрекет етеді:

$$\vec{F} = \vec{F}_E + \vec{F}_B = q\vec{E} + \frac{q}{c}[\vec{v}\vec{B}]. \quad (4.8)$$

Мұндағы  $\vec{F}_E$  - электр күші,  $\vec{F}_B$  - магнит күші,  $q$  – бөлшек заряды,  $c$  – жарық жылдамдығы,  $\vec{E}$  - электр өрісінің кернеулігі,  $\vec{v}$  - бөлшек жылдамдығы,  $\vec{B}$  - магниттік индукция.

Магнитгидродинамикада Лоренц күші барлық бөлшектер бойынша орташаланады. Күштің орташа мәні  $j$  ток тығыздығына және магниттік индукцияға тура пропорционал. Зарядталған бөлшектер өз электр өрістерімен үлкен қашықтардан әрекеттеседі. Бұл әрекеттесу нәтижесінде болатын бөлшектер қозғалысындағы ауытқулар бөлшектер соқтығысуларының нәтижесі ретінде қарастырылады.

Электрондардың иондармен соқтығыулары плазмада ағатын токтың энергиясының бір бөлігін жылулыққа айналдырады (токтың Джоуль өшуіне әкеледі). Бұл өшу соқтығысулар жиілігіне тәуелді. Шапшаң электрондар иондармен соқтығысқанда баяулардан көрі аздау ауытқиды, сондықтан плазманың температурасы өскен сайын соқтығысулар саны, демек Джоуль өшуі де, азайған сияқты болады.

Сан жағынан Джоуль өшуін плазманың  $\sigma$  өткізгіштігімен сипаттайды. Толығымен иондалған плазманың  $1 \text{ см}^3$  көлемінде  $1 \text{ с}$  ішінде  $j^2/\sigma$  мөлшеріндегі Джоуль жылуы бөлінеді. Плазма өткізгіштігі тығыздығына тәуелсіз және температурасының  $3/2$  дәрежесіне пропорционал:  $\sigma \sim T^{3/2}$  (металдарда керісінше болады:  $T$  өскен сайын, кедергі өседі, ал  $\sigma$  азаяды).

Ток өтетін бет үлкен болған жағдайда жалпы ток өте төмен болмаса да, ток тығыздығы аз болады. Демек, үлкен көлемдерде Джоуль өшуі де аз болады.

Сипатты өлшемі R-ге тең плазма көлеміндегі өшу уақыты  $t_0 = \frac{4\pi\sigma}{c^2} R^2$  (с),

яғни плазма өткізгіштігі жоғары емес болған жағдайда да, плазманың алған көлемі үлкен болса, өшу уақыты өте үлкен болуы мүмкін. Ғарышта өлшемдері өте жоғары плазма бұлттары кездеседі, олар үшін бұл қорытынды толығымен жарамды болып табылады. Сондықтан плазма өткізгіштігі шексіз, не идеал дегенде, тек  $\sigma$  -ның өзі шексіз жағдай емес, R өте үлкен жағдай да, яғни, айтуып,  $t_0 \rightarrow \infty$  жағдай айтылады.

Сонымен, магнитгидродинамика жуықтауы шеңберінде одан да қатан идеал өткізгіштік жуықтауы қолданылады. Ол  $t_0 \rightarrow \infty$  болғанда жарамды болады. Оны қарастырайық.

Әуелі электрмагниттік индукция құбылысын есімізге түсірейік. Магнит өрісі қозғалып тұрған электр зарядтармен туғызылады және олармен әрекеттеседі. Бұнымен байланысты, тұйық өткізуші контурмен шектелген бет арқылы өтетін магниттік индукция ағыны өзгерсе, бұл контурда индукциялық электр тоғы пайда болады. Бұл ток оны туғызатын себепке қарсы әрекет жасайтындай бағытталған болады. Мысалы, индукция ағыны артса, ток онымен туғызылатын магнит өрісі бастапқы (сыртқы) магнит өрісіне қарама-қарсы бағытталған болатындай, яғни индукция ағынын бастапқы деңгейінде қалдыруға ұмтылатындай бағытталған болады. Бұл құбылыстың себебі түсінікті. Өзгеріп тұрған магнит өрісі құйындық электр өрісін туғызады, ал ол, өз кезегінде, зарядталған бөлшектерді қозғалтып, электр тогын туғызады. Артып жатқан магнит өрісі оның бағытымен сол бұранданы, ал азайып жатқан магнит өрісі – оң бұранданы құрайтын электр өрісін тудыратынын еске алсақ, ток бағыты жөніндегі айтылған нәтижеге келеміз. Өздік индукция деген құбылыс та бар. Мысалы, өткізетін контур көзге қосылған болсын, яғни ода ток жүрсін. Контурды ажыратсақ, ток бірден тоқтамайды, өйткені тізбекте өтетін ток магнит өрісін тудырады, тізбекті ажыратқанда бұл өріс жойыла бастайды. Мұның нәтижесінде контурмен шектелген бет арқылы өтетін магниттік индукция ағыны азая бастайды, сондықтан бұл азаюға қарсы әрекет жасайтын индукциялық ток пайда болады, ал мұндай токтың бағыты бастапқы токтың бағытымен бірдей долады. Сонымен, ажыратылған тізбектегі ток біртіндеп, тек өткізгіштің электр кедергісі болғанына байланысты, өшеді. Ал егер кедергі нөлге тең болса, яғни өткізгіштік шексіз болса, онда тізбекті көзден ажыратса да ток өзгермей аға беретін еді, яғни магниттік индукция ағыны да өзгермейтін еді. Демек, өткізгіштігі шексіз өткізгішпен шектелген бет арқылы өтетін магниттік индукция ағыны тұрақты болып табылады. Бұл, әрине, сапалы түрдегі түсіндіру, бірақ бұл нәтижені қатан түрде де дәлелдеуге болады.

Алынған нәтижеге келудің тағы бір жолын қарастырайық. Дифференциалды түрдегі Ом заңын жазайық:  $j^* = \sigma E^*$ , жұлдызшамен плазмамен бірге қозғалып тұрған, яғни плазмаға қатысты тыныштық күйде тұрған санақ жүйесіне қатысты шамалар белгіленген. \* - санақ жүйесіне қатысты электр өрісінің кернеулігін электрмагнит өрістерін түрлендірудің формуласын пайдаланып табуға болады:

$$\vec{E}^* = \frac{\vec{E} + \frac{1}{c}[\vec{v}\vec{B}]}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (4.9)$$

мұндағы жұлдызшасыз шамалар - лабораторлық санақ жүйесіне қатысты шамалар,  $\vec{v}$ - плазманың, яғни \*-жүйесінің, лабораторлық жүйеге қатысты жылдамдығы. Ғарыштағы орта (плазма) әдетте жарық жылдамдығына жақын жалдамдықпен қозғалмайтынын еске алып, келесідей формуланы аламыз:

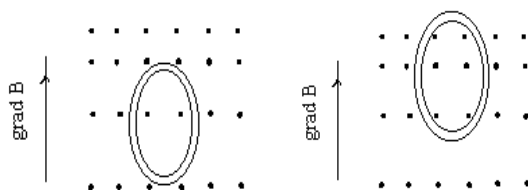
$$\vec{E}^* = \vec{E} + \frac{1}{c}[\vec{v}\vec{B}]. \quad (4.10)$$

Енді мынадай мысал қарастырайық. Сыртқы біртекті емес магнит өрісінде плазма орналасқан болсын. Плазманы қозғалтсақ, \*-жүйеде магнит өрісі өзгереді: жүйе кеңістікте өзгертін магнит өрісінде қозғалса, жүйедегі бақылаушыға магнит өрісі уақыт бойынша өзгереді деп көрінеді. Сондықтан бұл жүйеде құйынды электр өрісі ( $\vec{E}^*$ ), демек  $j^*$  да, пайда болады. Өткізгіштік шексіз болған жағдайда  $\vec{E}^*$  өте аз болса да (яғни, плазма аз, баяу қозғалса да),  $j^*$  шексіздікке ұмтылған болады. Яғни, плазманы қозғалту үшін жұмсалған көп емес күш шексіз энергияның пайда болуына әкеледі, ал олай болмау тиіс. Демек, өткізгіштік идеал болған жағдайда  $\vec{E}^*$  қашанда да нөлге тең болуға тиісті. Бұл тек плазмадағы кез келген контур (плазма бөлшектерімен байланысты контур) арқылы магниттік индукция ағыны тұрақты болғанда орындалады. Плазма бөлшектері деп бұл жағдайда жеке электрондар мен иондарды емес, олардың жеткілікті көп санынан тұратын плазма элементін айтып отырмыз.

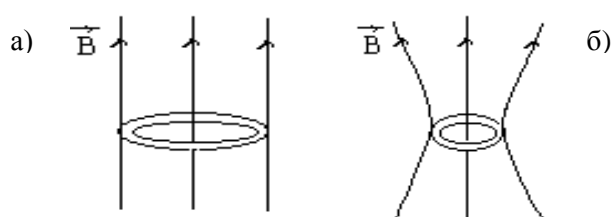
Бұл шарттың жүзеге асырылу жолдарын, мысалы, конфигурациясы 4.5 суреттегідей магнит өрісінде орналасқан өткізгіштігі идеал плазманың қозғалысы кезіндегі құбылыстарды қарастырайық.

Бұл суретте нүктелер магнит күш сызықтарын белгілейді, магнит өрісі жоғарыға қарай өседі. Плазма қозғалысы нәтижесінде плазмадағы қаланған контур көтеріңкі магнит өрісі аймағына ығысуы мүмкін (оң жақтағы сурет). Бұл жағдайда контурмен шектелген бет арқылы өтетін күш сызықтарының саны, демек магниттік индукция ағыны, бастапқыға қарағанда көбейеді. Бірақ, жоғарыда көрсетілгендей, өткізгіштігі шексіз плазма жағдайында бұл ағын тұрақты болып қалуы тиіс. Демек, плазма өткізгіштігі шексіз болса, магниттік күш сызықтары плазма бөлшектеріне (элементтеріне) жапсырылған сияқты болып, бөлшектер артынан еріп жүру тиіс. Мысалы, бастапқы мезетте көрініс 4.6 (а) суреттегідей болып, ал одан кейін плазманың орта бөлігі сығылса (4.6 (б) сурет), ортадағы контурмен шектелген бет арқылы өтетін күш сызықтар саны (демек магниттік индукция ағыны) бастапқыдағыдай қалу үшін, күш сызықтарының пішіні 6.2 (б) суреттегідей, олар плазма бөлшектері артынан

еріп жүргендей өзгереді. Бұдан идеал өткізгіштік жағдайда плазманың сығылуы ол орналасқан магнит өрісінің күшеюіне әкелетінін көруге болады. Кейін көретініміздей, бұл құбылыс FC –і үдеуде өте маңызды рөл атқарады екен.



4.5 сурет–Біртексіз магнит өрісіндегі плазма



4.6 сурет – Магнит өрісінің плазмаға қатырылуы

Қарастырылған бұл құбылыс, яғни магниттік күш сызықтары оларда бастапқы мезетте орналасқан плазма бөлшектеріне бекітілген болу құбылысы, магнит өрісінің плазмаға қатырылуы деп аталады. Ол екі жолмен жүзеге асырыла алады.

Біріншісі, жоғарыда қарастырылғандай, плазма бөлшектері қозғалғанда, олар күш сызықтарын өздерімен бірге ертіп әкетеді. Әрине, күш сызықтары ойдағы сызықтар болып табылатынын ұмытпау керек. Шынында плазманың біртекті емес магнит өрісіндегі қозғалысы нәтижесінде, не магнит өрісінің уақыт озғанымен өзгеруі нәтижесінде, магнит өрісін (магнит өрісі индукциясының үлестірілуін) өзгертетін индукциялық токтар пайда болады, және де бұл өзгерістердің жалпы сипаты айтылған (плазма бөлшектері өрістің күш сызықтарын өзімен бірге әкететіндей сияқты болатын) нәтижеге әкелетіндей болады.

Бірақ, қатырылған күш сызықтары орта қозғалысы артынан кедергісіз ермейді. Сыртқы себептерден пайда болған ортаның қозғалыстары өрісті елеулі түрде тек олардың кинетикалық энергиясы, не оларды қолдайтын қысым айырмасы магнит өрісінің энергиясынан көп болса өзгерте алады. Ал егер өріс басынан күшті болса, онда ортаның ретсіз қозғалыстары күш сызықтарының конфигурациясын айтарлықтай өзгерте алмайды, олар күш сызықтарын тек көп емес қисайта алады. Бұл жағдайда магнит өрісінің плазмаға қатырылуы күш сызықтары бөлшектер артынан еруімен емес, магнит өрісі бөлшектерге өз күш сызықтарынан кетуге бермеуімен жүзеге асырылады. Бұл - идеал өткізетін контурмен шектелген бет арқылы магниттік индукция ағынының тұрақтылығы

қамсыздандырылуының екінші жолы. Осы жағдайда бөлшектер тек магниттік күш сызықтары бойымен сырғана алады да, олардан шығып кете алмайды. Былайша айтқанда, магнит өрісі ортаның күш сызықтары бойымен емес болатын қозғалыстарға бөгет болып шығады. Сондай-ақ, егер бастапқы магнит өрісі аз болса, ал содан кейін орта қозғалыстары магниттік күш сызықтарын шиеленістірсе, онда ол сызықтар концентрациясының өсуіне, яғни магнит өрісінің күшеюіне әкеледі де, бір кезде магнит өрісі оның күш сызықтарын шиеленістіретін қозғалыстарға бөгет болуға жетерліктей өседі және бұл қозғалыстарды тоқтата бастайды.

Магниттік күш сызықтарының әрекетін көрнекі түрде керілген (магниттік керілу) және бүйірінен сығылған (магниттік қысым) резеңке бауларының әрекеті ретінде елестетуге болады. Егер тыныштық күйдегі ортада магнит өрісі бар болса, онда өріс ортаны онымен бірге қозғалатын күш сызықтарын түзететін және кеңейтетін (бір бірінен алшақтататын) қозғалысқа келтіреді (егер бұл шекарадағы шарттармен рұқсат етілсе). Егер магнит күштерге қоса қысым градиенті бар болса, онда қозғалыс бұл екі фактордың (себептің) бірлескен әрекетімен анықталады.

Магниттік керілу мен магниттік серпімділіктің әрекеті ғарышта жиі байқалады және магнит өрісіндегі плазмада толқындардың көптеген түрі тарала алатынына әкеледі.

Олар ішіндегі бір түрі – резеңке бау бойымен таралатын көлденең толқынға ұқсайтын альвендік толқындар. Бұл бау рөлін магнит өрісінің күш сызықтары атқарады. Кернеуіне байланысты, көлденең бағытта затпен (плазмамен) бірге ығыстырылған күш сызықтары тербеле бастайды. Бұл себептен өріс бағытына көлденең зат тербелістері де пайда болады. Олар күш сызықтары бойымен альвендік деп аталатын  $v_A = B / \sqrt{4\pi\rho}$  жылдамдықпен таралады. Тербеліс жүрісінде зат тығыздығы өзгермейді, өйткені зат қабаты тұтасымен тербелейді.

Плазмада болатын толқындардың басқа түрі – магнитдыбыс толқындары. Олар екі себептің әрекетіне байланысты пайда болады. Бір жағынан ол магниттік күш сызықтарының кернеуі мен қысымы, екінші жағынан – әдеттегі дыбыс жағдайдағыдай газ қысымы. Бұл толқындар бойлық та емес, көлденең де емес болып табылады. Энергия күш сызықтары бойымен таралатын Альвен толқындарынан өзгеше, магнитдыбыс толқындарында энергия күш сызықтарына қатысты кез-келген бағытта тарала алады. Магнитдыбыстық толқындар екі түрлі болады – шапшаң және баяу. Шапшаңдар альвендік жылдамдықтан жоғары, баяулар - аз жылдамдықпен таралады.

Қарастырылғандардан басқа жоғары жиіліктік тербелістермен байланысты толқындардың бірнеше түрі бар.

### ***4.2.3 Күн магнит өрістері***

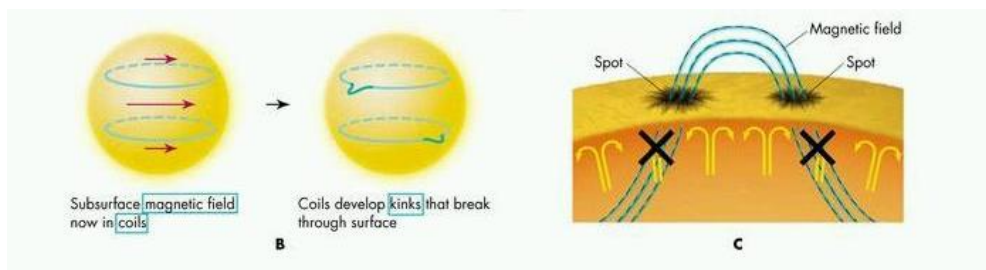
Күн магнит өрістерінің пайда болуы гидромагниттік динамо механизмімен, яғни өткізетін ортаның гидродинамикалық қозғалыстарының магнит өрісін



қолдауымен (сақтауымен) байланысты.

Қазіргі заманғы түсініктер бойынша, Күннің күш сызықтары меридионал жазықтықтарда жататын полоидал және әр нүктеде меридионал жазақтыққа перпендикуляр тороидал (азимутал) магнит өрістері бар.

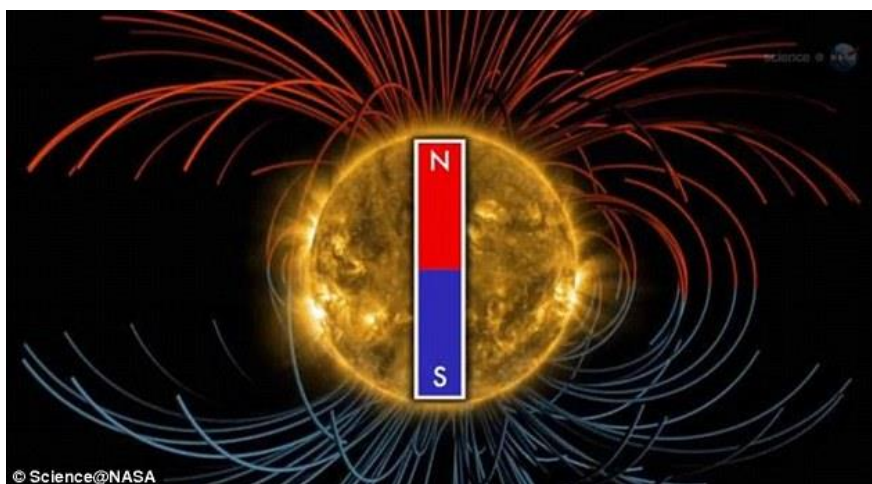
Солтүстік (N) және оңтүстік (S) жарты шардағы тороидал (азимутал) өрістің бағыты қарама-қарсы екен. Тороидал өрістің ең байқамды білінуі – күн дақтарындағы (4.2.4 бабын қараңыз) магнит өрісі (4.7 сурет). Күн дақтарындағы магнит өрісінің максимал кернеулігі  $\sim 4000$  Э-ке жетеді ( $B \approx 4000$  Гс).



4.7 сурет - Конвекциялық аумақтағы жалпы азимутал магнит өрісінің Күн бетіне көтерілу нәтижесінде түзілетін күн дақтарындағы магнит өрістері (тілшелер Күннің айналыс бағытын көрсетеді)

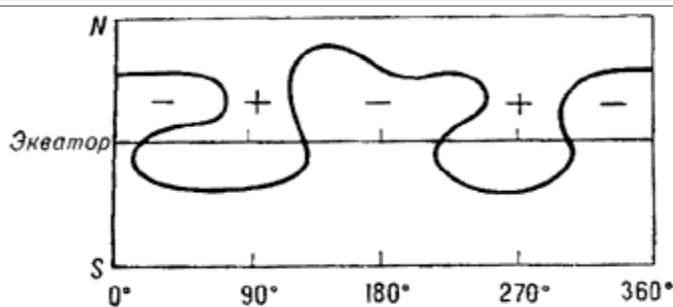
Күн магнит өрістері бар екенін біз тек олар Күн беті астынан сыртына шығатынына байланысты білеміз. Қазір таңда белгілі болғандай, Күн ядросында кернеулігі  $10^6$  Гс-қа жететін алғашқы магнит өрісі болуы мүмкін.

1953 жылы американдық астроном Бэбкок Күн магнит өрістерінің әлдеқайда әлсіздеу дипольдік құраушысын ашты. Бұл дипольдің магнит моменті Күннің айналу осі бойымен бағытталған, сондықтан бұл құраушы полоидал болып табылады. Бұл құраушы полюстік аймақтарда ең анық көрінеді (білінеді).



4.8 сурет – Күннің ірімасштабты магнит өрісінің полоидал құраушысы

XX- ғасырдың 70-ші жылдары күн магнит өрістерінің кернеулігі бойынша шамамен полоидал өрістей әлсіз аксиал симметриясыз ірі масштабты құраушысы табылды. Ол радиал құраушысы әртүрлі кеңістіктік секторларда әртүрлі бағытталған планетааралық магнит өрістерімен (ПМӨ) байланысты болып шықты. ПМӨ-ң төрт секторлы құрылымы өсі Күн экватор жазықтығында жатқан Күндегі квадрупольге сәйкес, кейде ПМӨ-ң екі секторлы құрылымы байқалады, ол Күндегі дипольге сәйкес болады (ПМӨ және оның секторлық құрылымы туралы толығырақ келесі тақырыптан қараңыз).



4.9 сурет - Күннің ірі ауқымды магнит өрістерінің радиал құраушысы. Қисық магнит өрісінің радиал құраушысын оң және теріс бағытталған аймақтарға бөледі. Магнит өрісінің оң бағыты деп магнит өрісінің күш сызықтары күннен сыртқа қарай шығатын жағдайды айтады. Магнит өрісінің теріс бағыты деп күш сызықтары Күнге қарай бағытталған (Күнге кіретін) жағдайды айтады.

Тұтасымен алғанда, Күннің ірі ауқымды магнит өрістері жеткілікті күрделі болып табылады. Ұсақ масштабтарда өрістің одан да күрделі құрылымы табылды. Байқаулар кернеулігі  $2 \cdot 10^3$  Э жететін ұсақ ауқымды ине тәрізді өрістердің барлығын көрсетті. Ұсақ масштабты өрістер Күн бетінде байқалатын конвенциялық ұяшықтармен де байланысты.

Күн магнит өрістеріндегі өзгерістер мынадай сипатта болады. Ұсақ ауқымды магнит өрістері реттелген емес, бейберекет түрде өзгереді. Өсі бойынша симметриясыз өрістің секторлық құрылымы шамамен Күннің өз өсі айналу мерзімімен өзгереді. Ал полоидал мен тороидал ірі масштабты өрістер квазипериодты түрде, шамамен 22 жылға тең мерзімімен өзгереді. Диполь құраушысының төңкерісі және азимутал өріс бағытының алмасуы әр 11 жылда болады.

#### 4.2.4 Күн атмосферасы

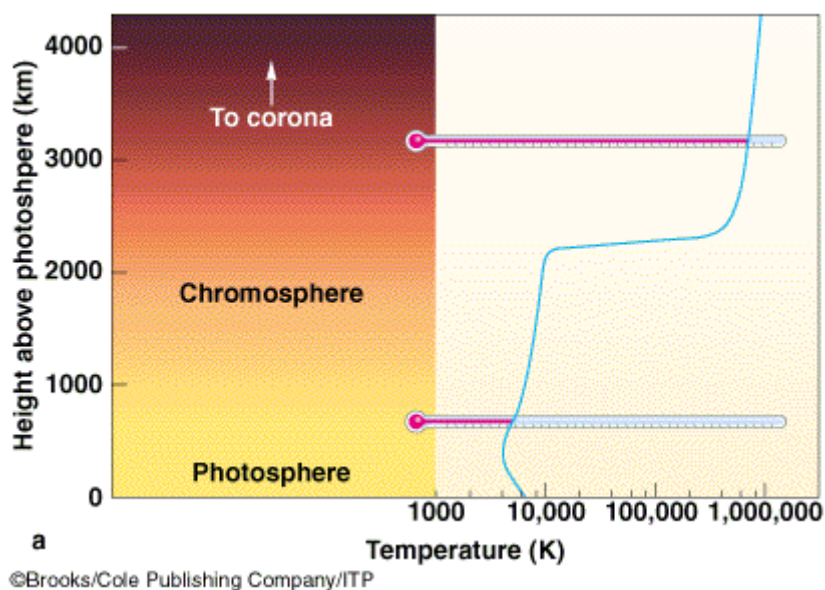
##### 4.2.4.1 Фотосфера, одағы белсенді аймақтар

Фотосфера – Күн атмосферасының ең төменгі орасан жұқа қабаты. Оның қалыңдығы  $\approx 350$  км, бұл Күн радиусының шамамен  $1/2000$  құрайды. Ол бізге келетін күн энергиясының барлығын дерлік сәулелендіреді: фотосфера

сәулеленуі одан жоғары орналасқан хромосфера мен тәждің сәулеленуінен ~10000 есе көп. Хромосфера мен тәж фотосфераның үздіксіз оптикалық

Температура мұндай болғанда тек иондау потенциалы үлкен емес химиялық элементтер иондалған күйде болады (мысалы, натрий, калий, кальций). Басқа элементтер, олар ішінде сутегі мен гелий, көбінесе бейтарап күйде қалады. Осыған байланысты фотосферада конвекция тоқтайды, ал энергия сәулелі тасымалдау арқылы тасымалданады. Фотосферадағы зат тығыздығы биіктік өсуімен тез азаяды да, күн атмосферасының сыртқы қабаттары өте сиретілген. Фотосфера затының температурасы да биіктікпен кемиді, фотосфераның сыртқы қабаттарының температурасы ~4500 К. Бірақ бұл мән Күн үшін минимал болып табылады. Жоғарылау жатқан қабаттарда (хромосферада) температура қайта өсе бастайды екен (4.10 сурет). Бұның себептері туралы кейін сөз болады. Сөйтіп, фотосфера – Күндегі ең суық қабаты, оған байланысты ол бейтарап сутегінің Күндегі жалғыз аймағы болып табылады.

сәулеленуін еркін дерлік жібереді, сондықтан фотосфера Күнді тікелей бақылау жүрісінде Күннің ақ жарықтағы көрнекі беті сияқты көрінеді. Фотосферадағы температура ~6000 К, қысым - ~0,1 атм.

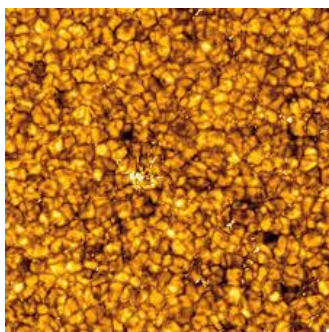


4.10 сурет – Температураның Күн атмосферадағы өзгерісі (ордината өсі бойнша – км түріндегі биіктік).

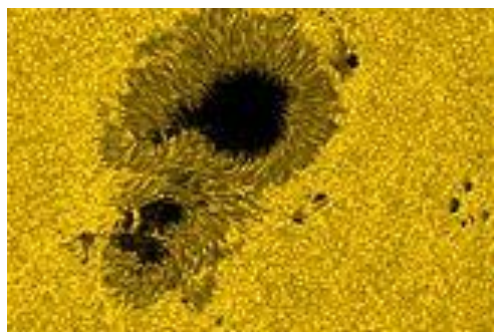
Күн беті, оны көрінетін толқын ұзындықтар аралығында телескоп арқылы бақылағанда, салыстырмалы қараңғы аймақтармен қоршалған жарық бетшелер жиынтығы ретінде көрінеді. Бұл – күн түйіршіктері (4.8 сурет), олардың өлшемдері әртүрлі болады, ортасымен алғанада -  $\approx 700$  км, "өмір сүру уақыты" (түйіршіктің пайда болуы мен сөнуі (жоғалуы)) -  $\approx 8$  мин. Түйіршіктер ені шамамен 300 км қараңғы аралықтармен бөлінеді. Түйіршіктелу себебінен болатын жарықтылықтың флуктуациялары жоғары болмайды: жарықтылықтың

орташа аядан артықшылығы  $\lesssim 10\%$ . Түйіршітер түрінде конвекциялық аумағының ең жоғарғы қабатындағы ұяшықтар бақыланады екен.

Түйіршіктерге қоса Күн бетінде жиі дақтар көрінеді (4.12 сурет). Телескоп арқылы жарықтау ала көлеңкемен қоршалған қараңғы овалды (оны дақ көлеңкесі деп атайды) айыруға болады. Дақтың сипатты өлшемі  $\approx 35000$  км, көлеңкесі шамамен екі есе кіші болады. Көлеңке қасында жіңішке (диаметрі  $D \approx 700$  км) ағыншалар түрінде дақ шеттеріне қарай өтетін (ағылатын) бөлек жарық учаскелер пайда болады, олар ала көлеңкенің талшықты құрылымын түзеді. Жеке талшықтардың өмір сүру уақыты  $\approx 30-60$  мин. Дақ көлеңкесіндегі сәулелі энергияның ағыны қоршаған фотосферадағыдан көрі шамамен 3 есе аз, бұл дақтағы беттік температура қоршағаннан көрі шамамен 1500 К-ге аз болғанының ( $\approx 6000$  К мен  $\approx 4500$  К сәйкесінші) салдары. Дақтағы температураның төмендеуі күн магнит өрісінің конвекцияға әсерімен себептеледі. Магнит өрісі плазманың күш сызықтарына перпендикуляр бағыттағы қозғалысын (ал онымен бірге бұл бағыттағы барлық тасымалдау процестерін де - жылу өткізгіштігін, диффузияны, т.с.с.) тежейтіні туралы жоғарыда толық айтылды. Күн дақтарындағы спектрлік сызықтарының Зеeman жіктелуін зерттеу негізінде оларда күшті (0,45 Теслаға дейін (4500 Э-ке дейін) (мысалы, Жер магнит өрісі 0,06 милитесла)) магнит өрісі бар екендігі анықталған. Және де бұл өрістің бағыты дақ астында конвекциялық қозғалыстарды тежелетіп, энергияны терең қабаттардан даққа тасымалдады әлсірететіндей болады екен. Күн дақтар туралы «Күн белседілігі» дәрісте әлі айтылады.



4.11 сурет - Күн фотосферасының түйіршіктелуі



4.12 сурет – Күн дағы

Фотосферада қоршағаннан көрі жарықтау аймақтар да бақыланады, олар шырақтар (факелдер) деп аталады. Олар көптеген жіңішке жолақтар, жарық нүктелер мен түйіршіктерден (факелдік түйіршіктерден) тұрады. Факелдердің пайда болуы да магнит өрісімен байланысты. Олардағы магнит өрісі қоршағаннан көрі аздап (10-100 есе) көтеріңкі болады (ондаған не жүздеген Эрстедке жетеді), оның бағыты тікке (вертикальге) жақын болады. Мұндай өріс қуатты конвекциялық қозғалыстарды тоқтата алмайды, бірақ оның сипатын сәл

өзгерте алады. Әдетте әр конвекциялық элемент вертикаль бойынша жалпы көтерілу не түсумен қоса, горизонталь жазықтықта да шамалы бейберекет қозғалыстарды жасайды, бұл қозғалыстар конвекция элементтері арасында үйкелісті тудырып, конвекцияны тежейді. Ал магнит өріс бұл қозғалыстарды тежетіп, конвекцияны жеңілдетеді де, ыстық газға жоғары биіктікке көтеріліп, энергияның үлкендеу ағынын тасымалдауға мүмкіндігін береді.

#### 4.2.4.2 Хромосфера

Хромосферада әуелі сутегінің, одан кейін гелийдің де иондануына әкелетін температураның онмындаған Кельвинге дейін өсуі байқалады. Мұндағы қысым -  $\sim 10^{-6}$  атм.

Жоғарыда фотосфера сәулеленуі одан жоғары орналасқан хромосфера мен тәждің сәулеленуінен 10 000 кем емес есе көп болатыны айтылған. Сондықтан, күн тұтылу уақытынан басқа кездерді, хромосфера мен тәжді тікелей бақылауға болмайды. Сонда, оларды бақылаудың екі әдісі мынадай. Бірнішісі – Күн дискін жасанды түрде экрандау. Екіншісі мынамен байланысты: фотосфераның кейбір жиіліктердегі сәулеленуі үшін хромосфера мен тәж мөлдір емес болып табылады, сондықтан бақылаушыға жететін бұл сызықтардағы сәулелену фотосферадан жоғары қалыптасады. Бұл сызықтарды зерттеу хромосфера мен тәждегі физикалық шарттарды анықтауға мүмкіндік береді.

Күн дискінен тыс хромосфера бойлығы  $\approx 10\ 000$  км сәулелендіретін (эмиссиялық) қабат түрінде көрінеді. Төменгі хромосфера (Күн шетінен  $\approx 1500$  км биіктіктерге дейін) әлсіз үздіксіз спектрді сәулелендіреді, оған қабаттасқан көптеген эмиссиялық (көбінесе әлсіз) сызықтар көрінеді. Күн дискіне проекциясында олар фотосфералық сәулелену аясында жұтылу сызықтар ретінде бақыланады. Бейтарап темір (FeI), титан (TiI), т.с.с.-ң сызықтарын бақылау мәліметтері бұл қабаттың температурасы төмен ( $T \approx 5000$  K) екенін,  $\sim 1000$  км биіктікте сутегі атомдарының концентрациясы  $n_H \sim 10^{13}$  см<sup>-3</sup> екенін

Эмиссиялық сызықтар қарқындылығының биіктікпен кенет азаюы тығыздықтың экспоненциаль заң бойынша төмендеуіне сәйкес келеді.  $>1500$  км биіктіктерде газдың тығыздалған аймақтарына сәйкес келетін жарықтылығы көтеріңкі учаскелер бақыланады, және кейбір (әр сызыққа сипатты) биіктікте оқшауланған хромосфералық спикулалар деп аталатын газ бағаналарының жарқырауы бақыланады. Олардың диаметрлері  $\sim 1000$  км, көтерілу не түсу жылдамдықтары  $\approx 20$  км/с, өмір сүру уақыты - бірнеше мин. Жоғары биіктіктерге спикулалардың аз саны жетеді,  $h \approx 3000$  км биіктікте олар күн бетінің шамамен 2% алады. Спикулалар фотосферадағы магнит өрістердің күрделі құрылымына байланысты пайда болады. көрсетеді.

1500 км жоғары биіктікте хромосфера салыстырмалы тығыз ( $n_H \approx 10^{10}-10^{11}$  см<sup>-3</sup>,  $T \approx 6000-15000$  K) газ талшықтары мен олар арасында орналасқан әлде қайда сиретілген (тәждік түрдегі) газ ағыншаларының жиынтығы болып

көрінеді. 4-5 мың км –ден жоғары тек спикулалар қалады.  $H_\alpha$  неК (CaII) сызықтарда бақылағанда, хромосфера өлшемдері бойынша түйіршіктерден сәл үлкендеу ұсақ түйіншектер түрінде көрінеді. Бұл түйіншектер диаметрлері  $(2-3) \cdot 10^4$  км ірі ұяшықтарға бірігеді, олар бүкіл дискті қамтып, хромосфералық торды құрайды. Ұяшықта газ центрінен шеттеріне қарай 0,3-0,4 км/с жылдамдықпен ағады. Магнит өрісі ұяшақтар шеттерінде күшейген болады да, 10-15 Э құрайды. Мұндай түзілістің орташа өмір сүру уақыты тәуілікке жақын болады. Дискте көрінетін спикулалар да тор ұяшықтарының шекараларына қарай қоюланады.

Хромосфералық тор ірі масштабты конвекциялық қозғалыстармен – асатүйіршіктелумен байланысты қалыптасады деп саналады. Иондалған газдың ұяшық центрінен шеттеріне қарай горизонталь бағыттағы ағылуы күш сызықтары тік дерлік әлсіз магнит өрісін өзімен бірге әкетеді (плазма мен магнит өрісінің әсерлесуі туралы – «Магнитгидродинамика» тақырыбында), сондықтан тор шекларында магнит өрісі күшейіп, бұл аймақтар жарқырауын қарқындатады (бұл құбылыс факелдердің түзілуіне ұқсас). Хромосфераның активті учаскілері дискке проекциясында ( $H_\alpha$  сызықта) қараңғы жіңішке талшықтармен – фибриллалармен түйіскен флоккулалар деп аталатын жарық аймақтар болып көрінеді. Бұл жіңішке (ені 1000- 2000 км, ал ұзындығы 10 000 км) талшықтар жүйелері әдетте магнит өрісінің полярлығы (үйектігі) қарама-қарсы аймақтарды байланыстырады. Ескі дақтар үстінен талшықтардың әдетте болатын радиал оранласуы бұзылады – циклон тәріздес құйынды құрылым түзіледі.

Жалпысында хромосфераның сәулелендіру қарқындылығы (хромосфералық эмиссия) жоғары болмайды.

#### 4.2.4.3 Тәж

Тәж – Күн атмосферасының ең сыртқы және сиретілген қабаты. Хромосфера мен тәж арасында жұқа ауыспалы қабат жатыр, одағы температура кенет  $\sim 10^4$  К-нен  $\sim 1$  млн К-ге дейінгі көтеріледі. Тәж күннің толық тұтылуы кезінде бірнеше Күн радиусына дейін созылатын күміс түсті жарқырау түрінде көрінеді (4.13 сурет). Тәж жарқырауы – еркін электрондарда шашыраған фотосфера сәулеленуі. Оның қарқындылығы бойынша тәж табанындағы электрондар (және протондар) концентрациясы  $\approx 3 \cdot 10^8$  см<sup>-3</sup> және ол биіктікпен айтралықтай азаяды. Сөйтіп, күн тәжін аса сиретілген газ құрайды, сондықтан тәжге өтетін әлсіз де магнит өрістер оның динамикалық сипаттамалары мен құрылысына елеулі әсер етеді. Фотосуреттер көрсеткендей, тәж біртекті түзіліс болып табылмайды: үйектер (полюстер) маңайында тәждік қылшақшалары, төмендеу ендіктерде доғалар мен тәждік сәулелер көрінеді. Төменде жатқан өрістердің жалғасы болып табылатын тәждік магнит өрістері баяу өзгереді, бұған сәйкес тәж құрылымы да жетерліктей тұрақты болады, елеулі өзгерістер бірнеше жыл ішінде өтеді.



Ішкі тәждің температурасы -  $\sim 1,5$  млн К, қысымы -  $6 \cdot 10^{-8}$  атм. Тәждің мұндай жоғары температурасы көптеген тәуелсіз анықтамалармен расталады. Мысалы, тәждің бірнеше эмиссиялық сызықтар – жасыл (толқын ұзындығы  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ ), қызыл ( $\lambda = 6374 \text{ \AA}$ ), т.б. тоғыздан он төртке дейін электрондарынан айырылған жоғары иондалған Fe, Ni және Ca атомдарымен жіберілген сызықтар екені табылды. Электрондардың үзілуі ауыр (сондықтан аз қозғалатын) қозғалғыш электрондармен соқтығу нәтижесінде болғандықтан, электрондардың кинетикалық энергиясы өте жоғары болу керек ( $\sim 1,5 \cdot 10^6$  К тең электрондық температураға сәйкес болу керек). Одан басқа, барометрлік формула бойынша тәждің өте үлкен бойлығы, тығыздығының биіктікпен баяу азаюы тек  $T \approx 1,5 \cdot 10^6$  К жағдайда байқалуы мүмкін. Радиоауқымындағы толқын ұзындығы 1 м көп толқындар үшін тәж мөлдір емес болады да, температурасы  $10^6$  К дене сияқты сәлеленуді шығарады. Қысқатолқынды ( $\lambda = 400 \text{ \AA}$ ) аймақта  $T \approx 1,5 \cdot 10^6$  К сиретілген газдың спектріне сәйкес иондардың негізгі (резонанстық) сызықтардың жиынтығы байқалады. Жылдамдықтарының жылулық шашылуына байланысты жоғарыиондалған FeX-FeXIV атомдарының спектрлік сызықтарының ендігі  $10^6$  К көп температураға сәйкес екен. Тәж температурасының осындай жоғары болғаны күн желінің қалыптасуында шешуші ролді атқарады, сондықтан Күннің сыртқы атмосферасының қыздырылу механизмдері толығымен келесі дәрісте қарастырылады.



4.13 сурет - Күннің толық тұтылуы кезінде суретке түсірілген тәж

Тәждің белсенді аймақтарындағы – тәждік конденсациялардағы – плазма қоршаған аймақтардағыдан көрі шамамен 3 есе тығыз болады. Конденсациядағы орташа температура әдетте  $\approx 1,5 \cdot 10^6$  К болады, бірақ күн дақтарымен жанасатын аймақтарда тәж плазмасы  $\sim 10^7$  К.

Кеңістіктік ажырату жоғары суреттерде тәждік конденсациялар тұзақтардың (аркалардың) жиынтығы түрінде көрінеді. Бұл тұзақтар магнит

күш сызықтарының «шоқтары» болып табылады. Магнит өрісі өзіне перпендикуляр тасымалдау процестеріне кедергі жасайтындықтан бөлек тұзақтар бір бірінен оқшауланған болады. Тұзақ төбесінде энергия шығарылса (мысалы, толқындар өшу салдарынан, келесі дәрісті қараңыз), жылу күш сызықтары бойымен төмен қарата таралады да, тұзақ табанындағы тығыз газды қыздырады, бұл газтұзақтың тәждік бөлігіне «бұланады».

Тәждің кейбір тынық жерлерінде тұзақтар жоқ болады. Рентген сәулеленудегі жарықтылығы төмен болғанына байланысты бұл аймақтарды тәждік жыртықтар деп атайды. Олардағы магнит күш сызықтары алыспланааралық кеңістікте тұйықталады, сондықтан бұл аймақтағы зат магнит күштермен ұсталынбай, кедергісіз планетааралық кеңістікте ағылып кетеді. Тәждің бұл аймақтарда тығыздық азаяды, газдинамикалық ағынның қалыптасуына энергия көп жұмсалатынына байланысты температура да тәждік тұзақтардағыдан көрі төмен болады. Бұл рентген жыртықтардың рентген сәулеленудегі жарықтылығы тынық тәжге қарағанда төмен болатынын түсіндіреді.

Сиретілген тәжде  $\frac{1}{3}R_{\odot}$  дейін жайылып жататын, не қозғалатын салыстырмалы суық және тығыз ( $n = 10^{10}-10^{11} \text{ см}^{-3}$ ,  $T \sim 10^4 \text{ К.}$ ) газ бұлттары болып табылатын күн протуберанецтер де оранласады (4.14 сурет). Олардың пішіні таң қаларлық болады (диффуздық түзілістер, доғалар, т.с.с.), оларда өте күрделі түрдегі қозғалыстар бақыланады. Протуберанецтердегі физикалық шарттар хромосфералықтарға жақын. Протуберанецтердің пайда болуы, қозғалыс траекториялары, ұзақ уақытта жойылмауы магниттік керілу мен магниттік серпімділік күштерінің әрекетімен себептеледі. Олар күн дақтары мен белсенді аймақтарының магнит өрісі ұстап тұратындықтан, Күн бетіне түспей, жеткілікті ұзақ (бір жылға дейінгі) уақыт ішінде өмір сүреді.



4.14 сурет - Протуберанец

## 4.2.5 Күн тәжінің қыздырылу механизмдері



Қазіргі заманғы түсініктер бойынша Күн атомсферасының сыртқы қабаттарының мұндай күшті қыздырылуы конвекциялық аумақтың жоғарғы бөлігінде пайда болатын механикалық және гидромагниттік соққы толқындар энергияны ішкі қабаттардан хромосфера мен тәжге тасымалдайтынымен себептелінеді.

Жоғарыда конвекция ұяшықтар түріндегі конвекциялық элементтерге бөлініп жүретіні және тікелей фотосфера астында конвекция қозғалысының жылдамдығы ерекше жоғары, Күн үшін 1-2 км/с тең мәніне жететіні, яғни, конвекциялық алқапта конвекция қарқындылығы айрықша күшті болатын жоғарғы қабатын бөлуге болатыны туралы айтылды..

Фотосфераданың бейтарап газында, ол иондау энергияның қорына ие болмағандықтан, ортаға қатынасты орнықты температура айырмашылығы бар элементтер пайда бола алмайды. Сонымен қатар, сәулелелендіруден болатын энергия шығындары нәтижесінде температура кенет азаяды да, оның жоғарыға қарай ортаюының жылдамдығы баяуланады. Бұл екі себептен конвекциялық алқаптың ең жоғарғы қабаттарында, тікелей фотосфераның астында конвекция шұғыл тоқтайды да, конвекциялық қозғалыстар кенет тежеледі. Сөйтіп, фотосфера төменнен конвекциялық элементтермен бомбылап тұратын сияқты болып шығады. Бұл соғулар нәтижесінде фотосфера меншікті тербелістерінің жиіліктігіне сай мерзіммен (~5 мин) тербеле бастайды. Бұл фотосферада пайда болған тербелістер мен ұйытқулар табиғаты бойынша ауадағы дыбыс толқындарға жақын толқындарды туғызады. Олар жоғарыға қарай тараған сайын зат тығыздығы кемиді де, толқынмен тасымалданатын энергия саны азайғанбөлшектер арасында үлестіріледі. Мұның нәтижесінде толқындар жоғарыға қарай таралғанда, олардың амплитудасы бірнеше километрге дейін артады да (толқын қарқындылығы  $I \sim a^2$ , мұндағы  $a$  – толқын амплитудасы) толқындар соққыларға айналады.

*Соққы толқын* дегеніміз не? Ол – газ асадыбысты жылдамдықпен (яғни орта бөлшектерінің жылулық жылдамдығынан жоғары жылдамдықпен) қозғалған кезде пайда болатын, ішінде газдың тығыздығы, қысымы, температурасы, иондау дәрежесі мен басқа да сипаттамаларының кенет, секірмелі түрде өзгеруі байқалатын толқын. Ішінде газ сипаттамалары кенет өзгертін жұқа қабат (ұйытқыған және ұйытылмаған газды болетін қабат) соққы толқынның шебі деп аталады.

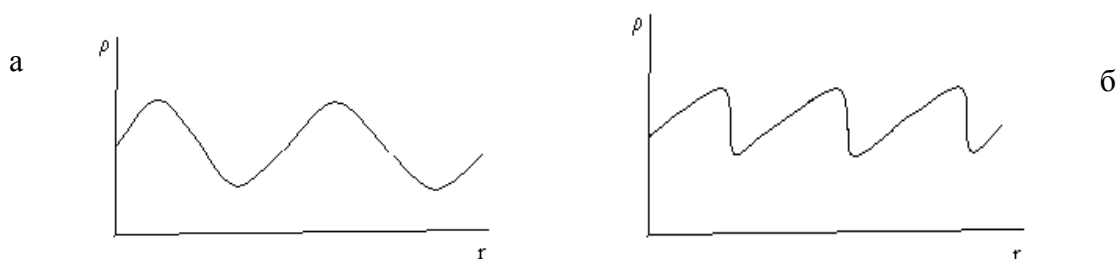
Соққы толқындар қалай пайда болатынын түсіну үшін мына мысалды қарастырайық. Түтікшеге қамалған газды алып, оған поршень кіргізе бастайық. Поршень алдындағы газ қозғала бастап, сығылады да, қысым градиенті пайда болады, оның нәтижесінде поршень алдынан кеінгі қабаттар да қозғала бастайды. Қозғалыс күйі газда дыбыс жылдамдығымен беріледі. Егер поршень жылдамдығы дыбыс жылдамдығынан аз болса, онда дыбыс толқыны поршеннен тез қозғалып, одан кетеді де, біртіндеп түтікшедегі газдың бәрі шамамен поршень жылдамдығымен қозғала бастайды. Егер поршень жылдамдығы дыбыс жылдамдығынан көп болса, онда дыбыс толқыны

поршеннен кетуге және газ сығылуы аймағын үлкен қашықтыққа жылжытуға үлгірмейді, сондықтан газ тек тікелей поршень алдында сығылады. Поршень алдындағы газдың тығыздығы өскен сайын, оның температурасы да өседі (бұл процесті адиабаттық деп қарастыруға болады), сондықтан бұл аймақтағы дыбыс жылдамдығы өседі ( $v_{\text{дыб}} = \sqrt{\gamma p / \rho} = \sqrt{\gamma RT / M}$ , мұндағы  $v_{\text{дыб}}$  – дыбыс жылдамдығы,  $\gamma$  – газдың адиабата көрсеткіші,  $p$  – қысым,  $\rho$  – тығыздық,  $R$  – газдың универсал тұрақтысы,  $T$  – температура,  $M$  – молярлық масса), бір кезде ол поршень жылдамдығынан асып кетеді де, сығылу аймақтың поршеннен алға қарай жылжуы мүмкін болады. Сонымен, газ екі бөлімнен тұрған болады: біреуі, поршенге тірелген, сығылған болады, басқасы ұйытқымаған және қозғалмайтын болып қалады. Қозғалмайтын газ қабатының соңынан қабаты

Дыбыс толқыны оның амплитудасы артса да соққыға айналуы мүмкін. Бұның себептерін түсіну үшін, жалпы дыбыс толқын дегеніміз не екенін есімізге түсірейік. Ол газ бөлшектері тербеле бастағанда пайда болатын, кеңістікте таралатын кезектесетін сығылу және сиретілу газ аймақтары. Және де газ сығылған аймақтарда  $v_{\text{дыб}}$  газ сиретілген аймақтардағыдан көрі (және ұйтылмаған ортадағыдан көрі) көбірек болады (газ сығылған аймақтарда температура өсетінін есіңізде ұстап, дыбыс жылдамдығы үшін формуланы қараңыз). Толқынның амплитудасы өскен сайын сығылу аймақтарындағы (өркештердегі) газдың тығыздығы, демек температурасы да, өсе береді, өйткені бұл аймақта жиналған бөлшектердің саны өсе береді (олар бұл аймаққа үлкендеу қашықтықтан жиналады). Ал сиретілу аймақтарындағы газ тығыздығы, демек температурасы да, амплитуда өскенде кемиді. Яғни, амплитуда өскен сайын сығылу аймақтарындағы  $v_{\text{дыб}}$  өсе беріп, сиретілу аймақтарындағы  $v_{\text{дыб}}$  азая береді. Демек, амплитуда өскен сайын сығылу аймақтары сиретілу аймақтарын қуа бастайды да, амплитуда белгілі мәнге дейін артқанда, қуып жетеді дерлік.

поршень алдындағы газдан түрткі алып қозғала бастайды. Қозғалып тұрған және қозғалмаған газ арасындағы шекара айқын болады, ол соққы толқынның шебі болып табылады. Соққы толқын шебінің өтуі газ қасиеттерінің кенет өзгеруіне әкеледі, олар секірмелі түрде өседі.

Сонда, амплитудасы үлкен емес дыбыс толқыны таралып жатқан газ тығыздығының кеңістіктегі лездік үлестірілуін графикке тұрғызсақ, мынаны көреміз (4.15а суреті). Яғни, тығыздық кеңістікте біртіндеп өзгереді.



4.15 – Қалыпты мен соққы толқындағы газ тығыздығының кеңістіктегі үлестірілуі

Ал дыбыс толқынының амплитудасы өте жоғары болған жағдай үшін мынадай графикті тұрғызуға болады (4.15б суреті). Яғни, бұл жағдайда газ тығыздығы мен басқа сипаттамалары кеңістікте кенет өзгертін жұқа қабат түзіледі. Әрине, бір кезде өркештер ойыстарды қуып жетіп, одан әрі оза алатын еді. Бірақ олай болмайды. Өркеш пен ойыс арасындағы қашықтық (яғни толқын шебінің қалыңдығы) орта бөлшектерінің еркін жол ұзындығымен

Газдың реттелген, бағытталған қозғалыс энергиясының ретсіз, жылулық қозғалыс энергиясына ауысуының жылдамдығы газ тығыздығы, температурасы және т.б. градиенттеріне тура пропорционал болғандықтан, бұл градиенттер жоғары болатын соққы толқын шебі ішінде газдың асқындыбысты қозғалыс энергиясының жылулыққа қарқынды диссипация байқалады.

салыстырмалы болғанда, сипаттамалар кенет өзгертін барлық қабаты (шебі) ортадағы дыбыс жылдамдығынан жоғары жылдамдықпен таралатын соққы толқын пайда болады (толқын соққыға айналады).

Сонымен, фотосферада конвекция элементтерінің қозғалысы нәтижесінде пайда болған толқындар жоғарыға, хромосфера мен тәжге қарай таралғанда соққыларға ауысады да, мұның нәтижесінде хромосфера мен әсіресе тәжде тез өшіп, Күн атмосферасын жылытады.

Күн ішіндегі магнит өрістер хромосфера мен тәждің плазмасына қатырылған болады, сондықтан фотосферада конвективтік қозғалыстармен тудырылатын механикалық толқындармен бірге магнитгидродинамикалық толқындар да пайда болады, олар да жоғарыға қарай таралу барысында өшіп (бұл құбылыстың себептері механикалық толқындар үшін қарастырылғандай), хромосфера мен тәжді қыздырады.

#### ***4.2.6 Күн белсенділігі, оның циклдері***

Күн магнит өрістері күн бетіне шыққанда, түрлі стационар емес процестер жүре бастайды, белсенді аймақтар түзіледі («Күн атмосферасы» тақырыпта олардың көбісі туралы айтылған). Олардың бәрі күн белсенділігінің білінулері болып табылады. Күн белсенділігінің деңгейін сипаттайтын көптеген шамалар қолданылады, оларды күн белсенділігінің индекстері деп атайды. Олар ішіндегі ең жиі қолданылатын – Вольф сандары:  $W = 10g + f$ , мұндағы  $g$  – дақ топтарының саны,  $f$  – Күннің көрінетін жартышарындағы дақтардың толық саны.

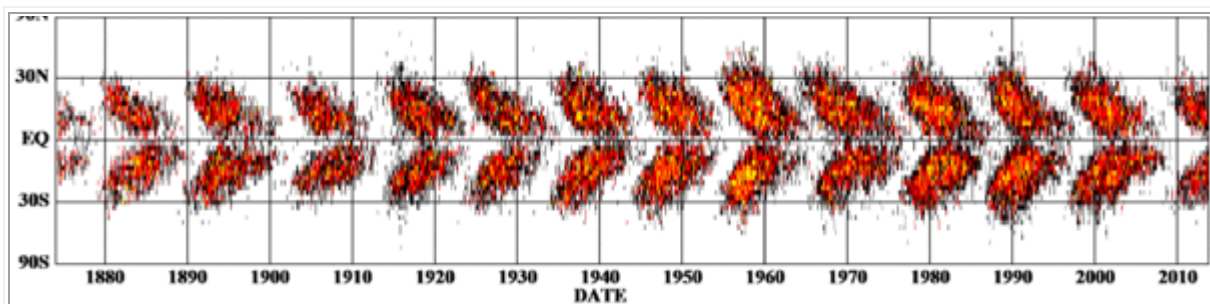
Ұзақ уақыт бойы КБ өзгерісі кездейсоқ деп ойлады. Бавариялық әуезқой астроном Генрих Швабе 1826-1843 жылдар аралығында жеке бақылау жасап, күн дақтары санының максимумдар мен минимумдері периодты түрде пайда болатынын байқады. Кейінірек Швейцариядағы Цюрих обсерваторияның директоры Рудольф Вольф Швабе бақылауын, яғни күн белсенділігінің периодты түрде өзгертінін растады да, КБ өзгерісінің периодын тапты – 11,2 жыл (4.16 сурет).

Хэйл күн белсенділігі көрсеткіштерінің бірі болып табылатын күн дақтарындағы спектрлік сызықтарының Зееман жіктелуін тіркеген де, күн белсенділігінің 11 жылдық циклі мерзімі ~22 жылға тең Күн магнит циклінің бөлігі болып табылатындығын көрсеткен. Біртіндеп Күн бетіндегі және Күн беті үстіндегі барлық реттелген емес құбылыстар Күн бетіне шығатын магнит өрістерімен себептелінетіні айқындалды.



11 жылдық циклінің басында, Күн белсенділігінің минимумінен кейін, Күн экватордан жеткілікті алыс,  $\sim 30^{\circ}$ - $40^{\circ}$  ендікте, күшті азимутал магнит өрісімен бірге күн дақтары пайда болады (4.17 сурет). Цикл жүрісінде дақтар аумағы (азимутал магнит өрісімен бірге) экваторға қарай түседі, және де  $\sim 15^{\circ}$  дейін магнит өрісі, Күн дақтар ауданы мен саны өседі (ол Күн белсенділігінің максимумы болып табылады), ал одан соң,  $\sim 8^{\circ}$  дейін қозғалғанда, арғы (қарама- қарсы) жартышардың өрісімен әлсізденіп, азаяды (ол КБ-ң келесі минимумы болып табылады). Одан кейін жоғары ендіктерде жаңа циклінің дақтары (азимутал өрістермен бірге) пайда болады. Бұл заңдылықтар тек Күн дақтарына ғана емес, басқа да белсенді аймақтарға жарамды. Әдетте дақтар жалғыз емес, топ- тобымен кездеседі, және де топта олар көбінесе екі - жетекші (батыс) және тұйықтаушы (шығыс) – дақтар айналасында қоюланады. Жетекші және тұйықтаушы дақтардағы магнит өрістер полярлығы қарама- қарсы болады (N(+) және S (-)), және де дақтар үстіндегі белсенді аймақтың құрылымы өрістің күш сызықтары бір дақтан шығып, екінші даққа кіретіндей болатындығын көрсетеді. Бір цикл ішінде бір жартышардағы барлық жетекші дақтар бірдей, басқа жартышардағы жетекші дақтарға қарама- қарсы, үйектелген (полярланған) болады. Бұл екі жартышардағы азимутал өрістің бағыты қарама- қарсы болатындығын көрсетеді. Келесі циклде полярлықтардың барлығы керісіншеге ауысады. Американдық астрономдар Бэбкок пен Лейтон түсініктері бойынша, белсенді аймақтардың тұйықтаушы бөліктерінің қалдықтары, ұзақ уақыт ішінде жойылмайтын протуберанецтермен бірге, Күннің сәйкес үйектеріне (полюстарына) ығысады да, содағы әлсіз полаидал өрісті теңестіріп, кері таңбалы өрісті түзеді. Үйектік күн магнит өрістері максимал кернеулігіне ( $\sim 1$  Э) күн белсендігі циклінің минимумы қасында жететді де, Күн белсенділігі максимумы кезеңінде жойылып, таңбасын ауыстырады. Сонымен, үйектік аймақтардағы құбылыстардың төмен

ендіктердегілерден, белсенді аймақтар қалдықтарының экватор аймақтарынан үйек (полнос) аймақтарына ығысу уақытына байланысты, фаза бойынша артта қалуы байқалады. Мысалы, азимутал өріс таңбасын Күн белсенділігінің минимумында ауыстырса, полаидал (үйектік) өріс таңбасын Күн белсенділігінің максимумында ауыстырады. Паркер түсініктері бойынша таңбасын ауыстырған кезде полоидал өріс жойылмайды, бағытының өзгеруі дипольдің төңкерісі сияқты болады.



4.17 сурет – Дақтар ендігінің уақыттағы өзгерісі.

Белгілі магнит жағдайына (яғни қаланған жартышардағы азимутал және үйектік (полюстық) магнит өрістердің белгілі үйектілігіне) қайта келуі 22 жылдан кейін болады, яғни магнит циклінің мерзімі 22 жылдан тұрады.

Мұнда келесіні ескерту керек. 11 жылға тең күн белсенділігі циклінің мерзімі (яғни 22 жылға тең магнит циклінің мерзімі) статистикалық (орташа) мерзімі болып табылады, күн белсенділігінің нақты периоды ~7 жылдан ~15 жылға дейін өзгереді.

КБ өзгерісінде 11 жылдық циклінен басқа да циклдер бар. 1950 жылы күн белсенділігіндегі периоды шамамен 80 – 100 жыл ғасырлық цикл анықталған. Оған қоса 55,52 және 2,3 периодтар белгілі, олар күндегі құбылыстарда ғана емес, сонымен қатар геоэффеттік құбылыстарда бақыланады.

Одан да ұзақ уақыт шкаласында күн циклі тағы бір жұмбақ көрсетеді – кейде бірнеше 10 жыл ішінде күн белсенділігі азайған болып тұрады. Уақыт бойынша бізге ең жақын және оны растайтын астрономиялық деректер бар жалғыз мұндай период 1645 – 1715 жылдары болған Маундер минимумы деп аталады. 70 жыл ішінде Күнде дақтар мүлдем болмаған немесе Вольф санының кішкентай мәніне сәйкес келген. Жанама мәліметтер бойынша (олар ішіндегі ең маңыздысы - ағаштар жүзікшелеріндегі көміртегінің  $^{14}\text{C}$  радиобелсенді изотоп концентрациясының өзгерісі), біздің мыңжылдықта төмендеген күн белсенділігінің басқа да периодтары бөлініп алынды: 1420-1530 жылдары (Шперер минимумы), 1280 – 1340 жылдары (Вольф минимумы) және 1010 – 1050 жылдары (Оорта минимумы). Мұндай минимумдардың табиғаты әлі де белгісіз, бірақ беттік белсенділіктің периодтылығы спектрлік класы күндікіндей жұлдыздарға тән ерекшелік болып табылатынына куәлар бар.

Жалпы мойындалған болып КБ-ң тек 11- жылдық және ғасырлық циклдері табылатынын атап өтейік. Басқа периодты құраушылар бар не жоқ екеніне

эртүрлі көзқарастар бар, өйткені бірдей мәліметтерді өңдеу барысында эртүрлі зерттеушілер қайшы нәтижелерді алады. Бұның себебін түсіндіретін болсақ, біріншіден периодты құраушыларды бөліп алу үшін эртүрлі әдістерді қолданылады, екіншіден алғашқы қатарға эртүрлі фильтрация түрлерін қолданылу немесе қолданылмау мүмкін.

КБ-ң периодты өзгерісі – бұл бір қызықтырарлық, жұмбағы әлі күнге дейін шешімі жоқ құбылыс. Кейбір оқымыстылардың пікірлерінше мұның негізінде ішкі механизмдер жатады (бұл күн белсенділігінің эндогенді теориялары деп аталады), ал басқалары КБ периодты ауысуының себебі – сыртқы (немесе экзогенді) факторлар болып табылады деп тұжырымдайды, бұл сыртқы факторлар ішіндегі ең жиі қарастырылатын – Күн бойымен айналатын планеталардың гравитациялық күштің әсері.

#### **4.2.7 Күн тәжінің кеңеюі. Күн желі**

Паркер тәждің осындай жоғары температурасын ескеріп, Күннің гравитациялық өрісіндегі тәж үшін гидродинамикалық теңдеуді шешті. Паркер тәжге екі қарама-қарсы күш әрекет етеді деп есептеді – Күн орталығына бағытталған гравитациялық күш және сыртына бағытталған қысым күші. Басқа әсер етуге мүмкін күштің - жұлдызаралық орта қысымының Күн қасындағы әсері аталмыш күштерге қарағанда елемейтіндей аз болып қарастырылды (бұл дерек тәжірибемен расталады).

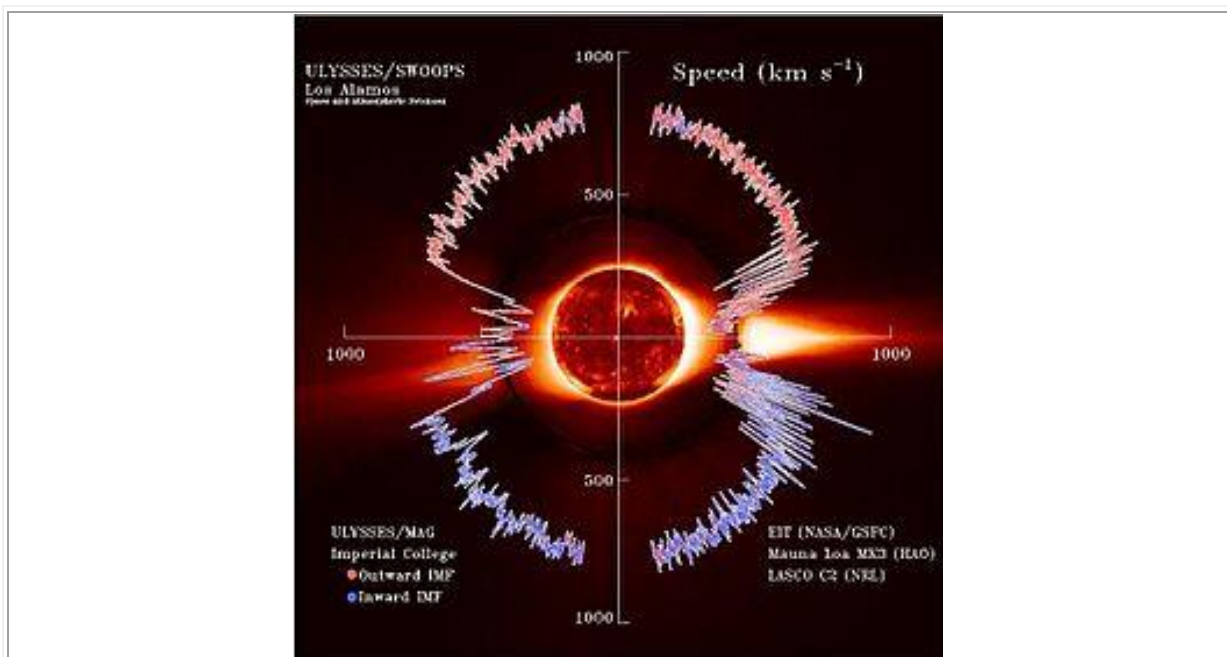
Нәтиже мынадай болып шықты. Тәждің температурасы жоғарыда айтылғандай болса, ол гидростатикалық тепе-теңдік күйде бола алмайды. гравитациялық өрістің қысымы тәждің термодинамикалық қысымын теңестіре алмайды (гравитациялық күш термодинамикалық қысым күшінен әлсіздеу болып шығады), демек, тәж кеңейеді. Паркердің шешуі бойынша (бұл кейін тәжірибемен де расталды) тәж кеңеюі 4.18 суретіндегідей болады.

Яғни Күн маңында кеңею жылдамдығы нөлге жақын (ол түсінікті), Күннен кейбір (алыс емес) кризистік қашықтықта  $v_c$  сындық мәнінен өтеді де, асадыбыстыға жетеді. Сындық нүкте, егер тәж температурасы кейбір  $T = GM_K m / 4k\gamma R_K$ , мұндағы  $m$ -протонның массасы,  $\gamma$  -адиабата көрсеткіші, мәнінен аз болса, Күн бетінен жоғары орналасады. Ал тағы бір қашықтықтан бастап  $v_c$  өзгермейді, дерлік.

Сонымен, Паркер Күннен сыртқа қарай тәж плазмасының үздіксіз ағыны болуға тиісті екендігін көрсетті. Бұл ағын күн желі деп аталады да, шамамен радиал, бірақ изотропты емес таралады. Эксперимент тәж плазмасының ағындарын екі топқа бөлуге болатындығын көрсетті. Ол баяу ағындар ( $v \sim 300$  км/с) және шапшаң ағындар ( $v \sim 600-700$  км/с). Күн желі ағындарының бұл екі тобының бар болуын тәждің эртүрлі аймақтарындағы Күн магнит өрісінің эртүрлі геометриясымен түсіндіруге болады.

Мысалы, тұтылу кезінде тәждік жасыл сызығының жарығында алынатын кеңістіктік айырушылығы жоғары суреттер және радио- мен рентген бақылауларымынаны көрсетті: тәждің тәждік конденсациялары деп аталатын

белсенді аймақтарымен тынық барлық дерлік тәждегі (тәждің тәждік конденсациялары деп аталатын белсенді аймақтары мен тынық тәждегі) зат магнит күш сызықтарының шоқтары болып табылатын тұзақтарда (аркаларда) шоғырланған екен (тынық аймақтардағы тұзақтар айқынсыздау білдірілген). Жоғарыда айтылғандай, магнит өрісі энергияның күш сызықтары бойымен тасымалдануына бөгет болып шықпайды, бірақ өріске көлденең бағыттағы тасымалдау құбылыстарын елеулі түрде қиындатады. Сондықтан тәж затының планетааралық кеңістікке ағылуы қиындаған болады (ол магнит күш сызығына көлденең болады).



4.18 сурет – Ulysses ғарыштық аппаратының мәліметтері бойынша алынған күн желі жылдамдығының гелиоендікке тәуелділігі (күн белсенділігінің минимумы үшін)

Бірақ зат планетааралық кеңістікке босанып шығатын “жұбаныштар” да бар екен. Күн тәжінің кейбір аймақтарында тұзақтар жоқ болады. Рентген сәулелердегі жарықтылығы төмендеген болғанына байланысты бұл аймақтарды тәждік жыртықтар (тесіктер) деп атайды. Тәждік жыртықтарға мынау тән:

1) олар фотосфераның униполяр магнит аймақтары үстінен орналасқан, сондықтан магнит күш сызықтары планетааралық кеңістікке шығып, оның Күннен алыс жерінде тұйықталатын ашық магнит құрылымдар болып табылады;

2) тікелей тәждік жыртықтар үстіндегі тәждің тығыздығы көршілес аймақтарға қарағанда шамамен 3 есе төмен;

3) тәждік жыртықтар үстіндегі тәждің температурасы  $10^6$  К-ге дейін төмендеген болады (қалыпты аймақтар үстіндегі температура  $T=1,8 \cdot 10^6$  К);

4) тәждік жыртықтардағы хромосфера мен тәждің арасындағы өтпелі қабаттың қалыңдығы олардан тыс қалыңдығынан шамамен 3 есе көп.



Соңғы 3 жағдай тәждік жыртықтардан энергия ағылуының екі негізгі механизмілері болып табылатын сыртқа қарай сәулелендірудің және хромосфера мен тәж арасындағы  $\nabla T$  температура градиенті арқылы болатын тәжден хромосфераға қайта қарай жылу өткізгіштігінің (тәж хромосферадан ыстық) әлсізденуіне әкеледі. Шынында да, сәулелену қарқындылығы зат тығыздығы кеміген сайын азаяды, жылу өткізгіштігі  $\nabla T$  азайған сайын ортаяды,

Бұнымен бір мезгілде тәжілік жыртықтармен көршілес аймақтарға энергияның келіп түсуі шамамен бірдей. Мұның нәтижесінде түзілетін энергия артығы, тәжілік жыртықтардағы магнит өрісінің конфигурациясы зат ағып кетуіне кедергі жасамайтындай болғандықтан, жыртықтардан ағып шығатын затпен әкетіледі, яғни күн желін үдетуге жұмсалады деген болжауды жасауға қисынды.

ал тәжілік астындағы температура градиенті өтпелі қабат қалыңдығының артқан және тәждік жыртықтардағы температура төмендеген болғанына байланысты ( $\nabla T = \Delta T / \Delta x$ ) басқа аймақтардағыдан бірнеше есе аз болады.

Бұл болжау тәжірибелік мәліметтермен расталады. Мысалы, Налт және басқалармен 1976 жылғы орындалған күн желінің шапшаң ағындарымен экватор қасындағы тәждік жыртықтар орналасқан жерлерін салыстыру нәтижесінде үш тәждік жыртықтармен байланысты үш жылдамдығы жоғары ағын табылды; тәждік жыртықтар аудандары мен олармен байланысты шапшаң ағындардағы күн желінің максимал жылдамдығы арасындағы корреляция коэффициенті өте жоғары болып шықты (0,96); шапшаң ағындардағы және тәждік жыртықтар негізіндегі магнит өрісінің уйектігі (полностілігі) арасында нанарлық корреляция табылды. Келтірілген мәліметтер гелиоэкватор қасындағы тәждік жыртықтар Жер қасында байқалған Күн желінің шапшаң ағындарының көзі болып табылғандығын растайды. Бұл жерде мынаны айту қызық: 1979 жылы Нойс Күн үйектер (полюстар) қасында ұзақ уақыт ішінде жойылмайтын, ауданы гелиоэкватор қасындағылардан өте көп тәждік жыртықтар байқалатынын ескертіп, жоғары ендіктердегі Күн желі экватордағыдан айтарлықтай шапшаң болуы мүмкін деген болжау жасады. 1990-шы жылдары гелиомагнитсфераның жоғары ендіктерінде ұшқан ULYSSIS деген ғарыш кемесінде алынған нәтижелер бұл болжауды толығымен растады. Күннің үйектік (полюстық) аймақтардан ағып шығатын Күн желінің жылдамдығы өте жоғары болып шықты. (шамамен 700-800 км/с, экваторлық күн желінің орташа жылдамдығы шамамен 400 км/с).

Кеңею жүрісінде Күн желінің тығыздығы азаяды, ал жылдамдығы белгілі қашықтықтан бастап тұрақты дерлік қалады, сондықтан күн желінің қысымы күннен қашықтық өскен сайын кемиді де, белгілі бір қашықтықта жұлдызаралық орта қысымымен теңеседі. Бұның нәтижесінде күн желінің кеңеюі тоқталады, және де күн желінің кеңею жылдамдығы дыбыстан асқын болғандықтан, жұлдыз аралық ортамен шекарада соққы толқын фронты

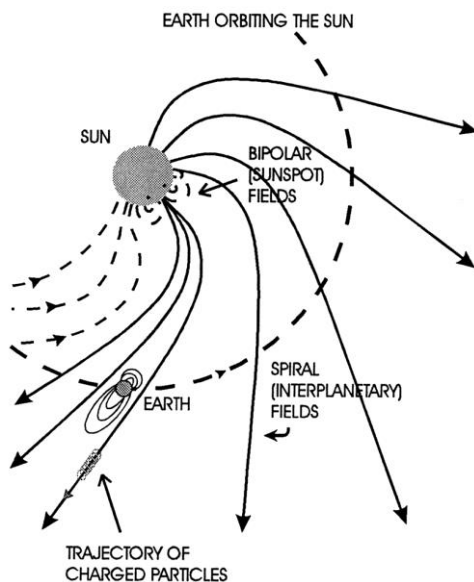
Сонымен күн желінің шапшаң ағындары тәждік жыртықтармен тығыз байланысты екендігі тәжірибе арқылы дәлелденген деп айтуға болады. Баяу ағындар да ауданы аздау тәждік жыртықтардан ағылуы мүмкін. Бірақ, бұл ағындардың магнит өрісінің айтарлықтай тангенциал құраушысы бар аймақтардан ағылуы одан көрі ықтималдау болып көрінеді.



түзіледі. Яғни гелиомагнит сфера деп аталатын күн желімен толтырылған ғарыш кеңістігі аймағының анық шекарасы бар, бұл шекарадан әрі күн желі таралмайды.

#### 4.2.8 Планетааралық магнит өрісі

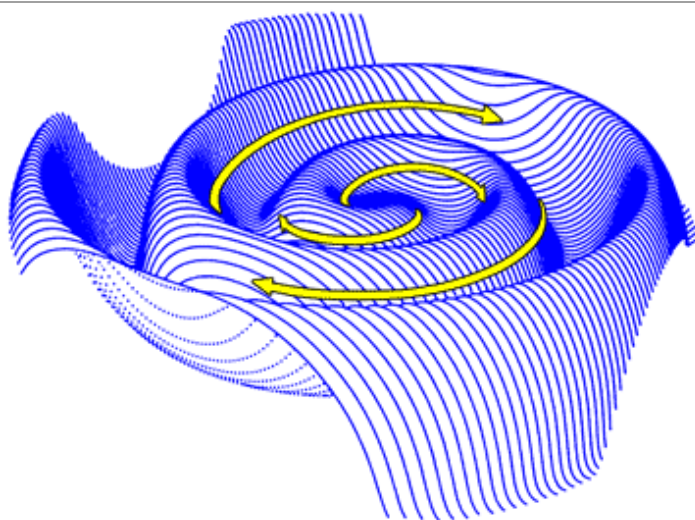
Тәж плазмасы үшін идеал өткізгіштік жуықтау жарамды, өйткені тәждің сипатты өлшемінің үлкендігіне байланысты, сөну уақыты өте жоғары болады. Сондықтан тәждегі күн магнит өрістері (күн беті астынан шығып кеткен магнит өрістері) тәж плазмасына қатырылған болады. Кейбір гелиоцентрлік қашықтықтан бастап, магнит қысымы плазманың кинетикалық энергиясың тығыздығынан аз болады. Демек тәждің магнит өрістері плазма бөлшектері артынан қозғалып, планетааралық ортаға әкетіледі де, ПМӨ-ні құрайды. Яғни планетааралық магнит өрістері күн желі плазмасымен планетааралық кеңістікте шығарылған күн магнит өрістері болып табылады. Паркер үлгісі бойынша плазма бөлшектері, олармен байланысты магнит күш сызығының учаскелері де, шамамен радиал бағытта қозғалады, ал күш сызығының “негізі”, “күн бетіндегі” белгілі нүктемен байланысқан болғандықтан, күнмен бірге айналады. Мұның нәтижесінде ПМӨ күш сызықтары Архимед шиыршығына (спираліне) жақын пішінді алады (4.19 сурет). Шиыршық орамдары  $\theta = \text{const}$  конусының бетінде орналасады. Үйектерге жақындаған сайын ( $\theta \rightarrow 0, \pi$ )  $B_\phi$  құраушының азаюынан жоғары ендіктердегі ПМӨ көптен-көп радиал бола береді. Әзір біз идеал жағдайды, яғни күн желі изотропты түрде және тұрақты жылдамдықпен ағылатын жағдайды қарастырып отырмыз.



4.19 сурет – Планетааралық магнит өрісінің күш сызықтары

Эклиптика жазықтығында (көбінесе біз оны гелио экватор жазықтығымен беттеседі деп есептейміз) магнит өрісі секторлық құрылымын білдіреді, әр сектордағы магнит өрісінің радиал құраушысы не күнге қарай, не күннен қарай

бағытталған. Көбінесе не екі, не төрт күнмен бірге айналатын сектор байқалады. ПМӨ-нің секторлық құрылымы планетааралық ортада тоқтық қабаттың бар болуының салдары болып табылады. Бұл тоқ қабатын швед астро физика Альбенмен алдын ала болжаған еді. Ол күндегі белсенді аймақтармен байланысты тәж учаскелерден өтеді де, күн магнит өрісінің радиал құраушысы қарама- қарсы бағытталған белсенді аймақтарды бөледі. Тоқтық қабат шамамен Күн экваторы жазықтығында орналасады және қатпарлы (балерина белдемшесіндей) болып келеді (4.20 сурет). Күннің айналуы қатпарлардың шиыршыққы оралуына әкеледі. Тоқтық қабат магнит өрісінің кенет өзгеруін тудырады. Одан жоғары ПМӨ-нің радиал құраушысы бір таңбалы (бағытты) болады, тоқтық қабаттан төмен - қарама- қарсы таңбалы (бағытта) болады. Эклиптика жазықтығының қасында қозғалып, бақылаушы (мысалы, Жердегі бақылаушы) тоқтық қабаттан біресе жоғары, біресе төмен аймақтарға түседі де, ПМӨ-нің радиал құраушысының таңбасы әр- түрлі секторларға түседі.

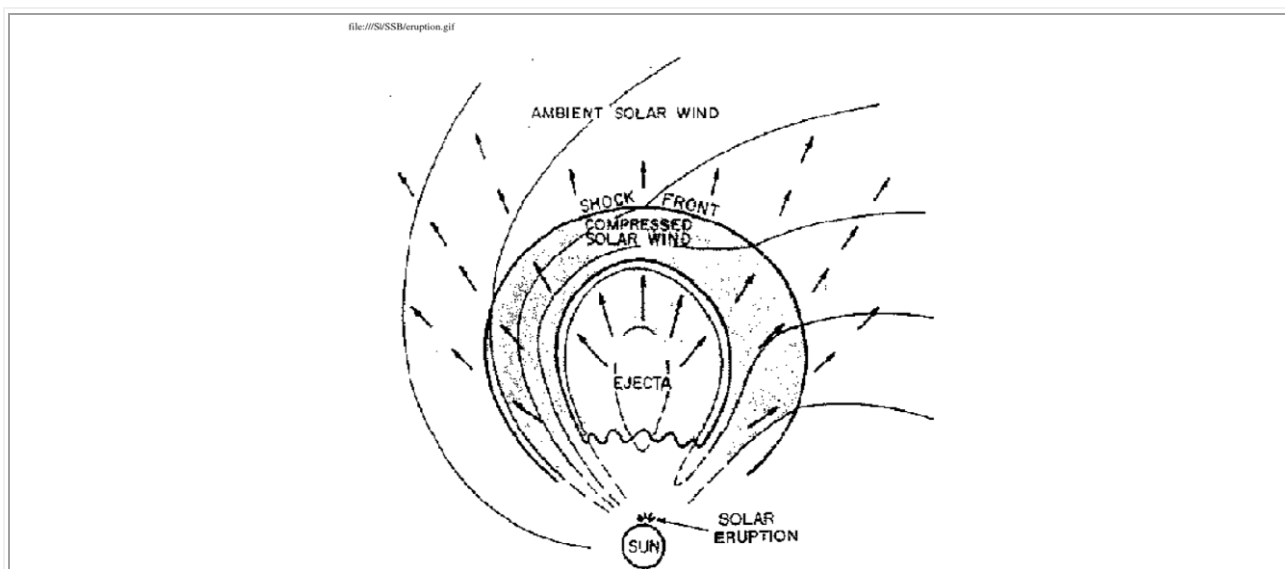


4.20 сурет –Гелиосфералық бейтарап ток қабатының пішіні.

ПМӨ құраушыларының кеңістіктік тәуелділігіне және шиыршық пен радиал бағыт арасындағы бұрышына қатысты Паркер үлгісінің салдарлары ғарыштық аппарат ұшырулар жүрісінде тексерілген. Паркер үлгісіне сәйкес ПМӨ-нің радиал құраушысы  $r$  –ге  $r^{-2}$  заңы бойынша тәуелді, бұл тәуелділік эксперимент жүзінде расталды. Азимуттік құраушысы үшін үйлесімділік жаманырақ болып шықты. Әртүрлі авторлар  $r^{-\alpha}$  тәуелділігі үшін  $\alpha=(0,8\div 1,6)$  мәндерін келтіреді. Яғни азимуттік құраушы Паркер үлгісіне барлық жағдайларда дәл келмейді, дегенмен теорияның бақылау мәліметтерімен үйлесімділігі тұтас алғанда қанағаттанарлық деп есептеуге болады. Тәжірибелік тәуелділіктердің Паркер үлгісінен айырмашылығы ғарыштық аппараттың көбі ұшқан  $1\div 10$  а.б қашықтықтарда магнит энергиясы күн желінің кинетикалық энергиясынан екі реттілікке дерлік төмен болғанына байланысты болуы мүмкін. Бұл себептен күн желі ағылуының сфералық симметриясынан үлкен

емес ауытқуы күн желінің жылдамдығы мен концентрациясына әсер етпей дерлік, магнит өрісінің айтарлықтай өзгеруіне әкеле алады.

Біз қарастырғанымыз - идеал жағдай. Күнде болатын құбылыстар күн желінің тынық, реттелген, изотропты ағылуын бұзады. Кейде Күннің бөлек аймақтарында күн желі бөлшектері жылдамдығының кенет өсуі үшін шарттар туады. Осының нәтижесінде планетааралық кеңістікке күн айналу арқылы Архимед спираліне оралатын шапшаң плазма ағыны ұмтылады. Шапшаң бөлшектер бұрын шығарылған тынық ағынның бөлшектерін қуып жетеді. Бұл шапшаң ағын алдындағы плазманың сығылуына, демек оған қатырылған магнит өрісінің өсуіне, ал ағын артындағы плазманың сиретілуіне, демек магнит өрісінің азаюына, әкеледі. Шапшаң ағынның баяу ағынға қатысты жылдамдығы дыбыстан асқын болғанда, онлардың шекарасында соққы толқын қалыптасады. Бұған ұқсас құбылыс Күн жарқ ету кезінде де болады (4.21 сурет). Соққы толқындардың бар болуы, әртүрлі плазмалық орнықсыздықтардың (үзілістер, магнит өрісінің (Альвен толқындар) және зат тығыздығының (магнитдыбыс толқындары) тербелістері, т.б.) әсері планетааралық кеңістікте ұйытылмаған шиыршықты магнит өрсімен қатар кездейсоқ, жүйесіз магнит өрістерінің пайда болуына әкеледі. Бұл кездейсоқ магнит өрістер планетааралық ортада магнит біртекті еместіктерінің жүйесін құрайды, бұл біртекті еместіктердің өлшемдері бір астрономиялық бірліктен 100 км-ге дейінгі өте кең спектрді құрайды. Жоғарыда қарастырылған ПМӨ-нің секторлары магнит біртекті еместіктердің ең ірілері болып табылады.



4.21 сурет – Күн жарқ ету салдарынан болатын планетааралық соққы толқын мен плазма лақтырылудың таралуы Тілшелер күн желі плазмасының қозғалыс бағытын көрсетеді.

Сонымен ПМӨ екі құраушыдан тұрады: ол жүйелі (реттелген, ірі масштабты) және кездейсоқ құраушылар. Кездейсоқ құраушыны сипаттау үшін магнит біртекті еместіктерінің жиіліктік спектрі деп аталатын нәрсені

қолданады. Ол өлшемдері әртүрлі магнит біртекті еместіктеріне кездейсоқ магнит өрісінің қандай энергиясының келетінін, былайша айтқанда кездейсоқ магнит өрісінің энергиясы өлшемдері әртүрлі магнит біртекті еместіктер арасында қалай үлестірілгенін көрсетеді. Оны қалай табады? ПМӨ-ні өлшеп тұрған ғарыштық аппарат арқылы магнит біртекті еместіктері  $u$  кун желі жылдамдығымен өтеді, яғни біртекті еместіктердің  $T$  өту уақытын (периодын) өлшеп, оның өлшемін табуға болады ( $l = T \cdot u$ ). Периодтың орнына әдетте жиілікті қолданады:  $\nu = 1/T$ . Ал  $B^2/8\pi$ -ге тең біртекті еместіктегі магнит өрісінің энергиясы орнына – жиіліктің белгілі аралығындағы магнит өрісінің энергиясын, оны бұл жағдайда энергия тығыздығы деп атайды. Сонда, магнит энергиясы тығыздығының кездейсоқ ПМӨ-ң жиілігіне тәуелділігі ПМӨ-ң жиіліктік спектрі деп аталады. Өлшеулер бұл спектрдің суреттегідей түрін береді. Яғни, ПМӨ-ң жиіліктік спектрінің түрі – құламалы.

### 4.3 Үлестірілу функция үшін негізгі теңдеулер

ҒС-ң геллиомагнитсферадағы таралуының теңдеулерін қарастыра алдында, бұл теңдеулерді алу үшін керекті статистикалық физиканың негізгі теңдеулерін көрсетейік.

#### 4.3.1 Орта қозғалысын қарастырудың Эйлер және Лагранж тәсілдері

Кейбір ортаның қозғалысын қарастырғанда екі тәсілді қолдануға болады:

1) Сұйықтық күйін сипаттайтын шамалардың (мысалы жылдамдықтың, температураның, тығыздықтың, т.с.с.) кеңістіктің берілген (координаттары бекітілген) нүктедегі өзгеруін қарастыруға болады. Осы жағдайда сұйықтық сипаттамалары қозғалмайтындай етіп бекітілген құралмен өлшенеді. Бұл тәсіл Эйлер тәсілі деп аталады);

2) Сұйықтықтың әр бөлшегінің (сұйықтық элементінің) қозғалысын бақылауға, яғни координаттары уақытта өзгертін әр бөлшекті сипаттайтын параметрлердің өзгерісін қарастыруға болады. Бұл жағдайда сипаттамалар ағынмен бірге қозғалатын құрал көмегімен өлшенеді (Лагранж тәсілі). Сұйықтықбөлшегі деп сұйықтықтың қалап алынған бөлшектерінің (бұл бөлшектер ұқсас қозғалу тиіс) айтарлықтай санын кіргізетін көлемшесін айтып отырмыз.

Кейбір  $\varphi(M,t)$  шаманың берілген  $M$  нүктедегі уақыт ағысымен өзгерісін дербес (немесе локальдық, жергілікті) деп аталатын туындымен сипаттайды:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\varphi(M, t + \Delta t) - \varphi(M, t)}{\Delta t} \quad (4.11)$$

Оны есептеген кезде  $M$  нүкте бекітілген (қозғалмайды) деп қарастырылады.

Берілген бөлшек (элемент) үшін  $\varphi(M,t)$  шаманың уақыттағы өзгерісі толық (немесе материялық) деп аталатын туындымен сипатталады, оны былай анықтайды.  $M$  деп берілген нүктенің  $t$  уақыт мезетіндегі орналасуын, ал  $M'$  деп сол бөлшектің  $t+\Delta t$  уақыт мезетіндегі орналасуын белгілейік.  $\varphi$ -ң уақыт бойынша толық туындысы деп

$$\frac{d\varphi}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\varphi(M', t + \Delta t) - \varphi(M, t)}{\Delta t} \quad (4.12)$$

шама аталады. Толық пен жергілікті туындылар арасындағы байланысты табу үшін, материялық туындыны есептегенде,  $M$  нүктенің  $x, y, z$  координаттары уақыттын функциялары, ал олардың уақыт бойынша туындылары ағынның  $M$  нүктедегі жылдамдығының құраушылары болып табылатынын еске алуымыз керек. Сондықтан,  $\varphi = \varphi(x, y, z, t)$  –ді  $t$ -ң күрделі функциясы ретінде дифференциалдап, мынаны аламыз:

$$\begin{aligned} \frac{d\varphi}{dt} &= \frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{\partial\varphi}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial\varphi}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial\varphi}{\partial z} \frac{dz}{dt} = \left| \frac{dx}{dt} = v_x, \frac{dy}{dt} = v_y, \frac{dz}{dt} = v_z \right| = \\ &= \frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{\partial\varphi}{\partial x} v_x + \frac{\partial\varphi}{\partial y} v_y + \frac{\partial\varphi}{\partial z} v_z \end{aligned} \quad (4.13)$$

яғни

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{\partial\varphi}{\partial t} + (\vec{v}, \text{grad } \varphi) = \frac{\partial\varphi}{\partial t} + (\vec{v}, \vec{\nabla})\varphi, \quad (4.14)$$

мұнда  $(\vec{v}, \vec{\nabla})$  деп  $v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_y \frac{\partial}{\partial y} + v_z \frac{\partial}{\partial z}$  оператор, яғни  $\vec{v}$  жылдамдық пен  $\vec{\nabla}$  символдық векторының «скалярлық көбейтіндісі» белгіленген.

Яғни қозғалыстағы элемент үшін  $\varphi$  мәнінің уақыттағы толық өзгерісі  $\varphi$  кеңістіктің әр (бекітілген) нүктесінде уақытта өзгертінімен, оған қоса кеңістікте де өзгеретінімен (бұл өзгерістерді элемент қозғалып, кеңістіктің бір нүктесінен басқа нүктесіне өткенде  $\varphi$ -ң уақыттағы өзгерісі ретінде сезеді) себептеледі.  $\varphi$ -ң кеңістіктегі өзгеруінің уақыт бойынша толық туындыға үлесі бұл шама кеңістікте қаншалықты тез өзгеретініне ( $\text{grad } \varphi$ ) және бөлшек бір нүктеден басқа нүктеге қаншалықты тез өтетініне ( $\vec{v}$ ) байланысты болады.

Көрсетілгенге ұқсас векторлық  $\vec{A}(M,t)$  шама үшін де дербес және толық туындылар ұғымын енгізуге болады:

$$\frac{d\vec{A}}{dt} = \frac{\partial\vec{A}}{\partial t} + v_x \frac{\partial\vec{A}}{\partial x} + v_y \frac{\partial\vec{A}}{\partial y} + v_z \frac{\partial\vec{A}}{\partial z} = \frac{\partial\vec{A}}{\partial t} + (\vec{v}, \vec{\nabla})\vec{A} \quad (4.15)$$

### 4.3.2 Фазалық кеңістік ұғымы

Алтыөлшемді фазалық кеңістіктің, яғни координаттар мен жылдамдықтардың алтыөлшемді кеңістігінің ұғымын енгізейік. Бөлшектің қозғалыс күйіне (яғни оның берілген уақыт мезетіндегі координаттары мен жылдамдығына) фазалық кеңістіктегі бір нүкте сәйкес келеді, оның орналасуы 6 координат арқылы анықталады: үш әдеттегі кеңістіктік координат пен жылдамдықтың (немесе импульстің) үш құраушысы болып табылатын үш жылдамдықтық координат арқылы. Мұндай кеңістікті екіөлшемді фазалық жазықтықтың жалпылануы ретінде қарастыруға болады, бөлшектің бұл жазықтықтағы координаттары бөлшекті сипаттайтын кейбір шаманың мәндері мен оның бірінші туындысы (мысалы, бірөлшемді қозғалыс үшін олар – бөлшектің  $x$  координатасы мен жылдамдығы) болып табылады. Гармоникалық осциллятор үшін мұндай жазықтықта оның тербелістерінің (қозғалысының периодты тізбегінің) кезеңін (фазасын) көруге болады, фазалық кеңістіктің мұндай аталуы бұған байланысты болса керек.

### 4.3.3 Больцман теңдеуі

Больцман теңдеуі - фазалық кеңістіктегі  $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$  үлестірілу функциясы үшін теңдеу.  $f(\vec{r}, \vec{v}, t)d\vec{r}d\vec{v}$  көбейтінді жылдамдықтары  $\vec{v}$ -ден  $\vec{v} + d\vec{v}$ -ге дейінгі аралықта жатқан  $\vec{r}$ -ден  $\vec{r} + d\vec{r}$ -ге дейінгі көлемдегі бөлшектер санын, яғни фазалық кеңістіктің  $\vec{r}$ ,  $\vec{v}$  нүктесі маңайындағы  $d\vec{r}d\vec{v}$  фазалық көлеміндегі бөлшектердің санын береді, ал  $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$  функцияның өзі бөлшектердің сол нүктедегі фазалық концентрациясын береді.

Енді фазалық кеңістікте кішігірім  $d\vec{r}d\vec{v}$  көлем элементін таңдап алайық. Бұл элемент өлшемі бөлшектердің арақашықтығымен салыстырғанда көп, ал жүйе өлшемімен салыстырғанда аз болсын. Әр  $t$  уақыт мезетінде ол  $f(\vec{r}, \vec{v}, t)d\vec{r}d\vec{v}$  бөлшекті кіргізеді. Фазалық кеңістіктегі үлестірілу функцияның уақыт бойынша толық туындысы

$$\frac{df(\vec{r}, \vec{v}, t)}{dt} = \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} \frac{d\vec{r}}{dt} + \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} \frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} \vec{v} + \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} \dot{\vec{v}} + \frac{\partial f}{\partial t}. \quad (4.16)$$

Мұнда бірінші мүше бөлшектердің  $d\vec{r}$  көлемінен шығып кетуімен (және басқа, бұрында бұл көлемде болмаған бөлшектердің сол көлемге кіруімен), екінші мүше бөлшектер жылдамдықтарының  $d\vec{v}$  аралығынан шығып кетуімен (және басқа, бұрында жылдамдықтары бұл аралықта жатпаған бөлшектердің сол аралыққа кіруімен), ал үшінші мүше концентрацияның берілген нүктедегі өзгеруімен байланысты деп түсіндіруге болады. Бұл жерде  $d\vec{r}$  көлем енді бекітілген  $\vec{r}$  нүкте маңайында емес, таңдап алынған көлем элементімен бірге жылжытін нүкте маңайында алынатынын айту керек. Расында, толық туынды есептелгенде, қалап алынған фазалық көлем элементіне  $t$  уақыт мезетінде

кірген бөлшектер қозғалысы қарастырылады ғой (санақ жүйесі бөлшектермен бірге (олардың масса центрінің жылдамдығымен) қозғалады). Сонда, бұл бөлшектер қозғалғанда, олардың координаттары мен жылдамдықтары өзгереді, демек олар толтыратын фазалық көлем де өзгереді (ол созылу немесе сығылу мүмкін, оның пішіні өзгереді) және басқа  $d\vec{r}'d\vec{v}'$  көлем элементіне айналады. Егер бөлшектер бір көлем элементінен басқа көлем элементіне секіrmелі түрде емес, біртіндеп өтсе (былайша айтсақ, біз қарастырып отырған көлемшедегі бөлшектердің саны соқтығулар, үлкен бұрышқа шашыраулар, т.с.с-мен байланысты кенет өзгермесе, біздің көлемшеге кенет еніп, кенет шығып кетпесе), онда  $d\vec{r}'d\vec{v}'$  көлем элементіндегі бөлшектердің саны  $d\vec{r}d\vec{v}$  көлемшедегі бөлшектердің санына тең болып қалады (жаңа бөлшектер біздің бөлшектер арасына кішкене уақыт ішінде терең кіріп үлгірмейді, сондықтан  $d\vec{r}'d\vec{v}'$  көлемді алған кезде біз оларды айналып өте аламыз):

$$dN = f(\vec{r}, \vec{v}, t)d\vec{r}d\vec{v} = f(\vec{r}', \vec{v}', t + \Delta t)d\vec{r}'d\vec{v}' = dN' \quad (4.17)$$

Сөйтіп, қалап алынған фазалық көлем элементін координаттары бір біріне жақын және уақытта ұқсас өзгертін бөлшектер алатын (бөлшектермен толтырылған) фазалық кеңістік (көлемінің) бөлігі ретінде қарастыруға болады.

Бұл көлемдегі бөлшектердің саны өзгермесе де, үлестірілу функцияның мәні өзгереді, өйткені оның мәні бөлшектердің берілген (масса центрлер болып табылатын) нүктедегі концентрациясын береді, сонда, егер біздің көлемшеміз созылса, онда концентрация (демек үлестірілу функциясының мәні де) азаяды, және керісінше. Былайша түсіндірсек, үлестірілу функцияның әртүрлі уақыт мезеттеріндегі мәндерін есептеген кезде, біз мәндері бойынша бірдей көлемдердегі ( $d\vec{r}d\vec{v}$ ) (фазалық кеңістіктің ұяшықтарындағы) бөлшектер санын есептейміз, сонда біздің көлемшеміз созылса, мәні бойынша өзгермеген көлемдегі бөлшектердің саны азаяды. Былай да айтуға болады: үлестірілу функция мәнін табу үшін, бөлшектердің саны олар алатын көлемге бөлу керек, сонда, егер бұл көлем созылса, өзгермеген бөлшектер саны артқан көлемге бөлінеді де, үлестірілу функцияның мәні азайған болып шығады. Сонда (4.16) формуладағы бірінші мен екінші мүшелер қарастырылып отырған бөлшектер координаттарының бастапқы  $d\vec{r}$  аралығы мен жылдамдықтарының бастапқы  $d\vec{v}$  аралығының созылуымен немесе сығылуымен байланысты болады.

Гамильтонның классикалық аналитикалық механикасының іргелі тұрғыларының біреуі – фазалық көлемнің сақталуы туралы заң (Лиувилль теоремасы). Біздің белгілеулерде математикалық түрде бұны былай жазамыз:  $d\vec{r}d\vec{v} = d\vec{r}'d\vec{v}'$ . Бұдан бөлшектердің толық саны өзгермеген жағдайда мәні бойынша тұрақты фазалық көлем элементіндегі бөлшектер саны да өзгермейтіні шығады (жоғарыдағы  $dN$  үшін формуладан  $d\vec{r}d\vec{v} = d\vec{r}'d\vec{v}'$  жағдайда  $f(\vec{r}, \vec{v}, t) = f(\vec{r}', \vec{v}', t + \Delta t)$  болатыны, яғни үлестірілу функцияның мәні фазалық кеңістіктегі траектория бойымен тұрақты болып қалатыны көрінеді). Сөйтіп, үлестірілу функциясының фазалық траектория бойымен алынған толық туындысы нөлге тең болады:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \dot{\vec{v}} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = 0. \quad (4.18)$$

Бұл теңдеу Больцман теңдеуі деп аталады. Оны мынадай түрде де жазуға болады:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \nabla f + \dot{\vec{v}} \nabla_v f = 0, \quad (4.19)$$

мұнда  $\nabla_v$  белгімен жылдамдықтар кеңістігіндегі набла операторы белгіленген:

$$\nabla_v = \vec{i}(\partial/\partial v_1) + \vec{j}(\partial/\partial v_2) + \vec{k}(\partial/\partial v_3)$$

Больцман теңдеуін физикалық принциптерге сүйеніп те шығаруға болады. Егер бөлшектер көлемнің бір элементінен басқасына секірмелі емес, біртіндеп өтсе, онда үлестірілу функция үздіксіздік теңдеуіне қанағаттандыру тиіс:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\nabla(\vec{v}f) - \nabla_v(\dot{\vec{v}}f). \quad (4.20)$$

Бұл теңдеу координаттары бекітілген  $(\vec{r}, \vec{v})$  нүкте маңайындағы  $d\vec{r}d\vec{v}$  көлеміндегі бөлшектер саны тек олардың бұл көлем шекаралары арқылы келуі мен кетуіне байланысты болатынын көрсетеді. Ол көздер мен науалар жоқ болғандағы сығылатын сұйықтық қозғалысын өрнектейтін үздіксіздік теңдеуіне

ұқсас:  $\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \vec{J} (= -\text{div} \vec{J})$ ;  $\vec{J} = \rho \vec{v}$ , мұндағы  $\vec{J}$  - сұйықтық ағының тығыздығы; бұл

теңдеу көздер мен науалар жоқ болған жағдайда кез-келген көлем элементіндегі тығыздық тек сол көлемді шектейтін бет арқылы өтетін сұйықтық ағыны нөлге тең болмауына (яғни бұл көлемге бірдей уақыт аралығында ағып кіретін және ағылып шығатын сұйықтықтың мөлшері (массасы) бірдей болмағанға) байланысты өзгертінін көрсетеді. Сұйықтық тығыздығы орнына бөлшектердің үлестірілу функциясын (яғни фазалық кеңістіктегі концентрациясын) қойып, және әдеттегі үшөлшемді (координаттық) кеңістіктегі ағынына қоса жылдамдықтар кеңістігіндегі ағынды еске алып:

$\frac{\partial f}{\partial t} = -\nabla \vec{J}$ ;  $\vec{J} = \vec{J}_r + \vec{J}_v$ ;  $\vec{J}_r = \vec{v}f$ ;  $\vec{J}_v = \dot{\vec{v}}f$ , (4.20) теңдеуді аламыз. Ал одан  $\vec{r}$  мен  $\vec{v}$

бір біріне тәуелсіз шамалар болып қарастырылатынын және үдеу жылдамдыққа тәуелсіз екендігін естерімізге түсіріп, (4.19) теңдеуді аламыз.

Сөйтіп, (4.18)—ң оң жағында тұрған ноль  $Q_k$  көздер мен  $Q_n$  науалардың жоқтығын және қарастырылып отырған фазалық ұяшықтағы (көлемшедегі) бөлшектердің саны басқа да себептерден кенет өзгермейтінін көрсетеді. Бірақ



соқтығылар бөлшектер траекториясы мен жылдамдықтарының кенет өзгеруіне әкеледі, сондықтан олар орын алса, бөлшектер біздің көлемшеге шұғыл еніп, одан шұғыл шығып кетуі мүмкін, ал бұл жағдайда (4.18) теңдеу орындалмайды (үлестірілу функциясының толық туындысы нольге тең болмайды):  $dN' = dN + \Delta N$  болады, және  $\Delta N$ -ң түрі соқтығылардың (немесе шашыраудың) нақтылы түріне сай болуы тиіс. Соқтығылар бар болған жағдайда Больцман теңдеуге оларды сипаттайтын соқтығы мүшесі ( $Stf$ , Штосс-мүше) енгізіледі. Оның физикалық табиғаты мынадан көрінеді:  $Stf$  фазалық кеңістіктің берілген ұяшығына енетін бөлшектер саны мен одан шығып кететін бөлшектер санының айырмасына тең. Сөйтіп, жалпылау түрде Больцман теңдеуін былай жазуға болады:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \bar{v}\nabla f + \dot{v}\nabla_v f = Stf + Q_k + Q_n, \quad (4.21)$$

#### 4.3.4 Фоккер-Планк теңдеуі

Бұл теңдеу үлестірілу функциясының уақыттағы өзгерісін *диффузиялық* жуықтауда өрнектейді. Оны бірнеше әдіспен, оның ішінде іргелі физикалық тоқтамдары негізінде, алуға болады. Ал феноменология тұрғысынан оны диффузия теңдеуіне ұқсатып алуға болады. Диффузия теңдеуінің негізінде үздіксіздік теңдеуіне қанағаттандыратын кейбір шаманың (мысалы  $\rho$  масса тығыздығының)  $\vec{J} = \rho\bar{v}$  ағыны сол шаманың градиентіне пропорционал болып табылады деген болжау жатыр:  $\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla\vec{J}$ ;  $\vec{J} = -D\nabla\rho$ , мұндағы  $D$  пропорционалдық коэффициенті диффузия коэффициенті деп аталады, ол әсерлесетін бөлшектердің қасиеттеріне тәуелді болады, минус таңбасы ағын мен шма градиенті бір біріне қарама-қарсы бағытталғанын көрсетеді.  $\vec{J}$  үшін өрнекті үздіксіздік теңдеуіне қойып, диффузия теңдеуін аламыз. Тығыздықтың орнына жылдамдықтың үлестірілу функциясын қолданып:  $\frac{\partial f_v}{\partial t} = -\nabla\vec{J}$ ;  $\vec{J}_v = -D\nabla f_v$ , диффузия коэффициенті туралы физикалық болжауларды жасап, Фоккер-Планк теңдеуін алуға болады:

$$\frac{\partial f(v,t)}{\partial t} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial v^2} [\sigma^2(v,t)f(v,t)], \quad (4.22)$$

мұндағы  $\sigma$  – жылдамдықтар дисперсиясы. Үйкеліс күші нольге тең, ал  $\sigma$  жылдамдыққа тәуелсіз болған жағдайда, (4.22) теңдеу әдеттегі (тек координаттар кеңістігіндегі емес, жылдамдықтар кеңістігіндегі) диффузия теңдеуіне айналады:  $\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\sigma^2}{2} \frac{\partial^2 f}{\partial v^2}$ . Қарастырылып отырған есепке байланысты,

Фоккер-Планк теңдеуінің басқа да мүшелері, мысалы, үйкеліс күшпен, конвекциямен, т.б.-мен байланысты мүшелері болуы мүмкін.

Фоккер-Планк теңдеуі Марков жүйелері (яғни жады жоқ жүйелер) үшін жарамды болып табылады. Мұндай жүйелерде соқтығулар арасындағы уақыт соқтығу уақытынан (оның ішінде соқтығысып жатқан бөлшектердің бір біріне әсері елеулі болып табылатын уақыт аралығынан) айтарлықтай көп болады, яғни әр соқтығу одан кейінгі соқтығу басталудың алдында бітіп үлгіреді де, соқтығуларды бөлшектің орбитасын өзгертетін кездейсоқ импульстер ретінде қарастыруға болады. Сондықтан мұндай жүйенің эволюциясын кез-келген уақыт мезетінен бастап зерттеуге болады (бастапқы мезеті ретінде кез-келген мезетті алуға болады), жүйенің бұл мезеттен кейінгі дамуы оның алдындағы эволюциясына тәуелсіз болады, яғни кейінгі эволюцияны өрнектеу үшін оның алдында не болғанын білу керек емес, өйткені жүйенің жадысы жоқ. Дәл соған байланысты Фоккер-Планк теңдеуі дифференциалды-интегралды емес, таза дифференциалды теңдеу болып табылады, оның шешімі уақыт бойынша локальды сипатта болады.

Тағы бір айта кететін жайт, көрініп тұрғандай, (4.22) теңдеудегі үлестірілу функция тек жылдамдықтың модуліне тәуелді, ал оның бағытына байланыссыз болып табылады, яғни бұл теңдеу тек абсолютті изотропты жүйелер үшін жарамды болады. Бұл шарт соқтығулар арасындағы уақыт ірімасштабты қозғалыстардың сипатты уақытымен салыстырғанда өте аз болғанда орындалады, өйткені бұл жағдайда бөлшектер кездейсоқ түрде барлық бағыттарда шашырап, изотроптық түрде (бағытқа тәуелсіз, барлық бағыттарда бірдей) қозғалатын болады. Жалпы, әдеттегі диффузия бөлшектер бір-бірімен соқтығысып, бейберекет жылулық қозғалғанның нәтижесінде болатынын естерімізге алсақ, диффузиялық жуықтау жарамдылығының бұл шарты түсінікті болады.

(4.22) түріндегі Фоккер-Планк теңдеу жарамдылығының тағы бір шектеуі – үлестірілу функция біртекті (яғни координаттарға тәуелсіз) болу тиіс. Бірақ Фоккер-Планк теңдеуін анизотропты үлестірілу функциясы үшін және алтыөлшемді фазалық кеңістіктегі (координаттарға да тәуелді) үлестірілу функциясы үшін жалпылауға болады.

#### ***4.3.5 Лиувилль теңдеуі***

Бөлшектердің статистикалық үлестірілуін сипаттайтын Больцман теңдеуінен басқа да теңдеулер бар, мысалы Фоккер-Планк теңдеуі. Бірақ олардың әр қайсысы тек кейбір болжауларды жасау көмегімен алынады және тек берілген бір шарттарда жарамды болады. Одан барлық бұл теңдеулер жеке жағдайы ретінде шығатын жалпы әдісі де бар екен.

Лиувилль теңдеуін  $6N$ -өлшемді «үлкен фазалық кеңістік» ұғымын енгізіп, алуға болады. Бұл кеңістіктің әр нүктесіне бір бөлшек (объект) емес, барлық  $N$  объекттен тұратын жүйе сәйкес келеді. Мұндай фазалық нүктенің траекториясы барлық жүйе күйінің уақыттағы өзгерісін көрсетеді. Табиғатта бірдей

сипаттамалар жиынтығымен анықталатын жүйелердің саны бірден көп бола алмаса да, олар көп деп, және олар ансамбль құрайды деп болжайық. Егер әр мұндай жүйедегі сәйкесінші денелердің координаттары мен жылдамдықтары бірдей болса, барлық бұл жүйелерге фазалық кеңістікте бір нүкте сәйкес келетін еді. Бірақ мұндай ансамбльден көрі әр қайсысындағы координаттар мен жылдамдықтар үлестірілуі өзгеше болып табылатын, ал құрамдарына кіретін объекттер саны бірдей жүйелерден тұратын ансамбльді қарастыру қызық.  $6N$ -өлшемді фазалық кеңістікте мұндай ансамбльге нүктелер бұлты сәйкес келеді.  $t$  уақыт мезетінде ансамбльдің берілген жүйесінің фазалық кеңістіктің берілген  $6N$ -өлшемді элементіне түсуінің ықтималдығын

$$f^{(N)}(\vec{x}^{(1)}, \vec{x}^{(2)}, \dots, \vec{x}^{(N)}, \vec{v}^{(1)}, \dots, \vec{v}^{(N)}, t) d\vec{x}^{(1)} \dots d\vec{v}^{(N)} \quad (4.23)$$

деп белгілейік.  $f^{(N)}$  –нің мәні координаттары мен жылдамдықтары фазалық көлемнің берілген элементіне түсетін ансамбль жүйелерінің салыстырмалы санын береді. Лиувилль көрсеткендей, бұл шама үшін мына өрнек орындалады:

$$\frac{\partial f^{(N)}}{\partial t} + \sum_{\alpha=1}^N [\nabla_{\vec{x}} (f^{(N)} \dot{\vec{x}}^{(\alpha)}) + \nabla_{\vec{v}} (f^{(N)} \dot{\vec{v}}^{(\alpha)})] = 0 \quad (4.24)$$

Бұл теңдеу (\*) үздіксіздік теңдеуінің  $6N$ -өлшемді фазалық кеңістік үшін жалпылауы болып табылады. Оның түрі Больцманның теңдеуіне де өте ұқсайды, бірақ Лиувилль теңдеуі Больцман теңдеуінен әлде-қайда қуатты болып табылады, өйткені одан ешбір болжау мен жуықтау қолданбай, жүйенің барлық орбиталары туралы толық мәліметті алуға болады. Лиувилль теңдеуі тек жүйенің қозғалыс теңдеулерінің үздіксіздігін талап етеді. Әрине, Лиувилль теңдеуін іс жүзінде қолдану айтарлықтай қиыншылықтарға әкеліп соғады, бірақ, оған қарамастан, ол өте пайдалы болып табылады.

#### **4.3.6 FC-ң гелиомагнитсферадағы таралуының Больцманның кинетикалық теңдеуі**

Жоғарыда айтылғандай, Больцман теңдеуі -  $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$  үлестірілу функциясы үшін теңдеу. Гелиомагнитсферадағы FC үшін ол былай жазылады:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \vec{F} \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = 0, \quad (4.25)$$

мұндағы  $\vec{v}$  - бөлшек жылдамдығы,  $\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}$  - үлестірілу функцияның ұйытқуын себептейтін күш.

$\vec{F}$  күші неге тең? Біз  $\vec{F}$  бөлшектерін, яғни шапшаң бөлшектерді, қарастырып отырмыз. Шапшаң бөлшектер деп жылдамдықтары  $v \gg u$ ,  $v \gg v_T$  бөлшектерді айтамыз, мұндағы  $u$  - күн желінің жылдамдығы,  $v_T$  - плазма бөлшектерінің жылулық жылдамдығы. Жоғарыда жүргізілген бағалауға сәйкес ядролық, гравитациялық, кулондық әсерлесулерін, сонымен қатар бөлшектердің магнит өрісі мен күн желіне кері әсерін елемейміз. Демек, толық күш планетааралық магнит және электр өрістермен тудырылатын Лоренц (магнит) күші мен электр күшінен тұрады:

$$\vec{F}_L = \frac{e}{c} [\vec{v}\vec{B}] , \quad \vec{F}_{эл} = e\vec{E} , \quad (4.26)$$

мұндағы  $e$  – элементар электр заряды,  $c$  – жарық жылдамдығы,  $\vec{B}$  - магнит индукциясы,  $\vec{E}$  - электр өрісінің кернеулігі.

Электр өрісі өзгеріп тұрған магнит өрісімен тудырылады (өйткені плазма квазибейтарап жүйе болғандықтан, ол ішінде айтарлықтай макроскопиялық электрстатикалық өріс бола алмайды). Демек,

$$\vec{E} = \vec{E}^* - [\vec{u}\vec{B}^*] / c ,$$

мұнда  $u \ll c$  екендігі ескерілген,  $\vec{E}^*$ ,  $\vec{B}^*$  - күн желімен бірге ( $\vec{u}$  жылдамдығымен) қозғалып тұрған санақ жүйесіндегі электр және магнит өрістері, яғни  $\vec{E}^*$  - плазманың меншікті тербелістерімен, мысалы магнит-гидродинамикалық толқындармен, тудырылатын электр өрісі болып шығады. Бұл өріс кернеулігінің реттілігі  $v_A B / c$ , мұндағы  $v_A$  - Альвен жылдамдығы.,  $\vec{B}^* = \vec{B}$  болғандықтан, күн желі ағуымен байланысты электр өрісінің конвекциялық құраушысының кернеулігі  $[\vec{u}\vec{B}] / c$ -ге тең болады да, көбінесе  $\vec{E}^*$  қ өрістен көп болады, өйткені әдетте  $v_A \ll u$ . Сол үшін көп жағдайларда  $\vec{E}^*$  еске алмаса болады. Демек,

$$\vec{F}_{эл} = -\frac{e}{c} [\vec{u}\vec{B}] . \quad (4.27)$$

$\vec{E}^*$  өрісі еске алынбайтындықтан, күн желін жанамайлайтын (күн желімен қосақталып жүретін) жүйедегі магнит өрісі статикалық болып саналады, ал оның бақылаушы жүйедегі өзгеруін біртекті емес өрістің  $\vec{u}$  жылдамдығымен тасымалдануы себептейді (ол арқылы магнит біртекті еместік өткенде, бақылаушы оны магнит өрісі уақытта өзгереді деп көреді):

$$\vec{B}(\vec{r}, t + \Delta t) = \vec{B}(\vec{r} - \vec{u}\Delta t, t) .$$

(4.26) және (4.27) формулалардан

$$\vec{F} = \frac{e}{c} [\vec{v} - \vec{u}, \vec{B}] \Rightarrow \vec{F} \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = \frac{e}{c} [\vec{v} - \vec{u}, \vec{B}] \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = -\frac{e}{c} \left[ \vec{v} - \vec{u}, \frac{\partial}{\partial \vec{p}} \right] \vec{B} \cdot \vec{f} \Rightarrow$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} - \vec{B} \hat{D} \cdot \vec{f} = 0. \quad (4.28)$$

Мұндағы  $\hat{D} \equiv \frac{e}{c} \left[ \vec{v} - \vec{u}, \frac{\partial}{\partial \vec{p}} \right]$  - импульс өзгеруінің векторлық операторы,  $\vec{B}$

... - реттелген және кездейсоқ құраушылардан тұратын толық ПМӨ:  $\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}_0(\vec{r}) + \vec{B}_{st}(\vec{r}, t)$ . Реттелген магнит өрісін табу үшін ғарыштық аппараттарда өлшенетін толық ПМӨ-нің орта мәнін алады:  $\vec{B}_0(\vec{r}) = \langle \vec{B}(\vec{r}, t) \rangle$ .

Кездейсоқ магнит өрісінің тез өзгерулері  $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$  үлестірілу функциясының кеңістіктік пен уақыттағы тез жылдам осцилляцияларын тудырады. (4.28) теңдеуді шешу нәтижелерін тәжірибелік мәліметтермен салыстыру үшін, магнит өрісінің мүмкін болатын мәндері бойынша орташаланған үлестірілу функциясын пайдалану керек:  $F(\vec{r}, \vec{p}, t) = \langle f(\vec{r}, \vec{p}, t) \rangle$ . Яғни (4.28) Больцман теңдеуін кездейсоқ өрістер ансамблі бойынша орташалау қажет. Мұндай орташалау нәтижесінде алынатын теңдеулер өте күрделі болып шығады да, олардың аналитикалық түрдегі шешулерін тек ең қарапайым жағдайларда алуға болады. Есептердің көбісінде бұл теңдеулерді оңайлатуға мүмкін болады екен.

#### 4.3.7 FC-ң гелиомагнитсферадағы таралуының диффузиялық жуықтаудағы теңдеуі

Егер жүйе өлшемі жеткілікті үлкен болып, таралу жүрісінде бөлшектер магнит біртекті еместіктерде жетерліктей шашырауға үлгерсе (яғни  $l < R_0$ , мұндағы  $l$  - бөлшектердің еркін жол ұзындығы,  $R_0$  - жүйе өлшемі), демек бөлшектердің бағыттар бойынша үлестірілуі изотроптыққа жақын болса, диффузиялық деп аталатын жуықтауды пайдалануға болады. Бұл жуықтауды диффузиялық деп бөлшектердің ПМӨ біртекті еместіктеріндегі шашырауы әдеттегі газ молекулаларының ретсіз қозғалу кезінде болатын бір – бірімен соқтығысулар нәтижесіндегі диффузиясына ұқсайтынына байланысты айтады.

FC-ң гелиомагнитсферадағы таралуының диффузиялық жуықтаудағы теңдеуін бірнеше әдіспен алуға болады. Біріншісі - оны Больцман теңдеуінен алу. Ол үшін  $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$  үлестірілу функциясын сфералық гармоникалар бойынша қатарға жіктеп, бірінші екі мүшемен шектелейік:

$$f(\vec{r}, \vec{p}, t) = \frac{1}{4\pi} \left[ n(\vec{r}, p, t) + \frac{3}{v^2} \vec{v} \cdot \vec{j}(\vec{r}, p, t) \right], \quad (4.29)$$

мұндағы  $n(\vec{r}, p, t)$  - импульстерінің абсолют мәні белгілі бөлшектер концентрациясы,  $\vec{j}(\vec{r}, p, t)$  - импульстерінің абсолют мәні белгілі бөлшектер ағынының тығыздығы. Назар салу керек, бөлшектер үлестірілуі бағытқа тәуелді емес дерлік болғандықтан, (4.29) формулада импульстің бағыты ескерілмей, тек абсолют мәні қолданады. (4.29) -ді орташаланған Больцман теңдеуіне қойып, жеткілікті күрделі түрлендіруді жасап, FC-ң гелимагнитсферадағы таралуының диффузиялық жуықтаудағы теңдеуін алуға болады.

Екіншісі – ол феноменологиялық әдіс. Зарядталған бөлшектердің магнит біртекті еместіктері бар ортадағы қозғалуы әдеттегі газ диффузиясына ұқсайтынына сүйеніп, және планетааралық ортаның (магнит біртекті еместіктерімен бірге) күн желінің  $\vec{u}$  жылдамдығымен бағытталған қозғалысы орын алатынын еске алып, бөлшектер ағынын осы түрде жазуға болады:

$$\vec{j} = -\chi \text{grad } n + \vec{u} n,$$

мұндағы  $\chi$  - бөлшектердің магнит біртекті еместіктеріндегі диффузия коэффициенті,  $-\chi \text{grad } n$  – диффузиялық ағын,  $\vec{u} n$  - конвекциялық ағын. Одан кейін ағыншаның үздіксіздік теңдеуіне сүйеніп

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \text{div}(\chi \text{grad } n - \vec{u} n)$$

теңдеуді алады. Физикалық тұрғыларға сүйеніп бұл теңдеуге басқа да мүшелерді, мысалы бөлшектер энергиясы өзгеруімен байланысты мүшені, қосуға болады.

FC-ң гелиомагнитсферадағы таралу жағдайы үшін Фоккер – Планк теңдеуінің түрі де осындай болады екен. Бұл үшінші әдіс.

Қарастырылып тұрған теңдеудің ең толық түрі осындай:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_i}{\partial t} = & \text{div}(\chi \text{grad } n_i) - \text{div}(\vec{u} n) - \frac{\partial}{\partial E} (b_i n_i) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial E^2} (c_i n_i) + \\ & + F(\vec{r}, E, t) - p_i n_i + \sum_m \int p_i^m(E, E_m) n_m dE_m, \end{aligned} \quad (4.30)$$

мұндағы  $n_i$  - белгілі  $E$  энергия аралығындағы, белгілі кеңістік нүктесіндегі  $i$ -ші сортты бөлшектердің тығыздығы (концентрациясы). Оның уақыт бойынша өзгеруі бөлшектердің берілген энергия аралығынан, не кеңістік көлемшесінен

(яғни фазалық кеңістік элементінен) шығуымен (кіруімен), не  $i$ -ші сортты бөлшектің басқа бөлшектерге айналуымен байланысты болуы мүмкін.

Бірінші мүше ПМӨ-нің біртекті еместіктермен соқтығысуынәтижесінде болатын бөлшектің қарастырылып тұрған көлемінен шығуын және оған кіруін өрнектейді. 3 тарауда көрсетілгендей, зарядталған бөлшектер магнит біртекті еместіктерменсоқтығысып, шашырайды, яғни қозғалыс бағытын өзгертеді. Бұл модуляция механизмінің аталуы – FC-ң гелиомагнитсферадағы диффузия. Ол қалыпты газдағы бөлшектердің бір-бірімен соқтығысу кезіндегі шашырау нәтижесінде болатын диффузияға ұқсас болғанына байланысты, бұл екі құбылыстың математикалық өрнектелуі де ұқсас. Диффузия бөлшектердің гелиомагнитсфера ішіне кіруін қиындатады. ПМӨ-дегі магнит біртекті еместіктердің жиіліктік спектрін (былайша айтсақ, олардың өлшемдері бойынша үлестірілуін) және бөлшекті тиімді түрде тек өлшемі лармор радиусына жуық біртексіздік шашырата алатынын еске алсақ, бұл механизмнің бөлшектерге әсері олардың энергиясы өскен сайын азаятынын көрсетуге болады. Энергиясы 10ГэВ-тен жоғары бөлшектер бұл механизмнің әсеріне жатпайды.

Екінші мүше конвекция механизмін өрнектейді. Бұл құбылыс мынада тұрады. FC бөлшектері Күннен сыртқа қарай радиал бағытта қозғалатын біртекті еместіктермен қармалады да, олармен бірге гелиомагнитсфераның ішкі аймақтарынан шығарылады. Бұл механизмнің әсері де бөлшектер энергиясы өскен сайын азаяды.

Сонымен, диффузиямен конвекция механизмдері әсерінің нәтижесінде энергиясы 1ГэВ - тен аз ГFC-ң гелиомагнитсферадағы қарқындылығы энергиясы азайған сайын кемиді, ал жеткілікті аз энергиялыГFC гелиомагнитсфераның ішкі аймақтарына тіпті кіре алмайды.

Үшінші мүше  $i$  - ші сортты бөлшектер энергиясының үдеу құбылыстары нәтижесіндегі үздіксіз өзгеруі себебінен болатын бөлшектердің берілгенэнергия аралығының шығып кетуін өрнектейді. Мұндағы  $E$ –бөлшектің толық энергиясы,  $b_i$ -бөлшек пен үдеу механизмнің түріне байланысты коэффициент.

Мысалы, гелиомагнитосферада зарядталған бөлшектер энергиясының өзгеруі адиабаттық суытылу нәтижесінде болады. Бұл құбылыс мынада тұрады: Күннен сыртқа қарай таралу барысында магнит бертексіздіктер арасындағы қашықтық өседі, сол үшін бөлшектердің олармен әсерлесуі газ молекулаларының ыдыстан шығарылып жатқан поршеньмен соқтығуларына ұқсас болады. Бұл жағдайда бөлшектер қабырғалармен көбісі ізінше соқтығуларда болады, демек бөлшектер энергиясы азаяды.

Төртінші мүше апатты құбылыстардағы энергияның секірмелі өзгеруіне байланысты болатын бөлшектердің берілген энергия аралығының шығып кетуін сипаттайды.

Бесінші мүше -көз функциясы. Мысалы KFC үшін күн жарық етулері көз болып табылады, олардың қасиеттеріне сүйеніп бұл функцияның түрін табады.

Алтыншы мүше  $i$  - ші сортты бөлшектердің ядролық әрекеттесу нәтижесінде болатын басқа түрге айналуын өрнектейді.

Жтеінші мүше  $i$  - ші сортты бөлшектердің ядролық әрекеттесу нәтижесінде болатын  $m$  - ші сортты бөлшектерден пайда болуын сипаттайды.

Гелиомагнитсферадағы FC-ң таралуын қарастырған жағдайда үшін 4,6 және 7 - ші мүшелер өрнектейтін құбылыстарды еске алмаймыз. Оған қоса, ГFC қарастырылған жайғдайда бесінші мүшені де алып тастаймыз, өйткені гелиомагнитсферада ГFC көздері жоқ, яғни теңдеудің оң жағында үш мүше қалады.

Диффузия, конвекциялық шығару және адиабаттық суытылудың ұқсастығы - бұл механизмдердің бөлшектің энергияға тәуелділігінің түрі, атап атсақ үшеуінің де әсері бөлшек энергиясы өскен сайын әсері азаяды, 10 ГЭВ-тен көп энергиялы бөлшектерге бұл механизмдер тіпті әсер етпейді. Тағы бір ұқсастығы - олардың бәрі ПМӨ біртекті еместіктерінде орындалады, яғни ПМӨ -ң кездейсоқ құраушысымен байланысты, ал ірімасштабты реттелген ПМӨ -ге тәуелсіз.

Бұл деректерден мынандай салдарлар шығады:

1) Шамамен 1-10 ГЭВ –тен көп энергиялар үшін гелиомагнитсфера ішіндегі және одан тыс галактикадағы FC сипаттамалары бірдей болуы тиіс, ал шамамен 1-10 ГЭВ- тен аз энергиялы FC -ң гелиомагнитсферадағы қарқындылығы энергия азайған сайын кемуі тиіс. Бұл шынында да солай екеніне келесі тарауда көз жеткіземіз.

2) ПМӨ-ң біртекті еместіктерінің саны күн белсенділігіне тәуелді болғандықтан, атап айтсақ, күн белсенділігі күшейген сайын магнит біртекті еместіктер санының арту себебінен, күн белсенділігі өскенде, Жер орбитасындағы (гелиомагнитсфера ішіндегі) FC ағыны кемиді. Күн белсенділігі 11-жылдық периодпен өзгеретіндіктен, гелиомагнитсферадағы FC ағындарының 11-жылдық вариациясы бақылануы тиіс.

### **Бақылау сұрақтары**

- 1 Жер магнит өрісінің құрылысы қандай?
- 2 Геомагнитсфера FC -ң Жер бетінде өлшенетін ағындарына қандай әсер тигізеді?
- 3 Геомагниттік кесілу қатандығы дегеніміз не?
- 4 Күннің магнит өрістері қандай?
- 5 Күн тәжі қай себептен қызады?
- 6 Күн желі қай себептен қалыптасады? Оның қасиеттері қандай?
- 7 Күн белсенділігі дегеніміз не? Ол уақытта қалай өзгереді?
- 8 Планета аралық магнит өрісі қалай пайда болады? Оның құрылысы қандай?
- 9 Орта қозғалысын қарастырудың Эйлер және Лагранж тәсілдері неде тұрады?
- 10 Фазалық кеңістік дегеніміз не?
- 11 Үлестірілу функциясы дегеніміз не?



12 ҒС-ң гелиомагнитсферадағы таралуының Больцман теңдеуін жазып, мағынасын түсіндіріңіз.

13 ҒС-ң гелиомагнитсферасындағы таралуының диффузиялық жуықтауындағы теңдеуін жазып, мағынасын түсіндіріңіз.

14 ҒС-ң гелиомагнитсферасындағы диффузиясы, конвекциясы және адиабаттық суытылуы дегеніміз не?

15 ҒС-ң гелиомагнитсферадағы модуляция механизмдернің ортақтылығы мен айырмашылығы қандай?

## V ҒС-ң ЖЕР ОРБИТАСЫНДАҒЫ СИПАТТАМАЛАРЫ

### 5.1 ҒС-ң энергиялық спектрі

Шамамен 10 ГэВ-тен бастап, ПМӨ ҒС бөлшектеріне әсер етпейтіндіктен, энергияның бұл аймағындағы ҒС-ң гелиомагнитфера ішіндегі (демек Жер орбитасындағы да) спектрі гелиомагнитферадан тыс (яғни Галактикадағы) спеткімен бірдей болады.

Энергиялардың өте кең ( $10^{10}$  эВ  $\lesssim T \lesssim 10^{18}$  эВ) аралығында ҒС-ң энергиялық спектрі *дәрежелік функциямен* сипаттауға болады:  $I(E) \sim E^{-\gamma}$ . Спектр құламалы болғаны түсінікті: неғұрлым бөлшек энергиясы көп болса, соғұрлым бөлшекті сол энергияға дейін үдету қиын болады. Мысал үшін, екі энергиядағы бөлшектердің Жер орбитасындағы ағынын келтірейік:

$\sim 10^{15}$  эВ –та  $1\text{ м}^2$ -қа 1 секундта  $\sim 1$  бөлшек келеді,

$\sim 10^{18}$  эВ –та 1 жыл ішінде  $1\text{ км}^2$  –қа  $\sim 1$  бөлшек келеді.

$10^{10}$  эВ  $\lesssim T \lesssim 10^{15}$  эВ энергия аумағында алғашқы протондардың дифференциалдық энергиялық спектрі төмендегі дәрежелік тәуелділікпен жақсы өрнектеледі

$$I(T) = 1,6 T^{-\gamma} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{ГэВ}^{-1}, \quad (5.1)$$

мұндағы  $\gamma = 2,62 \pm 0,05$  - дифференциалдық спектрдің көрсеткіші.  $T \gg 1$  ГэВ энергиялар үшін  $T$  кинематикалық пен  $E$  толық энергиялар арасындағы айырмашылық аз болады да, (5.1) формуласындағы  $T$ -ны  $E$ - мен алмастыруға болады.  $\sim 3 \cdot 10^{15}$  эВ энергиялар үшін ҒС-спектрінде өзгеріс пайда болып, спектр көлбеуі өседі (мұндайды спектр «жұмсарады» дейді):

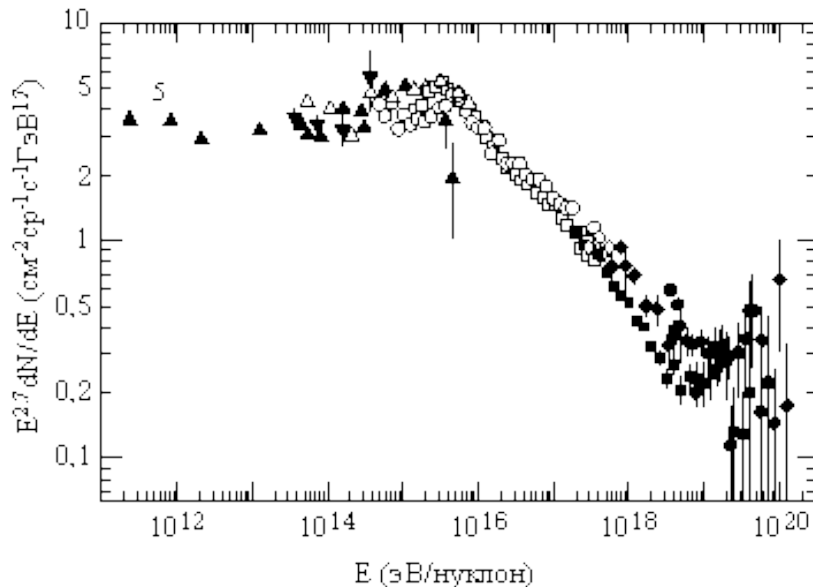
$$I(E) = 4,5 \cdot 10^{-10} (E / 10^6)^{-\gamma} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{ГэВ}^{-1}, \quad (5.2)$$

мұндағы  $\gamma = 3,2$ . Спектрдің бұл өзгерісін «тізе» дейді. Оны анық көру үшін спектрді энергияның 2.7 дәрежесіне ( $E^{2.7}$ ) көбейтіп салады (5.1 сурет) (бұл жағдайда "тізе" энергиясына дейінгі спектр горизонталь түзуге жақын болып табылады да,  $\sim 3 \cdot 10^{15}$  эВ энергиядағы сыну жақсы көрінеді).

Спектр «тізесінің» табиғаты әлі де анық белгісіз. Ол ашылғаннан кейін алғашқы кезде ғалымдардың көбі бұл тізе алғашқы ҒС-те бақыланбай, тек екіншіші реттік ҒС-те байқалады деп ойлады. Яғни, мұндай жоғарғы энергияларда ҒС-ң Жер атмосферасымен әсерлесу қасиеттері төменгі энергияларындағыдан басқаша, әлі белгісіз түрде болады да, «тізе» пайда болуы сол әсерлесу сипатының жоғары энергиялардағы өзгеруімен байланысты деген болжам айтылды.

Бірақ кейін «тізе» қалыптасуының атмосферамен байланысы жоққа шығарылды. Қазіргі таңда ғалымдардың көбісі келіскен болжам мынадай. Галактиканың жалпы магнит өрісі бар, оның күш сызықтары шиыршықты

тармақтар бойымен бағытталған. Энергиялары  $10^{15}$  эВ-тен төмен бөлшектердің бұл өрістегі қозғалысының лармор-радиусы Галактикақ дискісінің қалыңдығынан аз болады да, Галактика ішінде қармалып(жиналып) қалады. Ал энергиялары  $10^{15}$  эВ-тан жоғары бөлшектердің лармор-радиусы Галактикалық дискінің қалыңдығынан көп болады да, олар Галактикада ұсталып қалмайды (Галактика ішінде жиналмайды), одан еркін дерлік шыға алады, және де энергия неғұрлым көп болса, соғұрлым бөлшектер галактикадан оңай шығады. Бұл себептен FC қарқындылығының (FC бөлшектері санының) энергия өсуімен азаюы «тізеге» дейінгі энергия аймағына қарағанда тез болады.



5.1 сурет - Өртүрлі тәжірибе қоюшы топтар алған энергиялардың кең аралығындағы алғашқы ғарыштық сәулеленудің барлық бөлшектерінің энергиялық спектрін өлшеу нәтижелері ([2] бойынша келтірілген)

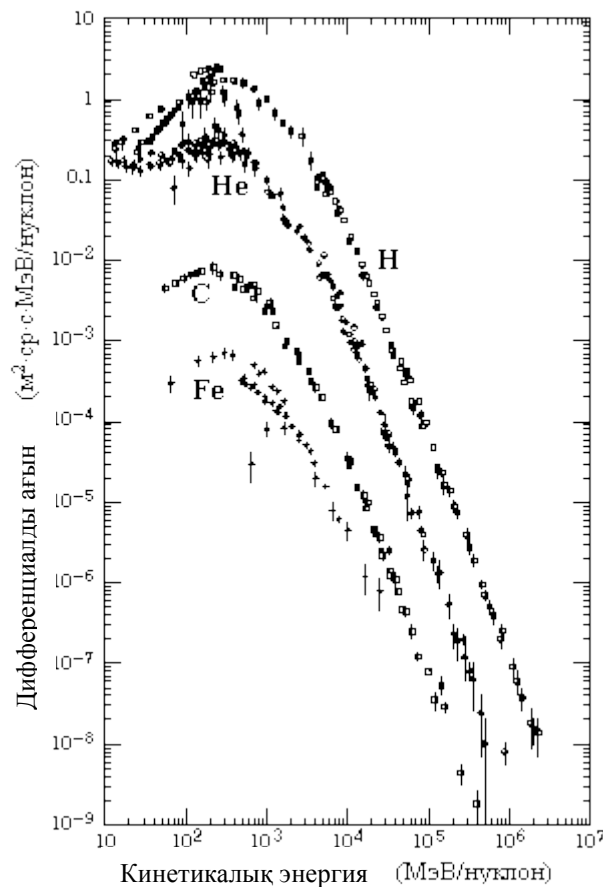
«Тізе» пайда болуының тағы бір мүмкін болатын себебі келесідей. FC-тың галактикадағы ең маңызды көздері болып табылатын асқынжаңалардың жарылыстары кезінде пайда болатын соққы толқындар шебінде бөлшектер шамамен сол «тізе» энергиясына дейін үделе алады екен. Ал бұдан жоғары бөлшектердің көзі басқа болуы тиіс, олардың тегі Галактикадан тыс болса керек. Тізе осы себептен болуы мүмкін: көзі басқа бөлшектердің спектрі де басқа болады. Соңғы кезде қуаты асқынжаңалар қуатынан 100 есеге дейін көп гипер жаңалар табылғанын, демек Галактика ішінде FC «тізеден» жоғары энергияға дейін үделе алуға тиісті екенін айтсақ жөн болады.

$\alpha$  – бөлшектер мен ауырлау ядролардың энергетикалық спектрлерінің пішіні протондар спектрінің пішініне жақын; бұл FC-ң химиялық құрамы энергияға әлсіз тәуелді екенін көрсетеді (5.2 сурет).

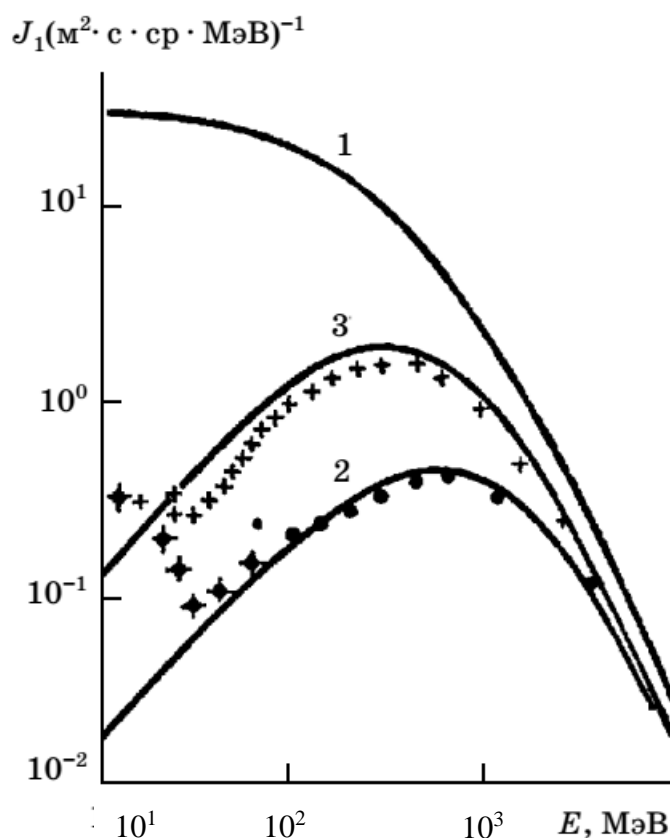
$T < 10$  ГэВ/нуклон энергияларда электрондар, протондар мен ядролардың планетааралық кеңістікте өлшенетін спектрлерінің гелиомагнитосферадан тыс FC-ң спектрінен елеулі өзгешелігі болады, өйткені бөл аймақта FC спектрі

ПМӨ әсерінен қалыптасады.  $\sim 500$  МэВ/нуклон энергиясында максимум, ал  $\sim 20-30$  МэВ/нуклон энергиясында минимум бақыланады. Бұған қоса, Жер орбитасындағы галактикалық ҒС-ң қарқындылығы да, спектрінің пішіні декүн белсенділігінің деңгейі өзгерісімен белгілі шектерде өзгертінін естен шығармау керек.  $T < 10$  ГэВ энергия аймағындағы протондардың энергиялық спектрінің түрі 5.3 суретте келтірілген. 500 МэВ/нуклоннан төмен энергия аумағындағы ҒС қарқындылығының энергия азаюімен кемуін гелимагнитсферадағы ГҒС-ң модуляциясымен байланысты болады: бұл аймақта бөлшек энергиясы (дәлірек айтсақ, магнит қатандығы) негұрлым аз болса, соғұрлым күн желіне қатырылған магнит өрісі бөлшектің гелиомагнитсфера ішіне енуіне көп кедергі жасайды (магнит өрісінің бөлшекке әсері бөлшектің магнит қатандығы азайған сайын өседі).

$\sim 20-30$  МэВ/нуклоннан төмен энергияларда ҒС ағыны энергия азаюімен қайтадан өсе бастайтыны мұндай энергияға дейін бөлшектер гелиомагнитсфера шегінде де үделе алатынына, яғни күн ҒС-ң үлесіне байланысты болады.



5.2 сурет – Алғашқы ҒС-ң негізгі құраушыларының энергиялық спектрі ([2] бойынша келтірілген)



5.3 сурет- Ғарыштық протондардың Галактикадағы (1) және Жер орбитасындағы күн белсендігінің минимумы (2) мен максимумының (3) жылдарындағы спектрі. Бір моделі бойынша есептеулер. Нүктелер мен жұлдызшалар – бірнеше авторлардың алған тәжірибелік мәліметтері([1] бойынша келтірілген).

## 5.2 Шекті жоғары энергиялы ҒС-ң энергиялық спектрі. Реликтілік сәулелену

Әлемді өте жоғары дәрежеде изотропты болып табылатын, спектрі дәл абсолют кара дене сәулеленуінің спектріндей, температурасы  $\sim 2,7\text{K}$  тең, концентрациясы  $400\text{-}500$  фотон/ $\text{cm}^3$ , микротолқындық (қарқындылық максимумы  $1,9\text{mkm}$ -ге сәйкес келетін)сәулелену толтырады екен.Қазіргі замандағы Әлем сондай, оның ішінде қасиеттері айтылғандай сәулеленуді тудыра алатын көз жоқ. Яғни бұл сәулелену Әлем дамуының ерте кезеңдерінде,Әлем ыстық,тығыз және біртекті дерлік болған кезде қалыптасқан сәулелену болып табылады,сол үшін оны реликтілік (қалдық) сәулелену деп атайды. Ол кезде зат плазма түрінде болды,сәулелену онымен тығыз әсерлесіп,онымен тепе-теңдікке келді (яғни абсолютті кара дененің спектріне ие болды). Әлем біртіндеп кеңейіп, суып рекомбинация орын алды, яғни зат бейтарап бөлшектерден тұратын болды, және де оның тығыздығы азайды.Сол кезден бастап сәулелену затпен әрекеттеспейтін дерлік болды да,оның қасиеттері одан бері өзгермейді, тек Әлеммен бірге кеңейіп, толқын ұзындығы өседі де, бұның себебінен температурасы азаяды.

1966 жылы К.Грейзен, Г.Зацепин және В.Кузьмин көрсеткендей, энергиясы  $10^{19}$ - $10^{20}$ Эв жоғары FC протондары реликтілік сәулелену фотондармен әсерлесіп, пиондарды тудыра алады (бұл құбылысты пиондардың фототудыруы дейді:  $p + \gamma \rightarrow p + \pi$ ). Сол реакция нәтижесінде FC протондары энергиясын  $\sim 10^{19}$  эв дейін азайту тиіс (бұл энергия осы реакцияның энергиялық табалдырығы, яғни, протон энергиясы одан аз болса, бұл реакция жүрмейді). Осы әсерлесуге қатысты протонның еркін жол ұзындығы шамамен 50 Мпк құрайды. Демек, егер бізден бұдан аз қашықтыққа мұндай бөлшекті тудыра алатын көздер болмаса, онда мұндай бөлшектер бізге дейін жетпеуі тиіс, яғни FC спектрі бұл энергияларда кесілү мүмкін (ең болмаса, қарқындылық кенет азаюы тиіс). Мұны Гейзен-Зацепин -Кузьмин (ГЗК) эффекті, немесе FC спектрінің қара денелік кесілуі деп атайды.

Мұндай энергиялы бөлшектерді зерттеу КАН-ды тіркеу арқылы қондырғылар көмегімен орындалады. Ауданы неғұрлым көп болса, соғұрлым қондырғының тиімділігі де көп болады (бөлшектердің көп санын тіркей алады). Шамамен 40 жыл бойы  $S=10$  км<sup>2</sup> Якутск пен Хайеропарк; Агати қондырғылары жұмыс істеді. 2004 жылы КАН-ды тіркейтін, ауданы 1000 км<sup>2</sup> Аргентинадағы Пьер Оже атындағы обсерваториясы іске қосылды. Қазіргі кезде Чилиде одан да жетілдірілген жаңа обсерваториялар салынуда.

2000 жылы басына дейін жүргізіліп жатқан эксперименттердің кейбіреулері (HiRes), ГЗК эффекті бақыланады деп көрсетіп жүрді, бірақ кейбіреулері (AGASA) бұл эффект жоқ деп көрсетті. Кейбір мәліметтер бойынша бұл құбылыс бақыланбайтыны ГЗК парадоксы деп аталады. Жалпы, тіркелеген шекті жоғарғы энергиялы бөлшектердің саны өте аз болғандықтан (өйткені бұл аймақтағы FC-ң ағымдары өте төмен), бұл аймақтағы FC-ң қарқындылығын анықтаудың қателігі өте жоғары (5.1 сурет, қателіктер вертикаль түзулермен көрсетілген) болады. Осыған байланысты бұл аймақтағы спектрдің анықталмағандығы да өте жоғары болады да, әртүрлі қондырғылардың мәліметтері бір біріне сәйкес келмейді. Мысалы, HiRes пен Якутск эксперименті бойынша  $10^{20}$  эВ-те қарқындылық кенет құлайды. Ал AGASA мәліметтері бойынша керісінше, энергия өсуімен қарқындылық азаюы баяулайды.

Бірақ Пьер Оже атындағы обсерваториясы іске қосылғанынан кейін өткен 10 жыл ішінде бірнеше жүз шекті жоғары энергиялы FC бөлшегін тіркелді (салыстыру үшін, оған дейінгі 100 жыл ішінде тіркелген осындай оқиғалар саны бірнеше ондық қана болды). Сол обсерваторияның мәліметі ГЗК - эффекті бар екенін растап тұр, және де мұндай бөлшектерден пайда болған КАН-ң келу бағыттары галактиканың белсенді ядросына бағыттарымен байланысты екенін көрсетеді, яғни мұндай бөлшектердің көзі сол ядролар болуы тиіс. Бірақ бұл нәтижелер де дұрыс емес деп айтатын да ғалымдар жоқ емес, демек бұл мәселе бүгінгі күнге дейін шешілмеді деп те айтсақ болады.

### **5.3 FC-ң Жер орбитасындағы анизотропиясы**

Анизотропияны зерттеуді Жер бетіндегестационар қондырғымен өткізуге

болады. Жердің айналуы қондырғының осін аспан сферасының әртүрлі бөлімдеріне бағыттайды. Көп күн ішіндегі өлшеулердің мәндерін жұлдыздық уақытпен орташалап, әртүрлі галактикалық бағыттардағы қарқындылықты анықтауға болады. Гелиомагнитсферадағы бөлшектің қозғалысы біртекті магнит өрісінің әсеріне ұшырап, изотроптанатындықтан, энергиясы тек 10-100ГэВ-тен ( $10^{11}$  эВ) жоғары бөлшектер үшін галактикалық анизотропияны зерттеуге болады. Мұндай энергияда не мюондар, не кең атмосфералық нөсерлер тіркеледі. Үлкен сцинтилляциялық санауыштар қолданылып, сигналдың салыстырмалы кешігуіне байланысты нөсердің келу бағыты анықталады.

$E < 10^4$ ГэВ ( $10^{13}$ эВ) энергия аумағында анизотропия коэффициенті аз болады:  $\delta < 10^{-3}$ , яғни FC-ты изотропты деуге болады.

Жоғары энергияда анизотропияның белгілері байқала бастайды. Олар энергияның жоғарылауымен өседі. Сонымен қатар, бөлшектің артық саны келетін бағытқа сай жұлдыздық уақыт та энергияға тәуелді болады. Кейбір энергияларда екі басым бағыт болады.

Тәжірибе бөлшек қозғалысының бағыты галактикалық жазықтық маңында жиналатынын көрсетеді. Аз энергиялы бөлшектер Галактиканың ішкі жағынан, ал жоғары энергиялы бөлшектер – екі жағынан да келеді.

$E > 10^{10}$ ГэВ-тен ( $10^{19}$ эВ) жоғары энергияларда Вирго галактикасы жағынан бөлшектердің артық ағыны келетініне айғақ бар.  $E > 10^{17}$ эВ энергиясы үшін Якутск қондырғысы мәліметтері бойынша анизотропия коэффициенті  $\delta = 0,2-0,25$  тең.

Ең жаңа, Пьер Оже атындағы обсерваторияда алынған мәліметтер бойынша, шекті жоғары энергиялы бөлшектер анизотропиясы белсенді галактиканың ядроларның бағытына сәйкес келеді. Бұл объектілер мұндай бөлшектердің көзі болып табылса керек.

Ғарыштық бөлшектердің анизотропиясын қарастырғанда Күн жүйесінің жұлдызаралық ортаға қатысты қозғалысына байланысты жалған анизотропияның пайда болуы мүмкін екенін ескеру керек. Осы қозғалыс жылдамдығы  $w \ll v^*$ , мұндағы  $v^*$  - бөлшектердің Күн жүйесіндегі жылдамдығы.  $n^*(E^*)$  деп бөлшектердің Күн жүйесіндегі тығыздығын белгілесек, олардың бұл жердегі ағынын былай жазуға болады:

$$I^*(E^*) = \int n^*(E^*) v^* \cos \theta d\Omega.$$

Бұл жерде  $\theta$ -  $v^*$  мен  $w$  арасындағы бұрыш.  $n(p)$  инварианттылығынан келесі шығады:

$$n^*(p^*) = n(p) = n(p^*) + [\partial n(p^*) / \partial p^*](p - p^*) + \dots$$

$v^* \gg w$  болғандықтан,  $(p - p^*)^2$  және келесі мүшелерін елемеуге болады.  $\gamma \sim 1$  ( $w \ll c$ ) жағдайында ( $\gamma$ -Лоренц-фактор) біз мынаны аламыз:

$$p - p^* = (w/c^2)E^* \cos \theta.$$

Бұл жағдайда  $\theta$  бағытындағы Күн жүйесі мен Галактикадағы ағындар айырмашылығы:

$$I^*(E^*) = (\partial n / \partial p^*) p^* E^{*2} v^* w [\Omega \cos^2 \theta \sin \theta d\theta d\phi], \quad (5.3)$$

Бұл жерде  $\Omega$  -  $v^*$ -ға перпендикуляр бетшеге негізделген денелік бұрыш. (5.3) интегралдау арқылы мынаны аламыз:

$$I(E^*) = 1/3 p^* E^{*2} v^* w \frac{\partial}{\partial p^*} \left( \frac{n(E^*)}{p^* E^*} \right) = \left\{ 1 - \frac{1}{3} \frac{1}{n(E^*)} \frac{\partial}{\partial E^*} \left[ \frac{c^2 p^{*2}}{E^*} n(E^*) \right] \right\} w n(E^*). \quad (5.4)$$

Пішінді жақша ішіндегі берілген шамасы  $C(E^*)$  Комптон-Геттинг коэффициенті деп аталады.

$n(E) = AE^{-\gamma}$  болса, ультрателативтік жағдайда

$$C(E) = 1 - \frac{A^{-1}}{3} E^\gamma \frac{\partial}{\partial E} \left[ \frac{p^2}{E} A E^{-\gamma} \right] = \frac{2+\gamma}{3} \quad (5.5)$$

$\theta$  бағытындағы бөлшектер қарқындылығы

$$J(\theta) = 3I |\cos \theta| \cos \theta / 4\pi.$$

Сәулеленудің изотропты бөлігі

$$J = nv / 4\pi$$

формуламен анықталады (бірінші тарауды қараңыз). Толық қарқындылық

$$J(\theta) = nv / 4\pi + (3/4\pi) |\cos \theta| \cos \theta,$$

бірақ,

$$I = Cwn = [(2 + \gamma)/3]wn.$$

Онда анизотропия коэффициенті

$$\delta = (J_{\max} - J_{\min}) / (J_{\max} + J_{\min}) = 3c(w/v) = (2 + \gamma)(w/v) \sim (2 + \gamma)(w/c). \quad (5.6)$$

Күннің Галактика центрі бойымен айналасының жылдамдығын 275 км/с деп, ал  $\gamma = 2,7$  деп алсақ, онда

$$\delta = 4,7 * 2,75 * 10^7 / 3 * 10^{10} = 4,3 * 10^{-3}$$



болады.

Қозғалмай тұрған жұлдыздарға қарағандағы Күн қозғалысының жылдамдығы 20 км/с. Бұл бізге  $\delta = 3 \cdot 10^{-4}$  береді.

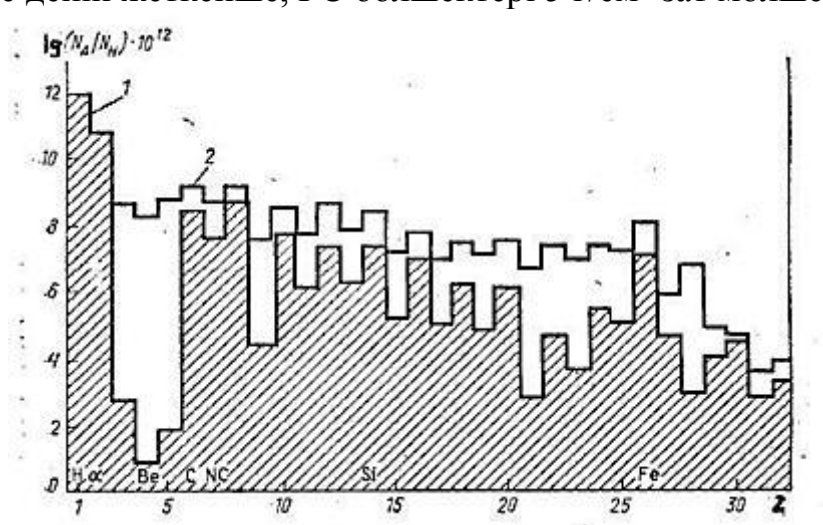
#### 5.4 Ғарыштық сәулеленудің химиялық құрамы

ҒС химиялық құрамын білу ғарыштық сәулелер қалай пайда болғанын анықтауға қажетті. Алғашқы ҒС-ң химиялық құрамы фотоэмульсиялар, жұқа сцинтилляторлар және Черенков детекторлары көмегімен өлшенді.

ҒС-ң химиялық құрамын зерттеу барысында ядроларды зарядтарының  $Z$  мәніне байланысты белгілі бір топтарға бөледі.  $P$  тобын протон, дейтон, тритий ядролары;  $\alpha$  тобын - гелий ядросы;  $L$  тобын -  $Li, Be, B$  жеңіл ядролары;  $M$  тобын – көміртегі ( $C$ ), оттегі ( $O$ ),  $N$ (азот),  $F$ (фтор) сияқты орташа ядролары;  $H$  тобын -  $Z > 10$  ауыр ядролар және  $VH$  тобын -  $Z > 20$  аса ауыр ядролар құрайды.

Ғарыштық сәулелер біздің Әлеміміздің құрамды бөлігі болып табылады, сол үшін Әлемде тараған элементтер ҒС құрамында да болады. Жалпы, ҒС-ң химиялық құрамы Әлем затынының ядролық құрамына ұқсас болып келеді. Бірақ елеулі айырмашылықтар да бар.

Мысалы, ҒС құрамында Әлемде өте сирек таралған  $L$  (жеңіл ядролар) тобындағы  $Li, Be, B$  химиялық элементтері көп бақыланады екен (5.4 сурет).  $L$  мен  $M$  ядролар тобының мөлшерінің ҒС-тегі қатынасы  $\frac{N_L}{N_M} = 0.30$ , ал жалпы табиғаттағы бұл қатынас  $10^{-6}$  тең. Мұның себебі – ҒС-ң ауыр ядролары көзден тіркеу нүктеге дейін таралғанша, жұлдызаралық орта бөлшектерімен әсерлесіп, жіктеледі де, оның құрамында артық  $L$  тобындағы ядролар пайда болады. Сол үшін, ядролардың жіктелу ықтималдығын біле отырып,  $\frac{N_L}{N_M}$  қатынас арқылы ғарыштық сәулелер жасын (өмір сүру уақытын) бағалауға болады. Жерге дейін жеткенше, ҒС бөлшектері  $5 \text{ г/см}^2$  зат мөлшерін өтеді екен.



5.4 сурет - Ғарыштық сәулеленудің химиялық құрамы: 1 – Галактика; 2 – ҒС (сутегінің мөлшері бойынша нормаланған). [1] бойынша келтірілген.

5.4 суреттен көрінетіндей, темірден ауыр элементтердің ҒС құрамындағы мөлшері де жалпы Әлемдегі мөлшерінен жоғарылау. Бұның себебін анықтау үшін арнайы талдау өткізу керек.

5.1 кестеде ядролардың әртүрлі топтардағы 2,5 ГэВ/ нуклоннан жоғары энергия үшін қарқындылығы көрсетілген.

5.1 кесте - Алғашқы ғарыштық сәулеленудің химиялық құрамы

Ядро тобы	Z	Қарқындылық, $m^{-2} c^{-1} sr^{-1}$
P	1	1300
$\alpha$	2	94
L	3-5	2
M	6-9	6,7
H	10	2
VH	20	0,5

### Бақылау сұрақтары

15 ҒС-ң Жер орбитасындағы 10 ГэВ-тен көп энергия аймағындағы энергиялық спектрі қандай?

16 ҒС-ң Жер орбитасындағы 10 ГэВ-тен аз энергия аймағындағы спектрі қандай факторлар әсерінен қалыптасады?

17 ҒС-ң Жер энергиялық спектріндегі "тізе" қай себептен болады?

18 Реликтілік сәулелену ҒС-ң энергиялық спектрлерінің жоғарғы шекарасына қандай әсер етеді?

19 ҒС-ң Жер орбитасындағы анизотропиясының энергияға тәуелділігі қандай болады?

20 Шекті жоғары энергиялы ҒС-ң анизотропиясы қай бағытта болады?

21 ҒС-ң ядролық құрамының Әлемдегі заттың орташа химиялық құрамынан айырмашылығы қандай?

## VI ҒАРЫШТЫҚ СӘУЛЕЛЕНУДІҢ ШЫҚҚАН ТЕГІ

Бұл тарау басында FC-ң шыққан тегінің моделдерін талқылау үшін қажетті астрофизикалық мәліметке қысқаша шолу жасайық.

### 6.1 Жұлдыз ұғымы. Жұлдыз эволюциясының ақырғы кезеңдері. Асқынжаңа жұлдыздардың жарылыстары

Жалпы, жұлдыздың анықтамасын келесідей беруге болады: жұлдыз дегеніміз оның ішінде айтарлықтай масштабта сутегінің гелийге айналу термоядролық реакциялары жүретін (немесе болашақта болатын, немесе бұрында өткен) гравитация арқылы байланыстырылған кеңістікте жекеленіп тұратын сәулелену үшін мөлдір емес зат массасы.

Бұл анықтамада жұлдызды басқа ғарыштық объектілерден ерекшелейтін үш фактор көрсетілген. Біріншіден, зат массасы өзіндік гравитация арқылы ұсталып тұруы тиіс, демек, сол масса аз болмауы және жұлдыз өте созылған болмауы тиіс. Екіншіден, зат үздіксіз үлестірілген болуы тиіс, оның тығыздығы мен температурасы жоғары болуы керек. Тек осындай жағдайда зат сәулелену үшін мөлдір емес болып табылады. Егер анықтамада сәулелену үшін мөлдірсіздік шарты айтылмаса, бұл анықтамаға галактика, жұлдыз шоғырлары және т.б. сияқты объектілер кіріп кетер еді. Үшіншіден, жұлдыз өмірінің белгілі бір кезеңінде оның қойнауында термоядролық реакциялар, атап айтсақ, сутегінің гелийге айналу процесі жүру керек. Бас тізбектегі жұлдыздардың энергия көзі болып осы реакциялар табылады.

Мектептің анықтамасы бойынша, жұлдыз – ол өздігінен сәулелену шығаратын қызған алып плазмалық шар. Бірақ бұл анықтамаға сай келмейтін көп жұлдыз бар, және керісінше, жұлдыздар болып табылмайтын, бірақ осы анықтамаға жататын да объектілер жоқ емес.

Мысалы, ақ ергежейлілердің өлшемдері Жердікіне жуық, ал тығыздығы  $10^8 \text{ кг/см}^3$  қа дейін жететін нейтрондық жұлдыздардың радиусы 10-15 км. Мұндай жұлдызды алып деп айта алмаймыз. Спектрлік класы кеш жұлдыздардың энергиясы алыс инфрақызыл аймақта шығарылады, яғни бұл жұлдыз бетіндегі температура Шолпан бетіндегі температурадан сәл ғана жоғары. Демек, мұндай жұлдыздар жықызғандеп те айта алмаймыз. Юпитер планета болса да, ол шығаратын энергия мөлшері Күннен алатын энергиядан айтарлықтай жоғары болады. Яғни ол да өздігінен сәулелену шығаратын дене болып табылып, анықтамадан басқа да шарттарына қанағаттандырады. Нейтрондық жұлдыздардың беті қазіргі заманғы түсінік бойынша қатты болса керек. Сондықтан оларды плазмалық шар деп айтуға келмейді. Барлық жұлдыздарды шар деуге де болмайды екен, өйткені егер жұлдыз тез айналса немесе тығыз қос жүйе ішіне кірсе, жұлдыз пішіні шар тәрізіден алыс болады. Сөйтіп, мектептің анықтамасы астрономия бүгінгі күні жұлдыз деп атайтын объектілердің барлығын қамти алмайды.

Біз берген анықтамаға галактикалар ядроларында орналасқан массасы асқын жоғары ( $\sim(10^6 - 10^9) M_{\odot}$  аралықта жататын) қара құрдымдар да сәйкес келеді, бірақ оларды жұлдыздарға жатқызбайды. Сондықтан бұл анықтамада термоядролық реакция туралы сөздің орнына жұлдыздың болуы мүмкін массаларын келтіруге болады:

жұлдыз массалары  $10^{32} \lesssim M \lesssim 10^{35}$  г, немесе  $10^{-1} M_{\odot} \lesssim M \lesssim 10^2 M_{\odot}$ .

Массалары  $0.01 M_{\odot} \leq M \leq 0.07 M_{\odot}$ , дәлірек айтсақ,  $13 M_J \leq M \leq 87 M_J$  (мұндағы,  $M_J$  - Юпитер массасы) объектілерді *қоңыр ергежейлілер* деп атайды (brown dwarfs). Олардың ішінде сутегінің гелийге айналуы өтеді, бірақ айтарлықтай масштабта емес, тек центрге жуық аймақта, және де  $H_1$  жанбай, ауыр  $^2D$  сутегі гелийдің  $^3He$  жеңіл изотобына айналады.

Ал, объектінің массасы  $M \leq 13 M_J$  болса, олдағы температура еш термоядролық реакция жүру үшін жеткіліксіз болады да, ол планета болып табылады.

Егер объектінің массасы  $\sim 10^2 M_{\odot}$  ден көп болса, ішкі температурасы өте жоғары болып, сол үшін термоядролық реакциялар өте тез өтіп, сәулелену соншалықты қарқынды болады, оның қысымы гравитацияны жеңіп, жұлдыз сол қысым әсерінен ыдырап кетеді.

Жұлдыздардан пайда болатын қара құрдымдар  $\sim 10^1 M_{\odot}$  массаға ие болады. Яғни, олар галактика ядроларындағы қара құрдымдардан масса бойынша ажыратылған. Ал егер массалары  $10^2 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 10^6 M_{\odot}$ , қара құрдымдар табылып жатса, оларды жұлдыздарға жатқызу, не жатқызбау туралы келісім жасау керек болады.

Жұлдыздарды *төрт негізгі түрге* бөлуге болады:

- 1) қалыпты жұлдыздар;
- 2) ақ ергежейлілер;
- 3) нейтрондық жұлдыздар;
- 4) қара құрдымдар.

*Қалыпты жұлдыздарда* заттың өздік гравитацияға қарсы әсер ететін күш - әдеттегі азғындалмаған газ қысымы болып табылады. Мұндай жұлдыздардың тығыздықтары онша жоғары емес, ал ішкі температурасы жетерліктей жоғары болу керек. Бұл шарт орындалса, бір жағынан, қысым өздік гравитацияны теңестіре алу үшін жеткілікті болады (тәжді қарастырылымнан шығарсақ, тұтасымен алғанда, жұлдыз сығылмайды да, кеңеймейді де, яғни гидростатикалық тепе-теңдікте болады), екінші жағынан, газдың электрондық құраушысы азғындалмаған болады.

Қалыпты жұлдыздар табиғатта ең көп таралғандары болып табылады. Олардың қасиеттері бойынша айырмашылықтары өте көп, сондықтан оларды өз кезегінде тағы топтарға бөледі: бас тізбек жұлдыздары, алыптар, субергежейлілер, т.б. Мұндай жұлдыздарда газдың жылулық қысымға қоса, тағы үш фактор айтарлықтай роль атқаруы мүмкін. Біріншісі, сәулелену қысымы. Массасы жоғары, демек жарқырауы жоғары жұлдыздар үшін оның

рөлі елеулі. Екіншісі, кейбір осындай жұлдыздардың бір бөлігінде электронды газ азғындалған болуы мүмкін (массасы жоғары емес қызыл алыптарда). Мұндайларға, мысалы, массасы төмен қызыл алыптар жатады. Үшіншісі, массасы аз, демек температурасы да төмен жұлдыздарда газ кулондық әсерлесу себебінен идеал емес болады.

Қалыпты жұлдыздардың маңызды ерекшелігі - олардағы механикалық тепе-теңдігі жылулық құрылымымен тығыз байланысты болуы, өйткені қалыпты жұлдыздардағы қысым бөлшектердің жылулық қозғалысына байланысты пайда болады. Жұлдыз сәулелену шығарып, энергияны жоғалтып тұрғандықтан, оның ішкі құрылысы да өзгеріске ұшырайды. Бұл тоқтам жұлдыз гравитациялық энергия есебінен сәулелену шығарған кезеңдер үшін де (яғни жұлдыз сығылатын кезең), энергияның көзі - термоядролық реакциялар болып табылатын кезеңдер үшін де жарамды.

Термоядролық реакциялар нәтижесінде химиялық элементтердің концентрациясының өзгеруіне байланысты, энергия бөліну жылдамдығы өзгереді, оған қоса заттың молекулалық салмағы артады, ал бұлардан қысым да өзгереді. Сөйтіп, жұлдыз эволюцияға ұшырайды. Ақыр соңында, жұлдыз ішіндегі термоядролық отын толығымен біткенде, яғни энергия көзі өшкенде, жылулық қысым азайып, өздік гравитацияны теңестре алмай, жұлдыз коллапсқа ұшырайды. Жұлдыздың массасына орай, коллапс нәтижесінде ол не ақ ергежейліге, не нейтрондық жұлдызға, не қара құрдымға айналады.

*Ақ ергежейлілер* - шағын объектілер, олардың радиустары  $\sim 10^{-2} R_{\odot}$ , яғни бірнеше мың км, массасы  $\sim (0.3 \div 1) M_{\odot}$  (көбінде)  $\sim 0.6 M_{\odot}$ . Тығыздығы өте жоғары болғандықтан, электрондардың арақашықтығы олардың де Бройль толқын ұзындығына жуық болады да, электрондық газ азғындалған күйде болады. Сонда, өздік гравитацияға қарсы әрекет жасайтын - бұл газдың қысымы. Иондық газға келсек, ол азғындалмаған күйде қала береді, өйткені иондардың жоғары массасына байланысты, олардың де Бройль толқын ұзындығы электрондардікінен әлде-қайда аз болады, демек бұл газ айну үшін ол одан да көп сығылу керек. Ақ ергежейлілер бетіндегі гравитация өте үлкен. Айталық,  $M = 1 M_{\odot}$  болса,  $g \sim 5 \cdot 10^8 \text{ см/с}^2 = 5000 \text{ км/с}^2$ , алшақтау (екінші ғарыштық) жылдамдығы  $v_e \sim 7 \cdot 10^8 \text{ см/с} = 7000 \text{ км/с}$ . Бірақ  $v_e \ll c$ , сондықтан гравитациялық потенциал аса үлкен емес ( $|\varphi| \ll c^2$ ), яғни Ньютонның тартылыс теориясын қолдана беруге болады.

Азғындалған газ қысымы температураға тәуелсіз болғандықтан, жұлдыз ақ ергежейлі күйінде мейлінше ұзақ уақыт ішінде тұра береді, өйткені энергияның сәулелендіруге шығыны ақ ергежейлінің механикалық тепе-теңдігіне әсер етпейді. Сәулелену иондардың жылулық энергия есебінен шығарылады. Иондық газ біртіндеп суыйды, бірақ бұл қысымға әсер етпейді, өйткені иондық газдың қысымының үлесі азғындалған электрондық газ қысымынан елемейтіндей аз. Температура жетерліктей азайғанда, зат кристалдануы басталып, иондар кристалдық тор құрайды.

Беттік ауданы аз болғандықтан, ақ ергежейлінің жарқырауы аз, ол  $\sim (10^{-1} \div 10^{-3}) L_{\odot}$ . Сондықтан сығылу кезінде қорланған жылулық энергия

милиардтаған жылға жетеді. Бұл энергия таусылғанда жұлдыз сөніп, қара ергежейліге айналуы мүмкін деген болжам айтылады.

Ақ ергежейлі массасы Чандрасекар шегі деп аталатын  $1.4 M_{\odot}$  сындық мәннен көп бола алмайды:

$$\text{ақ ергежейлі массасы } M \lesssim 1.4 M_{\odot}$$

Ақ ергежейлілер бастапқы массасы  $\lesssim (8 \div 10) M_{\odot}$  қалыпты жұлдыздың эволюциясының соңғы кезеңі болып табылады, яғни коллапсқа дейін жұлдыз массасының басым бөлігін жоғалтады. Жұлдыздың массасын көп жоғалту жолдары келесідей: бетінің ауданы өте жоғары қызыл алып кезеңінде жұлдыздық жел арқылы, ақ ергежейлі пайда болудың тап алдында болатын жұлдыздың сыртқы қабықшасының лақтырылуы арқылы, т.б.

Чандрасекар шегі болуының себебі мынадай. Жұлдыз массасы өскенде, электрондардың энергиясы да артады, өйткені азғындалған газ бөлшектерінің жүйедегі саны көбейген сайын, олар одан да жоғары энергия деңгейлерінде орналасуға мәжбүр болады. Кейбір массада электрондық газ релятивтікке айналады. Ал мұндай газ қысымының күші (қысым градиенті) масса өскен сайын гравитациялық күштен көрі баяу өседі де, массасы Чандрасекар шегінен жоғары жұлдыздарда өздік гравитация күші басым болып, азғындалған электрондық газдың қысымы оны теңестіре алмай, коллапс әрі қарай жалғасады. Бұл коллапс кезінде орасан жоғары мөлшерде босатылатын гравитациялық энергия жұлдыздың сыртқы қабықшасының шұғыл ыдырауына, жарылуына әкеледі. Бұл құбылыс *асқынжаңа жұлдыздың жарылысы* деп бақыланады. Жарылған жұлдыздың коллапсқа ұшыраған ішкі бөлігі әдетте не нейтрондық жұлдызды, не қара құрдымды (егер жарылысқа дейінгі жұлдыздың массасы  $\sim 20 M_{\odot}$  көп болса) түзеді.

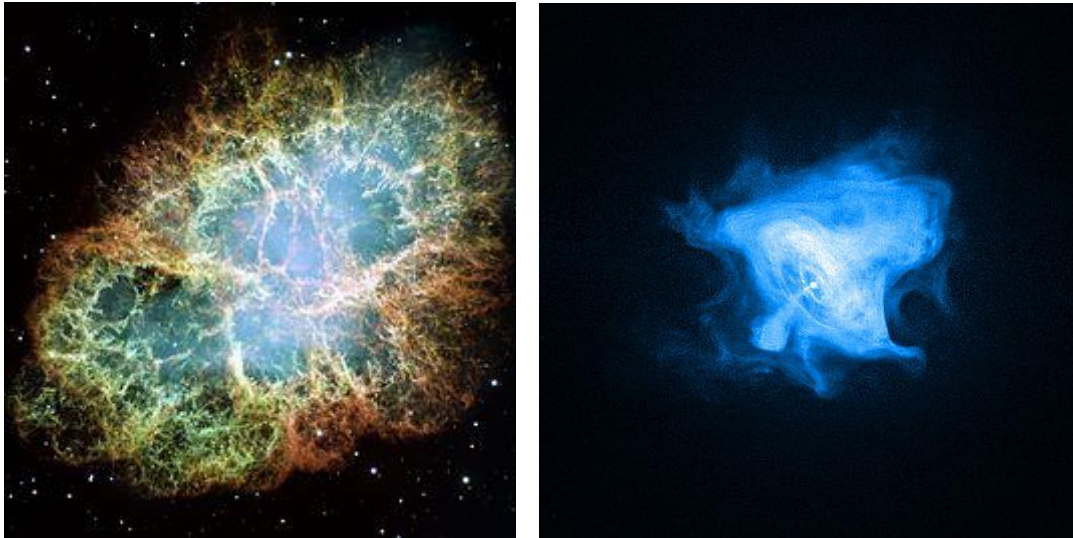
Асқынжаңа жұлдыздың жас қалдығының негізгі құраушылары әдетте келесідей болады (6.1 сурет):

- 1) болуы мүмкін ықшам қалдық;
- 2) жұлдыз аралық затта таралатын сыртқы соққы толқын;
- 3) асқынжаңаның атылған затында таралатын қайтымды соққы толқын;
- 4) екінші реттік соққы толқын.

Осы соққы толқындар шебінде зарядталған бөлшектер жоғары энергияларға дейін үделе алады, яғни  $\Gamma$ С пайда болады.

Ақ ергежейлі тығыз қос жүйеге кірсе, азғындалмаған құраушыдан (қалыпты жұлдыздан) ақ ергежейліге заттың ағылуы түрлі құбылыстарды туғызады. Мысалы, ақ ергежейлі айналасында аккрециялық диск пайда болады. Тағы бір астрофизикадағы маңыздылығы зор құбылыс мынада тұрады. Массасы Чандрасекар шегіне жуық ақ ергежейліге зат аккрециясы нәтижесінде жұлдыз массасы шекке жетіп, оның механикалық тепе-теңдігі бұзылып, ол коллапсқа ұшырайды. Осы коллапс ақ ергежейлі одан тұратын көміртегі-өттегі қоспасының шұғыл тұтануына әкеліп, бұл термоядролық жарылыс нәтижесінде жұлдыз толығымен қиратылады, оның заты  $10\,000$  км/с дейінгі жылдамдықпен

қоршаған кеңістікке шашыратылады. Мұндай оқиға Ia түрдегі асқынжана жұлдыз ретінде бақыланады. Бұл жағдайда коллапсқа ұшырайтын жұлдыздардың массасы бірдей болуы барлық осындай жұлдыздардың сипаттамалары да (максимумдағы жарқырау, жалтырау қисығының пішіні, т.б.) бір біріне өте жуық болуын себептейді. Жарқырауларының өте жоғары және бірдей болуы Ia түрдегі асқынжана жұлдыздар космологиялық қашықтықтарды анықтауға мүмкіндік беретін идеал стандарт шырақтар болып табылатынына әкеледі. Олар көмегімен астрофизиканың ең ірі жаңалықтарының бірі болып табылатын Әлем кеңеюінің үдеуі ашылды (6.4 бабын қараңыз).



6.1 сурет - Асқынжананың қалдығы (оң жақта сол қалдықтың рентген сәулелеріндегі бейнесі), ішкі соққы толқын, еркін таралатын жел және джет анық көрініп тұр

*Нейтрондық жұлдыздар* массасы  $\sim(1 \div 2) M_{\odot}$ , радиусы  $\sim 10$  км, тығыздығы  $\sim(10^{14} \div 10^{15})$  г/см<sup>3</sup> зенгір атом ядросына ұқсас. Бірақ атом ядросынан маңызды айырмашылығы да бар - жұлдызды біртұтас дене ретінде ұстайтын, ыдырауына қарсы әрекет жасайтын ядролық күштер емес, олардан әлдеқайда әлсіз, бірақ алыс әрекетті гравитациялық күштер.

Жұлдыздың осындай күйге дейін сығылу барысында электрондар атом ядроларымен қармалады да, протондармен реакцияға ұшырап, нейтронды тудырады. Сөйтіп, мұндай жұлдыз көбінесе нейтрондардан тұрады.

Бұл жұлдыздарда нейтрондар арасындағы қашықтық олардың де Бройль толқын ұзындығына жуық, сондықтан нейтрондық газ азғындалған болады. Бұл газдың осындай тығыздықтағы қысымы ақ ергежейлінің электрондық азғындалған газ қысымынан әлдеқайда жоғары болады да, бұл жұлдыздың жоғары өздік гравитацияға қарсы әрекет жасай алады. Газ қысымы температураға тәуелсіз, ол тек зат тығыздығымен анықталады, бұл жағы ақ ергежейліге ұқсас. Ал одан айырмашылықтары мынадай. Біріншіден, нейтрондық жұлдыз үшін екінші ғарыштық жылдамдығы жарық

жылдамдығымен салыстырмалы, сондықтан нейтрондық жұлдыз ішіндегі және оның төңірегіндегі құбылыстарды зерттеу үшін тартылыстың релятивтік теориясын қолдану қажет. Екіншіден, нейтрондық жұлдыз қойнауындағы зат идеал емес болып табалады, нейтрондардың бір-бірімен әсерлесуі елеулі рөл атқарады. Бұл әсерлесуді еске алу қиын болғандықтан, мұндай жұлдыздардың зат күйінің теңдеуі нашар белгілі. Сондықтан нейтрондық жұлдыз массасының Оппенгеймер-Волков деп аталатын жоғарғы шегі дәл белгілі емес:

$$\text{нейтрондық жұлдыз массасы } M \lesssim (2 \div 3) M_{\odot}$$

Бұл шек болуының себебі азғындалған нейтрондық газдың релятивтікке айналуы емес, өйткені нейтронның электронмен салыстырғандағы жоғары массасына орай,  $10^{14}$  г/см<sup>3</sup> тығыздыққа да сәйкес келетін жоғары энергиядағы нейтрондардың жылдамдығы жарық жылдамдығынан әлдеқайда төмен болып қала береді. Сонда, бұл шек нейтрондардың бір-бірімен әрекеттесуімен және салыстырмалылық теориясы эффекттерімен байланысты болады.

Қазіргі кезде табылған нейтрондық жұлдыздар көбінің массалары  $1.4 M_{\odot}$  (Чандрасекар шегіне) жуық.

Жеке нейтрондық жұлдыздардың сәуле шығаруы негізінен айналыс энергия есебінен болады. Айналыс энергиясының сәулеленуге айналуында анықтаушы рөлін магнит өрісі атқарады. Коллапс кезінде, яғни орасан зор сығылған кезде, плазмаға қатырылған жұлдыздың магнит өрісі өте көп өсіп ( $4.2.2$  бабын қараңыз),  $10^{12} \div 10^{14}$  Гс дейін жетеді. Бұл ГС-ң пайда болуы тұрғысынан өте маңызды болып табылады: қазіргі заманғы түсініктер бойынша ГС асқынжаңалар жарылыстары барысында пайда болады.

## 6.2 Әлем құрылымы. Жасырын масса

Әлемде жұлдыздардан (немесе планеталық жүйелерден) бастап, галактикалардың асқын шоғырларына дейінгі астрономиялық құрылымдардың күрделі иерархия бақыланады. Оның барлық сатыларында (деңгейлерінде) заттың өлшемдері арақашықтықтарынан көрі әлде-қайда аз кеңістік аймақтарына жиналу тенденциясы бақыланады. Сөйтіп зат Әлемде өте біртекті үлестірілген болып табылады. Әлемнің мұндай құрылымдығы атом ядроларынан басталады деп те айтуға болады.

Мысалы, біздің Күн жүйесі затының негізгі массасы Күнде, көрінетіндей масса ( $\sim 0,001 M_{\text{Күн}}$ ) планеталарда жиналған, ал планетааралық кеңістіктегі заттың массасы Күн массасына қарағанда елемейтіндей аз болады. Қашықтықтарды қарастыратын болсақ, Күн радиусы Күн мен планеталар арасындағы қашықтықтан едәуір аз болып табылады (мысалы, ол Күн мен Жердің арақашықтығынан 200 көп есе аз).

Күнге ең жақын жұлдыз болып табылатын Центаврдың Проксимасы Күннен 4,29 жарық жыл қашықтықта орналасқан, бұл Күн жүйесі өлшемінен шамамен 3000 есе, ал Күн радиусынан  $\sim 6 \cdot 10^7$  есе көп. Ал жұлдыз аралық



кеңістіктегі заттың массасы жұлдыздарда жиналған массасының тек бірнеше пайызын құрайды.

Жұлдыздардың өздері де кеңістікте өте біртекті, түрлі топтарға жиналып орналасады. Мысалы, жартысынан кем емес жұлдыздар қос болып табылады, яғни бір бірінен басқа жұлдыздарға дейінгі қашықтықтан әлдеқайда аз қашықтықта орналасады. Жұпқа кіретін жұлдыздардың арақашықтығы соншалықты аз болады, олар бір біріне елеулі гравитациялық әсер етеді де, ортақ массалар центрі бойымен айналады. Тығыз қос жүйе жұлдыздарының арақашықтығы олардың радиусымен салыстырмалы болады, бұл жағдайда гравитациялық тартылыс әсерінен заттың бір жұлдыздан екінші жұлдызға ағылуы байқалу мүмкін. Бұл жұлдыздар эволюциясына үлкен әсер етеді және түрлі стационар емес процестерге әкеледі. үш, одан да көп еселі жұлдыздар болады. Жұлдыздар бұлардан әлде-қайда ірі, жүз мыңдаған дейін жұлдызды кіргізетін түзілістерді де құрайды, оларды *жұлдыз шоғырлары* деп атайды.

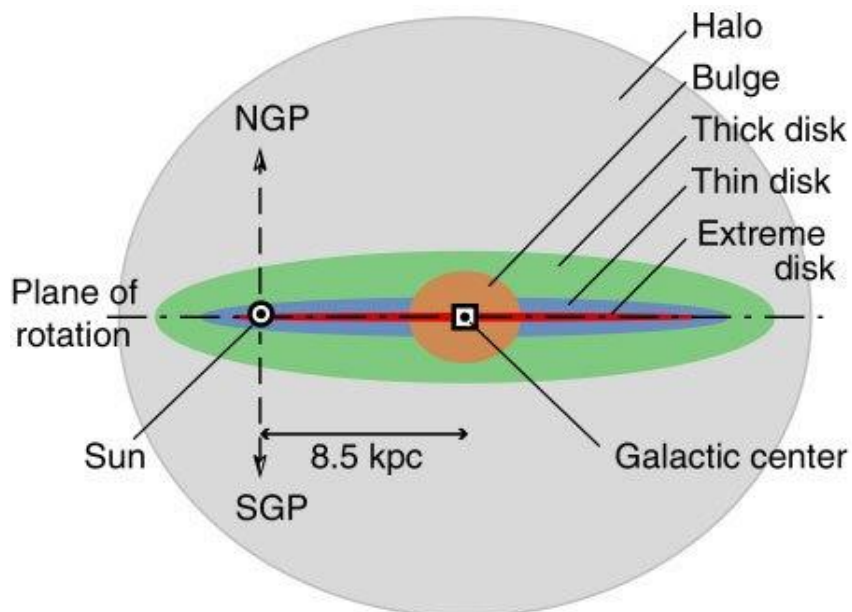
Әлемде жұлдыз шоғырларынан да әлде-қайда ірі, шоғырларды өзіне кіргізетін құрылымдар бар - жұлдыздар *галактикалар* деп аталатын жүздеген миллиардқа дейін жұлдызды кіргізетін алып жүйелерді құрайды.

Галактикалардың пішіндері әр алуан болады. Негізгі сыртқы белгілеріне сүйеніп, оларды бірнеше түрге бөледі. Морфологиялық ерекшеліктері бойынша, галактикалардың 4 түрін айырады.

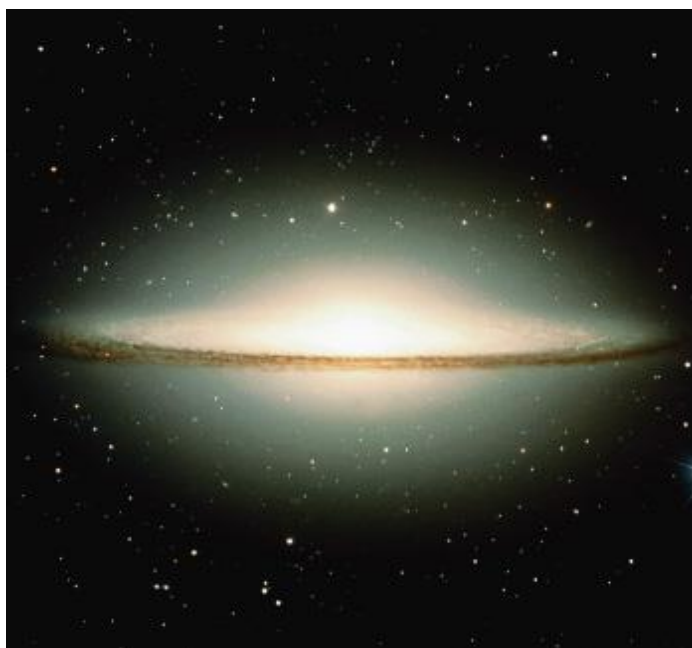
Зерттелген галактикалардың шамамен 25% жұмыр немесе эллипс тәрізді болады, оларды *эллипстік* деп атайды. Бұл галактикалар құрылымы, жұлдыздық құрамы және ішкі қозғалыстар сипаты бойынша ең қарапайым болып табылады. Олардың беттік жарықтылығы центрінен шеттеріне қарай біртіндеп, кенет өзгеріссіз азаяды. Олар құрамындағы ең жарық жұлдыздар – қызыл алыптар, жарқырауы жоғары жұлдыздар (асқын алыптар) олар ішінде жоқ болады. Жұлдыздар бұл галактикалар ішінде кез-келген бағыттарда жоғары ( $\approx 200$  км/с) жылдамдықтармен қозғалады екен. Эллипстік галактикалардың жарқырауы мен массасы кең аралықта өзгереді:  $\sim 10^{38}$ - $10^{45}$  эрг/с және  $10^5$ - $10^{13}$   $M_{\text{Күн}}$  сәйкесінше.

Галактикалардың шамамен жартысы *шиыршықты* (спиральді) болып табылады. Біздің Галактика (Құс жолы) оларға жатады. Мұндай галактикалардың ерекшелігі – оларда екі не одан көп сілемді шиыршықты тармақтар түріндегі құрылым бақыланады. Тармақтар ортасында балдж деп аталатын сфера тәріздес жуандалуы бар, қалыңдығы диаметрінен бірнеше есе аз дискті құрайды. Сөйтіп, галактикаға жоғарыдан қарағанда, шиыршық тәрізді құрылымды, ал бүйірінен қарағанда дискті көреміз. Балдж ішінде галактиканың ядросы орналасады. Дискті радиусы диск радиусына жақын сфера тәрізді (дәлірек айтсақ, эллипс тәрізді) гало қоршайды (6.2-6.3 суреттер). Тармақтарда галактиканың ең жарық ыстық жұлдыздары, жас жұлдыздық шоғырлары және жарқырайтын газ тұмандықтары, ал галода көбінесе ескі, жарқырауы аз жұлдыздар орналасқандықтан, мұндай галактикаға алыстан қарағанда галоны көрмей, тек тармақтарды (не дискті) көреміз. Жұлдыз аралық газ бен шаң да галода жоқ дерлік болады, ол галактиканың өз өсі бойымен айналу себебінен

диск жазықтығына жиналады. Гало жас жұлдыздардың болму себебі де осы, өйткені жұлдыздар газ-тозаңды бұлттардан пайда болады.



6.2 сурет – Шиыршықты галактика құрылысының сызбасы



6.3 сурет – Бүйірінен көрінетін Сомбреро шиыршықты галактикасы. Ортадағы қараңғы жолақ дискідегі газ-тозаңның сәулелену жұтуымен түсіндіріледі

Дискі мен галоны өте сиретілген және созылған тәж қоршайды. Оның өлшемі галоның өлшемінен ондаған есе көп болады. Тәждің толық массасы галактика жұлдыздарының қосынды массасынан бірнеше есе көп болады, бірақ

тәждің үлкен өлшеміне байланысты, оның тығыздығы диск пен галонның тығыздығымен салыстырғанда аз болады. Тәж өзін тартылыс арқылы білдіреді, бірақ жарықты сәулелендірмейді, ода жұлдыздар да, газ-тозанды бұлттар да бақыланбайды. Тәждің мұндай *жасырын массасының* табиғаты әлі де белгісіз. Тәж массасына негізгі үлесін ода орналасқан жарқырауларының төмендігіне байланысты оптикалық әдістермен бақылауға келмейтін массалары аз сансыз көп жұлдыздар қосуы мүмкін. Жасырын масса әлсіз әсерлесетін элементар бөлшектерден, не суперсимметриялы бөлшектерден де тұруы мүмкін. Қараңғы материя кеңістік-уақыттың топологиялық дефектермен түсіндіріледі деген экзотикалық болжаулар да бар.

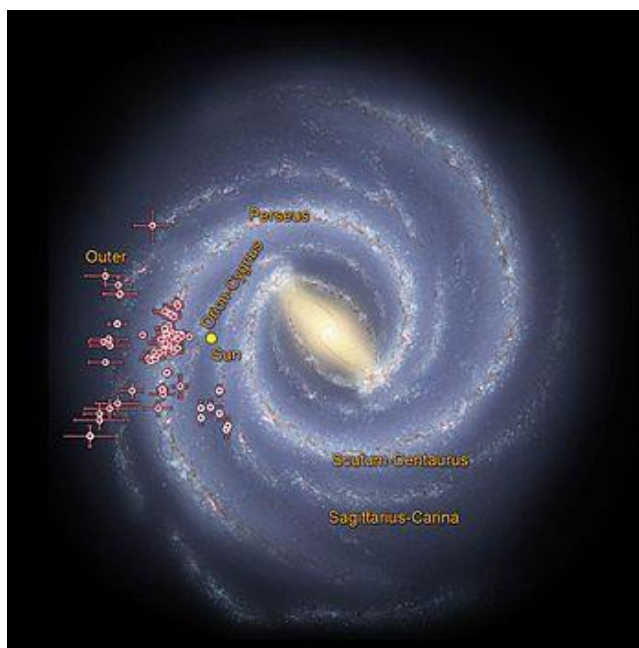
Жалпы, Әлемнің толық массасына жасырын (қараңғы) массаның үлесі зор екенін көрсететін бақылау мәліметтері көп.

Мысалы, шиыршықты галактикалардың айналыс қисығының түрі. Әр шиыршықты галактика өз центрі бойымен айналып тұрады (жалпы айналыста болады). Диск жұлдыздары галактиканың центрін айнала шеңбертәрізді орбиталар бойымен, ал гало жұлдыздары созылған орбиталар бойымен қозғалады. Галактиканың жалпы айналысы дифференциалды сипатта болады – айналудың бұрыштық та, сызықтық та жылдамдығы галактика центріне дейінгі қашықтыққа тәуелді өзгереді. Бұл тәуелділікті галактиканың айналыс қисығы дейді. Оның түрі, әрине, галактикадағы массаның үлестірілуіне байланысты болады, өйткені жұлдыздардың қозғалысын анықтайтын – гравитациялық өріс. Жалпы айтқанда, галактикалық диск айналуының сызықтық жылдамдығы кіші қашықтықтарда тез өсіп, одан соң баяу азая бастайды, не тұрақты дерлік қалады. Жасырын масса болмаса, айналыс қисығы максимумынан кейін тез азаю тиіс еді. Сөйтіп, үлкен қашықтықтағы жұлдыздар күтілетіннен көрі әлдеқайда жоғары жылдамдықпен қозғалады, сол үшін оларды галактика ішінде ұстап қалдыру үшін қосымша масса керек (кинетикалық энергиясы жоғары жұлдыз массасы төмен галактиканың өздік гравитациясын жеңіп, одан шығып кете алады).

Көптеген галактика шоғырларының мүше жылдамдықтары да шоғырдың тұрақтылығын қамсыздандыру үшін қажетті масса көрінетін зат массасынан көп есе жоғары болу керектігін көрсетеді.

Жасырын массаның бар болуын дәлелдейтін басқа да деректер бар. Теориялық бағалаулар бойынша, ол Әлем энергиясының 25% құрайды.

Біздің Галактикаға келетін болсақ (6.4 сурет) , дискінің Күн орналасқан аймағындағы (Күн Галактика дискінде, центрден шамамен  $2R_{\text{диск}}/3$  қашықтықта орналасқан) айналу жылдамдығы 220-250 км/с құрайды. Күн мен оның төңірегіндегі жұлдыздар Галактика центрі бойымен толық бір айналымды шамамен 230 жыл ішінде жасайды. Бұл жұлдыздардың дөңгелектік қозғалыстан ауытқулары 20 км/с –н көп емес жылдамдықтармен сипатталады. Галактика центрінен Күнмен бірдей қашықтықта орналасқан (Күн қасында орналасқан), бірақ галоға кіретін жұлдыздардың ортақ реттелген айналуының жылдамдығы диск жұлдыздарынан көрі шамамен бес есе аз болып табылады.



6.4 сурет - Құс жолының шиыршықты тармақтары (WISE мәліметінде негізделген)



6.5 сурет - Галактикалардың түрлері: жоғарыда –M51 шиыршықты галактикасы (сол жақта) және NGC 1300 жолақты шиыршықты галактикасы (оң жақта); төменде - иррегуляр (дұрыс емес) NGC 1427 галактикасы (сол жақта) және M105 эллипстік галактикасы (оң жақта).

Шиыршықты галактикалардың жарқырауы  $\sim 10^{41}$ - $10^{44}$  эрг/с, ал массалары  $10^8$ - $10^{12}$   $M_{\text{Күн}}$  аралықта өзгереді.

Зерттелген галактикалардың шамамен 20% *линза тәрізді* болып табылады. Олар эллипстік пен шиыршықты галактикалар ортасында аралық орынды алады: олардың пішіні эллипсоид тәрізді болады, ал беттік жарықтылығы центрінен шеттеріне қарай сатылы түрде өзгереді. Мұндай галактикаларда ядроны, «линзаны» және «жиекті» айырады. Линзаның сыртқы бөліктерінде кейде шиыршықты тармақтардың «ұрықтары», маңдайшалар және сыртқы жарық сақина көрінеді.

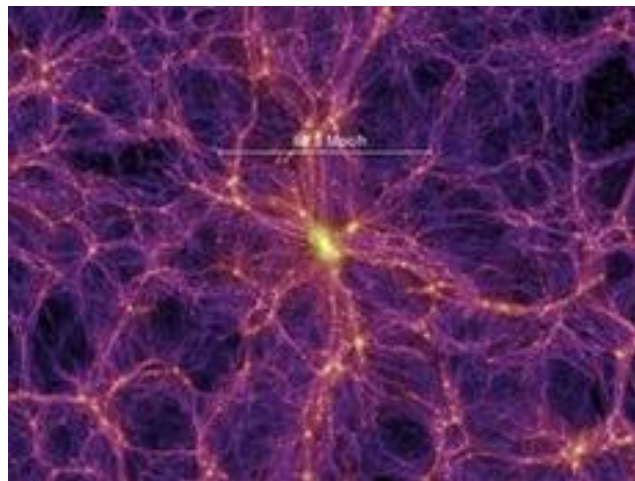
Галактикалардың қалған 5% *дұрыс емес* галактикалар болып табылады. Мұндай галактикалардың дұрыс (симметриялы) пішіні әдетте жоқ болады. Жалпы айтқанда, бұл топқа жоғарыда айтылған топтың үшеуіне де жатпайтын барлық галактикаларды шартты түрде кіргізеді. Мысалы, пекулярлы (яғни ерекше, әр қайсысының пішіні өзгеше, қайталанбас болатын) галактикаларды да, оның ішінде әсерлесетін галактикаларды, әдетте дұрыс емес галактикаларға жатқызады (кейде оларды жеке топқа бөледі). Дұрыс емес галактикалардың жарқырауы  $\leq \sim 10^{43}$  эрг/с, ал массалары  $\leq 10^{10}$   $M_{\text{Күн}}$  болады.

Галактикалар да Әлемдегі ең ірі құрылымдар болып табылмайды екен. Жұлдыздар сияқты, галактикалар да бірнеше мүшеден (галактика топтары) жүздеген және мындаған мүшені (галактика шоғырлары) кіргізетін құрылымдарды түзеді. Мысалы, біздің Галактика Андромеда тұмандығымен және 30 жуық кіші галактикалармен бірге галактикалардың Жергілікті тобын құрайды, оның өлшемі  $\sim 0,8$  Мпк. Ең жақын көршілес галактикалар топтары Жергілікті топтан 2-5 мпк қашықтықта орналасқан. Біздің Галактикадан 10-20 Мпк көп емес қашықтықта ондаған мұндай топ табылған.

Бізге ең жақын галактикалардың ірі шоғырлы Бикеш шоқжұлдызында, бізден 20 Мпк жуық қашықтықта орналасқан. Оған 7 алып эллипстік және 10 алып шиыршықты галактика кіреді. Оған кіретін жарқырауы жоғары және орташа галактикалардың жалпы саны 200 жуық, олардың шамамен үштен бір бөлігі – эллипстік және линзатәрізді, қалғандары – шиыршықтылар (бұл осы шоғырдың ерекшелігі, басқа шоғырларда әдетте эллипстік пен линзатәрізді галактикалар басым болады). Бикештегі шоғыр одан да ірі галактикалар жүйесінің орталық қоюлануы болып табылады екен. Ол галактикалардың Жергілікті тобы мен оның көршілерін де кіргізеді және Жергілікті асқын шоғыр деп аталады. Одағы галактикалардың жалпы саны 20000 жуық (ергежейлілерді еске алмағанда), диаметрі 60 Мпк жуық. Галактикалардың ондаған ірі шоғырлардан құрылған басқа да ондаған асқын шоғыр табылды, бірақ олармен қатар жеке де, деңгейі жоғары ұжымдарға кірмейтін галактикалар шоғырлары болады.

Асқын шоғырдағы галактикалар біртексіз орналасқан екен: олар іштерінде галактикалар өте аз болатын ұяшықтар шекаралары бойымен жиналғандықтай болады (яғни созылыңқы асқын шоғырлар бір бірімен қиылысып, ұяшықтар қабырғаларын тізетіндей болады). Сөйтіп, қазіргі заманғы түсініктер бойынша, Әлемге ұяшықты, кеуекті құрылым тән (6.6 сурет). Ал ұяшықтардан ірі

құрылымдар Әлемде жоқ сияқты. Ұяшықтар өлшемінен (~ 100 Мпк) көп масштабтарда қарастырылатын Әлем құрылымсыз болып табылады. Сонымен, үлкен емес масштабтарда, мысалы Күн жүйе, немесе галактикалар масштабтарында, өте бірқалыпсыз үлестірілген, бірақ асқын шоғырлар өлшемдерінен көп масштабтарда зат бірқалыпты үлестірілген деп айтуға болады. Сөйтіп, Әлемнің ірімасштабты құрылымында ерекше орындар мен бағыттар жоқ болады, яғни ірі масштабтарда Әлем біртекті және изотропты болып табылады. Әлем құрылымының моделі ретінде кеуешек кесегін алуға болады: аз көлемінде ол өте біртекті, ал тұтастай алғанда, ол біртекті және изотропты болып табылады.



6.6 сурет – Әлемнің ұяшықты құрылымы (Millennium simulation бойынша)

### 6.3 Галактикалардың белсенді ядролары

Түрлерге бөлудің белгісі ретінде шығарылатын сәулелену алынса, галактикалар қалыптыларға және радиогалактикаларға бөлінеді. Жалпы айтқанда, галактикалардың көбісі тек оптикалық сәулеленуді емес, оған қоса радиосәулеленуді де шығарады. Бірақ қалыпты галактикалардың радиоаралықтағы қуаты оптикалық аралықтағы қуатынан әлде-қайда аз болады, ал радиогалактикалардың радиожарқырауы оптикалық жарқырауымен салыстырмалы, не одан едәуір көп болады. Мысалы Аққу шоқжұлдыздағы Аққу А қос радиогалактика оптикалық аралықта әлсіз көз түрінде көрінеді, ал радиоаралықта ол өте қуатты, жарық көз ретінде бақыланады.

Жалпы, радиогалактикаларға радиоаралықтағы қуаты  $10^{40}$  эрг/с кем емес галактикаларды айтады. Кейде бұл қуат  $10^{45}$  эрг/с дейін жетеді. Мұндай галактикалардың радиосәулеленуі жылулық емес, синхротронды болып табылады. Яғни ол магнит өрістерінде жоғары жылдамдықтармен қозғалып жатқан зарядталған бөлшектермен (ҒС-пен) шығарылады.

Галактикалардың тағы бір түрі – сейферттік галактикалар. Олар центрінде бұрыштық өлшемі өте аз, ал жарықтылығы жоғары жылулық емес айнымалы сәулеленуді шығаратын көз бақыланады. Атап айтсақ, сәулелену қуаты  $10^{44}$  эрг/с

дейін жетеді, бұл Күс жолының жарқырауына жуық, бірақ сейферттік галактикаларда бұл энергия өлшемі Күннен ең жақын жұлдызға дейінгі қашықтықтан аз (~1 пк) аймақтан шығарылады! Осы сәулелену спектрінде қалыпты газдардың кең эмиссиялық сызықтар бақыланатындығы галактика ядросындағы газдың өте жоғары жылдамдықпен қозғалыстар болатынын көрсетеді (сызықтар Доплер эффектісіне байланысты кеңейеді).

Радио- және сейферттік галактикалар ядролары белсенді галактикаларға жатады, олар қалыпты галактикалар санының бірнеше пайызын алады. Олар ядроларының белсенділігі өте қарқынды жылулық емес радиосәулеленудің шығарылуы, қуаты  $10^{57}$  эрг/с жететін жарылыстар болуы, массалары миллиондаған күн массасын құрайтын газ бұлттарының лақтырып шығарылуы, морфологиялық ерекшеліктерінің бақылануы, қарқынды магнит өрісінің бар болуын білдіретін спектрдегі ерекшеліктері, шығарылатын сәулеленудің өзгермелілігі арқылы білінеді. Ядролар қалыпты галактикалардың да ең белсенді және құпиялы бөлігі болып табылады. Ядролардың белсенділігін түсіндіретін 3 болжау болды.

1) Ядролар ішінде жас, тез дамитын жұлдыздардың тығыз шоғырлануы орналасады.

2) Ядроларда асқын жұлдыз, яғни қалыпты жұлдызға ұқсас, бірақ массасы өте жоғары жұлдыз орналасады.

3) Ядроларда аса ауыр қара құрдым орналасады. Онда жоғарыда айтылған құбылыстар қара құрдымның жұлдыздарды жұтуымен, заттың оған аккрециясымен себептелген болады. Соңғы уақытта бұл болжауды растайтын көптеген деректер табылғанына байланысты, әр галактиканың центрінде массасы аса жоғары, миллиардтаған Күн массасына дейін жететін қара құрдымдар орналасатыны дәлелденді деп есептеледі.

1963 жылы квазарлар деп аталған өлшемдері аз, ал шығарылатын энергия төтенше жоғары объекттер ашылды. Олардың өлшемдері біздің Галактикадан шамамен  $10^4$ - $10^5$  есе аз, ал жарқырауы шамамен  $10^4$  есе көп. Жарқырауы аса жоғары болғандықтан, квазарлар бақылана алатын ең алыс объектілер болып табылады: оларға дейінгі қашықтық - 1-10 млрд жарық жыл, яғни біз квазарларды жас кездерінде, 10 млрд жыл бұрын болған күйінде көреміз. Мұндай аса қарқынды сәулеленуді тудырып, ұзақ уақыт ішінде ұстап тұру үшін қажетті энергияны қандай құбылыс қамсыздыра алатыны әзірше толығымен белгісіз. Квазарлар эволюциясының аса белсенді кезеңіндегі галактикалардың ядролары болуына көрсететін деректер бар.

#### **6.4 Хаббл заңы. Әлем кеңеюі. Әлем кеңеюінің үдеуі. Қараңғы энергия**

1929 жылы американ астроном Хаббл алыс галактикалар спектрлерінде сызықтар Жерде бақыланатын бұл сызықтармен салыстығанда спектрдің қызыл шетіне ығысқан екенін анықтады, және де негүрлым галактика бізден алыс орналасса, соғұрлым бұл ығысу көп болып шықты.



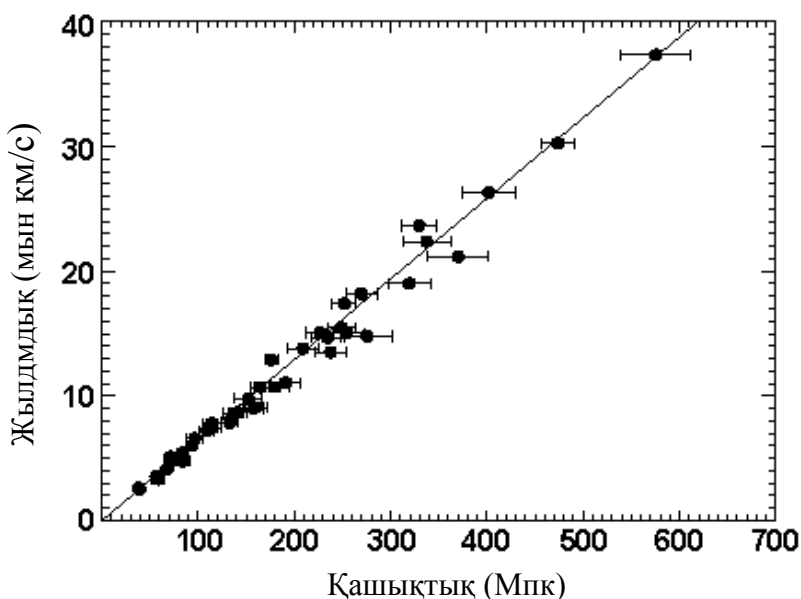
Бұл эффекті қабылдағыштан алшақтап тұрған көзбен шығарылатын сәулеленудің толқын ұзындығы ұлғаятынында тұратын Допплер эффектісімен түсіндіріп, галактикалар бізден алшақтап тұрады, және бұл алшақтау жылдамдығы галактикаға қашықтық өскен сайын артады деген қорытынды жасқынды:

$$v=Hr,$$

мұндағы  $r$  – қарастырылып отырған галактикаға дейінгі бізден қашықтығы,  $v$  – сол галактиканың бізден алшақтау жылдамдығы,  $H$  – Хаббл тұрақтысы.

1998 жылы алыс галактикалардағы Ia түріндегі асқынжаңа жұлдыздардың жарылыстарын зерттеумен (бұл жұлдыздарды бақылау арқылы алыс галактикаларға дейін қашықтықты анықтаумен) айналысатын Supernova Cosmology Project мен High-z Supernova Search ғалымдар топтары алыс галактикалар Хаббл заңы көрсететіннен көрі баяу алшақтайтынын тапты. «Неғұрлым алыс – соғұрлым бұрын» принципіне сәйкес бұл дерек бұрында Әлемнің кеңеюі қазіргіден көрі баяу болғанын, демек Әлем үдеумен кеңейіп тұрғанын көрсетеді. 2001 жылы бұл қорытынды Хаббл ғарыштық телескоп көмегімен ең алыс Ia түріндегі асқынжаңаны табу арқылы расталды.

Бұл дерек космологиялық тұрақты ( $\Lambda$ -мүше) нөлге тең емес және одан жоғары болып табылатының көрсетеді. Былайша айтсақ, антигравитация рөлін атқаратын қараңғы деген ат берілген энергия болу керек, және де ол Әлемдегі энергияның жалпы мөлшерінің 70% алу керек. Қазіргі теориялық физикада  $\Lambda$ -мүшенің нөлге тең болмағаны бастықтың – физикалық вакуумның қасиеттерімен байланысты болуы мүмкін екені, яғни қараңғы энергия вакуумның оң таңбалы энергиясы болып табыла алатыны көрсетіледі.



6.7 сурет - Галактикалардың алшақтау жылдамдығының оларға дейінгі қашықтыққа тәуелділігі



## 6.5 ҒС көздеріне қойылатын талаптар. Асқынжаңа жұлдыздар ҒС-н болуы мүмкін көздері ретінде

Ғарыштық сәулеленудің мүмкін көздерін іздеген кезде оның барлық жоғарыда қарастырылған сипаттамаларын еске алу керек. Мысалы, егер ғарыштық сәулелердің энергиялық спектрі дәрежелік екені белгілі болса, ғарыштық сәулелену энергия тығыздығы белгілі болса, онда ғарыштық сәулелену көзі болу мүмкін объект дәл осындай спектрді, дәл осындай энергияны жабдықтауға тиісті. Бірақ мынаны еске алу керек:

1) көздерден тіркеуіш құралға жүрген кезде ҒС қоршаған ортамен әрекеттеседі де, сипаттамалары елеулі түрде өзгереді;

2) ҒС өтетін ортаның қасиеттері, әрине, тұрақты болып қалмайды, мұның нәтижесінде ҒС-ң вариациялары, яғни ҒС-ң уақыттағы, не кеңістіктегі өзгерістері пайда болады. Ғарыштық сәуле көздерін табу үшін өлшеніп алынған мәліметтерге сүйеніп, ҒС-ң көздер маңындағы сипаттамаларын табу керек, яғни ҒС көздерден тіркеу тұрағына дейін қозғалысын қарастыру керек.

Жоғарыда ҒС - ң негізгі сипаттамалары қарастырылды. Оларды жалпылап, естерімізге түсірейік:

1)  $10^{14}$ - $10^{15}$  эВ энергияға дейінгі ҒС – ң жоғары дәрежелі изотропиясы және осы энергиялардан басталатын ҒС анизотропиясының бірте-бірте өсуі

2) ҒС – ң химиялық құрамы (~90% - протондар, ~8-9% - гелий, ~1% - қалған ядролар және <1% - электрондық-позитрондық құраушы)

3) ҒС тарихы, яғни соңғы млрд жыл ішіндегі ҒС қарқындылығының уақыттағы тұрақтылығы (немесе көп емес өзгеруі)

4) ҒС энегиялық спектрінің дәрежелік түрі

5) ҒС – ң толық энергиясы. ҒС көздерінің қуаты ҒС – ң толық энергиясын үшін жеткілікті болу тиіс.

Ғарыштық сәулеленудің мүмкін көздерін іздеген кезде барлық бұл сипаттамаларды еске алу керек, яғни ғарыштық сәулелену көзі болу мүмкін объект ҒС-ң тап осындай сипаттамаларын қамсыздандыру тиіс.

ҒС энергиясының тығыздығы  $\omega_c \sim 10^{-12} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$ . ҒС – ң толық энергиясы ҒС шыққан тегінің негізгі моделдеріне байланысты ҒС қорлану (жиналу) аймағының көлеміне байланысты. Мысалы, галактикалық моделдер бойынша ҒС Галактикада шоғырланады, және де Галактика шегінде ҒС тығыздығы тұрақты болады. Бұл моделдердің екі түрі бар: галолық және дискалық. Галолық моделде ҒС – ң толық энергиясы  $W_c = \omega_c V_G \sim 10^{56} \text{эрг}$ . Дискалық моделі бойынша  $W_c = \omega_c V_d \sim 10^{54} \text{эрг}$

Жеткілікті ұзық уақыт жасаса, әлсіз көздер де кеңістікті ҒС – пен толтыра алады. Сондықтан ҒС – ң өмір сүру уақытын бағалайық. Бөлшектердің жоқ болуы не олардың жұтылуымен (энергия азаюымен), не Галактикадан шығып кетуімен байланысты болады. ҒС – ң өмір сүру уақытының жоғары шекарасы  $T_c = \frac{l}{\rho c} \sim 3 \cdot 10^8$  жыл, мұнда  $l \approx 15 \frac{\text{э}}{\text{см}^2}$  - ҒС – ң химиялық құрамынан

анықталатын бөлшектер өтетін жолы,  $\rho \sim 1.5 \cdot 10^{-26} \text{ г/см}^3$  ҒС бөлшектері таралатын ортаның орташа тығыздығы, ҒС энергиясы жоғары болғандықтан, бөлшектер жарық  $c$  жылдамдығына жақын жылдамдықпен қозғалады деп қабылдаймыз.

Ауыр ядролар үшін олардың ядролық әсерлесуге байланысты жоқ болу мүмкіндігін есте ұстау қажет.

Дискалық модель бойынша ҒС – ң өмір сүру уақыты әлде қайда аз болуы мүмкін, өйткені дисктің көлденен бағытымен бөлшектер қорлану аймағынан салыстырмалы тез шығып кете алады, оған қоса, өйткені дисктегі зат тығыздығы галодағыдан көрі шамамен жүз есе жоғары. Сондықтан  $T_d \sim 3 \cdot 10^6$  жыл деп бағалауға болады.

Енді ҒС көздерінің керекті қуатын анықтауға болады:

$$P \geq \frac{W_c}{T_c^{\max}} \sim 10^{40} \text{ эрг/с} .$$

Галактикадағы Күн тәрізді жұлдыздармен ҒС-ті шығаруға жұмсалатын толық қуат  $P \sim 10^{23} \text{ эрг/с} \cdot 10^{11} \text{ жұлдыз} \approx 10^{34} \text{ эрг/с}$ , яғни олар талапқа сай келмейді.

Бағалаулар көрсеткендей, ҒС-ң негізгі көзі болып асқынжаңалар табыла алады екен. Бақылаулар көрсеткендей, біздің Галактиканың әртүрлі асқын жаңалардағы ҒС-ң қосынды энергиясының  $W_{аж}$  мөлшері  $10^{49}$  эВ жуық. Біздің галактикадағы асқынжаңалар 100 жылда 1-2 рет жарылады. Бұдан барлық асқынжаңалар ҒС-ті тудыруға жұмсайтын орташа қуатын табуға болады:

$$P_{аж} = W_{аж} / T_{аж} \sim 10^{40} \text{ эрг/с} .$$

Сөйтіп, Галактикадағы барлық асқынжаңалардың қосымша қуаты ҒС қарқындылығын тұрақты деңгейде сақтау үшін жарамды болып табылатынын көріп отырмыз.

Оған қоса, 6.1 бабында айтқандай, асқынжаңалардың жарылыстары барысында магнит өрісі орасан жоғары дәрежеде өседі, соққы толқындар пайда болады, сондықтан ғарыштың бұл аймағында 4 тарауда қарастырылған ҒС үдеуінің механизмдері тиімді жұмыс істеп, бөлшектер  $\sim 10^{15}$  эВ дейін үделе алатынын көрсетуге болады. Бұны растайтын бақылау мәліметтері де бар. Мысалы, асқынжаңалар қабықшаларындағы электрондар шығаратын синхротронды сәулеленуді зерттеу нәтижелері.

Соңғы уақытта ашылған гипержаңалар бөлшектерді бұдан да көп энергияға дейін ( $\sim 10^{17}$  эВ дейін) үдете алатын сияқты. Ал шекті жоғары энергиялы бөлшектердің мүмкін болуы көздері келесі бапта қарастырылады.

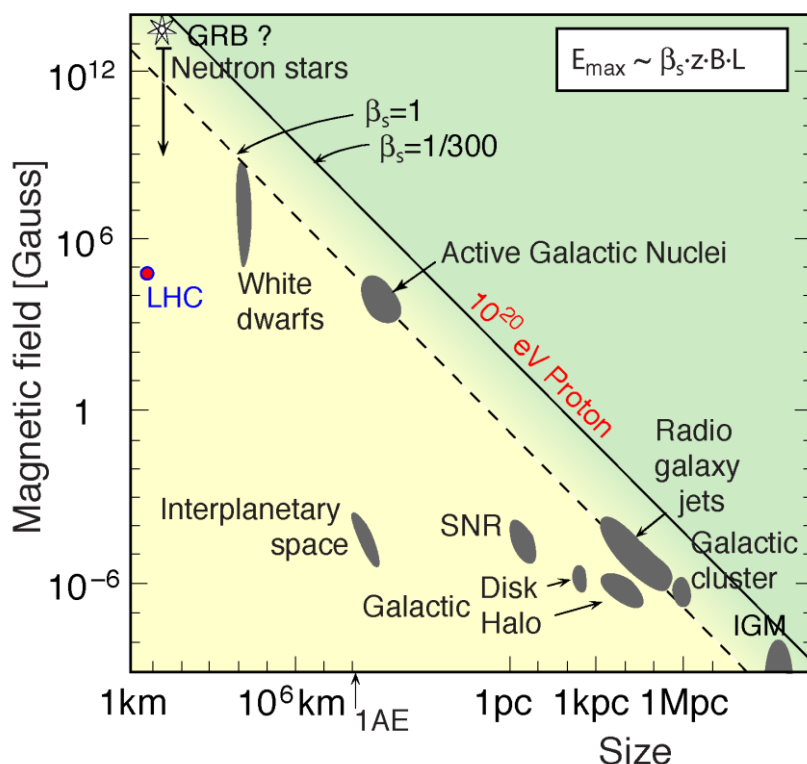
## **6.6 Хиллас диаграммасы. Галактикалардың белсенді ядролары шекті жоғары ҒС-ң мүмкін болатын көздері ретінде**

Жалпы, ҒС-ң шыққан тегінің үлгілерін (моделдерін) екі топқа бөлуге

болады: 1) галактикалық моделдер; 2) метагалактикалық моделдер.

Галактикалық моделдер энергиясы  $10^7$  ГэВ-тен көп бөлшектерден басқа FC біздің Галактикада пайда болып, оның шегінде галактикалық магнит өрістерімен ұсталынып қалады. Басқа да галактикаларда өздерінің FC бар, ал галактика аралық кеңістікте FC тығыздығы өте аз. Галактикадағы FC-ң ең ықтимал көзі – асқынжаңалардың жарылыстары.

Метагалактикалық үлгілер бойынша FC не барлық Метагалактиканы (эмбебап моделдер), не Метагалактиканың кейбір аймағын, мысалы галактикалардың Жергілікті тобын (жергілікті моделдер) толтырады.



6.8 сурет - Әртүрлі астрофизикалық объектілердің бөлшектерді үдету қабілетін көрсететін Хиллас диаграммасы

Соңғы бақылау мәліметтері (әсіресе Пьер Оже обсерваториясында тіркеліп жатқан кең атмосфералық нәсерлерді тудырған бөлшектердің келу бағыттарының галактикалардың белсенді ядроларына бағыттармен байланысы жөніндегі мәлімет) көрсеткендей, энергиясы шекті жоғары FC-ң ең ықтимал болатын көзі – осы галактикалардың белсенді ядролары. Бұны әртүрлі астрофизикалық объектілер бөлшектерді қай энергияға дейін үдете алатынын бағалауға мүмкіндік беретін 6.8 суретте келтірілген Хиллас диаграммасы да көрсетеді. Диаграммада тұтас сызық соққы толқын жылдамдығы жарық жылдамдығынан 300 есе аз болған жағдайда, ал үзік сызық – бұл екі жылдамдық шамалас болған жағдайда протондарды  $10^{20}$  эВ энергияға дейін үдете алатын объектілердің өлшемдері мен гаусс түріндегі магнит өрісінің бағалауы көрсетеді. Қараңғы дақтармен әртүрлі астрофизикалық объектілердің

бақыланатын өлшемдері мен магнит өрістері белгіленген. Салыстыру үшін Жердегі ең ірі LHC (Үлкен адрондық коллайдер) жасанды үдеткіші көрсетілген.

Эволюциялық метагалактикалық моделдері туралы да айта кетсек жөн. Олар бойынша ҒС Әлем дамуының ерте, өте қуатты бейстационар процестер жүріп жатқан кезеңдерінде, пайда болып, бүгінге таңға дейін сақталды. Бірақ, қазірге Әлемде реликті бөлшектер ҒС-ң айтарлықтай бөлігін құрай алмайтынын көрсететін дәлелдер бар.

### **Бақылау сұрақтары**

- 22 Галактиканың қандай түрлері болады?
- 23 Галактика ядроларының белгілері қандай?
- 24 ҒС көздеріне қандай талаптар қойылады?
- 25 ҒС көздеріне энергиялық талаптар қойылады?
- 26 ҒС – ң өмір сүру уақытын қалай бағалауға болады?
- 27 ҒС пайда болуының қандай негізгі моделдері болады?
- 28 Хиллас диаграммасы дегеніміз не?
- 29 Асқынжаңа жұлдыздар ҒС-ң көзі бола алатынын қалай көрсетуге болады?

## ҰСЫНЫЛАТЫН ӘДЕБИЕТ ТІЗІМІ

### Негізгі әдебиет

- 1 Мурзин В.С. Астрофизика космических луче. – М.: Университетская книга, Логос, 2007.
- 2 Панасюк М.И. Странники Вселенной или эхо Большого взрыва. - Фрязино: Век-2, 2006.
- 3 Альвен Г., Фельтхаммар К.Г. Космическая электродинамика. - М.: Мир, 1967.
- 4 Жаңабаев З.Ж., Наурызбаева А.Ж., Ізтілеуов Н.Т. Жалпы астрономия курсы. - Алматы: ҚазҰУ, 2010

### Қосымша әдебиет

- 1 Иванов В.В. Астрофизика звезд – С.-П.: СПбГУ, 2006.
- 2 Кононович Э.В., Мороз В.И. Общий курс астрономии - М.: УРСС, 2015..
- 3 Perkins D. Particle Astrophysics. - Oxford University Press, 2003. ISBN 0 19 850951 0
- 4 Засов А., Постнов К. Общая астрофизика. - М.: Век 2, 2011. ISBN ISBN 978 5 85099 188 3
- 5 Proceedings of International cosmic rays conferences ICRC, 2005 -2015