

Cosimo Bambi, Alexandre D. Dolgov.

Introduction to Particle Cosmology.

The Standard Model of Cosmology and its Open Problems.

Козимо Бэмби, Александр Д. Долгов.

Элементар бөлекшелер космологиясына кирисиў.

Космологияның стандарт модели ҳәм оның ашылмаған машқалалары.

Springer.

### **3-бап**

#### **Элементар бөлекшелер физикасының стандарт модели**

Элементар бөлекшелердин стандарт модели ҳәзирги ўақытлары тәбияттағы белгили болған барлық элементар бөлекшелерди ҳәм тәбияттың гравитациядан басқа барлық фундаменталлық күшлерин, атап айтқанда электромагнит тәсирлесийди, күшли ядролық тәсирлесийди ҳәм әззи ядролық тәсирлесийди тәрийиплеў ушын ең жақсы тийкар болып табылады. Материя спини  $\frac{1}{2}$  ге тең болған фермионлар менен тәрийипленеди. Олар еки классқа бөлинеди: лептонлар ҳәм кварклар. Күшлер калибровкалық теориялардың жәрдемінде тәрийипленеди ҳәм спини 1 ге тең бөлекшелер болған калибровкалық бозонлар тәрәпинен жеткерилип бериледи. Элементар бөлекшелер физикасының стандарт модели спини 0 не тең болған бөлекшени де өзиниң ишине алады. Ол Хиггс бозоны болып табылады ҳәм басқа фундаменталлық бөлекшелерге (зарядланған лептонларға, кваркларға, әззи калибровкалық бозонларға) масса береді. Бөлекшелер өзлериниң квант санлары менен тәрийипленеди. Бул квант санлары белгили болған симметриялардағы теорияның инвариантлығы менен байланысly. 3.1-сүўrette элементар бөлекшелер физикасының Стандарт моделиндеги фундаменталлық бөлекшелер ҳәм олардың тийкарғы қәсийетлери берилген (Стандарт моделден Суперсимметрияны өзиниң ишине алатуғын, соның менен бирге Уллы биригиў моделин де алатуғын MSM модели менен минималлық кеңейтилген моделдин айырмасын аңғарыў керек) [K.A. Olive et al., Particle data group collaboration. Chin. Phys. C 38, 090001 (2014)]. Көп болмаған болжаўлардан келип шыққан ҳалда биз улыўмалырақ лагранжианды жаза аламыз ҳәм бундай жағдайда моделдин 19 еркин параметрлерден (фермионлардың 9 массасынан, кварклардың араласыўының 3 мүйешинен, кварклар ушын CP симметрияны бузатуғын 1 фазадан, 3 калибровкалық байланыстан, Хиггстың 1 вакуумлық күтиўинен, әззи тәсирлесийдин 1 араласыў мүйешинен ҳәм күшли тәсирлесийдин CP симметриясын бузатуғын 1 параметрден) ғәрезли болатуғынлығын көремиз. Олардың сан мәнислериниң экспериментлерде анықланыўы керек.

Бөлекшелер арасындағы өз-ара тәсирлесий калибровкалық бозонлар деп аталатуғын бозонлар алмасыў жолы менен жүзеге келеди. Электромагнит тәсирлесийде бөлекшелердин арасында фотонлар алмасыў жүреди. Сәйкес теорияны квантлық электродинамика (ямаса, қысқаша КЭД) деп атайды. Күшли тәсирлесийде сегиз түрли глюонлар алмасыў процесси орын алады. Олар кварклардың рең деп аталатуғын күшли заряды менен тәсирлеседи. Сонлықтан бул теория квантлық хромодинамика деген атамаға ийе болды. Әззи тәсирлесийде аўыр

аралықлық бозонлар алмасыў жүзеге келеди. Олардың екеўи электрлик зарядына ийе ( $W^{\pm}$ ) ҳәм биреўи электр зарядына ийе емес ( $Z^0$ ).

Модель көп санлы бақлаўлардың нәтийжелерин жүдә үлкен табыс пенен түсиндиреди ҳәм оның болжаўлары коллайдерде өткерилген экспериментлерде алынған мағлыўматлар менен жақсы сәйкес келеди. Базы бир жағдайларда теориялық есаплаўларға жүдә жақсы сәйкес келетуғын жүдә дәл өлшеўлерди жүргизиўдиң сәти түседи. Мысалы, электронның аномаллық магнитлик диполлик моменти  $10^{-8}$  дәлликте тексерилип көрилди. Бирақ, сонда да, жаңа физиканы талап ететуғын теориялық машқалалар да, бақлаў мағлыўматлары да бар. Теориялық көз-қараслардан Хиггс бөлекшесиниң массасын көп санлы квантлық дүзетиўлерге қарата ортықлы етиў мәселеси жаңа физиканың электрәззи энергиялардың шкаласынан алыста емес екенлигин көрсетеди. Бул мәселениң мүмкин болған шешими сыпатында суперсимметриялық MSM шешими болып табылыўы мүмкин. Бул шешимде Стандарт моделдиң ҳәр бир бөлекшеси өзиниң суперсимметриялық серигине ийе болыўы керек. Элементар бөлекшелер физикасының Стандарт модели бойынша нейтриноның массасының болмаўы керек. Хәзирги күнлери нейтринолардың массаларының бар екенлигин ҳәм нейтриноларға масса бериўдиң бир неше усылларының бар екенлигин билемиз. Космология да жаңа физиканың дөретилиўин талап етеди. Себеби элементар бөлекшелер физикасының Стандарт модель қараңғы материяның бөлекшеси сыпатында талабанға ийе емес, ол бизди қоршаған материя менен антиматерияның арасындағы бар болған асимметрияның себебин түсиндире алмайды, бул моделдиң шеклеринде космослық инфляцияның ең басланғыш дәўирин тәрийиплеўдиң мүмкиншилиги жоқ.

Стандарт модель ҳаққындағы толығырақ информацияны усы предмет бойынша оқыўлықлардан табыўға болады (қараңыз, мысалы [D. Griffiths, Introduction to elementary particles, 2nd edn. (Wiley-VCH, Weinheim, 2008)]).

FERMIONS				BOSONS	
GENERATIONS				GAUGE BOSONS	
LEPTONS	I	II	III		
	ELECTRON NEUTRINO $\nu_e$ $q = 0$ $m < 2 \text{ eV}$	MUON NEUTRINO $\nu_\mu$ $q = 0$ $m < 2 \text{ eV}$	TAUON NEUTRINO $\nu_\tau$ $q = 0$ $m < 2 \text{ eV}$	PHOTON $\gamma$ $q = 0$ $m = 0$	
	ELECTRON $e$ $q = -1$ $m = 511 \text{ keV}$	MUON $\mu$ $q = -1$ $m = 106 \text{ MeV}$	TAUON $\tau$ $q = -1$ $m = 1.8 \text{ GeV}$	GLUON $g$ $q = 0$ $m = 0$	
	UP $u$ $q = 2/3$ $m = 2.3 \text{ MeV}$	CHARM $c$ $q = 2/3$ $m = 1.3 \text{ GeV}$	TOP $t$ $q = 2/3$ $m = 173 \text{ GeV}$	Z-BOSON $Z$ $q = 0$ $m = 91 \text{ GeV}$	
	DOWN $d$ $q = -1/3$ $m = 4.8 \text{ MeV}$	STRANGE $s$ $q = -1/3$ $m = 95 \text{ MeV}$	BOTTOM $b$ $q = -1/3$ $m = 4.2 \text{ GeV}$	W-BOSON $W$ $q = \pm 1$ $m = 80 \text{ GeV}$	
QUARKS				SCALARS	
				HIGGS BOSON $H$ $q = 0$ $m = 126 \text{ GeV}$	

3.1-сүрөт. Элементар бөлөкшелер физикасының Стандарт моделинің құрылыс блоктары. Материя фермионлар, ал күштер бозонлар менен тәрийипленеди. Ҳәр бир бөлөкше ушын атамасы, символы, электр заряды  $q$  хәм массасы  $m$  келтирилген.

**3.1 Фермионлар.** Фермионлар спини  $\frac{1}{2}$  ге тең бөлөкшелер болып табылады. Сонлықтан, олар Ферми-Дирак статистикасына бағынады. Олар еки группаға бириктирилген: лептонлар хәм кварклар. Лептонлар күшли ядролық тәсирлесийге қатнаспайды. Кварклар тәбияттың барлық фундаменталлық тәсирлесийлерине қатнасады. Лептонлар и кварклар материяның тийкарғы құрылыс блоктары болып табылады. Күшли ядролық күшлердің қасийетлериниң өзгешеликлерине байланыслы бизиң әтирапымызда еркин кварклар жоқ. Еркин кварклар ертедеги Әлемдеги температура квантлық хромодинмиканың фазалық өтиүйиниң температурасы болған  $T_{KXD} \sim 200 \text{ МэВ}$  шамасынан жоқары болған температурада орын алған ең биринши плазманың құрамында болған болыўы итимал. Бүгинги күнде биз байланысқан ҳалды бақлаймыз: үш кварктан туратуғын барионларды хәм кварк пенен антикварктың байланысқан ҳалынан туратуғын мезонларды.

Барионлар менен мезонлар адронлар деп аталады. Бул термин лептонлардан өзгешелигі күшлі тәсірлесіуіге қатнасуыын бөлекшелерді белгілеу үшін ойлап табылған. Протонлар менен нейтронлар ең жеңіл кварклардан тұратуыын барионлар, ал электронлар болса заряды нолге тең болмаған ең жеңіл лептон болып табылады.

Лептонлардың үш әулады менен кварклардың үш әулады бир. Оларды биринши, екінши хәм үшінши әуладлар деп атайды. Хәр бир әуладта қасиетлери жүдә ұқсас, бирақ электр зарядлары хәр қыйлы болған еки бөлекше болады. Биринши әуладтың ағзалары жеңіл бөлекшелер, екінши әуладтың бөлекшелери салмақлырақ, ал үшінши әуладтың бөлекшелери ең салмақлы бөлекшелер болып табылады. Бирақ ұсындай жағдайдың нейтринолар үшін орынланатуыынлығын ямаса орынланбайтуыынлығын билмеймиз. Биз әуладлардың санының неликтен тек үшеуі екенлигин, ал төрт ямаса оннан да көп емес екенлигин билмеймиз. Бирақ, салыстырмалы жеңіл болған жаңа нейтрино бар самақлы әуладлардың санының үштен артық болмайтуыынлығын болжайтуыын аргументлер бар. Бул жағдайды ең биринши пайда болған жеңіл элементлердің муғдарын үйрениуден келип шығады (8.7-бөлімге қараңыз). Екінши аргумент коллаидерлерде өткерилген экспериментлердегі Z-бозонның ыдырауын үйрениуіге тийкарланған. Z-бозон фермионға хәм сәйкес антибөлекшеге ыдырайды. Егер ыдыраудың өними лептон-антилептон ямаса кварк-антикварк зарядланған жұбы болса, онда олар детекторда көринген болар еди. Егер ыдыраудың нәтижесінде нейтрино-антинейтрино пайда болатуыын болса, онда олар детекторда көринбейди. Бирақ, "көринбейтуыын" (яғнай детектор көрмейтуыын бөлекшелерге) бөлекшелерге ыдыраудың тезлигин өлшеуіге болады. Көринбейтуыын бөлекшелерге ыдыраудың өлшенген тезлиги жеңіл үш нейтрино (ал төрт, бес ямаса оннан артық болмаған) үшін өткерилген теориялық болжауларға сәйкес келеди. Егер төртинши әулад бар болғанда, онда сәйкес нейтриноның жеткилики дәрежеде салмақлы болуы керек (ыдыраудың кинематикалық жақтан қадаған етилген болуы үшін  $2m_\nu > M_Z$  теңсизлигиниң орынланыуы керек).

### 3.1.1. Лептонлар

Лептонлар әззи ядролық тәсірлесіуіге, егер олар ноллик болмаған электр зарядына иіе болса, онда электромагнитлик тәсірлесіуіге қатнасады. Әуладлардың хәр бирінде зарядланған лептон хәм электрлик жақтан нейтраль болған нейтрино бар. Электр зарядына иіе үш лептон болған электронның ( $e^-$ ), мюонның ( $\mu^-$ ) хәм тауонның ( $\tau^-$ ) антибөлекшелери болған бөлекшелери, атап айтқанда позитрон ( $e^+$ ), антимюон ( $\mu^+$ ) хәм антитауон ( $\tau^+$ ) бар. Бул бөлекшелердің барлығының спинлери  $\frac{1}{2}$  ге тең болғанлықтан, еркинлик дәрежелериниң саны 12 ге тең болады. Элементар бөлекшелер физикасының MSM де нейтрино массаға иіе болмайды хәм тек әззи ядролық тәсірлесіуіге қатнасады. Бундай тәсірлесіуі тек шеп бөлекшелерге хәм оң антибөлекшелерге тәсір ететуыын болғанлықтан, биз массаға иіе болмаған үш шеп нейтриноға (электронлық нейтрино  $\nu_e$ , мюонлық нейтрино  $\nu_\mu$  хәм тауонлық нейтрино  $\nu_\tau$ ) хәм массаға иіе болмаған үш оң антинейтриноға (электронлық антинейтрино  $\bar{\nu}_e$ , мюонлық антинейтрино  $\bar{\nu}_\mu$  хәм тауонлық антинейтрино  $\bar{\nu}_\tau$ ) иіе

боламыз<sup>1</sup>. Барлығы болып 6 еркинлик дәрежесі бар. Стандарт моделдің Лагранжианы  $L \rightarrow e^{i\alpha} L$  түріндегі глобаллық түрлендіріулерге қарата инвариант. Бұл аңлатпада  $L$  арқалы әззи изоспин дублет деп аталады хәм бир әўладқа киретуғын лептонлардың Дирак спинорларын группалайды, ал  $\alpha$  шамасы константа деп аталады. Бундай симметрия хәр бир әўладтағы лептонлық санның сақланыуы менен байланысly хәм әдетте  $L_e, L_\mu, L_\tau$  арқалы белгиленеди.

Бүгинги күнлери биз нейтринолардың осцилляцияланатуғынлығын билемиз, яғный олар басқа әўладтың нейтриноларына трансформациялана алады. Бундай қубылыс әўладтың лептонлық санын айқын түрде бузады, бирақ  $L = L_e + L_\mu + L_\tau$  толық лептонлық саны өзгериссиз қалады. Нейтринолардың осцилляциялары нейтриноның меншикли массалары менен ароматының меншикли халларының бир бирине сәйкес келмейтуғынлығы менен байланысly (оларды өз-ара тәсирлесіудің ямаса калибровканың меншикли мәнислери деп те атайды). Нейтрино генерацияланғанда ямаса басқа бөлекше менен тәсирлескенде ол ароматтың меншикли халына келеди. Ал ароматтың бул меншикли халы болса массаның меншикли халларының сызықлы комбинациясы болып табылады. Егер нейтринолардың массалары хәр қыйлы болса, онда еркин тарқалыу процессінде нейтринолардың массаның меншикли халларының салыстырмалы фазалары өзгереді хәм, сонлықтан ароматтың бир меншикли халы болыудан қалады, ал хәр қыйлы ароматлардың араласпасына айналады. Нейтрино зат пенен қайтадан тәсирлескенде, ол басқа ароматқа ийе болған лептонды пайда ете алады. Бул қубылыстың тек массаның ноллик болмаған мәнисінде ғана жүзеге келиуі мүмкин (ең кемінде еки нейтрино ушын) хәм, сонлықтан, нейтринолар жүдә киши болса да, массаға ийе болыуы керек.

### 3.1.2. Кварклар

Кварклар бир бири менен электромагнит, күшли хәм әззи ядролық күшлер арқалы тәсирлеседи. Летонлар сыяқлы оларда үш әўладқа киреди, биринши әўлад ең жеңил кварклардан, ал үшіншиси ең аўыр кварклардан тұрады. Хәр бир әўладта  $U$ -типіндегі электр заряды  $+2/3$  ке тең болған (жоқары кварк  $u$ , сүйкимли  $c$ -кварк хәм хақыйқый  $t$ -кварк) хәм электр заряды  $-1/3$  ке тең болған  $D$ -типіндегі кварклар (төменгі  $d$ -кварк, ерси  $s$ -кварк хәм гөззал  $b$ -кварк) бар. Хәр бир кваркта антикварк деп аталатуғын өзинің антибөлекшеси бар (жоқарғы жоқары антикварк  $\bar{u}$ , сүйкимли  $\bar{c}$ -антикварк хәм хақыйқый  $\bar{t}$ -антикварк х.т.б.). Кварклардың арасындағы күшли тәсирлесіу реңли зарядлар деп аталатуғын зарядлар тәрeпинен пайда етиледі: хәр бир кварк реңлери үш түрли болған реңли зарядларға ийе, оларды шәртли түрде қызыл, көк хәм жасыл деп атайды. Улыўма жағдайда еркинлик дәрежелеринің улыўмалық саны  $2 \times 2 \times 2 \times 3 \times 3 = 72$  шамасына тең. 18 лептонлық еркинлик

---

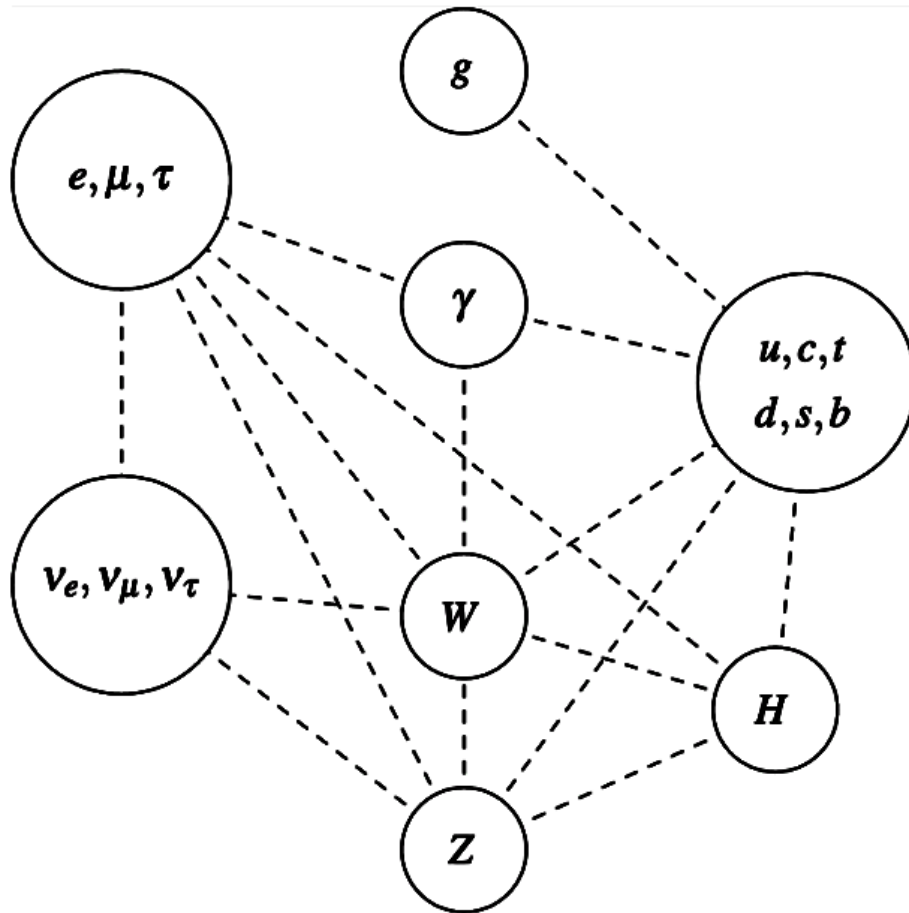
<sup>1</sup> Спининің бағыты импульсинің бағыты менен бирдей болатуғын бөлекшелерди оң бөлекшелер (поляризациясы оң тәрeпке қарай болған), ал қарама-қарсы болған жағдайда терис бөлекшелер деп атайды. Массасы нолге тең бөлекшелер ушын бул жағдай есаплай системасынан ғәрезсиз. Жүдә жеңил бөлекшелер ушын да бул классификация жуўық түрде дурыс.

дәрежелерін қосып, фермионлық еркінлік дәрежеленінің санының 90 ға тең екенлігін көреміз. Лептонлар сыяқты, салмағы ағыр болған кварклар жеңилірек болған кваркларға ыдырай алады. Бірақ зарядланған лептонларда орын алған жағдайдағыдай аромат сақланбайды, яғни қар қыйлы әуладларға киретуғын кварклар бир бирине трансформациялана алады. Соның менен бирге ұсындай трансформациялар бир әуладтың ағзаларының арасындағы трансформацияларға салыстырғанда басылып қалған болып есапланады.

Еркін кварклар ҳеш ўақытта бақланбады. Үш кварктың ямаса үш антикварктың (барионлар ямаса антибарионлар) ямаса кварк пенен антикварктың (мезонлар) байланысқан ҳаллары орын алады. Бұл күшли тәсирлесіўдің кеңисликтеги шекленгенлігі менен байланыслы. Тек реңсиз ҳаллар ғана квантлық хромодинамиканың фазалық өтиўинің температурасынан (оның мәнісі  $T \sim 200$  МэВ шамасына тең деп болжайды) төменгі температураларда еркін бөлекшелер сыпатында тарқала алады. Ең жеңил барионлар болып табылатуғын протонлар болып табылады ҳәм олар байланысқан *uud* ҳалда тұрады. Ең жеңил барионнан кейінгі нейтронлар *udd* ҳалында болады. *uuu* ҳалы ең жеңил емес ҳал болып табылады, себебі фермионлар кварклар болып табылады ҳәм олардың спині  $\frac{1}{2}$  ге тең, сонлықтан биз бирдей болған квант санларына ийе екі фермионды бирдей энергия қәддинде спинлерін қарама-қарсы етип жайластыра аламыз ( $+\frac{1}{2}$  ҳәм  $-\frac{1}{2}$ ). Антибарионлар үш антикварктың байланысқан ҳалынан ибарат (мысалы, антипротонның, антинейтронның қ.т.б.). Ал мезонлар болса (мысалы, пион  $\pi$ , каон  $K$  қ.т.б.) кварк пенен антикварктың байланысқан ҳаллары болып табылады. Теория оннан да құрамалы болған реңсиз ҳаллардың бар екенлігін болжайды (мысалы, пентакварк төрт кварк пенен антикварклардан тұрады). Бірақ, олар елеге шекем исенимлі түрде бақланған жоқ.

### 3.2. Бозонлар

Бозонлар пүтин спинге ийе болады ҳәм, сонлықтан, олар Бозе-Эйнштейн статистикасына бағынады. Элементар бөлекшелер физикасындағы MSM де элементар бозонлар калибровкалық бозонлар болып табылады. Олар тәсирлесіўлерди алып жүреді. Спині 0 ге тең Хиггс скаляры айрықша орынды ийелейді. Ол кваркларға, зарядланған лептонларға ҳәм әззи калибровкалық бозонларға масса береді. Стандарт моделдің фундаменталлық бөлекшелери арасындағы өз-ара тәсирлесіўлер 3.2-сүўретте берілген.



3.2-сүрөт. Стандарт моделдин бөлөкшелеринин арасындағы өз-ара тәсирлесийлер.

### 3.2.1. Калибровкалық бозонлар

Элементар бөлөкшелер физикасының Стандарт моделде өз-ара тәсирлесий калибровкалық инвариантлық принципін қолланыў менен киргизиледи.  $\psi \rightarrow G\psi$  глобаллық түрлендирийлерге қарата инвариантлық лагранжианнан баслаймыз. Бул аңлатпада  $\psi$  - фермионлық майдан,  $G$  - базы бир группаға киретуғын кеңислик-ўақыттан ғәрезсиз болған түрлендирий (глобаллық түрлендирий). Симметрияның  $G = G(x)$  түрлендирилиўи кеңислик-ўақыттың координаталарынан ғәрезли болыўын талап етип глобаллық инвариантлықты улыўмаластырыўға болады. Бундай жағдайда симметрия локаллық ямаса калибровкалық деп аталады. Лагранжиандағы майданлардың кинетикалық ағзалары координаталардан ғәрезли болған түрлендирийлерге қарата инвариант болмайды. Бул инвариантлық емесликти компенсация жаңа векторлық майданды, мысалы  $A^\mu$  ди киргизийди талап етеди. Жаңа  $A^\mu$  майдан менен байланыслы болған бөлөкшелерди калибровкалық бозонлар деп атайды. Олардың массасыз болыўы керек, бундай болмағанда калибровкалық симметрия бузылған болар еди. Калибровкалық инвариантлық принципи - өз-ара тәсирлесийлерди киргизийдин жүдә шырайлы ұсылы болып табылады, себеби әпиўайы болжаўда биз әдетте перенормировкаланған теорияға алып келетуғын жақсы анықланған лагранжианға

ийе боламыз. Калибровкаланған теориялар қаққындағы қосымша мағлыұматларды В қосымшада табыўға болады.

Элементар бөлекшелер физикасының стандарт модели калибровкалық  $U_Y(1) \times SU_L(2) \times SU(3)$  теориясының жәрдеминде тәрийипленеди<sup>2</sup>. Электрәззи симметрия шкаласынан төменде ( $\sim 200$  ГэВ)  $U_Y(1) \times S_L(2)$  симметрия бузылған хәм қалдық  $U_{em}(1)$  симметрия болады хәм ол электромагнит күшти тәрийиплейди.  $U_{em}(1)$  секторы квантлық электродинамика (КЭД) секторы деп аталады. Фотон ( $\gamma$ ) қалдық симметрия менен байланысly болған массаға ийе емес бөлекшениң қатарына киреди. Әззи тәсирлесийди алып жүрийуши  $W$ - хәм  $Z$  - бозонлар да калибровкалық бозонлар болып табылады хәм олар симметрияның бузылыуының нәтийжесинде массаға ийе болады.  $SU(3)$  симметрия күшли тәсирлесийди тәрийиплейди, оны квантлық хромодинамика деп атайды (КХД).  $SU_L(2)$  менен  $SU(3)$  абеллик бол маған калибровкалық теорияның қатарына киретуғын болғанлықтан, олардың калибровкалық бозонлары ноллик болмаған зарядқа ийе хәм усы зарядлар оларды бир бири менен байланыстырады. Калибровкалық бозонлардың спини 1 ге тең. Солай етип, еркинлик дәрежелериниң улыұмалық саны 2 ге ( $\gamma$ , себеби фотонлар массаға ийе емес хәм, сонлықтан, еки спинлик халға ийе), +3 ке ( $Z$ , себеби оның массасы бар хәм мүмкин болған спинлик халлардың саны үш, атап айтқанда +1, 0, -1), +2×3 (массаға ийе  $W^+$  хәм  $W^-$ ) хәм + 2 × 8 (g глюонлар). Барлығы 27 ге тең.

Биз жоқарыда квантлық хромодинмиканың  $SU(3)$  симметрия менен тәрийипленетуғынлығын еске алып өттик. Оның еки өзгешелиги бар, атап айтқанда конфайнмент хәм асимптоталық еркинлик. Конфайнмент еки кварк арасындағы тартысыу күшиниң олардың арасындағы қашықлыққа байланысly үлкейтуғынлығын аңғартады. Кваркларды бир биринен қашықлатыу жолы менен изоляцияланған кваркты алыудың мүмкиншилиги жоқ. Себеби еки кваркты бир биринен ажыратыу ушын зәрүрли болған энергия соншама үлкейеди, нәтийжеде процесстиң барысында кварк-аникварк жубы пайда болады. Асимптоталық еркинлик энергияның үлкейиуи менен өз-ара тәсирлесийдиң кем-кемнен әззи болатуғынлығын аңғартады. Жоқары энергияларда КХД уйытқыу теориясына айланады. Себеби байланыс константасы жүдә кишкене болады хәм КЭД теги есаплаулардағыдай, уйытқыу теориясының есаплауларын пайдаланыудың мүмкиншилиги түүылады. Төменги энергияларда квантлық хромодинмиканың байланыс константасы киши параметр болмайды хәм есаплаулар пертурбативлик емес усылларды талап етеди.

### 3.2.2. Хиггс бөлекшеси

---

<sup>2</sup>  $U_Y(1)$  белгисиндеги  $Y$  диң гиперпозиция екенлигин атап өтемиз. Ол электрәззи симметрия бузылмастан бурынғы  $U(1)$  симметрияны электрәззи симметрия бузылғаннан кейинги  $U(1)$  симметрияны айырыу ушын қолланылады; соңғы симметрияны  $U_{em}(1)$  арқалы белгилейди хәм әдеттеги Максвелл электродинамикасын тәрийиплейди.  $SU_L(2)$  деги  $L$  шамасы  $SU(2)$  симметриясының тек шеп бөлекшелерге хәм оң антибөлекшелерге тәсир ететуғынлығын көрсетеди. Стандарт моделдиң базы бир кеңейтиулеринде  $SU_R(2)$  симметрия да қатнасады, ол оң бөлекшелерге хәм шеп антибөлекшелерге тәсир етеди.



Элементар бөлекшелер физикасындағы Хиггс бозоны спино 0 ге тең болған бирден-бир бөлекше болып есапланады. Оның бар екенлиги 2013-жылы ғана коллайдерде тастыйықланды. Ол айрықша орынды ийелейди, себеби Хиггс механизми деп аталатуғын механизм арқалы басқа бөлекшелердің массаға ийе болыуын хәм электрәззи симметрияның бузылыуын тәмийинлейди.

Симметрияның спонтан бузылыуы физиканың басқа тарауларында да белгили. Мысалы, температура Кюри температурасы болған  $T_{Curie}$  шамасынан жоқары болғанда ферромагнит материалда оны құраушы бөлекшелердің магнит моментлери тәртіпсиз түрде, барлық бағытларға қарай бағытланған. Сонлықтан магнитлик доменлер болмайды хәм материалдың магнитленгенлиги нолге тең.  $T_{Curie}$  шамасынан төменги температураларда магнит доменлер спонтан түрде пайда болады, олардың бағытлары стохастик түрге ийе болады. Себеби, бундай жағдайда бөлекшелерге спинлерин бир сызықтың бағытында жайластырыу энергиялық жақтан утымлы.

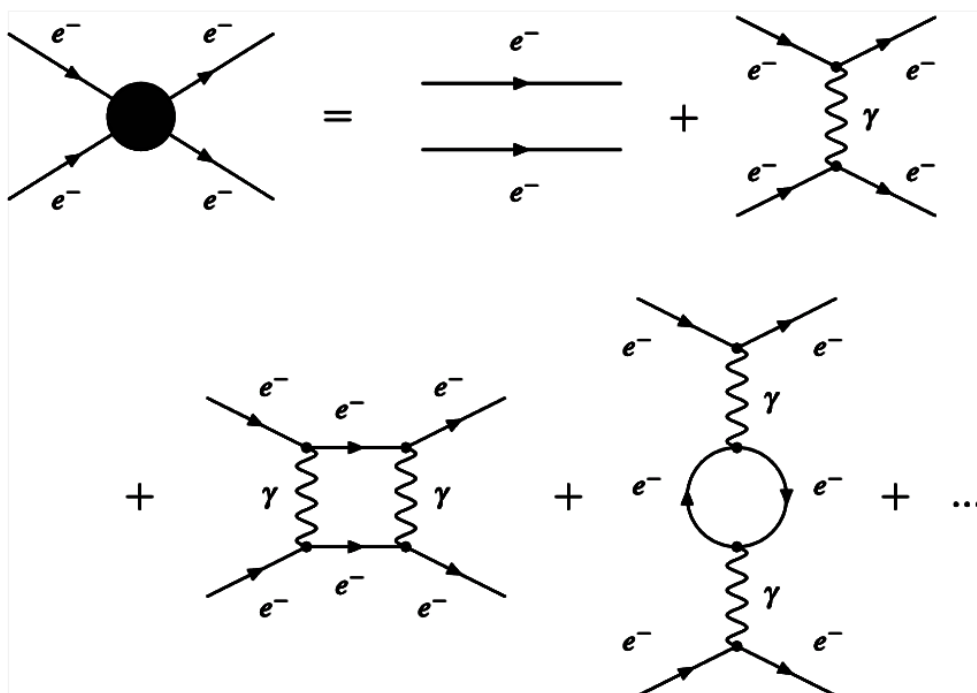
Хиггс майданында да тап сол сыяқлы өзгерислер жүзеге келеди. Бул жағдайда критикалық температура болып электрәззи масштаб  $T_{ew} \sim 200$  ГэВ болып табылады. Электрәззи масштабтан төменде Хиггс майданы ноллик болмаған вакуумлық орташа шамаға ийе болады хәм бул жағдай калибровкалық  $U_Y(1) \times S_L(1)$  симметрияны бузады.  $U_Y(1) \times SU_L(2)$  калибровкалық бозонлар бир бири менен араласады хәм усының салдарынан массаға ийе болған  $W$  хәм  $Z$  бозонлары алып жүретуғын әззи ядролық тәсирлесий хәм қалдық  $U_{em}(1)$  симметрия менен тәрийипленетуғын массаға ийе болмаған фотон алып жүретуғын электромагнитлик тәсирлесий жүзеге келеди.

$H\bar{\psi}\psi$  түрінде жазылатуғын ( $H$  арқалы Хиггс майданы, ал  $\psi$  арқалы фермионлық майдан белгиленген) лагранжиандағы Юкава ағзалары Хиггс майданы ноллик емес вакуумлық орташаға ийе болғанда массаға ийе фермионлық ағзаларға айланады. Бузылмаған симметрия менен бир фазада  $U_Y(1) \times S_L(2)$  симметрия қәлеген массалық ағзаның болыуын қадаған етеди. Солай етип, масса электрәззи симметрияның бузылыуының салдарынан пайда болады.

### 3.3. Фейнман диаграммалары

Элементар бөлекшелер бойынша экспериментлер әдетте өзлериниң ишине шашырау процесслерин алады. Бундай жағдайда бир бөлекше нышана ямаса басқа бөлекше менен соқлығысады хәм бизиң ұсындай соқлығысыудың салдарынан пайда болған өнимлерди үйренгимиз келген болсын. Басланғыш хәм ақырғы халларды биз еркин бөлекшелер деп аппроксимациялай аламыз хәм Стандарт моделдің шеклеринде итималлықтың амплитудасын бақалай аламыз. Көпшилик жағдайларда биз буны байланыс константасын пертурбативлик жайыуды пайдаланып орынлай аламыз. Электрәззи  $U_Y(1) \times S_L(2)$  секторда байланыстың калибровкалық константалары дым кишкене хәм пертурбативлик ұсыл жақсы ислейди. Квантлық хромодинамикада төменги энергияларда бул дурыс емес хәм, сонлықтан, басқа ұсылларды пайдаланыуға түүры келеди. Ал жоқары энергиялардағы процесслер ушын пертурбативлик ұсылды пайдаланыуға болады.

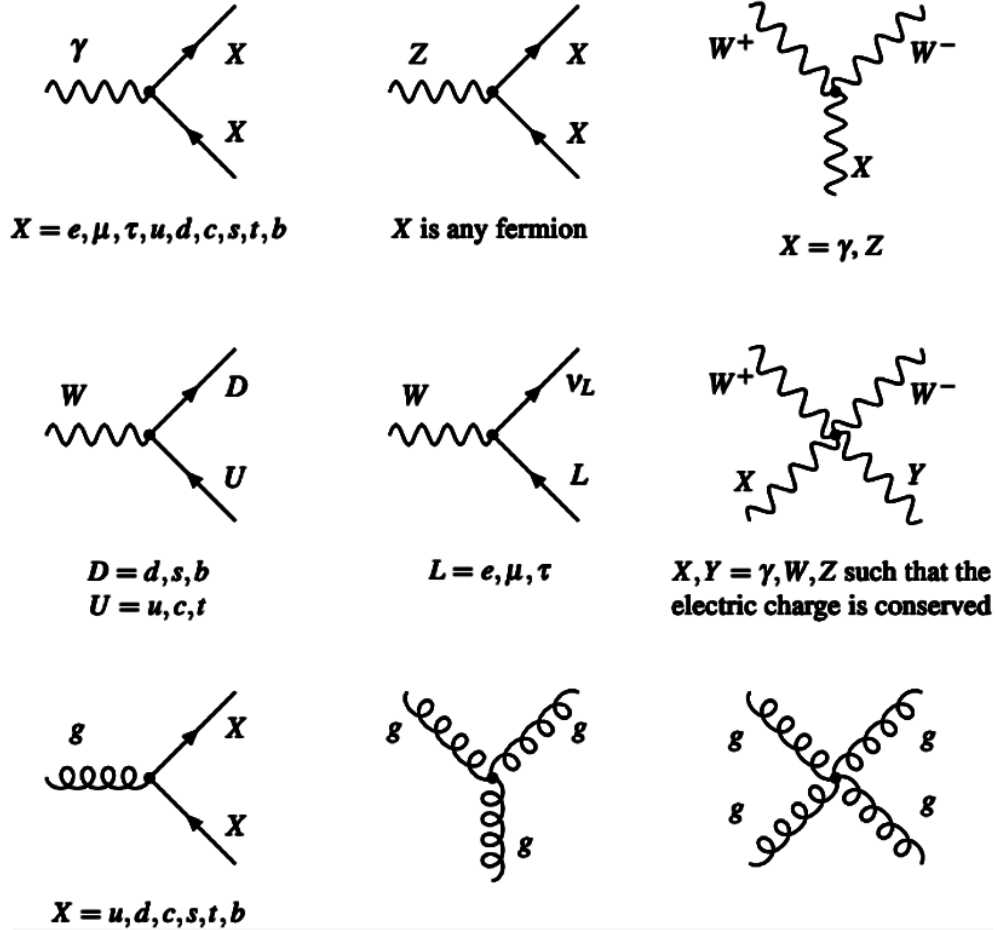
Пертурбативлик ұсылдың графикалық ұсылы Фейнман диаграммалары болып табылады. 3.3-сұйретте еки электронның серпимли шашырауы көрсетилген. Басланғыш хәм ақырғы халлар еки электрон болып табылады. Сур дақ өз-ара тәсирлесіу областына сәйкес келеди. Процессти тәрийиплейтуғын теңлемелердің дәл шешимлерин ала алмайтуғын болғанлықтан биз пертурбативлик ұсылды қолланамыз. Ноллик тәртіпте өз-ара тәсирлесіу болмайды. Биринши тәртіпте биз фотонлар алмасыуға ийе боламыз. Диаграммадағы хәр бир төбе  $\sqrt{\alpha_{em}}$  факторы менен тәрийипленеди (бул аңлатпада  $\alpha_{em} = \frac{e^2}{4\pi} \approx \frac{1}{137} \ll 1$  - жуқа структура турақлысы хәм кеңейіу параметри). Екинши тәртіпте бизде бир неше диаграмма болады. 3.3-сұйретте еки фотон алмасыу хәм электрон-позитрон жубы пайда болатуғын фотон алмасыу көрсетилген.



3.3-сұйрет. Электрон-электронлық шашырау үшін Фейнман диаграммасы. Жайыу параметри үшін  $\alpha_{em} \ll 1$  теңсизлиги орынланатуғын болғанлықтан пертурбативлик ұсыл дурыс нәтийже береді.

Фейнман диаграммалары ұйытқыұлар теориясы ұсылының қолайлы графикалық сұйретлениуі болып табылады. Оларды өз-ара тәсирлесіудің базалық төбелеринен аңсат алыуға болады. Элементар бөлекшелер физикасының Стандарт моделинің фундаменталлық төбелери (Хиггс бозоны менен байланыслы болмаған төбелер) 3.4-сұйретте көрсетилген. Бул пертурбативлик есаплаулар өткеріу үшін қурылыс блоктары болып табылады. Хәр бир төбе теория тәрәпинен есапқа алынған киретуғын хәм шығатуғын бөлекшелер үшін 4-импульслердің суммасын, электр зарядларын хәм басқа да квант санларын сақлауы керек. Мысалы, егер фундаменталлық лагранжианда бузылған болса, онда барионлық хәм/ямаса лептонлық санлардың сақланбауы мүмкин. Аралықлық (виртуаллық) бөлекшелердің 4-импульси де энергия-импульстиң сақланыу нызамы бойынша есапқа алынады. Бирақ, бул бөлекшелердің еркин бөлекшелер үшін жазылған

әдеттегі  $p^2 = m^2$  шәртин қанаатландырмайды. Мысалы, бұл жағдай электронлар сыяқлы жеңіл еки бөлекшениң  $Z^0$  сыяқлы аўыр бөлекше алмасыў арқалы өз-ара тәсирлесийүине мүмкиншилик береді, яғнай  $e^+e^-$  жұбының виртуаллық Z-бозонға, оннан кейін  $\bar{\nu}\nu$  жұбына айланыўы мүмкин.



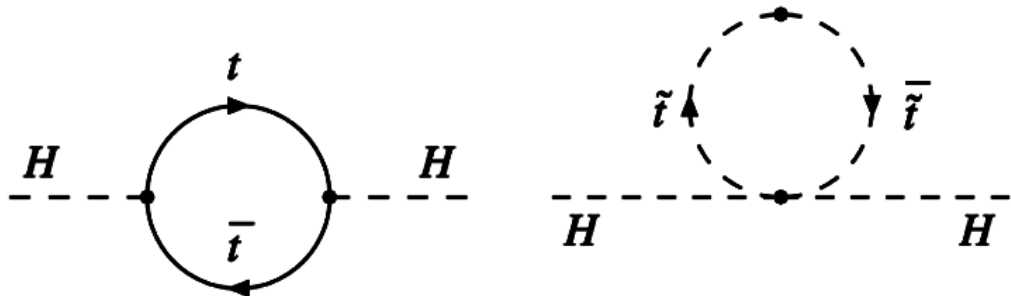
3.4-сүўрет. Калибровкалық бозонлар менен алмасыўдың салдарынан жүзеге келетуғын Стандарт моделдегі өз-ара тәсирлесийлер.

### 3.4. Элементар бөлекшелер физикасының минималлық стандарт моделинің шеклеринен тыста

Теориялық болжаўлар менен эксперименталлық өлшеўлердің нәтийжелериниң арасындағы жүдә жақсы сәйкеслик орын алса да, элементар бөлекшелер физикасының минималлық стандарт моделдің бир неше ашық машқалалары бар. Бундай машқалалардың бар екенлиги жаңа физиканың бар екенлигин көрсетеди. Таза теориялық жақтан тийкарғы машқала Хиггс бозонының массасының стабиллиги болып табылады. Ҳақыйқатында да массаға ийе фермионлар менен тәсир етисийдің Хиггс массасының квадраты болған  $m_H^2$  шамасына үлкен үлестиң қосылыўын күтийге болады

$$\Delta m_H^2 = -\frac{|\lambda_f|^2}{8\pi^2} (\Lambda_{UV}^2 + \dots). \quad (3.1)$$

Бұл теңлікте  $\lambda_f$  - Хиггс майданы менен  $f$  фермионы арасындағы Юкавалық байланыс хәм  $\Lambda_{UV}$  - ультрафиолет энергияға тийисли болған шама. Басқа массаға ийе болған бөлекшелерден айырмасы, жоқары энергияларда Хиггс бөлекшесиниң массасы қандай да бир симметрия менен шекленбеген хәм, сонлықтан, бундай үлестің үлкен екенлигин күтиўге болады. Планклық масштабтағы массада ( $M_{Pl} \sim 10^{19}$  ГэВ), көринип тұрғанындай, майданның квантлық теориясы ислемейди. Кварклық төбе ең үлкен Юкава байланысына ийе болғанлықтан, ол Хиггс массасына тийкарғы үлести қосыўы керек. Оның Хиггс бозонының массасына қосатуғын үлеси 3.5-сүүреттиң шеп тәрәпиндеги диаграммада көрсетилген. Хиггс массасының шамасын электрәззи шкаланың бизге қолай болған шамасына шекем перенормировкалаўға болатуғын болса да, бұл жүдә жуқа болған *ad hoc* дүзетийди аңғартқан болар еди. Басқа сөз бенен айтқанда, бұл тәбийий шешим болып табылмас еди. Бұл машқаланы иерархия машқаласы (hierarchy problem) деп атайды.



3.5-сүүрет. Шеп тәрәпте топ кварктың Хиггс бөлекшесиниң массасына квадратлық тарқалыўшы үлеси. Оң тәрәптеги сүүретте Стандарт моделдиң суперсимметрияның шешиминдеги топ кварктың суперсимметриялық серигиниң тап сол сыяқлы болған үлеси көрсетилген.

Нейтриноның осцилляциясы машқаласы MSM ниң шеклериниң тыстағы физиканың бар екенлигиниң және бир айқын мысалы болып табылады. Элементар бөлекшелер физикасының MSM да нейтрино массаға бийе болмайды. Ароматтың массасының меншикли мәниси менен ароматтың меншикли мәниси сәйкес келмейтуғын жағдайларда ғана бир ароматқа ийе екинши нейтриноның екинши ароматқа ийе нейтриноға айланыўы мүмкин; яғный кеминде еки нейтриноның массаға ийе болыўы керек. Нейтринолар айрықша қәсийетлерге ийе хәм оларға массаны бериў аңсат болса да, олардың кварклардан хәм зарядланған лептонлардан айырмашылығы нейтринолардың шеп қураўшысының интерактивлигинде хәм оң қураўшысының нәсилсизлигинде. Нейтрино электрлик жақтан нейтраль хәм бұл жағдай тек шеп нейтриноларға масса бериўге мүмкиншилик береді (майоранлық масса деп аталатуғын масса).

MSM ниң улыўмалық лагранжианы квант хромодинамикасы секторында CP симметрияны бузатуғын ағзаға ийе бола алады. Зарядлық түйинлеслик C түрлендирийи бөлекшени сәйкес антибөлекшесине айландырады. P түрлендирийи әпиўайы болған айналық шағылысыў болып табылады. Улыўма болған көз-қараслардан келип шыққан халда MSM де CP-түрлендирийге қарата инвариант болмаған  $\theta$ -терм деп аталатуғын ағзаның болыўын күтемиз. Бирақ, квантлық хромодинамикада CP-симметрияның бузылыўы бақланбайды. Солай етип, CP-симметрияның бузылыўының параметриниң шамасының жүдә кишкене болыўы

керек. Бірақ оның неликтен сондай болатуғынлығы елге шекем түсіндірілген жоқ. Бұл CP-симметрияның күшлі машқаласы деп аталады.

MCM ниң шеклеринен тыстағы физиканың болатуғынлығын космология да талап етеди. Бириншиден, Стандарт моделде қараңғы материя үшін жақсы талабан жоқ. Қараңғы материяның бөлекшелери үлкен массаға ие хәм стабилли болыуы, күшлі және электромагнитлик тәсирлесіуіге қатнаспауы керек. Стандарт моделдің нейтриносы бұл хызметти атқара алмайды, себеби оның массасы жүдә киши. Бірақ, өтмиште, нейтринолардың массасына қойылатуғын шек әззирек ўақытта, оларды мүмкин болған талабанлар сыпатында қараўға болған болар еди.

Екиншиден, элементар бөлекшелер физикасының MCM иниң шеклерінде материя менен антиматерияның бақланатуғын асимметриясын пайда етиўдің мүмкиншилиги жоқ. Бир қанша ўақытлар бұрын электрәззи бариогенез сценарийи кең тарқалған еди. Бұл контексте MCM дағы электрәззи симметрия бұзылған жағдайда материя менен антиматерияның арасындағы космологиялық асимметрия генерацияланады. Бірақ, кейинирек бир қатар себеплерге байланысly бұл механизмнің жұмыс ислементуғынлығы анықланды.

Үшиншиден, инфляцияны пайда етиўдің мүмкиншилиги жоқ. Бұл жағдайда да Стандарт моделдің инфлатонның орнын ийелейтуғын Хиггс майданы бар сценарийи изертленди, бірақ ақырғы есапта бұл механизмнің де айтарлықтай машқалаларға тап болатуғынлығы анықланды.

Биз Әлемнің тезлениў менен кеңейиўин түсіндириў үшін төртинши машқаланы да қоса аламыз. Бірақ, бұл жағдайда биз материя ямаса гравитациялық сектор үшін жаңа физиканың керек пе ямаса керек емес пе екенлигин билмеймиз (басқа сөз бенен айтқанда MSM ди модификациялаў ямаса Эйнштейннің улыўмалық салыстырмалық теориясын өзгертиў керек пе екенлигин билмеймиз).

### **3.4.1. Суперсимметриялық моделлер**

Суперсимметрия спинлери ярым пүтин болған фермионларды спинлери пүтин болған бозонларды байланыстырады. Бұл еки группаның хәр бириндеги хәр бир бөлекшениң екнши группада суперсериги болыуы керек. Стандарт моделдеги қәлеген супесимметриялы кеңейтиўде белгили болған қәлеген бөлекше еле ашылмаған суперсеригине ие болыуы керек. Егер спинин есапқа алмағанда, суперсеригиниң қәсийетлери бөлекшениң өзиниң қәсийетлериндей болыуы керек. Әлбетте, бизди қоршап тұрған дүнья суперсимметриялық емес, себеби биз бұл суперсериклерди көрмеймиз. Мысалы қәсийетлери электронның қәсийетлериндей болған скаляр бөлекше жоқ. Сонлықтан егер бар болса, онда суперсимметрия электрәззи калибровкалық симметрия сыяқлы төменги энергияларда бузылыуы керек. Бундай жағдайда суперсериклер суперсимметрияның бузылыў масштабының тәртибиндеги массаны алыуы керек хәм Стандарт моделдің бөлекшелериниң суперсериклериниң ұсы ўақытларға шекем бөлекшелер коллайдерлерде дәретилмегенлигине қарағанда бундай энергиялық мастабтың жеткиликли дәрежеде жүдә жоқары болыуы керек.

Хиггс бозонының массасын стабилли қыла алыуы суперсимметрияның ең қызықлы қәбилетлиги болып табылады. Хәқыйқатында да, 3.5-сүүреттиң шеп

тәрeпiнде көрсетiлгендей Стандарт моделдiң диаграммасы ушын бизде 3.5-сүйреттiң оң тәрeпiндегидей суперсерик қатнасуатын диаграмманың болыуы керек. Хиггс бөлeкшесiнiң массасына скаляр бөлeкшеден қосылатуатын үлес мынадай формаға ийе болады екен:

$$\Delta m_H^2 = 2 \frac{\lambda_s}{16\pi^2} (\Lambda_{UV}^2 + \dots). \quad (3.2)$$

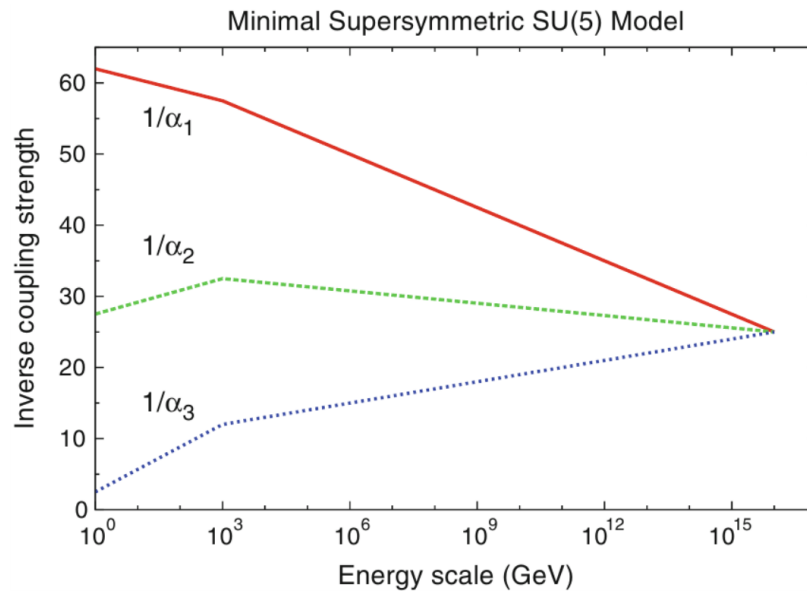
Егер Стандарт моделдiң хәр бир фермионында еки скаляр суперсерик болатуатын болса (фермионлардың спини  $\frac{1}{2}$  ге тең, сонлықтан олардың еки еркинлик дәрежесi бар, ал скаляр бөлeкшелердiң спини 0 ге хәм олардың еркинлик дәрежелеринiң саны 1 ге тең), онда Хиггс бозонының массасына қосылатуатын квантлық дүзетiулерди бийкарлауға болады. Хиггс бозонының массасы шама менен 126 ГэВ болғналықтан, бул жағдай суперсимметрияның масштабының электрәззи тәсирлесiуидiң массасынан жүдә жоқары емес екенлигин (мысалы,  $\sim 1$  ТэВ) көрсетеди. Суперсимметриялы моделлер тәрeпiнен ұсынылатуатын және бир қызықлы мүмкиншилик олардың қараңғы материя ушын жақсы талабан бола алатуатын мүмкиншилиги менен байланысly.

### 3.4.2. Уллы бирлесiу теориялары

Элементар бөлeкшелер физикасының Стандарт моделинде электромагнит хәм әззи тәсирлесiулер шын мәнисiнде бириктирилген емес. Хәтте симметрияның электрәззи бұзылуы масштабынан жоқарыда да хәр қыйлы болған еки калибровкалық группалар хәм соларға сәйкес еки байланыс константасы бар болады. Екинши тәрeптен барлық күшлерди бирдей түрде тәрiйиплеу мақсетке мұапық келеди. Усындай мақсетлерде Уллы бирлесiу теориялары (УБТ) ұсынылған. Ең әпиұайы мүмкиншилик  $SU(5)$  симметрияға тийкарланған теория болып табылады.  $SU(5)$  теориясында 24 калибровкалық бозон бар. Бул сценарийде "төменги" энергияларда  $SU(5)$ -симметрия спонтан түрде  $U_Y(1) \times SU_L(2) \times SU(3)$  симметрияға бөлинуи керек.  $SU(5)$ -симметрияның бұзылуынан төменде 12 калибровкалық бозонлардың массаларының шамалары  $SU(5)$  тиң масштабының бұзылуы тәртибиндей болады. Ал,  $U_Y(1) \times SU_L(2) \times SU(3)$ -симметриялар массаға ийе болмаған калибровкалық 12 бозонға ийе қалдық симметриялар сыпатында сақланған болар еди.

Майданның квантлық теориясында теорияның параметрлеринiң сан мәнисi өлшеулер ұақытында орын алған энергияның масштабынан ғәрeзли. Бул квантлық дүзетiулердiң тууырдан-тууы тәсiri болып табылады. Байланыс константалары да ұсыған киреди хәм сонлықтан олар да "жұмыс ислейди" (яғный олардың сан мәнислерi физикалық процесстиң энергиялық масштабынан ғәрeзли). Байланыс константаларының энергиялар шкаласынан ғәрeзлиги бир неше факторлар тийкарында анықланады байланысly (солардың ишине бөлeкшелердiң болыуы да киреди). 1990-жыллары Женева қаласындағы ЦЕРН деги Үлкен электрон-позитронлық коллайдерде орынланған дәл өлшеулерден МСМ ниң байланыс константаларының жоқары температураларда бир мәниске тең болмаиуынылығын көриуге болады (3.6-сүйреттеги жоқарғы графикке қараңыз). Бирақ Стандарт моделдiң суперсимметриялық массалары 1 – 10 ТэВ болған

суперсериклери бар кеңейтилиуінде бирлесиудің болатуғынлығы келип шығады. Бұл жағдай 3.6-сұйреттегі төменгі графикте көрсетілген. Бұл жағдай хәзирги ўақытлардағы энергиялық масштабы шама менен  $10^{14}$ - $10^{16}$  ГэВ ке тең болған төменгі энергиялы суперсимметрияның хәм УБТ ның пайдасына шешилетуғын бирден-бир жағдай болып табылады. Космологияда УБТ үлкен нәтийжелерди бере алады.



3.6-сұйрет. ЦЕРН деги LEP те өткерилген жоқары дәлликтегі өлшеўлердің тийкарындағы Стандарт моделдің кери калибровкалық байланысын жоқары энергиялар ушын экстраполяциялаў.  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  хәм  $\alpha_3$  лер  $U_Y(1)$ ,  $SU_L(2)$  хәм  $SU(3)$  симметрияларға сәйкес келетуғын калибровкалық байланыслы болып табылады. Заттың қурамы тек МСМ ниң бөлекшелери менен анықланатуғын жағдайда биз жоқары температуралардағы калибровкалық байланыслардың ҳеш қандай кнификациясын көрмеймиз (жоқарыдағы график). Егер МСМ ниң ҳәр бир бөлекшеси ушын ТэВ диапазонындағы тап сондай тәсир етисиў қәсийетлерине хәм массаға ийе болатуғын жаңа бөлекше бар деп болжасақ, онда калибровкалық байланыслар  $M_{\text{GUT}} \sim 10^{16}$  ГэВ областында бир ноқатта кесилиседи. Бұл жағдай  $SU(5)$ -симметрия бузылатуғын Уллы биригиў теориясының масштабы сыпатында интерпретацияланады. Оның дәл мәниси суперсекриклердің жаңа бөлекшелериниң болжанатуғын массаларынан ғәрезли.

### 3.4.3. Аўыр нейтрино

Элементар бөлекшелер физикасының Стандарт моделинде тек массаға ийе емес шеп нейтрино хәм массаға ийе емес оң антинейтрино бар. Нейтринлар - электр зарядына ийе болмаған бирден-бир фермионлар болып табылады. Олар әззи ядролық тәсирлесийге қатнасады хәм бұл тәсирлесий тек шеп бөлекшелерге хәм оң антибөлекшелерге тәсир етеди.

Бүгинги күнлери биз нейтронлардың массаға ийе болатуғынлығын, бирақ олардың массаларының Стандарт моделдің басқа бөлекшелериниң массаларына салыстырғанда жүдә киши екенлигин билемиз. Басқа формиионлар массаға Хиггс

майданы менен тәсирлесіудің салдарынан ийе болады. Лагранжианның тығызлығы  $\lambda_f H \bar{\psi} \psi$  түріне ийе болады, бұл аңлатпада  $\lambda_f$  арқалы Хиггс майданы  $H$  пенен фермионлық майдан  $\psi$  арасындағы Юкавалық байланыс белгиленген. Хиггс майданы ноллик емес  $v$  вакуумлық орташаға ийе болғанда Лагранж тығызлығындағы Юкава ағзасы фермионлық майдан  $\psi$  диң массалық ағзасына айналады. Бұл жағдай  $m = \lambda_f v$  массасының пайда болыуына алып келеді. Бұл массалық ағза шеп хәм оң фермионларды араластырады хәм Дирак массасы деп аталады. Бұл электрлик зарядқа ийе фермионлар ушын массаны пайда етиудің бирден-бир мүмкиншилиги болып табылады. Массаға ийе ұсындай ағза  $U_Y(1) \times S_L(2)$  симметрияны бұзады хәм, сонлықтан, фермионлар тек электрәззи симметрия бұзылғаннан кейін ғана массаға ийе болады.  $v \sim 250$  ГэВ болғанлықтан, фермионлардың массасы ушын Юкава байланысы болған  $\lambda_f$  шамасының "тәбийий" мәніси электрәззи масштаб пенен барабар болыуы керек. Усы көз-қарастан тек кварклық төбе ғана тәбийий массаға ийе болады. Нейтрино болған жағдайда масса бойынша шек  $m_\nu < 2$  эВ шамасын құрайды хәм ұсындай киши шама дым тәбийий емес болып көрінеді.

Нейтриноға масса бериудің бир неше ұсылы бар. Әткөншек режими (модели) деп аталатуғын сценарий өзине жүдә тартады. Ол жүдә жоқары энергиялар физикасы менен байланыслы (мүмкин Уллы биригиу теориясының шкаласы менен шығар). Оның ушын ең басланғыш ноқат

$$\begin{pmatrix} 0 & m \\ m & M \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

түріндеги массалар матрицасы болып табылады. Бұл матрицада  $m$  арқалы симметрияның электрәззи бұзылыуының салдарынан пайда болған Дирак нейтриносының массасы белгиленген. Оның шамасы тәртиби бойынша 100 ГэВ ке тең хәм оң нейтрино менен шеп антинейтрино болыуын талап етеді. Майорана нейтриносының массасы  $M$  оң нейтрино менен шеп антинейтриноның массасы болып табылады. Стандарт моделдің калибровкалық симметрияларға қатнасы бойынша бундай нейтринолар зарядқа ийе болмағанлықтан  $M$  ди өзиниң ишине алатуғын масса жоқары энергиялар физикасы тәрөпинен пайда етилиуи хәм сонлықтан оның шамасы Уллы биригиулер теориясының массасының тәртибинде болыуы да мүмкин ( $\sim 10^{14} - 10^{16}$  ГэВ). (3.3)-матрицадағы массалардың меншикли мәніслери мынаған тең:

$$m_{\pm} = \frac{M \pm \sqrt{M^2 + 4m^2}}{2}. \quad (3.4)$$

$M \gg m$  теңсизлиги орынлы болған жағдайда

$$m_+ \approx M, \quad m_- \approx -\frac{m^2}{M}. \quad (3.5)$$

Массаның терис меншикли мәніси машқаланы пайда етпейді. Себеби фермионлар ушын массаның белгисин спинордың  $\gamma_5$  түрлендириуи деп аталатуғын түрлендириудің жәрдемінде өзгертиуге болады. Усының менен бирге барлық физикалық эффектлерде  $m$  ниң өзи емес,  $m^2$  қатнасады.

$M$  ниң өсиуи менен  $m_+$  те өседі, ал  $m_-$  шамасының мәніси киширейеді.  $m \sim 100$  ГэВ хәм  $M \sim 10^{14} - 10^{16}$  болған жағдайда  $m_- \sim 0,001 - 0,1$  эВ шамасын аламыз. Бұл мәніслер масса бойынша бар болған шеклеулерге сәйкес келеді.



### 3.4.4. Pессеi-Quinn модели

Рессеi менен Quinn күшли CP-машқаласының, яғный CP-симметрияны бұзатуғын күшли тәсирлесийдің параметринің тәбийий емес түрде нолге жақын екенлиги мәселесинің мүмкин болған шешимин ұсынды. Модель жаңа глобаллық  $U(1)$ -симметриясын киргизеди, бул симметрияда базы бир комплексли майдан ноллик емес зарядқа ийе болады. Төменги энергияларда симметрия спонтан түрде бұзылады хәм скаляр майданның орташа мәниси квантлық хромодинамиканың  $\theta$ -терми менен байланысly болған CP-симметрияның бұзылыўы болмайтуғын ноқатта автомат түрде жайласады.

Симметрияның спонтан түрде бұзылыўының нәтийжесинде аксион деп аталатуғын жүдә жеңил бөлекше пайда болады. Бул Голдстоун теоремасының ұлыўмалық нәтийжеси болып табылады. Бул теорема бойынша глобаллық симметрияның спонтан бұзылыўы массаға ийе болмаған скаляр майданға алып келеди. Аксионның ноллик емес массасы инстантон (инглиз тилинде instanton, инглиз тилиндеги instant сөзи "бир заматлық" мәнисин береді) деп аталатуғын қозғалыс теңлемесинің шешими менен байланысly болған симметрияның қосымша хәм анық бұзылыўының салдарынан пайда болады. Аксионның массасының мәнисинен ғәрезсиз, бул бөлекше қараңғы энергия ұшын жақсы талабан бола алады.

### 3.5. Бөлекшелер арасындағы реакциялардың итималлығы

Квантлық теорияның рамкаларында шашыраў процесслери реакцияларының тезлигин есаплаўға болады. Оларды қатаң түрде космология бойынша кирисий курсының шеклеринде келтирип шығарыўға болмайды. Бул параграфта биз Фейнман диаграммасының тийкарында шашыраў реакцияларының кесимлеринің шамаларын анықлаўға түрпайы түрдеги рецептти беремиз. Толығырақ информацияны майданның квантлық теориясына кирисий бойынша қәлеген оқыўлықларда табыўға болады (мысалы 2010-жылы жарық көрген Mandl хәм Shawдың китабында).

3.3-бөлимде айтылып өтилгениндей барлық квант санларының барлық төбелерде теорияның лагранжианы анықлайтуғын сақланыў нызамларына сәйкес сақланыўы керек. Өзинің ишине тек фермионларды хәм калибровкалық бозонларды алатуғын фундаменталлық төбелер 3.4-сүўретте көрсетилген. Хәр бир төбе сәйкес калибровкалық заряд пенен (мысалы,  $g$  заряды ямаса калибровкалық байланысқа сәйкес келетуғын  $\alpha_g = \frac{g^2}{4\pi}$  шамасы менен) көрсетиледи.  $g \ll 1$  теңсизлиги орынланатуғын жағдайда пертурбативлик жақынласыў дурыс. Бундай шәрт электрәззи секторда, ал квантлық хромодинамикада болса ол жүдә жоқары энергияларға ийе болған бөлекшелер соқлығысқанда ғана орынланады. Еки төбени тутастурытуғын ишки сызықлар диаграмма тәрепинен тәрийипленетуғын амплитудағы қосымша фактор (пропагатор) қосады. Массасы  $M$  болған бозон болған жағдайда көбетиўшинің шамасы мынаған тең:

$$\sim \frac{1}{|M^2 - q^2|}. \quad (3.6)$$

Бұл аңлатпада  $q$  арқалы виртуаллық бозонға берілген 4-импульс белгіленген. Егер ишки сызық фермионды тәрийиплейтуғын болса, онда көбейтiушi мынаған тең:

$$\sim \frac{M + \gamma \cdot q}{|M^2 - q^2|}. \quad (3.7)$$

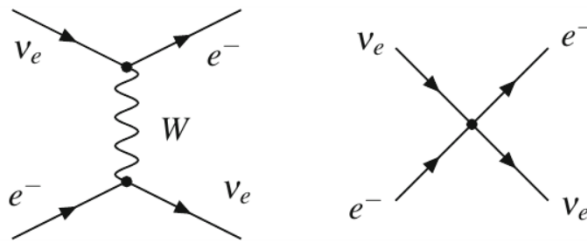
Бұл аңлатпада  $\gamma \cdot q$  көбеймеси 4-импульстің базы бир спинлик матрицаға (Дирак матрицалары) көбеймесине тең.  $q^2$  шамасының мәнісi ушын  $q^2 \sim E$  орынлы болады, бұл жағдайда  $E$  - процесстің өзине тән энергиялық масштабы.

Реакцияның итималлығы диаграмма менен тәрийипленетуғын амплитуданың квадраты бойынша анықланады. Кесе-кесимди натураллық бирликлерде энергияның квадратына кери болған бирликке ийе болатуғынлығын еске алып, өлшем бирликлери бар аргументлерден анықлауға болады.

3.1-мысал.  $E \ll M_W$  энергияларындағы  $e^- \nu_e \rightarrow e^- \nu_e$  шашырауын қараймыз. 3.7-сұйреттің шеп тәрeпiндегi диаграмма ұсы процеске сәйкес келетуғын Фейнман диаграммаларының бири болып табылады (Z-бозон менен алмасуы орын алатуғын диаграмма да бар).  $E \ll M_W$  теңсизлигi орын алғанлықтан, ҳәр бир төбе  $g \sim 1$  көбейтiушисин киргизеди. Демек, бұл диаграммаға сәйкес келетуғын амплитуда тәртиби бойынша  $g^2/M_W^2$  шамасына тең. Кесе-кесим амплитуданың квадратына түүры пропорционал. Жоқарыда еске түсирилип өтилгениндей, кесе-кесимнің бирлигi энергияның квадратының керисинің бирлигиндей болғанлықтан, оны

$$\sigma(e^- \nu_e \rightarrow e^- \nu_e) \sim \frac{g^4}{M_W^4} E^2 \quad 3.8$$

түрінде бақалауға болады.  $E^2$  көбейтiушисинің мәнісi Дирактың төрт спинорларының көбеймесинің квадратынан алынады;  $1/E^2$  көбейтiушисi көлденең кесе-кесим алыу ушын амплитуданың квадратын алыу ушын бөлиу керек болған бөлекшелердің ағысынан алынады.



3.7-сұйрет.  $e^- \nu_e \rightarrow e^- \nu_e$  шашырауы ушын W-бозон тәрeпинен тұтастырылатуғын Фейнманның биринши тәртипли шеп диаграммасы. Оң тәрeптегi сұйрет Ферми теориясындағы тап сондай процессин бередi.

Әззи тәсирлесiудiң Ферми теориясында  $e^- \nu_e \rightarrow e^- \nu_e$  шашырау лагранжлық тығызлықта  $G_F(\bar{\psi}\psi)(\bar{\psi}\psi)$  түріндегi 4-фермионлық өз-ара тәсир етисiушi ағзасы менен тәрийипленеди (3.7-сұйретте оң тәрeптегi диаграмма). Бұл жерде  $G_F \approx 10^{-5} \text{ ГeB}^{-2}$  - Ферми тұрақлысы. Бирликлер көз-қарасынан кесе-кесимнің мынадай шамаға ийе болатуғынлығын көрсетиуға болады:

$$\sigma(e^- \nu_e \rightarrow e^- \nu_e) \sim G_F^2 E^2. \quad (3.9)$$

Ферми теориясы төменгі энергияларда дұрыс (яғный  $E \ll M_W$  теңсізлігі орынланған жағдайда) дұрыс. Биз қарап атырған жағдай бұндай режимде Стандарт моделдің болжауларына сәйкес келеді, себебі  $G_F \sim g^2/M_W^2$ .

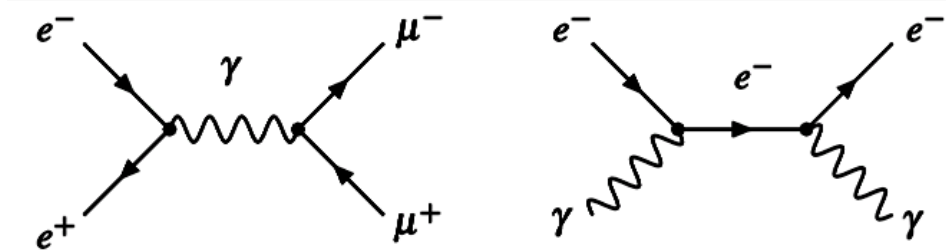
3.2-мысал.  $m_\mu \ll E \ll M_Z$  шәрті орынланғандағы  $e^- e^+ \rightarrow \mu^- \mu^+$  шашырауын қараймыз. Биринші тәртіпті Фейнман диаграммасы 3.8-сұйретте көрсетілген ( $E \ll M_Z$  теңсізлігі орынланған жағдайда Z-бозоны алмасыу жүзеге келетұғын диаграмма болмайды). Екі төбе  $\alpha$  көбейтұшисин береді, ал пропагатор болса  $1/E^2$  көбейтұшиси түріндегі үлесті қосады. Солай етип, амплитуданың тәртібі  $\alpha/E^2$  ке, ал амплитуданың квадраты шама менен  $\alpha^2/E^4$  ке тең. Солай етип, кесе-кесім мынаған тең:

$$\sigma(e^- e^+ \rightarrow \mu^- \mu^+) \sim \frac{\alpha^2}{E^4}. \quad (3.10)$$

$m_\mu \ll E \ll M_Z$  шәртінің массалар орайындағы шашырау энергиясы  $E$  болған жағдай ұшын мәседедегі бирден-бир энергия масштабы екенлігін атап өтемиз.

3.3-мысал. Ең ақырында серпимли  $e^- \gamma \rightarrow e^- \gamma$  шашырауының төменгі  $E \ll m_e$  энергиялардағы серпимли шашырау кесімін анықлаймыз. Бұндай шашырауды Томсонлық шашырау деп атайды. Биринші тәртіпті Фейнман диаграммасы 3.8-сұйреттегі оң тәрәптегі диаграмма болып табылады Екі төбе  $\alpha$  көбейтұшисин береді, ал пропагатор болса  $E \ll m_e$  теңсізлігінің орын алыуына байланыссы  $1/m_e$  көбейтұшисин береді. Демек, кесе кесімнің тәртібі мынадай болады:

$$\sigma(e^- \gamma \rightarrow e^- \gamma) \sim \frac{\alpha^2}{m_e^2}. \quad (3.11)$$



3.8-сұйрет.  $e^- e^+ \rightarrow \mu^- \mu^+$  шашырауы ұшын биринші тәртіпті Фейнман диаграммасы (шәп тәрәптегі сұйрет. Оң тәрәптегі сұйретте фотон менен жеткерилип берилетұғын  $e^- \gamma \rightarrow e^- \gamma$  шашырауының Фейнман диаграммасы келтирилген.

## 4-бөлім

### Космологиялық моделлер

Эйнштейннің теңлемелері  $G^{\mu\nu}$  тензоры тәрәпинен анықланатұғын кеңіслік-ұақыттың геометриясы менен материяның энергия-импульс тензоры  $T_{\mu\nu}$  ды байланыстырады. Егер материяның мұғдары менен оның тарқалыуы белгили болса, онда биз кеңіслік-ұақыттың геометриясын анықлай аламыз. Ұлыұма айтқанда,

Эйнштейн теңдемелерін шешиў пүткиллей әпиўайы емес, себеби олар метрлик тензордың он қураўшысы ушын дара тўйындылардағы екінши тәртипли сызықлы емес теңдемелер болып табылады. Кеңислик-ўақыттың базы бир "пайдалы" симметриялары бар болған жағдайда ғана аналитикалық шешимлердің табылыўы мүмкин. Космологияның стандарт моделинде биз

(4.1)

Әлем бир текли ҳәм изотроп

Космологиялық принципти басшылыққа аламыз. Бул айқын түрдеги жуўықлаў болып табылады. Себеби биз структуралардың көплигин бақлаймыз, ал Әлем болса бир текли ҳәм изотроп болыўдан алыста. Бирақ биз үлкен көлемлер бойынша орташаласақ (мысалы, 10 Мпс тен үлкен қашықлықлардағы), онда болжаўымыз ақылға муўапық түске ийе болады. Оның үстине, болжаўымыз Әлемдеги қандай да бир айрықша нокатлар менен айрықша бағытлардың жоқ екенлигине тийкарланған (өзине тән Коперник принципі<sup>3</sup>). Шын мәнісінде, космологиялық принцип Әлемде қандай да бир айрықша қасиетке ийе болған нокатлар менен бағытлардың жоқ екенлиги фактына тийкарланған (өзине тән Коперник принципі). Бирақ, усындай жағдайдың орын алыўынан ғәрезсиз жүдә жоқары дәлликтеги мағлыўматлардың бул әпиўайыластырыўдың тийкарында қайтадан ислениўи мүмкин емес ҳәм ҳәзирги күнлери космологиялық принциптиң ҳәрекет етиў сферасы ҳаққында, космологиялық параметрлердің бүгинги мәнислериниң дұрыс мәнислеринен айырмаға ийе деген бәсекелер кетпекте. Себеби олардың көпшилиги бир теклили пнен изотроплық болжаўлары бойынша алынады (қараңыз, мысалы, Fleury ҳ. б. 2013; Marra ҳ.б. 2007).

Егер космологиялық принцип дұрыс болса, онда Әлемнің геометриясы Фридман-Робертсон-Уокер (FRW) метрикасы менен тәрийипленеди. Бул метрика турақлы параметр  $k$  дан ҳәм ўақыттың функциясы  $a(t)$  дан ғәрезли. Жабық, ашық ҳәм тегис Әлем ушын  $k$  ның мәниси сәйкес оң, терис ҳәм ноллик болыўы мүмкин. Егер  $k \neq 0$  теңсизлиги орынлы болатуғын болса (тегис Әлем), онда  $k$  ның мәниси  $+1$  ге ямаса  $-1$  ге тең бола алады.  $a(t)$  шамасы масштаблық фактор деп аталады ҳәм ол Әлемдеги бир биринен үлкен қашықлықтағы объектлердің (бир бири менен байланыспаған) арасындағы қашықлықтың эволюциясын анықлайды. Егер биз FRW метрикасын Эйнштейннің теңлемесине киргизетуғын болсақ, онда биз Фридман теңлемесин аламыз. Бундай жағдайда  $a(t)$  фактор космологиялық материяның ҳәр қыйлы формаларынан ғәрезли болады. Фридманның ески космологиясында барлық релятивистлик моделлер басланғыш сингулярлықтан басланды. Бундай жағдайда  $a(t)$  масштаблық фактордың дәслепки мәниси нолге тең. Әлемнің кеңейиўи басланғыш сингулярлықтан ямаса оның қасындағы Үлкен партланыў деп аталатуғын партланыўдың нәтийжесінде басланады деп болжанды. Әлемнің кеңейиў тезлиги менен ақырғы тәғдири оның үш өлшемли геометриясы менен ондағы материядан ғәрезли. Ең әпиўайы жағдайда материя ямаса нурланыў басым болғанда Әлем дәслеп кеңейеди, ал оннан кейин қысылады ( $k > 0$  болған

---

<sup>3</sup> Коперник принципиниң мәниси мынадан ибарат: Әлемде Жер де, Қуяш та қандай да бир айрықша орынды ийелемейди. Бул принцип өзиниң сағасын дүньяның геоорайлық системасынан гелиоорайлы системасына өтиўдеги парадигманың өзгериўинен алады. Белгили астроном Николай Коперниктиң аты менен аталған (Аўдарыўшылар).

жағдайда). Ашық Әлем ( $k < 0$ ), тегис Әлем ( $k = 0$ ) барлық ұақытта кеңейеди. Ал, вакуумның энергиясы бар болған жағдайда картина құрамалырақ болады хәм Әлемнің тәғдири оның құраушыларының айқын үлеслеринен ғәрезли болады. Хәзирги ұақытлары өткерилип атырған бақлаулар  $\Lambda$  моделинің дұрыс екенлигин көрсетеди. Бул модель бойынша Әлем дерлик тегис хәм хәзирги ұақытлары онда вакуумлық (ямаса вакуум тәризли) энергияның үлеси басым ( $\Lambda$ CDM модели). Қараңғы энергияның тығызлығының мұғдары энергияның ұлыұмалық тығызлығының 70 процентин құрайды, ал қалған 30 процент релятивистлик емес энергиядан тұрады. Басқа құраушылардың үлеси әдеуір киши хәм олардың Әлемнің кеңейіуінің хәзирги күнлердеги режимине хеш қандай қатнасы жоқ. Әлемнің жасы, атап айтқанда оның кеңейе баслағанынан хәзирге шекем өткен ұақыт шама менен 14 млрд жылға тең.

#### 4.1. Фридман-Робертсон-Уокер Метрикасы

Егер биз космологиялық принципти қабыл ететуғын болсақ, онда фонлық геометрия ұлыұмалық салыстырмалық теориясындағы Эйнштейн теңлемелеринен ғәрезсиз күшли шекленген болады. Космологиялық принцип 3-өлшемли кеңисликте қандай да бир айрықша нәқатлардың (бир теклилик, атап айтқанда кеңисликтеги орын алмастырыуларға қарата инвариантлық), айрықша бағытлардың (изотропия, атап айтқанда кеңисликтеги бұрыуларға қарата инвариантлық) болмауын талап етеди. Бирақ, бұрынғыдай, кеңислик-ұақыттың геометриясы ұақыттан ғәрезли деп есапланады. Усындай талапқа жууап беретуғын бирден-бир фон FRW метрикасы болып табылады (Weinberg 1972), ал оның сызықлы элементи былайынша жазылады:

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) \left( \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right). \quad (4.2)$$

Бул аңлатпада  $a(t)$  - шамасы кеңисликлик координаталар  $\{r, \theta, \phi\}$  лерден ғәрензсиз болған масштаблық фактор,  $k$  - тұрақлы шама. Бул шама оң, терис хәм ноллик мәниске ийе бола алады. Бирақ барлық ұақытта оның мәниси ушын  $k = +1, 0, -1$  мәнислерин алыуға болады.  $k = 1$  теңли жабық Әлемге,  $k = 0$  тегис Әлемге хәм  $k = -1$  ашық Әлемге сәйкес келеди.

Егер биз ұлыұмалық салыстырмалық теориясынан өзгеше болған гравитация теориясын қарайтуғын болсақ, бирақ 3+1 өлшемли кеңислик-ұақыттағы космологиялық принципти сақласақ, онда кеңисликтің геометриясы бұрынғыдай FRW метрикасының жәрдемінде бериле береді. Егер Әлемдеги материяның қасиетлери белгили болса, онда ұлыұмалық салыстырмалық теориясы тек  $a(t)$  и  $k$  шамаларын анықлай алады. Тегис Әлемнің тегис кеңислик-ұақытқа (Минковский кеңислик-ұақыты) ийе болыуы шәрт емес, бирақ  $a$  шамасы  $t$  дан ғәрезсиз хәм  $k = 0$  теңлиги орынланғанда, биз арнаулы салыстырмалық теориясының тегис кеңислик-ұақытына ийе боламыз.

FRW метрикасының бары бир инвариантларын есаплаған пайдалы. Бұны Mathematica арнаулы пакетинің жәрдемінде орынлау аңсат. Бирақ Риман геометриясының өзгешеликлери менен формаллығын жақсырақ түсиниу ушын

есаплауларды қолдан орынлаған жақсы шынығыў болып табылады. Бундай жағдайда скаляр майысқанлық мынаған тең болады:

$$R = -6 \frac{k + \dot{a}^2 + \ddot{a}a}{a^2}. \quad (4.3)$$

$k = 0$  хәм  $a$  шамасы  $t$  дан ғәрезсиз болғанда скаляр майысқанлық нолге тең болады (арнаўлы салыстырмалық теориясының тегис кеңислик-ўақыты). Соның менен бирге  $a \rightarrow 0$  шегинде  $R$  ның шексизликке умтылатуғынлығы (яғный тарқалыўшы шама болатуғынлығын) атап өтемиз. Егер

$$G^{\mu\nu} = \kappa T^{\mu\nu}$$

түринде жазылған Эйнштейн теңлемесиниң оң хәм шеп тәреплерин  $\Lambda = 0$  теңлиги орынланатуғын жағдайдағы  $g_{\mu\nu}$  ге көбейтсек, онда биз мынаны аламыз

$$R = -\frac{8\pi}{M_{Pl}^2} T. \quad (4.4)$$

Бул теңликте  $T = T_\mu^\mu$  - заттың энергия-импульс тензоры болып табылады. Солай етип  $R$  диң тарқалыўы  $T$  ның тарқалыўын аңғартады екен. Риман тензорының квадраты

$$R_{\mu\nu\rho\sigma} R^{\mu\nu\rho\sigma} = 12 \frac{k^2 + 2k\dot{a}^2 + \dot{a}^4 + \ddot{a}^2 a^2}{a^4} \quad (4.5)$$

формуласының жәрдемінде бериледи.

Ең ақырында Эйнштейн теңлемелериниң локаллық теңлемелер екенлигин атап өтемиз. Олар кеңислик-ўақыттың көлем сыяқлы глобаллық қәсийетлери ҳаққында ҳеш нәрсе де айта алмайды. Бир метриканың топологиялық жақтан ҳәр қыйлы болған Әлемлерди тәрийиплей алады. Бул жағдай Фридман тәрепинен аңғарылған еди (1999). Егер биз Әлемди әпиўайы топологияға ийе болады деп есапласақ, онда  $k = 1$  болған жағдайда үш өлшемли көлем шекли, ал  $k = 0$  хәм  $k = -1$  болған жағдайда шексиз. FRW метрикасынан биз мынаған ийе боламыз:

$$V_{\text{Әлем}} = \int_V \sqrt{-{}^3g} d^3x = a^3(t) \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \sin\theta d\theta \int_0^{R_k} \frac{r^2 dr}{\sqrt{1 - kr^2}}. \quad (4.6)$$

Бул аңлатпада  ${}^3g$  - кеңисликлик 3-метриканың анықлаўшысы,  $k = 1$  ушын  $R_k = 1$ , ал  $k = 0$  хәм  $k = -1$  ушын  $R_k = \infty$ . Интеграллаў мынаны береді:

$$V_{\text{Әлем}} = \begin{cases} k = 1 \text{ ushin } \pi^2 a^3(t) \\ k = 0, -1 \text{ ushin } + \infty. \end{cases} \quad (4.7)$$

Туйық Әлемлер барлық ўақытта шекли, бирақ әпиўайы болмаған топология орын алған жағдайда ҳәтте тегис хәм ашық әлемлердиң шекли көлемге ийе болыўы мүмкин. Биз 10-бапта космослық реликтлик нурларды изертлеў бойынша алынған мағлыўматлардың Әлемниң геометриясының тегис геометрияға жақын екенлигин көрсетеди. Сонлықтан  $k = 1$  хәм  $k = -1$  теңликлерине итибар бериўдиң кереги болмайды. Бул болжанған әпиўайы торпология болған жағдайда да бизиң Әлемимиздиң көлеминиң шекли ямаса шексиз екенлиги ҳаққында ҳеш нәрсе айта алмаймыз. Әпиўайы болмаған топологиялар орын алған жағдайды астрономиялық дереклердиң "елес сүүретлерин" излеў жолы менен баҳалаўға болар еди. Себеби көп байланысқа ийе әлемде дерек тәрепинен шығарылған нурлардың ҳәр қыйлы тәреплерден бақланыўы мүмкин. Усы күнлерге шекем ҳеш қандай елес сүүретлер

бақланған жоқ хәм, сонлықтан, биз топологиялық әпиұайы болмаған әлемнің мүмкин болған өлшеминиң тек төменги шегарасын ғана ала аламыз.

#### 4.2. Фридман теңлемелери

Космологиялық принципти қабыл етиў кеңислик-ўақыттың геометриясының FRW метрикасының жәрдемінде тәрийиплениўин талап етеди. Егер Әлемдеги материяның муғдары белгили болатуғын болса масштаблық фактор  $a(t)$  менен  $k$  константасын Эйнштейн теңлемесинен алыўға болады. Характеристика идеаллық суйықлық ушын энергия-импульс тензорының жәрдемінде жақсы аппроксимацияланады:

$$T^{\mu\nu} = (\rho + P)u^{\mu}u^{\nu} - Pg^{\mu\nu}. \quad (4.8)$$

Бул теңликте  $\rho$  менен  $P$  суйықлықтың сәйкес тығызлығы менен басымы. FRW метрикасының координаталар системасында Әлем айқын бир текли хәм изотроп болғанлығы ушын биз суйықлық тынышлықта туратуғын системаны қараўымыз керек. Бул системада  $u^{\mu} = (1, 0, 0, 0)$ . Егер биз FRW метрикасы менен бул идеал суйықлықтың энергия-импульс тензорын Эйнштейн теңлемелерине қойсақ, онда 00 қураўшысы ушын биз мынаны табамыз:

$$H^2 = \frac{8\pi}{3M_{Pl}^2}\rho - \frac{k}{a^2}. \quad (4.9)$$

Бул теңликте  $H = \dot{a}/a$  - Хаббл параметри. (4.9)-теңлеме Фридманның биринши теңлемеси деп аталады. Улыўма жағдайда биз Әлемди хәр қыйлы қураўшылардан (мысалы, шаңнан, нурланыўдан х.т.б.) турады деп есапласақ, онда улыўмалық тығызлық хәм басмы ушын мынадай теңликлерди жазыўымыз керек:

$$\rho = \sum_i \rho_i, \quad P = \sum_i P_i. \quad (4.10)$$

Бул аңлатпаларда сумма материяның барлық сәйкес типлери бойынша алынады. Эйнштейн теңлемелериниң 11, 22 хәм 33 қураўшылары бир теңлемени береді, оны былайынша жазады:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi}{3M_{Pl}^2}(\rho + 3P). \quad (4.11)$$

Бул теңлемени Фридманның екінши теңлемеси деп атайды.

FRW метрикасында энергия-импульс тензорының ковариантлық сақланыўы  $\Delta_{\mu}T^{\mu 0} = 0$  мынадай теңлемеге айланады:

$$\dot{\rho} = -3H(\rho + P). \quad (4.12)$$

(4.12)-теңлеме ғәрезсиз теңлеме болып табылмайды хәм оны Фридманның биринши хәм екінши теңлемелеринен келтирип шығарыўға болады (2-баптың ақырындағы таллаўға қараңыз). Хәзир бизде ўақыт  $t$  ның (атап айтқанда  $\rho$  ның),  $P$  ның хәм масштаблық фактор  $a$  ның үш белгисиз болған функциясы хәм Фридманның еки теңлемеси [ямаса Фридманның бир теңлемеси менен энергия-импульс тензорының ковариантлық сақланыўына сәйкес келетуғын (4.12)-аңлатпа] бар. Демек, және бир теңлеме керек болады. Әдетте  $P = P(\rho)$  түрінде жазылатуғын заттың хал теңлемеси пайдаланылады. Энергияның тығызлығы менен басымның арасындағы байланыс сызықлы хәм  $w$  тұрақлысы орынлы болатуғын жағдай ең әпиұайы хәм әмелий жақтан әхмийетли жағдай болып табылады:

$$P = w\rho. \quad (4.13)$$

Мысалы, шаң ұшын  $w = 0$ , нұрланыу ұшын  $w = 1/3$  теңдіктері орынлы (бұл тек фотондар ұшын ғана емес, ал ультрарелятивисттік материяның қалған түрі ұшын дұрыс). Егер вакуумның энергиясын қарайтуын болсақ, онда  $w = -1$ . Бірақ, егер биз материяның басқа формаларын қарайтуын болсақ, онда  $w$  ның тұрақты шама болмауы да, ұлыма айтқанда энергияның тығызлығы менен басым арасындағы ғарезликтің қақыйқы болмауы да мүмкін.

$k = 0$  теңдігі орынланғанда Фридманның бірінші теңлемесі мынадай түрге ийе болады:

$$H^2 = \frac{4\pi}{3M_{Pl}^2} \rho_c \Rightarrow \rho_c = \frac{3M_{Pl}^2}{4\pi} H^2. \quad (4.14)$$

Бұл аңлатпа критикалық тығызлық деп аталатуын  $\rho_c$  тығызлығын анықлайды. Хәзиргі күндердегі критикалық тығызлықтың шамасы мынаған тең:

$$\rho_c = \frac{3M_{Pl}^2 H_0^2}{8\pi} = 1,878 \cdot 10^{-29} h_0^2 \frac{g}{sm^3} = 1,054 \cdot 10^{-5} h_0^2 \frac{GeV}{sm^3}. \quad (4.15)$$

#### 4.3. Космологиялық моделлер

Егер бир Әлемнің қандай материядан тұратуынлығын билсек, онда биз Фридман теңлемелерін шешиу арқалы Әлемнің қалған ұақыттағы кеңісик-ұақытының геометриясын анықлай аламыз. Егер Әлем басқа материя менен толтырылған болса, онда басқа космологиялық модель орынлы болады хәм биз (4.13)-түрдегі хал теңлемесін қабыл ететуын болсақ, онда (4.12)-сақланыу нызамы мынадай түрге ийе болады:

$$\frac{\dot{\rho}}{\rho} = -3(1+w) \frac{\dot{a}}{a}. \quad (4.16)$$

Сонлықтан тығызлық  $\rho$  ұшын биз мынадай аңлатпаны ала аламыз:

$$\rho \sim a^{-3(1+w)}. \quad (4.17)$$

Солай етип, энергияның тығызлығы шаң ұшын  $1/3$  сыпатында, нұрланыу ұшын  $1/4$  сыпатында масштабланады, ал вакуум ұшын тұрақты. Егер биз ұсы нәтижени Фридманның бірінші теңлемесіне қойсақ хәм  $k/a^2$  шамасын есапқа алмасақ, онда биз мынаны табамыз ( $w \neq 1$  ұшын):

$$a(t) \sim t^\alpha, \alpha = \frac{2}{3(1+w)}. \quad (4.18)$$

Биз ең ертедегі ұақытлар ұшын жақсы жақынласыу болып табылады. Себеби, егер биз ұақыт бойынша кейінге қайтсақ, онда  $a = 0$  теңдігіне ийе болыуымыз керек, ал  $k/a^2$  шамасы шаң хәм радиацияның терминлеріне қатнасы бойынша субдоминантлық болып табылады, олар сәйкес  $1/a^3$  хәм  $1/a^4$  түрінде масштабланады.

##### 4.3.1. Эйнштейн Әлеми

Егер биз космологиялық тұрақтыға ийе болған Эйнштейн теңлемелерін (2.84)-теңлемелер түрінде жазатуын болсақ, онда Фридманның бірінші хәм екінші теңлемелері былайынша жазылады:



$$H^2 = \frac{8\pi}{3M_{Pl}^2} \rho + \frac{\Lambda}{3} - \frac{k}{a^2}, \quad (4.19)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi}{3M_{Pl}^2} (\rho + 3P) + \frac{\Lambda}{3}. \quad (4.20)$$

Эйнштейн Әлеми материя тек шаң менен тәрийипленетуғын ( $P = 0$ ) хәм оң мәнисли космологиялық тұрақлы қатнасуғын космологиялық модель болып табылады. Оң мәнисли космологиялық тұрақлы Әлемди статикалық етиў ушын зәрүрли. Хаббл нызамы ашыламан дегенше Әлемди статикалық деп есапланды.  $\dot{a} = \ddot{a} = 0$  теңликлери орынланады деп есаплап, биз

$$\rho = \frac{3M_{Pl}^2}{4\pi}, a = \frac{1}{\sqrt{\Lambda}}, k = 1 \quad (4.21)$$

теңликлерине ийе боламыз. Биз Эйнштейннің әлеминің стабилли емес екенлигин атап өтеміз. Себеби кишкене ғана тәсир оның коллапсланыўына ямаса кеңейиўине алып келген болар еди. Сонлықтан, бундай жағдайдың орын алыўы статикалық әлемнің пайда болыўына алып келмейди. Эйнштейн болса космологиялық тұрақлыны әлемнің статикалық болыўы ушын киргизген еди.

#### 4.3.2. Материя басым болған Әлем

Хал теңлемеси  $P = 0$  түрінде жазылатуғын (ямаса оған эквивалент  $w=0$  түрінде жазылатуғын) релятивистлик емес материяны әдетте шаң деп атайды. (4.12)-теңлемеден биз

$$\rho a^3 = \text{constant} \equiv A \quad (4.22)$$

теңлигине ийе боламыз. Фридманның биринши теңлемеси былайынша жазылады:

$$\dot{a}^2 = \frac{8\pi A}{3M_{Pl}^2} \frac{1}{a} - k. \quad (4.23)$$

t менен

$$\frac{d\eta}{dt} = 1/a(t) \quad (4.24)$$

түрінде байланысқан жаңа  $\eta$  өзгериўшисин киргизейик. Жаңа ўақытлық  $\eta$  өзгериўшиси конформлық ўақыт деп аталады.  $\eta$  терминлеринде (4.23)-теңлемени былайынша жазыўға болады:

$$a'^2 = \frac{8\pi A}{3M_{Pl}^2} a - k a^2. \quad (4.25)$$

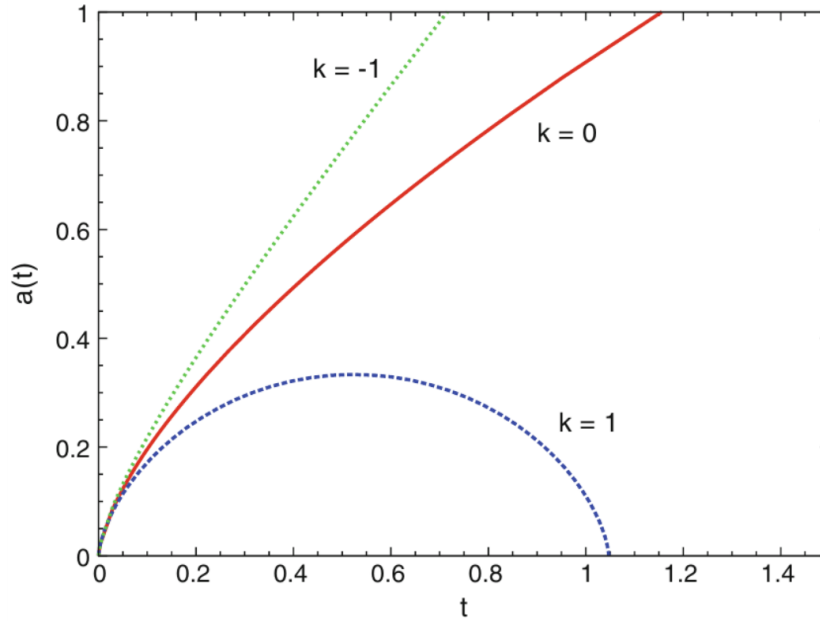
Бул теңликте әпиўайы сан конформлық ўақыт  $\eta$  бойынша алынған тўўындыны аңғартады. (4.25)-теңлемени өзгериўшилерди ажыратыў жолы менен интеграллаўға болады. Егер биз  $t = 0$  ўақыт моментинде  $a = 0$  теңлиги орынланды деп басланғыш шәртти қабыл етсек, биз жабық ( $k = 1$ ), тегис ( $k = 0$ ) хәм ашық ( $k = -1$ ) әлемлер ушын төмендегидей параметрлик шешимлерди табамыз:

$$k = 1, a = \frac{4\pi A}{3M_{Pl}^2} (1 - \cos \eta), t = \frac{4\pi A}{3M_{Pl}^2} (\eta - \cos \eta), \quad (4.26)$$

$$k = 0, a = \frac{2\pi A}{3M_{Pl}^2} \eta^2, t = \frac{4\pi A}{9M_{Pl}^2} \eta^3, \quad (4.27)$$

$$k = -1, a = \frac{4\pi A}{3M_{Pl}^2} (\cosh \eta - 1), t = \frac{4\pi A}{3M_{Pl}^2} (\sinh \eta - \eta). \quad (4.28)$$

4.1-сүретте үш сценарий үшін  $a(t)$  масштаблық фактор  $a(t)$  ның космологиялық ўақыт  $t$  дан ғәрезлиги көрсетілген. Жабық әлем критикалық нокатқа шекем кеңейеди, оннан кейин коллапсланады. Ашық әлем шексиз кеңейеди. Тегис әлем болса ашық хәм жабық әлемлердің арасындағы шегаралық жағдай болып табылады: ол шексиз кеңейеди, бирақ кеңейиў тезлиги нолге асимптоталық жақынлайды, атап айтқанда  $t \rightarrow +\infty$  шегинде  $H \rightarrow 0$ . Бирақ, бул тастыйықлаў космологиялық тұрақлы нолге тең болған жағдайда ғана дұрыс.



4.1-сүрет. Материя басым болған жағдайдағы әлемлердің үш типі үшін масштаблық фактор  $a$  ның космологиялық ўақыт  $t$  дан ғәрезлиги: жабық әлем ( $k = 1$ ), тегис әлем ( $k = 0$ ) хәм ашық әлем ( $k = -1$ ). Бул графиклерде космологиялық ўақыт  $t$  менен  $a$  ның бирликтери  $\frac{8\pi A}{M_{Pl}^2} = 1$  болған жағдай үшін берілген.

#### 4.3.3. Радиация басым болған әлем

Релятивистлик материяның хал теңлемеси  $P = \rho/3$  түрінде жазылады, сонлықтан  $w = 1/3$ . Ол бир бири менен тәсирлеспейтуғын массаға ийе емес газды тәрийиплейди. Бирақ бул теңликлер ультрарелятивистлик газ үшін да орынлы. Бундай жағдайда бөлекшелердің тынышлықтағы энергиясы олардың ұлыўмалық энергиясынан есапқа алмастай киши. (4.12)-теңлемеден

$$\rho a^4 = \text{constant} \equiv B \quad (4.29)$$

теңликлериниң орынлы екенлиги келип шығады. Бундай жағдайда Фридманның биринши теңлемесин былайынша жаза аламыз:

$$\dot{a}^2 = \frac{8\pi B}{3M_{Pl}^2} \frac{1}{a^2} - k. \quad (4.30)$$

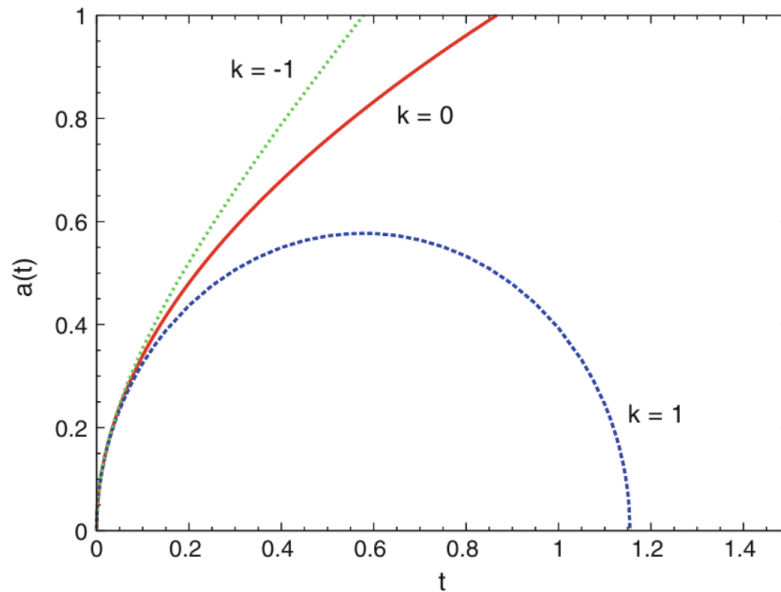
Егер биз басланғыш шәртлерди қоятуғын болсақ  $[a(t = 0) = 0]$ , онда жабық ( $k = 1$ ), тегис ( $k = 0$ ) хәм ашық ( $k = -1$ ) әлемлер ушын масштаблық фактор  $a(t)$  ушын мынадай шешимлерди аламыз:

$$k = 1, \quad a = \left[ 2 \sqrt{\frac{8\pi B}{3M_{Pl}^2}} t - t^2 \right]^{1/2}, \quad (4.31)$$

$$k = 0, \quad a = \left[ 2 \sqrt{\frac{8\pi B}{3M_{Pl}^2}} t \right]^{1/2}, \quad (4.32)$$

$$k = -1, \quad a = \left[ 2 \sqrt{\frac{8\pi B}{3M_{Pl}^2}} t + t^2 \right]^{1/2}. \quad (4.33)$$

Материя басым болған әлемдегидей,  $k = 1$  болған жағдайда әлем дәслеп кеңейеди, оннан кейин масштаблық фактор максималлық мәнисине жетеди хәм ең ақырында әлем  $a = 0$  теңлиги орынланатуғын шамаға шекем қысылады. Ашық әлем ( $k = -1$ ) мәңги кеңейеди. Ал тегис әлем жабық хәм ашық моделлерди айырып туратуғын критикалық жағдайға сәйкес келеди. 4.2-сүўретте бул үш сценарийлер ушын масштаблық фактор  $a(t)$  ның космологиялық ўақыт  $t$  дан ғәрезлиги көрсетилген.



4.2-сүўрет. Нурланыўдан туратуғын әлемдеги масштаблық фактор  $a$  ның космологиялық ўақыт  $t$  дан ғәрезлиги: жабық әлем ( $k = 1$ ), тегис әлем ( $k = 0$ ) хәм ашық әлем ( $k = -1$ ). Бул графиклерде космологиялық ўақыт  $t$  менен  $a$  ның бирликтери  $\frac{8\pi A}{M_{Pl}^2} = 1$  болған жағдай ушын берилген.

#### 4.3.4. Вакуумнан туратуғын әлем

Вакуум басым болған Әлемде материя болмайды. Сонлықтан  $\rho = P = 0$  теңликтери орынлы болады. Бирақ, биз жоғалмайтұғын космологиялық тұрақлы

бар деп есаплаймыз. 11-бапта биз майданның квантлық теориясында вакуумның бос емес екенлігін көрсетеміз хәм ұлыұмалық салыстырмалық теориясында ол эффективлік космологиялық тұрақлы ямаса, дәлирегі, вакуумның энергиясы космологиялық тұрақлыға тұрақлы коэффициент дәллігінде эквивалент.  $\Lambda > 0$  болған жағдайда Фридман теңлемелері мынадай шешімлерді береді:

$$k = 1, \quad a = \sqrt{\frac{3}{\Lambda}} \cosh \left( \sqrt{\frac{3}{\Lambda}} t \right), \quad (4.34)$$

$$k = 0, \quad a = a(0) \exp \left( \sqrt{\frac{3}{\Lambda}} t \right), \quad (4.35)$$

$$k = -1, \quad a = \sqrt{\frac{3}{\Lambda}} \sinh \left( \sqrt{\frac{3}{\Lambda}} t \right). \quad (4.36)$$

$\Lambda < 0$  болған жағдайда шешім былайынша жазылады:

$$k = -1, \quad a = \sqrt{-\frac{3}{\Lambda}} \cos \left( \sqrt{-\frac{3}{\Lambda}} t \right) \quad (4.37)$$

хәм  $k = 0$ ,  $k = 1$  болған жағдайлар үшін хеш қандай шешімлер болмайды. Ең ақырында  $\Lambda = 0$  теңлігі орынланғанда  $k = 0$  хәм  $a$  константа болған тегис кеңіслік-ұақытты қайтадан тиклейміз.

#### 4.4. FRW метрикасының тийкарғы қасиеттері

2.2-бөлімде айтылып өтілгендей, сынап көрілетуғын бөлекшелердің майысқан кеңіслік-ұақыттағы қозғалысын

$$L = g_{\mu\nu} x'^{\mu} x'^{\nu} \quad (4.38)$$

түрінде жазылған лагранжианды қарау жолы менен үйрениуге болады. Биз енді аффинлік  $\lambda$  параметрі бойынша түүінды белгилеу үшін штрихты, ал космологиялық ұақыт  $t$  бойынша түүіндыны белгилеу үшін нөқатты пайдаланамыз. FRW метрикасы  $t$  дан масштаблық фактор  $a(t)$  арқалы байланысқан болғанлықтан, энергия қозғалыс константасы болып табылмайды. Енді биз фотонды хәм оның қозғалысы тек радиаллық бағытта жүзеге келетуғын координаталар системасын қараймыз. Бұндай жағдайда  $g_{\mu\nu} x'^{\mu} x'^{\nu} = 0$  теңлемесі

$$t'^2 = \frac{a^2}{1 - kr^2} r'^2 \quad (4.39)$$

аңлатпасына ийе боламыз. Егер биз  $x^{\mu}$  үшін Эйлер-Лагранж формуласын жазсақ хәм (4.39)-теңлемени пайдалансақ, онда

$$t'' = -a\dot{a} \frac{r'^2}{1 - kr^2} = -\frac{\dot{a}}{a} t'^2 = -\frac{a'}{a} t' \quad (4.40)$$

аңлатпасына ийе боламыз.  $t'$  фотонның энергиясы  $E$  ге пропорционал хәм, ұсыған сәйкес,  $\frac{t''}{t'} = \frac{E_Y'}{E_Y}$ . Солай етип, биз фотонның FRW фонында қызыл тәрепке қарай, энергиясы масштаблық факторға кері болған жағдайда қозғалады екен:

$$E_\gamma = \frac{1}{a}. \quad (4.41)$$

Бұл құбылысты космологиялық қызылға аұысыу деп атайды. Допплер құбылысындағы қызылға аұысыу деректің салыстырмалы қозғалысының салдарынан, ал гравитациялық қызылға аұысыу болса гравитациялық потенциалдың шамасының үлкейіуінен жүзеге келеді. Ол нурланыу энергиясының тығызлығы үшін да жууап береді. Нурланыу энергиясының тығызлығы масштаблық фактордың төртінші дәрежесіне кері пропорционал:  $1/a^4$ . Ал фотонның энергиясы масштаблық фактордың үшінші дәрежесіне кері пропорционал:  $1/a^3$ .

Фотонның космологиялық қызылға аұысыуын басқаша да алыуға болады. Координата басында жайласқан ( $r = 0$ ) монохромат электромагнит толқынлардың дерегінің нурланыуын қараймыз.  $t = t_e$  уақыт моментінде нурландырылған толқын фронты  $t = t_0$  уақыт моментінде радиаллық координатасы  $r = r_0$  нокатында регистрацияланады.  $ds^2 = 0$  теңлігі орынлы болғанлықтан, биз мынадай аңлатпаны жаза аламыз:

$$\int_{t_e}^{t_0} \frac{d\tilde{t}}{a} = \int_0^{r_0} \frac{d\tilde{r}}{\sqrt{1 - k\tilde{r}^2}}. \quad (4.42)$$

Бұл аңлатпаның оң тәрәпі  $t$  уақыттан ғәрезлі емес. Егер биз  $r = 0$  нокатында  $t = t_e + \delta t_e$  уақыт моментінде нурландырылған хәм  $r = r_0$  нокатында  $t = t_0 + \delta t_0$  уақыт моментінде регистрацияланған толқын фронтын қарайтуғын болсақ, онда

$$\int_{t_e + \delta t_e}^{t_0 + \delta t_0} \frac{d\tilde{t}}{a} = \int_r^{r_0} \frac{d\tilde{r}}{\sqrt{1 - k\tilde{r}^2}} = \int_{t_e}^{t_0} \frac{d\tilde{t}}{a} \quad (4.43)$$

хәм, сонлықтан,

$$\int_{t_e + \delta t_e}^{t_0 + \delta t_0} \frac{d\tilde{t}}{a} = \int_{t_e}^{t_0 + \delta t_0} \frac{d\tilde{t}}{a} \Rightarrow \frac{\delta t_e}{a(t_e)} = \frac{\delta t_0}{a(t_0)} \quad (4.44)$$

аңлатпасына ийе боламыз. Бұл аңлатпаларда  $\delta t_e$  менен  $\delta t_0$  лер сәйкес  $t_e$  хәм  $t_0$  уақыт моментлерінде өлшенген толқын ұзынлықтары. Буннан фотонның толқын ұзынлығының  $a$  шамасына, ал фотонның энергиясының  $1/a$  шамасына байланысly болатуғынлығын көреміз. Бұл нәтийже (4.41)-теңдеме берген нәтийжеге сәйкес келеді.

Бөлекшелер горизонты түсиниги әхмийетлі түсиниклердің қатарына киреди. Бөлекшелер горизонты үлкен партланыудан кейін белгили болған  $t$  уақытына шекемги фотонның басып өткен қашықлығы болып табылады. Ол уақыттың  $t$  моментіндеги бир бири менен себеп пенен байланысқан областтың радиусын анықлайды. Бөлекшелер горизонтынан үлкен қашықлықтағы еки нокат хеш уақытта бир бири менен информация алыспаған. Тегис Әлем үшін ( $k = 0$ ) жақтылықтың тарқалыу теңдемеси болған  $ds^2 = 0$  теңлемесінен мынаны табамыз:

$$r = \int_0^r d\tilde{r} = \int_0^t \frac{d\tilde{t}}{a} = \frac{1}{a(t)} \frac{t}{(1 - \alpha)}. \quad (4.45)$$

Бул соңғы аңлатпаны келтирип шығарғанда биз  $w \neq -1$  болған жағдайда  $a \sim t^\alpha$  ғәрезлигинің орын алатуғынлығын есапқа алдық [(4.18)-, (4.27)- хәм (4.32)- теңлемелерге қараңыз].  $t$  ўақыт моментінде координата басы менен радиаллық координатасы  $r$  болған ноқаттың арасындағы қашықтық  $d(t) = a(t)r$  ге тең хәм сонлықтан бөлекшелер горизонты мынаған тең:

$$d = \frac{t}{1 - \alpha}. \quad (4.46)$$

Шаңнан туратуғын әлем үшін  $d = 3t$ , ал әлемде нурланыў басым болған жағдайда  $d = 2t$  теңликлерине ийе боламыз. Бөлекшелер горизонтының ўақытға байланысly сызықлы өсетуғынлығын атап өтемиз,  $\alpha < 1$  болған жағдайда  $a \sim t^\alpha$ . Бул жағдай раўажланыўының соңғы этапларында әлемнің ноқатларының кем-кемнен көбинің себеп пенен байланысly болатуғынлығын аңғартады.

Вакуумның энергиясы менен толған әлемди өз алдына қараў керек. Бундай жағдайда масштаблық фактор (4.35)-аңлатпа менен анықланады, ал бөлекшелер горизонты мынаған тең:

$$d = \sqrt{\frac{3}{\Lambda}} \left[ \exp \left( \sqrt{\frac{\Lambda}{3}} t - 1 \right) \right]. \quad (4.47)$$

Масштаблық фактор да экспоненциаллық нызам бойынша өсетуғын болғанлықтан, бир биринен  $\sqrt{\frac{3}{\Lambda}}$  шамасынан үлкен қашықтықларда жайласқан еки область бир бири менен ҳеш қашан информация алмаса алмайды.

#### 4.5. Әлемнің жасы

Фридман теңлемелеринен Әлемнің кеңисликлик-ўақытлық сингулярлықтан басланатуғынлығы (масштаблық фактор нолге айланады) хәм кеңейетуғынлығы (масштаблық фактор  $a$  үлкейеди) келип шығады. Сингулярлықта энергияның тығызлығы тарқайды (шексизликке айланады). Бирақ, ҳақыйқатында, стандарт физика Планклық масштаб болған  $M_{Pl} \sim 10^{19}$  ГэВ тен жоқары масштабларда жұмыс ислейди деп ойламаймыз. Бундай областта квантлық гравитация эффектлеринің жүдә әҳмийетли болыўы керек. Бирақ, беккем хәм исенимли квантлық гравитация теориясы болмаған жағдайда биз Әлемди тек классикалық ұлыўмалық салыстырмалық теориясының шеклеринде ғана тәрийиплей аламыз. Бул шеклерде Әлем энергияның тығызлығы шексиз болған ҳалдан туўылған, ал оның жасы FRW метрикасындағы ўақытлық координата бойынша усы ўақыттың басынан бүгинги күнге шекемги ўақытқа тең. Әлемнің жасын Хаббл параметри бойынша да, оның энергиясының муғдары бойынша да анықлаўға болады. Әлемнің жасын есаплаў үшін басланғыш моменттиң ҳеш қандай әҳмийетинің жоқ екенлигин аңғарамыз. Басланғыш Планклық ўақыт хәм Үлкен партланыў моменти бойынша есапланған Әлемнің жасларының айырмасы шама менен 1 секундқа тең (шама менен 10 млрд жылды салыстырып көриў үшін).

Егер биз Фридманның биринши теңлемесинің шеп тәрәпинен критикалық тығызлық  $\rho_c$  ға көбейтсек хәм бөлсек, онда мынаған ийе боламыз:

$$H^2 = \frac{8\pi}{3M_{Pl}^2} \rho_c \sum_i \left( \frac{\rho_i}{\rho_c} - \frac{\rho_k}{\rho_c} \right). \quad (4.48)$$

Бұл аңдатпада биз мүмкин болған ноллик емес майысқанлыққа сәйкес келетуғын энергияның эффективлик тығызлығын киргиздик,  $\rho_k = k/a^2$ . Бүгинги күнде Әлем тийкарынан тығызлығы  $1/a^3$  масштабына сәйкес келетуғын релятивистлик емес материя менен толған, ал вакуумның энергияның тығызлығы турақлы шама болады. Әлемнің жасының шамасын бақалағанда биринши жақынласыўда радиация басым болған режимнің дәўирин есапқа алмаўға болады, себеби бул ўақыт интервалы материя менен вакуумның энергиясы басым болған дәўирден әдеўир киши.

Есаплаўларды жүргизиў ушын өлшем бирлигине ийе болмаған материяның ҳәр қыйлы формаларының энергиясының тығызлығының энергияның критикалық тығызлығына қатнасы болған  $\Omega_i = \rho_i/\rho_c$  шамасын киргиземиз. Бундай жағдайда (4.48)-теңликти былайынша жазамыз:

$$H^2 = H_0^2 [\Omega_m^0 (1+z)^3 + \Omega_\Lambda^0 + \Omega_k^0 (1+z)^2]. \quad (4.49)$$

Бул аңдатпада 0 индекси бүгинги мәниске сәйкес келеди.  $\Omega_m^0$  хәм  $\Omega_\Lambda^0$  релятивистлик емес материя менен жүдә киши болған космологиялық турақлыға сәйкес келетуғын шамалар. Бул тығызлықлардың космологиялық кеңейиўдің барысындағы эволюцияларын есаплаў ушын биз қызылға аўысыў факторын киргиздик:

$$1+z \equiv \frac{a_0}{a}. \quad (4.50)$$

$(1+z)^n$  көбейтиўшисиниң Әлемнің кеңейиўин дұрыс есапқа алатуғынлығын аңсат тексерип көриўге болады. Мысалы,  $\Omega_m(z) = \Omega_m^0(z) (1+z)^3$ , себеби шаң тәризли материяның энергиясының тығызлығы  $1/a^3$  ке байланысly. Хаббл параметриниң анықламасынан биз

$$H = \frac{d}{dt} \ln \frac{a}{a_0} = \frac{d}{dt} \ln \frac{1}{1+z} = - \frac{1}{1+z} \frac{dz}{dt}. \quad (4.51)$$

аңлатпасына ийе боламыз хәм бул аңлатпаны (4.49)-теңлемеге қойып,

$$\frac{dt}{dz} = - \frac{1}{1+z} \frac{1}{H_0 \sqrt{\Omega_m^0 (1+z)^3 + \Omega_\Lambda^0 + \Omega_k^0 (1+z)^2}} \quad (4.52)$$

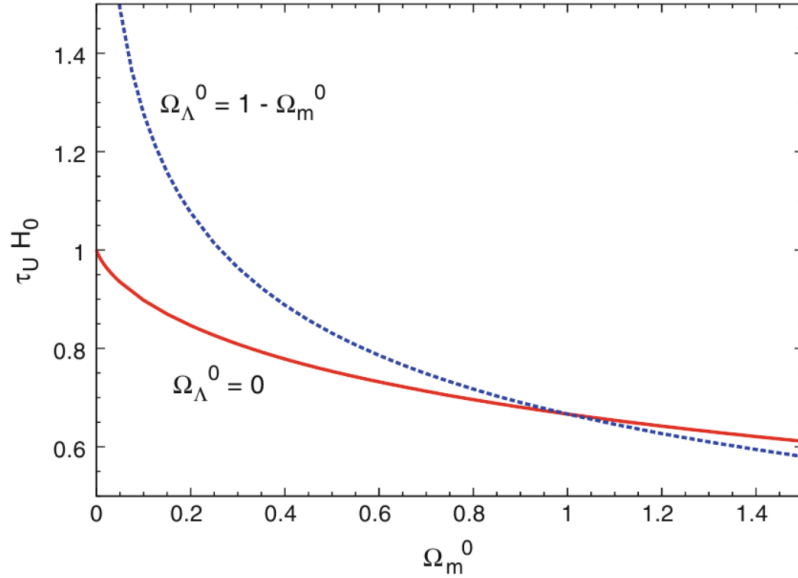
аңлатпасын аламыз.  $\Omega_k^0 = 1 - \Omega_m^0 - \Omega_\Lambda^0$  алмастырыўын пайдаланып, бүгинги күндеги ўақыт пенен ( $z=0$ ) Әлемдеги қызылға аўысыў  $z$  ке тең болған ўақыттың арасындағы айырманы табамыз:

$$\Delta t = \frac{1}{H_0} \int_0^z \frac{d\tilde{z}}{1+\tilde{z}} \frac{1}{\sqrt{(1+\Omega_m^0 \tilde{z})(1+\tilde{z})^2 - \tilde{z}(2+\tilde{z})\Omega_\Lambda^0}}. \quad (4.53)$$

Әлемнің толық жасы  $z \rightarrow \infty$  шегинде алынады. Жоқары дәллик ушын бизиң жоқарыда еске алынып өтилген релятивистлик материяның үлесин есапқа алыўымыз керек. Бирақ ол үлкен болмаған дүзетиўге алып келеди. Интеграл әдетте тәртиби бойынша 1 ге тең, сонлықтан ўақыт шкаласы шама менен  $\frac{1}{H_0} \sim 14$  млрд жылға тең. Тегис Әлем болған әпиўайы жағдайда вакуумның энергиясын есапқа алмағанда, атап айтқанда  $\Omega_m^0 = 1$  хәм  $\Omega_\Lambda^0 = 0$  болған жағдайда Әлемнің жасы ушын

$$\tau_U = \frac{1}{H_0} \int_0^{+\infty} \frac{d\tilde{z}}{(1 + \tilde{z})^{5/2}} = \frac{2}{3} \frac{1}{H_0} \sim 10 \text{ млрд } \text{жыл} \quad (4.54)$$

Басқа жағдайларда интегралды санлы есаплауға болады. Тегис Әлем ( $\Omega_\Lambda^0 = 1 - \Omega_m^0$ ) хәм вакуумның энергиясы болмаған Әлем үшін ( $\Omega_\Lambda^0 = 0$ )  $\Omega_m^0$  функциясы 4.3-сұйретте келтирилген.



4.3-сұйрет. Әлем тек шаңнан туратуғын ( $\Omega_\Lambda^0 = 0$ ) хәм тегис болып, шаң менен вакуум энергиясынан туратуғын болған жағдайдағы ( $\Omega_\Lambda^0 = 1 - \Omega_m^0$ ) Әлемнің жасы.

#### 4.6. $\Lambda$ CDM модели

Эталон шамның жарқынлығын, атап айтқанда меншикли жарқынлығы белгили болған дереклерди өлшеу жолы менен  $\Omega_m^0$  хәм  $\Omega_\Lambda^0$  шамаларын бахалауға болады. Егер Әлемнің кеңейиуі орын алмағанда тап сондай болған дерек тәрәпинен нурландырылған хәм Жерде детектордың жәрдемінде өлшенген нурланыудың ағысының тығызлығы  $\Phi = L/4\pi d^2$  шамасына тең болады. Бул теңликте  $L$  - деректің меншикли жарқынлығы (қууаты),  $d$  - оның бизден қашықтығы. Кеңейиуші Әлемде  $\Phi$  ағысын анықлағанда бақлау ұақытында сфералық қабыққа келип түсетуғын ағыс түрінде анықлайды. Сонлықтан  $d$  шамасын  $a_0 r$  шамасы менен алмастыру керек болады.  $r$  арқалы FRW метрикасындағы радиаллық координата белгиленген хәм детектор координатасы  $r = 0$  болған орында жайласқан деп болжайды. Усының менен бирге фотонлар қызыл тәрәпке қарай  $1 + z = a_0/a_e$  көбейтиушіге аұысқан,  $a_e$  арқалы нурланыу жүзеге келген ұақыттағы масштаблық фактор белгиленген хәм нурланыу жүзеге келген ұақыттағы қәлеген ұақыт интервалы қызылға аұысыу коэффициенті  $1 + z$  шамасына ұзын болады. Нәтийжеде деректің ағысының тығызлығы ұшын

$$\Phi = \frac{L}{4\pi a_0^2 r^2 (1 + z)^2} = \frac{L}{4\pi d_L^2} \quad (4.55)$$

аңлатпасын аламыз. Биз бул аңлатпада жарқынлық қашықтығы  $d_L$  ди киргиздик:



$$d_L = a_0 r(1+z) = \sqrt{\frac{L}{4\pi\Phi}}. \quad (4.56)$$

Фотонлардың радиаллық траекториялары үшін  $g_{00}dt^2 + g_{11}dr^2=0$ , сонлықтан

$$(1+z)dt = a_0 \frac{dt}{a} = a_0 \frac{dr}{\sqrt{1-kr^2}}. \quad (4.57)$$

(4.52)-теңлемени пайдаланып, (4.57)-теңлемени төмендегидей түрге түрлендириуге болады:

$$a_0 \int_0^r \frac{d\tilde{r}}{\sqrt{1-k\tilde{r}^2}} = \int_0^z \frac{d\tilde{z}}{H_0 \sqrt{(1+\tilde{z})^2(1+\tilde{z}\Omega_m^0) - \tilde{z}(2+\tilde{z})\Omega_\Lambda^0}}. \quad (4.58)$$

Бұл теңликте

$$\int_0^r \frac{d\tilde{r}}{\sqrt{1-k\tilde{r}^2}} = \begin{cases} k=1 \text{ teñligi orınlayǵanda } \arcsin t, \\ k=0 \text{ teñligi orınlayǵanda } r, \\ k=-1 \text{ teñligi orınlayǵanda } \operatorname{arcsinh} r. \end{cases} \quad (4.59)$$

Егер биз (4.56)-теңлемени (4.58), -теңлеме менен бириктирсек, онда жарқынлық қашықтығын  $z$ ,  $H_0$ ,  $\Omega_m^0$  хәм  $\Omega_\Lambda^0$  шамаларының функциясы түрінде жазыуға болады.  $k \neq 0$  болған жағдай үшін

$$d_L(z, H_0, \Omega_m^0, \Omega_\Lambda^0) = \frac{1+z}{H_0 \sqrt{|\Omega_k^0|}} J \left( \sqrt{|\Omega_k^0|} \int_0^z F(\tilde{z}) d\tilde{z} \right). \quad (4.60)$$

теңлигине ийе боламыз. Бұл аңлатпада

$$J(x) = \begin{cases} k=1 \text{ teñligi orınlayǵanda } \sin x, \\ k=0 \text{ teñligi orınlayǵanda } x, \\ k=-1 \text{ teñligi orınlayǵanda } \sinh x. \end{cases} \quad (4.61)$$

$$F(z) = \frac{1}{H_0 \sqrt{(1+z)^2(1+z\Omega_m^0) - z(2+z)\Omega_\Lambda^0}} \quad (4.62)$$

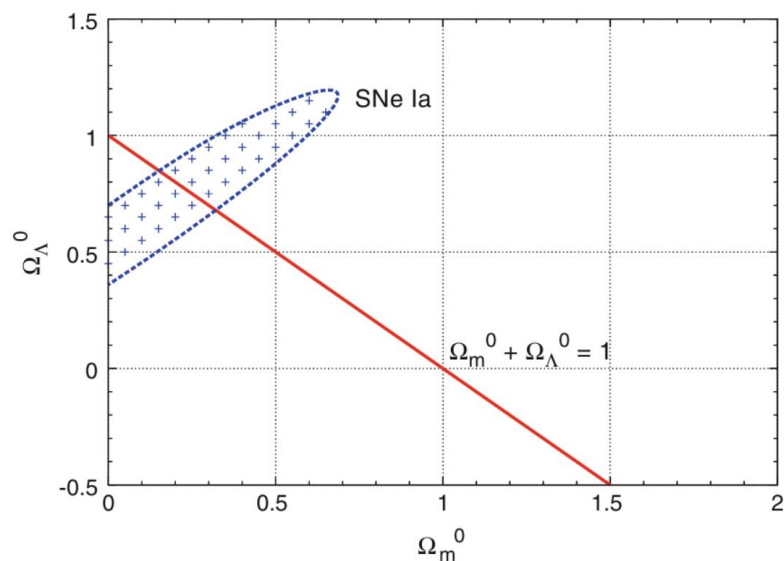
Егер Әлем тегис болса,  $k=0$ , жарқынлық қашықтығы мынадай аңлатпаның жәрдемінде анықланады:

$$d_L(z, H_0, \Omega_m^0, \Omega_\Lambda^0) = \frac{1+z}{H_0} J \left( \int_0^z F(\tilde{z}) d\tilde{z} \right). \quad (4.63)$$

Соңғы жыллары үлкен қызылға аўысыўға ийе аса жаңа жұлдызлар космологиялық параметрлерди анықлаў үшін эффективли пайдаланылмақта. Ia (SNe Ia) типиндеги аса жаңа жұлдыз жұлдызларының бири углерод-кислородлы ақ иргежейли болып табылатуғын қос жұлдызда пайда болады деп есапланады. Ақ иргежейлилер ядролық синтезин тамам қылған жұлдыздың қалдығы болып табылады, ал углеродлы-кислородлы ақ иргежейлилерде болса, олардың ядроларының температурасы критикалық мәнистен жоқары болатуғын жағдайларда ядролық реакциялардың қайтадан тиклениўи мүмкин. Ia типиндеги аса жаңа жұлдызда углеродлы-кислородлы иргежейли өзиниң серик жұлдызынан затты топлаўи керек. Бұл жұлдыздың қысылыўына хәм оның ядросының температурасының жоқарылаўына алып келиўи керек. Ақ иргежейлилер әдеттеги жұлдызлар сыяқлы жаныў процессин тәртиплестире алмайтуғын болғанлықтан,

оларда тоқтатыу мүмкин болмаған реакция жүзеге келеди хәм киши ўақыт интервалының ишинде жүдә үлкен муғдардағы энергия бөлинип шығады. Бул аса жаңа жұлдыздың партланыўына алып келеди. Механизмнің эффективлиги ядроның температурасы, соған сәйкес ақ иргежейлиниң массасы бойынша анықланады. Хәр бир дерек ушын базы бир дұрыслаўлардан кейин пиклик жарықлықты стандарт шам сыпатында пайдаланыўға болады (Leibundgut, 2001). Киши қызылға аўысыўға ийе Ia типіндеги аса жаңа жұлдызларды изертлеўлерден Хаббл параметри  $H_0$  ди анықлаўға болады. Ал үлкен қызылға аўысыўға ийе болған Ia типіндеги аса жаңа жұлдызларды изертлеў Әлемнің тезлений менен кеңейетуғынлығының ашылыўына алып келди (Перлмуттер х.б. 1999; Рисс х.б. 1998). Хәзирги ўақытлары бар болған мағлыўматлар  $\Lambda$ CDM модели деп аталатуғын моделдің орынлы екенлигин көрсетеди. Бул моделде хәзирги ўақытлардағы Әлемде вакуумның энергиясының басым екенлиги, соның менен бирге релятивистлик емес энергияның да базы бир муғдарының бар екенлиги қабыл етилген (4.4-сўўретке қараңыз). Аса жаңа жұлдызларды өлшеў нәтийжелерин космослық микротолқынлық нурланыўды изертлегенде (бул жағдайда  $\Omega_\Lambda^0 + \Omega_m^0 = 1$  деп есаплайды) алынған нәтийжелер менен бириктиргенде ең сәйкес келетуғын мәнислер мыналарға тең болады:

$$\Omega_m^0 \approx 0,3; \quad \Omega_\Lambda^0 \approx 0,7. \quad (4.67)$$



4.4-сўўрет. Ia типіндеги аса жаңа жұлдызларды изертлеўлердің нәтийжесинде  $(\Omega_\Lambda^0, \Omega_m^0)$  тегислигинде алынатуғын шеклер.  $\Omega_\Lambda^0 + \Omega_m^0 = 1$  теңлиги орынлы деп есаплайтуғын космослық микротолқынлық нурланыўды изертлеўлерде алынған нәтийжелер менен биргеликте  $\Omega_m^0 \approx 0,3$  хәм  $\Omega_\Lambda^0 \approx 0,7$  теңликтери орынлы болып табылатуғын  $\Lambda$ CDM модели ҳақыйқатлыққа әдеўир жақын келеди.

#### 4.7. Әлемнің тәғдири

Әлемнің геометриясы  $k$  ның белгиси бойынша өзгереді, оның шамасы 0 ямаса  $\pm 1$  ге тең болыўы мүмкин. Егер Әлем тек шаң менен ( $P = 0$ ) хәм вакуумның энергиясы толған болса ( $P = -\rho$ ), онда әлемнің тегис болыўы ушын

$$\Omega_\Lambda + \Omega_m = 1 \quad (4.65)$$

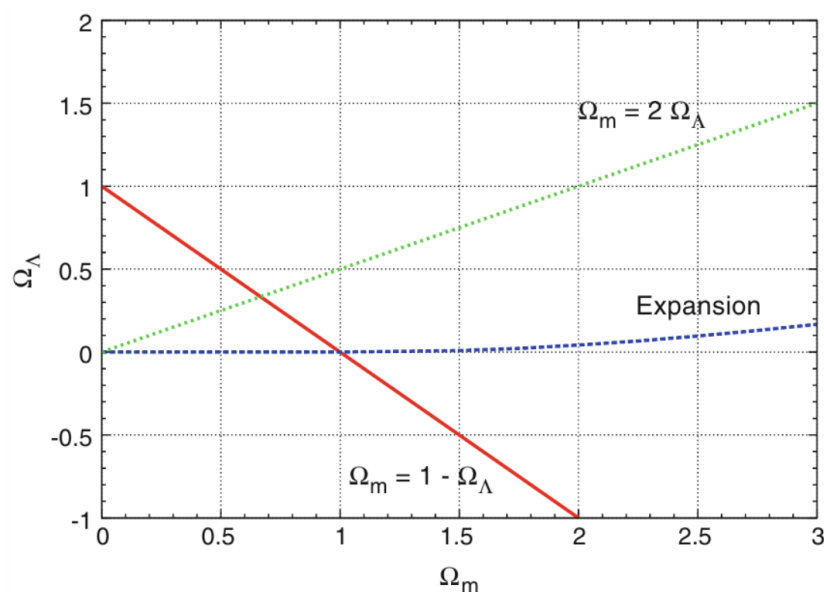
теңлигиниң орынланыўы керек. Ал әлемниң жабық (ашық) болыўы ушын  $\Omega_\Lambda + \Omega_m > 1$  ( $< 1$ ) теңsizликтери орынланады. Егер  $\Lambda = 0$  теңлигине ийе болсақ, онда жабық әлем дәслеп кеңейеди, ал кейин, (4.26)-теңлемеді көрсетилгендей), қайтадан қысылады. Ашық хәм тегис әлемлер мәңги кеңейеди [(4.28)- хәм (4.27)-теңлемелерге қараңыз]. Вакуумның энергиясы болған жағдайда ситуация құрамалы болады. Егер  $\Omega_m \leq 1$  шәрти орынланатуғын болса, онда әлемниң тәғдири  $\Lambda$  ниң белгисинен ғәрезли:  $\Lambda = 0$  болған жағдайда әлем мәңги кеңейген болар еди, бирақ  $\frac{\Omega_m}{\Omega_\Lambda} \sim 1/a^3$  байланысы орын алғанда жеткиликли дәрежедеги кеш ўақытларда хәтте оғада киши болған космологиялық тұрақлы басым бола алады хәм, егер оның мәнисі терис болса, онда ол кеңейиўди тоқтатады хәм әлем қайтадан қысылады.  $\Omega_m > 1$  теңsizлиги орын алғанда хәм егер вакуумның энергиясының оң шамасы әлем қысылмастан бұрын ахмийетли болатуғын болса, онда бундай әлем мәңги кеңейеди.  $(\Omega_\Lambda, \Omega_m)$  тегислигиндеги мәңги кеңейетуғын әлемлерди дәслепки ўақытлары кеңейиў фазасы бар әлемнен айырып туратуғын сызық былайынша бериледи:

$$\Omega_\Lambda = \begin{cases} \Omega_m \leq 1 \text{ болған жағдайда } 0, \\ \Omega_m > 1 \text{ болған жағдайда } 4\Omega_m \sin^3 \left[ \frac{1}{3} \arcsin \left( \frac{\Omega_m - 1}{\Omega_m} \right) \right]. \end{cases} \quad (4.66)$$

Биз кеңейиўи тезленетуғын ( $\ddot{a} > 1$ ) хәм әстеленетуғын ( $\ddot{a} < 1$ ) әлемлерди айыра аламыз. (4.11)-теңлемеден  $\ddot{a} = 1$  шәртиниң

$$\rho + 3P = 0 \Rightarrow \Omega_m = 2\Omega_\Lambda \quad (4.67)$$

теңликтериниң орынлы болатуғынлығы келип шығады. Солай етип, егер  $\Omega_m < 2\Omega_\Lambda$  ( $\Omega_m > 2\Omega_\Lambda$ ) шәрти орынланатуғын болса әлемниң кеңейиўиниң тезленетуғынлығы (әстеленетуғынлығы) келип шығады. Әлемлердиң хәр қыйлы типлериниң геометриясы, ақырғы тәғдири хәм тезлениўи 4.5-сүүреттеги  $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$  тегислигинде көрсетилген.



4.5-сүүрет. Шаң хәм вакуум энергиясы менен толтырылған әлемлердиң қасиеттери. Тегис әлемлер  $\Omega_m = 1 - \Omega_\Lambda$  тўўрысының бойында жайласқан. Бул сызық жабық әлемлерди ( $\Omega_\Lambda + \Omega_m > 1$ ) ашық әлемлерден ( $\Omega_\Lambda + \Omega_m < 1$ ) айырып

турады. Эволюциясының барысында космологиялық тезлениу нолге айланатуғын ( $\ddot{a} = 0$ ) әлемлер  $\Omega_m = 2\Omega_\Lambda$  тууысының үстінде жайласқан. Бұл сызық космологиялық эволюцияның тезлениуші ( $\ddot{a} > 0$ ) хәм әстелениуші ( $\ddot{a} < 0$ ) фазаларын айырып турады. Олар бұл сызықтың сәйкес үстінде хәм астында жайласқан. "Expansion" қатары мәңгі кеңейетуғын әлемлерди дәслеп кеңейетуғын хәм оннан кейін қайтадан қысылатуғын әлемлерден айырып турады.

## 6-бап. Инфляция

### 6.1. Кирисиу хәм тарих

Инфляция идеясы XX әсирдегі әхмийети бойынша үлкен партланыудан кейінгі алға илгерилеу болып табылады. Тарихый жақтан FRW космологиясының базы бир проблемаларын шешиу үшін экспоненциаллық кеңейу пайдаланылатуғын жұмыслар сыпатында Старобинскийдің (1980) экспоненциаллық кеңейудің Әлемнің тегіс геометриясын жүзеге келтиретуғынлығын еслетіп өткен хәм Казанастың (1980) ұсындай кеңейудің Әлемди изотроп ететуғынлығы хаққындағы жұмыстарын атап өткен мақұл. Бир неше ай өткеннен кейін Гуттың "Инфляциялық әлем: горизонт хәм тегіслилік машқаласын шешиудің мүмкін болған шешими" атлы көпшиликке белгили болған мақаласы жарық көрди (Guth 1981). Бұл жұмыс мақалалардың сондай ағысын пайда етті хәм ұсы ағыс ұсы күнлерге шекем киширейген жоқ. Старобинский моделинде басланғыш дәуір де Ситтердегидей, Эйнштейн-Гильберт хәрекетіндегі  $R^2$  шамасына дүзетіу киргизиу жолы менен дөретилди. Ал Казанас пенен Гут тәрөпинен ұсынылған сценарийде экспоненциаллық кеңейуді хәрекетке түсириуші күш сыпатында биринши әулад фазалық өтиуінің барысында басым болатуғын вакуумға мегзес энергия ұсынылды. Арадан көп ұзамай бұл механизмнің қанаатландырмайтуғынлығы түсиникли болды. Себеби, бұндай механизм экспоненциаллы кеңейетуғын вакуумға мегзес фондағы салыстырмалы үлкен болмаған көбиклердің пайда болыуының салдарынан бир текли болмаған әлемның пайда болыуына алып келеди екен. Әстелик пенен раұажланатуғын скаляр майданға тийкарланған инфляцияның дұрыс нәтижелерди беретуғын биринши механизми Линде (1982-жылы) хәм оннан ғәрезсиз Альбрехт хәм Стейнхардт (1982) тәрөпинен ұсынылды. Инфляциялық сценарийлердің ишиндегі өзине тарататуғын сценарий Линде тәрөпинен (1983) ұсынылған хаотикалық инфляция деп аталатуғын сценарий болып табылады. Инфляциялық моделлерге шолыу хәм олар менен байланыслы болған мәселелер хаққында Линдениң (1990), Kinney (2015), Долговтың (2010), Бауманның (2015) жұмысларынан табыуға болады.

Ұсы тема менен байланыслы болған көп санлы "инфляцияға шекемгі" әдебиет та бар. Әлем басланғыш сингулярлыққа жолыққан жоқ, ал экспоненциаллық дәуірди бастан кеширди хәм ұсы дәуірде космологиялық материяның массасының көп тәртипке өскенлиги Глинер (1966) хәм Глинер менен Дымникова (1975) тәрөпинен талланды. Де Ситтер космологиясына ұсаған (экспоненциаллық кеңейетуғын) айрықша болмаған космология Гурович хәм Старобинский (1979) и Старобинский

(1979) тәрепинен талланды. Соңғы жұмыста оғада әхмийетли нәтийже алынды, атап айтқанда экспоненциаллық кеңейіудің басланғыш дәуірінде гравитациялық толқынлардың пайда болғанлығы хәм бул толқынларды хәзирги ўақытларда да бақлаўға болатуғынлығы көрсетилди. Егер усындай гравитациялық толқынлар бақланғанда, бул жағдай ең басланғыш экспоненциаллық кеңейіу дәуіриниң бар болғанлығы ҳаққындағы ең күшли "эксперименталлық" дәлил болған болар еди. Бирақ, сонда да ең биринши гравитациялық толқынлардың болмаўы да инфляция идеясын бийкарламаған болар еди. Себеби олардың болжанатуғын интенсивлиги моделден ғәрезли хәм жүдә киши де болыўы мүмкин.

Инфляцияның басқа болжаўларының бири тығызлықтың ең биринши спектриниң базылыўлары болып табылады. Тығызлықтың спектриндеги бундай бузылыўлар ҳаққында эксперименталлық мағлыўматлар бар. Спектрди новаторлық есаплаўлар Муханов хәм Чибисов (1981) тәрепинен орынланды, кейинирек көп санлы изертлеўлерде тастыйықланды (Линде 1990; Кинни 2015; Долгов 2010; Бауманн 2015). Сатоның (1981) жұмысында биринши әўлад фазалық өтиўиниң салдарынан жүзеге келетуғын экспоненциаллық кеңейіудің параметрлердиң белгили болған критикалық емес мәнислеринде ҳеш қашан тоқтамайтуғынлығы көрсетилди. Бул кейинирек усынылған инфляциялық моделлердиң айтарлықтай кемшилиги болып табылды. Сато (1981) экспоненциаллық кеңейіудің антизаттың астрономиялық жақтан қызықлы болған областларының пайда болдыра алатуғынлығын аңғарды.

## 6.2 Инфляцияға шекемги космологияның машқалалары

Улыўмалық салыстырмалық теориясының тийкарында Әлемди тәрийиплеўдеги үлкен табысларға қарамастан, FRW космологиясы көп санлы машқалалардан жәбир көрди, хәтте олардың көпшилигин шешиўдиң мүмкиншилиги жоқ деп те есапланды. Изертлеўшилер арасында кеңнен тарқалған вариант сыпатында антроплық принцип хызмет етти: Әлемдеги шараятлар онда жасаўшылардың Әлем неликтен тиришилик ушын жарамлы деген сораўға жуўап беретуғындай болыўы керек. Ең дәслеп космологиялық кеңейіудің себеплери жұмбақ болды. Гравитация универсаллық түрде тартысыўды пайда етеди деп есапланды. Ал ең дәслеп қысқа ўақыттың ишинде тәсир еткен хәм буннан кейин изсиз жоғалған ийтерилис күшиниң бар екенлигине исениў жүдә қыйын.

Екиншиден, аспанның хәр қыйлы участкаларынан бизге жетип келетуғын CMB дерлик бирдей, ал FRW космологиясында бир биринен бир градусқа ажыралған аспан ноқатлары бир бири ҳаққында ҳеш қашан билген жоқ. Бул горизонт машқаларсы ямаса себеплилик машқаласы деп аталады.

Тап усыған усаған машқала бақланатуғын Әлемниң үлкен масштабларды дердик бир текли екенлиги менен байланыслы. Сол ўақытлары усындай бир текли болыў механизми ҳаққында ҳеш нәрсе белгисиз еди.

Энергияның космологиялық тығызлығы критикалық тығызлықтан күшли айырмаға ийе емес хәм, сонлықтан, 3 өлшемли кеңисликтиң геометриясы евклидлик геометрияға жақын. Усындай ҳалға жетиў ушын өзиниң раўажланыўының ең ертедеги дәуірінде Әлемниң жүдә пұқталық пенен тәртипке

түсірілген болыуы керек. BBN дәуірінде геометрияның шама менен  $10^{-15}$  дәллікте, ал Планк дәуірінде  $\approx 10^{-6}$  дәллікте тегис болған болыуы керек. Бұл тегисілік машқаласы деп аталады.

Хәм ең соңғысы, бірақ әхмийети кем емеси: космослық ири масштаблы структураларды пайда етиу үшін (галактикалар, олардың жыйнақлары, жұлдызлар менен планеталарды айтпағанда) астрономиялық үлкен масштаблардағы бұзылулардың орын алған болыуы керек. Бірақ, ұсындай масштаблардағы бұзылулардың генерациясының ақылға мұапық келетуғын бир де механизми белгисиз болды.

Бұл космослық сырлардың барлығын да бир мәнисли хәм сулуы етип шешиу мүмкин. Оның үшін ең дәслепп (айтайық, жүдә ертедеги ўақытлары) Әлемди масштаблық фактор

$$a(t) \sim \exp(H_I t) \quad (6.1)$$

нызамы бойынша өсетуғын экспоненциаллық кеңейиу дәуіри орын алды деп есаплау керек болады. Бұл аңлатпада  $H_I$  арқалы e-folding ўақытынан кемінде шама менен 60-70 үлкен болған ўақыт ишинде шама менен тұрақлы болыуы керек, яғный үрлениудің ұзақлығы  $H_I \Delta t > 60$  шәртин қанаатландырыуы керек.

### 6.2.1. Үрлениудің кинематикасы менен тийкарғы характеристикалары

Жоқарыда еслетилип өтилген машқалаларды таллауға өтпестен бұрын биз экспоненциаллық космологиялық кеңейиуге алып келетуғын базы бир механизмдерди қысқаша көрсетип өтемиз. (Квази) экспоненциаллық кеңейиудің әхмийетли шәрти Хаббл параметринің (квази) тұрақлы болыуынан ибарат. Биз кинематиканы таллауғын бұл бөлімде  $H$  ты қатаң түрде тұрақлы хәм экспоненциаллық кеңейиу космологиялық тұрақлы (4.3.2-бөлімге қараңыз) тәрәпинен пайда етиледі деп болжаймыз. Бұл болжау кеңейиудің

$$T_{\mu\nu}^{(vak)} = g_{\mu\nu} \quad (6.2)$$

түрінде жазылатуғын энергия-импульс тензоры тәрәпинен пайда етилетуғынлығына сәйкес келеді. Бұл теңлікте  $\rho^{(vak)} \equiv \Lambda M_{Pl}^2 / (8\pi)$ . Демек, вакуум мынадай хал теңлемесине ие екен:

$$P^{(vak)} = -\rho^{(vak)}. \quad (6.3)$$

Солай етип, (4.13)-теңлемеді киргизилген  $w$  параметри вакуум үшін -1 ге тең екен. (4.12)-теңлемеден вакуумның энергиясының ўақытқа байланыслы өзгермейтуғынлығы,  $\rho^{(vak)} = const$  теңлигинің орынланатуғынлығы келип шығады. Әлбетте, инфляциялық сценарий үшін бұның дәл хәқыйқатлық болмауы да мүмкин. Себеби бұндай жағдай экспоненциаллық кеңейиудің мәңги даўам ете беретуғынлығын аңғартқан болар еді. Хәқыйқатлыққа сәйкес келетуғын инфляциялық моделлерде кеңейиуди, мысалы, энергиясының тығызлығы тек жуўық түрде тұрақлы болатуғын инфлатон деп аталатуғын скаляр майдан  $\phi$  басқарған болыуы мүмкин (6.3.1- Инфляциялық моделлер деп аталатуғын бөлімге қараңыз). Космологиялық кеңейиудің барысында инфлатон майданының энергиясының тығызлығы дәслепп жүдә әстелик пенен кемейген, бұндай жағдайда  $\phi = const$  деп есаплауға болады. Бұннан кейин  $\phi$  майданы тербеле баслағанда вакуумға мегзес энергия элементар бөлекшелерден туратуғын ыссы "суптың"

энергиясына айналады. Биринши дәйірде Әлем кеңейіші қараңғы бос орын түрине ие болады. Үлкен партланыу екинши дәйір болып табылады хәм ұсы дәйірде ең дәслепки плазма пайда болған. Бундай жағдайда Әлемнің бақланатуғын көлеминің ишиндеги заттың улыұмалық масса/энергиясының ұсы Әлем пайда болған микроскопиялық көлемнің басланғыш масса/энергиясынан үлкен болатуғынлығы үлкен тәсир қалдырады. Бирақ, бул жағдай (4.12)-энергияның сақланыу нызамына сәйкес келеди.

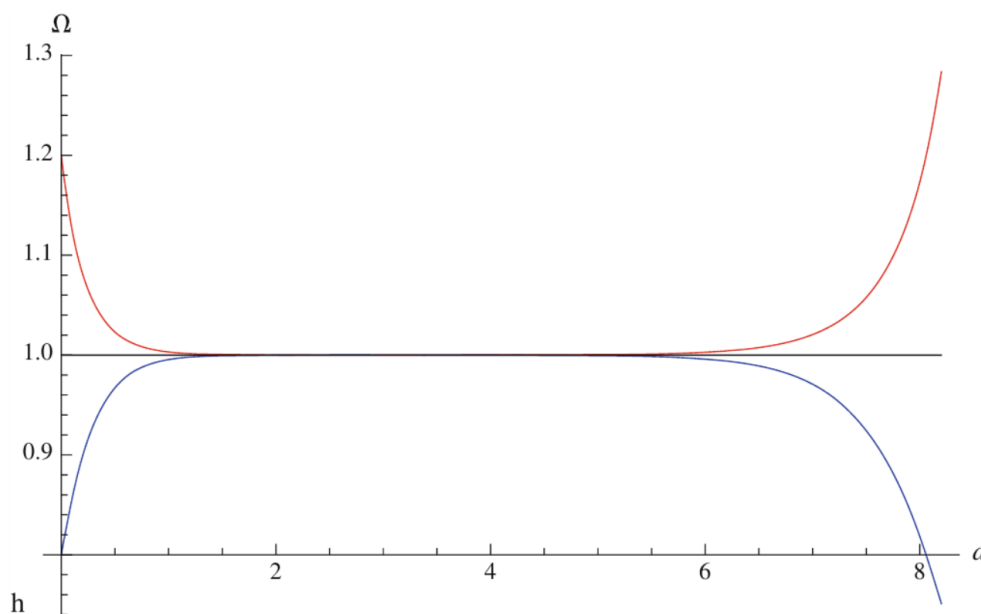
### 6.2.2. Тегисликлик машқаласы

(4.14)-теңдемеда көрсетилип өтилгениндей, космологиялық 3-геометрия энергияның улыұмалық космологиялық тығызлығының энергияның критикалық тығызлығына қатнасы болған  $\Omega = \rho/\rho_c$  шамасынан ғәрезли. (4.17)-теңдемени пайдалансақ, онда  $\Omega$  шамасының масштаблық фактордан ғәрезли эволюцияға ушырайтуғынлығын көремиз:

$$\Omega(a) = \left[ 1 - \left( 1 - \frac{1}{\Omega_0} \right) \frac{\rho_0 a_0^2}{\rho a^2} \right]^{-1} \quad (6.4)$$

Бул теңликте 0 индекси (подиндекси) сәйкес шамалардың хәзирги ўақыттағы мәнисин белгилеу үшін пайдаланылған. Космологиялық тұрақлы (6.4)-теңдемеге айқын түрде киргизилмеген, бирақ, бул жағдай әдебиятта жийи ушырасады, вакуумның энергиясының сәйкес тығызлығын энергияның улыұмалық тығызлығы  $\rho$  ға қосыу жолы менен есапқа алыу қолайлы. Егер биз  $\rho$  ны нормаль материяның базы бир түринің энергиясының тығызлығы деп болжасақ,  $n = 3$  ямаса  $n = 4$  теңликлери сәйкес келетуғын релятивистлик емес хәм релятивистлик материя үшін  $\rho \sim 1/a^n$  ғәрезлиги орын алады. Бул жағдайда  $a \rightarrow 0$  шегинде  $\rho a^2$  көбеймеси шексизликке умтылады хәм хәзирги күнлери  $\Omega$  шамасының 1 ге жүдә жақын болыуы үшін бурынлары  $\Omega$  шамасының 1 ге жүдә дәл түүрыланғанын көрсетеди. Мысалы,  $|\Omega - 1|$  шамасының Үлкен партланыу дәйириндеги дәл түүрыланыуы  $10^{-15}$  ти, ал Планк дәйириндеги түүрыланыуы болса  $10^{-60}$  шамасын құрауы керек. Усындай шараятлар орын алмаған жағдайда Әлем хәзирги жасына салыстырғанда әдеуір киши ўақыттың ишинде тикленген ямаса қандай да бир структурта пайда болмастан бурын тез кеңейген болар еди. Бирақ, қандай да бир дәйірде  $\rho a^2$  шамасы  $a$  ның өсиуі менен бирге өскенде зәрүрли болған жүдә жуқа түүрыланыудың өзинен-өзи автомат түрде жүзеге келиуі мүмкин. Мысалы,  $\rho a^2 \sim \exp(Ht)$  хәм  $Ht > 65$  пропорционаллығы менен теңсизлигинің орынланыуы жеткилики болған болар еди.

$\Omega(a)$  шамасының эволюциясы схема түринде 6.1-сүүретте көрсетилген.  $a$  ның киши мәнислерине энергияның тығызлығы шама менен тұрақлы, ал  $\Omega$  шамасы 1 ге умтылады.  $a$  ның үлкен мәнислеринде  $\rho a^2$  көбеймесинің мәниси киширейеди хәм  $\Omega$  ның мәниси 1 ден аўыса баслайды. Жоқарғы хәм төменги иймекликлер сәйкес  $\Omega > 1$  хәм  $\Omega < 1$  теңсизликлери орынланған жағдайға жуўап береді. Еки сценарийди бир биринен айырып туратуғын  $\Omega = 1$  сызығы  $a$  ның өзгериуі менен өзгериссиз қалады. Нормаль материя үшін үлкен  $a$  да  $\rho a^2$  көбеймеси нолге умтылады, ал жоқарғы иймеклик шексизликке умтылғанда төменги иймеклик нолге умтылады.



6.1-сүрет. Үлкейетуғын масштаблық фактор  $a$  ға ғарезли  $\Omega$  ның эволюциясы. Жоқарғы хәм төменги иймекликлер  $\Omega > 1$  хәм  $\Omega < 1$  теңсизликлерине сәйкес келеди.  $\Omega = 1$  шамасы ортаңғы сызықтың бойында өзгериссиз қалады.  $a$  масштаблық факторының шамасы ықтыярлы бирликлерде логарифмлик масштабта берилген.

### 6.2.3. Горизонт машқаласы

Барлық аспан сферасында космослық микротолқынлық нурланыўдың бирдей температурасын пайда етиў ушын сфераның ишиндеги фотонлардың энергия алмасыўының орын алыўы керек. Жақтылықтың тезлиги менен тарқалатуғын фотонның Әлемнің барлық тарийхы даўамында өткен жолының узынлығы массаға ийе болмаған бөлекшениң қозғалыс теңлемеси бойынша анықланады:

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)dr^2 = 0. \quad (6.5)$$

Усыған байланысly  $t$  ўақыты ишинде фотон тәрәпинен өтилген қашықлық  $dl = a(t)dr$  ге тең болады. Радиация басым болған жағдайда  $a(t) \sim t^{1/2}$  хәм

$$l(t) = a(t) \int_0^t \frac{dt'}{a(t')} = 2t, \quad (6.6)$$

материя басым болған жағдайда  $a(t) \sim t^{2/3}$  хәм

$$l(t) = a(t) \int_0^t \frac{dt'}{a(t')} = 3t. \quad (6.6a)$$

Ҳақыйқатында айырым фотонлар әдеўир киши болған қашықлықларға тарқалады, себеби олар водородтың рекомбинация ўақыты  $z_{rec} \approx 1100$  ге шекем космологиялық плазма менен өз-ара тәсирлесийўиниң салдарынан әстелик пенен диффузияға ушырайды. Бирақ, соған қарамастан, плазманың хәр қыйлы бөлимлериниң арасындағы өз-ара тәсирлесийўлерди макроскопиялық физиканың жәрдемінде, мысалы тезлиги  $c_s = c/\sqrt{3}$  шамасына тең болған сес толқынлары



менен салыстырыуы долы менен үйрениуге болады. Рекомбинациядан кейин фотонлардың өз-ара тәсирлесіуін есапқа алмауға болады.  $d_{\text{себеп}} \sim t_{\text{rec}} \approx 10^{13}$  рекомбинацияда температура теңлесетуғын қашықтық  $z_{\text{rec}} \approx 10^3$  шамасына шекем үлкейеди хәм хәзирги күнлери  $\sim 10^{16}$  с шамасына жетеди. Аспандағы усы траекторияның мүйешлик өлшеми мынаған тең:

$$\theta_{\text{max}} = \frac{10^{16} s}{2\pi t_U} \approx 1^\circ. \quad (6.7)$$

Бул теңликте  $t_U \approx 10^{10}$  жыл - Әлемнің жасы.  $\theta_{\text{max}}$  арқалы FRW космологиясындағы информация менен энергияның алмасыуы мүмкин болған максималлық мүйеш. Бирақ, егер FRW үрлениуі режиминің алдында экспоненциаллық үрлениуі режимі орын алған болса, онда байланысқан область  $l_{\text{infl}} = H_I^{-1}[\exp(H_I t) - 1]$  коэффициенті менен кеңейген болар еди хәм 6.2.2-бөлімдегідей  $H_i t_i > 70$  теңсізлігі орын алған жағдайда барлық бақланатуғын Әлем себеп пенен байланысқан болар еди.

#### 6.2.4. Космологиялық кеңейіудің келип шығуы

Инфляция майданы үшін хал теңлемеси (6.3) хәм Фридманның екінші теңлемеси (4.11) космологиялық кеңейіудің пайда болуын түсіндіреді. Хәқыйқатында да,  $P = -r$  теңлігі орынланғанда тезлениуі оң мәніске ийе болады:  $\ddot{a}/a = +8\pi\rho/(3M_{Pl}^2)$ . Солай етип, квазитұрақты инфлатон майдан энергияның космологиялық тығызлығынан басым (үлкен) болған жағдайда космологиялық масштаблардағы ийтериюши гравитациялық майданды пайда етеди хәм Әлем кеңейе баслайды. Кейин тезлениуі кемейіуши тезлик пенен қозғалысты еске түсіретуғындай болып нормаль тормозланыу менен алмасқан. Кеңейіу тек ертедегі Әлемде инфляцияның барысында орын алды деп есапланды. Бирақ, соңғы еки он жыллықтың ишінде Әлемнің космологиялық жақтан салыстырмалы көп болмаған уақыт бұрын қайтадан тезлениуі менен кеңейе баслағаны белгили болды. Бұндай жағдайда қызылға ауысуыудың тәртіби бойынша шамасы 1 ге тең (4.6-бөлімдегі 11-бапқа қараңыз).

Көринип тұрғанындай,  $|P| > r/3$  терис басымына ийе материя тәрепинен пайда етилген антигравитацияның өлшемлери шекли болған дене тәрепинен пайда етилиуі мүмкин емес. Себеби, бұндай денелердің гравитациялық майданы олардың массасы тәрепинен пайда етиледі, ол дененің көлемі бойынша алынған басымның тығызлығының интегралы болып табылады және оның мәніси барлық уақытта оң шама. Терис басымның тәсири бетлик эффектлер тәрепинен компенсацияланады. Солай етип, егер стандарт улыұмалық салыстырмалық теориясы дурыс болатуғын болса, онда терис басымды пайдаланып космослық кораблдердің Жерден ушып шығуы мүмкин емес.

#### 6.2.5. Әлемнің тегіслениуі хәм тығызлықтың ең биринши бұзылуларының пайда болуы

Жоқарыда келтирилген мағлыұматлардан инфляцияның бир бирине қарама-қарсы болған мәселелерди шеше алатуғындай болып көринеди. Бириншиден

кеңейіу FRW әлеміндегі тығыздықтардың бір бири менен себеп пенен хеш қашан байланыспаған үлкен масштаблардағы бузылыұларының тегислениуіне алып келеді. Бір бири менен себеп-нәтижелік контактта болмаған материя бар болған областларда энергияның критикалық тығызлығының хәр қыйлы мәніслерге иіе болыуы мүмкін. Ал биз Әлемнің хәзиргі ўақыттағы горизонт пенен барабар болған үлкен масштаблардағы областларының жеткиликлі дәрежеде бир текли екенлигин бақлаймыз. Дәслеп бир текли болмаған тығызлықтың тегислениуі ұзынлықтың экспоненциаллық үлкейіуі менен байланыслы.

Усының менен бир ўақытта инфляция квази-де-ситтерлик (инфляциялық) дәўирдегі квантлық флуктуацияландың экспоненциаллық кеңейіуінің салдарынан хәзиргі ўақытлардағы горизонттың ишіндегі тығызлықтың үлкен болмаған бузылыұларына алып келеді. Бул механизм 6.6-бөлімде толығырақ талланады. Тығызлықтың бул бузылыұлары космологиялық тарийхтағы материя басым болған дәўирде күшейген хәм үлкен масштаблардағы (галактикалардың, галактикалардың жыйнақларының, галактикалардың аса үлкен жыйнақларының) структуралардың пайда болыуы ұшын дәслепки зародышларды пайда еткен.

Инфляция тәрәпинен болжанған тығызлықтың бузылыұларының спектри [бундай спектр Харрисон-Зельдович (Harrison 1970; Зельдович 1972) спектри деп аталады] астрономиялық бақлаўларда алынған спектрге жақсы сәйкес келеді.

#### 6.2.6. Магнит монополи машқаласы

Бул әхмийетке иіе болмаған машқала болыуы да итимал мысал инфляциялық моделлер бойынша орынланған жұмысларды жүдә күшли активлестирді. Магнит монополи Дирак (1931) тәрәпинен ұсынылған элементар магнит зарядына (мысалы арқа полюсы жоқ түслик полюске иіе ямаса керисинше) иіе емес объект болып табылады. Теория хәқыйқатында да қанаатландырғандай дәрежеге иіе емес еді, себеби ол монополден шексизлікке шекем кететуғын физикалық емес тарды талап етті. Бирақ Дирақтың белгили болған

$$q_e q_m = \frac{n}{2} \quad (6.8)$$

квантланыу шәрти бойынша (бул аңлатпада  $q_e$  хәм  $q_m$  арқалы сәйкес электр хәм магнит зарядлары белгиленген) бундай тар бақланбайды. Жағдай Поляков (1974) пенен Т'Хуфттың (1974) жұмысларынан кейин күшли өзгериске ұшырады, олар бир биринен ғәрезсиз базы бир спонтан түрде бузылған үзликсиз  $U(1)$  подгруппаға иіе электромагнит топардың калибровкалық теорияларда элементар бөлекшелер болып табылмайтуғын хәм (6.8)-шәртти қанаатландыратуғын магнит заряды болып табылатуғын топологиялық орнықлы шешимлердің бар екенлигин тапты. Анықламасы бойынша, классикалық локализацияланған шешим комптонлық толқын ұзынлығы  $d \gg 1/m$  шамасынан әдеўір үлкен болған өлшемге иіе болады. Монополюслық шешим мынадай түрге иіе:

$$\phi^a = \frac{r^a}{r} v f(r), A_j^a = \frac{r^j}{q_e r^2} \varepsilon_{aij} F(r), A_t^2 = 0. \quad (6.9)$$

Бул аңлатпаларда  $\phi^a$  - Хиггс майданына ұсаған скаляр майдан,  $A_j^a$  - векторлық калибровкалық майдан.  $a$  арқалы  $O(3)$  группасының индекси белгиленген.  $i$  хәм  $j$  -

кеңіслік индекстер,  $f(r)$  және  $F(r)$  арқылы тек радиаллық координата  $r$  диң функциялары белгіленген. Олар үшін мынадай шегаралық шарттар орынлы:  $f(0) = F(0) = 0$  және  $f(+\infty) = F(+\infty) = 1$ .  $v$  болса Хиггс майданы үшін вакуумның күтілген мәнісі. Болжау бойынша  $O(3)$  биз қарап атырған Уллы биригіу теориясының базы бир группасының подгруппасы болып табылады. Кеңіслік  $r^j$  вектор ишки кеңісліктегі айланыу группасының индексине ийе, яғнай  $a$  шамасы кеңіслік  $x, y$  ямаса  $z$  координатасын номерлемейди, ал группаның индекслери бойынша өзгереді. Мысалы, егер симметрияның ишки группасы реңли  $SU(3)$  группасы болып табылса, онда  $a$  үш реңли индекслерге тең.  $\varepsilon_{aij}$  болса аралас кеңіслік және группалық индекслерге ийе болады. Монополдиң өзине тән өлшеми Хиггс бозонының ямаса калибровкалық бозонның кери массасына тең, яғнай  $d \sim 1/m_X$ , ал монополдиң массасының шамасының тәртіби  $\frac{m_X}{q_e^2} \sim \frac{v}{q_e}$ . Энергия масштабы  $M_{GUT} \sim 10^{14}$  ГэВ шамасына тең Уллы биригіу теориясында монополдиң массасы  $M \sim 10^{16}$  ГэВ шамасының әтирапында. Спонтан түрде бузылған калибровкалық теорияларда пайда болатуғын классикалық топологиялық орнықты объектлер Виленкин (1985), Виленкин және Шеллард (1994), Долгов (1992) тәрәпинен қаралды.

Егер ким де ким Уллы биригіу теориясын күшли және электрәззи тәсирлесіулерди бириктиретуғынлығына және ертедегі Әлемдегі температураның Уллы биригіу теориясының шкаласына жеткенлигине исенетуғын болса, онда магнит монополлериниң дым көп болғанлығына да исенеди. Сонлықтан олардың хәзирги уақытлардағы массаларының тығызлығы Әлемнің бақланатуғын тығызлығынан әдеуір үлкен болады (Зельдович және Хлопов 1978; Прескилл 1979). Сонлықтан магнит монополлери Әлемди жапқан болар еди. Бизлер бул жағдайды массаға ийе болған бөлекшелердиң тығызлығын есаплау үшін пайдаланған үсылды пайдаланыу жолы менен дәлиллей аламыз. Есаплаулардағы бирден-бир айырма мынадан ибарат: қараңғы материяның әдеттегі бөлекшелерден айырмасы, монополлер менен антимоноллери бир бири менен тартысады, бул жағдай олардың аннигиляциясының итималлығын бираз жоқарылатады. Биз 5.3.2-бөлимде келтирилген нәтижени пайдалана аламыз. Бул нәтиже бойынша Уллы биригіу теориясының монополлериниң энергиясының тығызлығы мағлыұматлар беретуғын, мысалы (5.64)-теңликтен келип шығатуғын нәтижеден 24 тәртіпке үлкен болады. Өз-ара тартысуыдың нәтижесинде аннигиляцияның күшейіуі бул нәтижени бир қанша өзгерткен болар еди, бирақ монополлердиң концентрациясы үлкен болып қала береді. Монополь-антимоноллик аннигиляция бойынша толығырақ есаплауларды Долгов пенен Зельдовичтиң (1980) жұмысында табыуға болады.

5.3.2-бөлимде орынланған массаға ийе болған бөлекшелердиң қәлиплескен тығызлықтарын есаплағанда олардың басланғыш тығызлықтары жыллылық пенен байланысды деп болжанды (яғнай тығызлық жыллылық тең салмақтығы бойынша анықланды). Егер Әлемнің басланғыш температурасы монополдиң массасынан киши болған болса, олардың тығызлығы  $\exp(-M/T)$  көбейтиушисине сәйкес кемейген болар еди. Бул болжаудың дұрыс болмауы итимал болса да, ол қақыйқатында да магнит монополи машқаласын шешиуге жәрдеми бере алмайды.

Қатаң түрде айтқанда биз элементар бөлекшелер соқлығысқанда классикалық объектлердің (монополь сыяқлы) пайда болыуының итималлығын билмеймиз. Бирақ, ең итималы олардың пайда болыуы бастырып тасланған болыуы мүмкин. Соқлығысатуғын бөлекшелер базы бир әпиұайы болмаған топологияға ийе вектолрлық (калибровкалық) хәм скаляр майданлардың белгили бир жоқары когерентли халын пайда етиуи тийис. Бундай халдың фазалық кеңислиги жүдә киши,  $\exp(-CMd)$  қәддинде болыуы итимал. Бұл аңлатпада  $M$  - объекттиң массасы,  $d$  - оның өлшеми,  $C$  - шамасы үлкен константа. Классикалық объектлер ушын  $Md \approx 1$ . Солай етип, монопольдің жоқары  $T$  температураларда күшли түрде бастырып тасланған болыуы керек. Бирақ, бизлердің жоқарыда айтқанымыздай, бұл жағдай магнит монополлериниң артықшамлығы машқаласын шешпейди. Мәселе соннан ибарат, монопольлердің пайда болыуының топологиялық механизм деп аталатуғын механизми де бар (Kibble, 1976). Бундай механизмди космослық тарлардың пайда болыуы мысалында визуализациялауға болады: Әлемнің себеп пенен байланысқан областларында комплексли  $\phi$  скаляр майданының туйық контур бойындағы фазасының өзгерисиниң сөзсиз нолге тең болыуы шәрт емес. Бирақ бұл құрықтың ишинде  $\phi$  майданының сингулярлық халы орын алса, онда оның мәниси  $2\pi n$  ге тең болыуы мүмкин. Усының нәтийжесинде құрықтың радиусының шамасы нолге шекем киширеймейди хәм космослық тар пайда болады. Бұл механизмнің жәрдемінде космологиялық горизонтқа бир тардың сәйкес келетуғынлығын күтиуге болар еди. Усыған сәйкес есаплауларды Виленкинниң (1985), Виленкин менен Шеллардтың (1994), Долговтың (1992) жұмысларында табыуға болады. Магнит монополи векторлық майданның халы, вектор монопольди қоршап тұрған сфераның ортасынан кирпитикенниң ийнелериндей болып бағытланған. Бундай конфигурация калибровкалық симметрия спонтан түрде бузылған ўақытта космологиялық салқынлау процессинде тосыннан қәлиплескен болыуы да мүмкин. Бундай сфераның ишинде магнит монополиниң пайда болыуы сөзсиз мүмкин. Бундай конфигурацияның итималлығы жеткиликли дәрежеде жоқары хәм сонлықтан монопольлердің Әлемди жоқ қылған болар еди. Инфляция бизди бундай кеүйилсиз тәғдирден қутқарды.

Жуўмақлай келе, биз Рубаков (1981, 1982, 1982) тәрәпинен ашылған феноменди қараймыз: магнит монополине жақын орынларда протонлар тез ыдыраған болар еди. Басқа сөз бенен айтқанда, монопольлер протонның ыдырауын катализлейди. Бундай процесс энергияның арзан дереги болып табылған болар еди. Бұл жағдайдың усы темаға тиккелей қатнасы жоқ болса да, бұл жағдайдың монопольлер саны есапқа алмастай киши болған жағдайда барионлық асимметрияның пайда болыуына алып келиуиниң мүмкин екенлигин атап өтеміз.

### 6.3. Инфляцияның механизмлери

#### 6.3.1. Дәрежели потенциалға ийе каноникалық скаляр инфлатон

Ең әпиұайы жағдайда квазиэкспоненциаллы кеңейиу хәрекеті

$$S[\phi] = \int d^4x \sqrt{-g} [1 + g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - U(\phi)] \quad (6.10)$$

түрінде жазылатуғын реаллық скаляр майданның тәсирінде жүзеге келеді. Бұл аңлатпада  $U(\phi)$  арқалы әдетте

$$U(\phi) = \frac{1}{2} m^2 \phi^2 + \frac{\lambda_\phi}{4} \phi^4 \quad (6.11)$$

көп ағзалы түрінде жазылатуғын  $\phi$  майданының потенциалы белгиленген. Бундай потенциал өзи менен өзи тәсирлесетуғын  $\phi$  майданы үшін перенормировкаланатуғын теорияның пайда болыуына алып келеді.

FRW метрикасында  $\phi$  майданы мынадай қозғалыс теңлемесін қанаатландырады:

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} - \frac{\nabla^2 \phi}{a^2} + U' = 0. \quad (6.12)$$

Бұл аңлатпада  $U' = dU/d\phi$ . Энергия-импульс тензоры мынаған тең:

$$T^{\mu\nu} = \frac{2}{\sqrt{-g}} \frac{\delta S}{\delta g_{\mu\nu}} = \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - g_{\mu\nu} \left[ \frac{1}{2} (\partial\phi)^2 - U(\phi) \right]. \quad (6.13)$$

Егер  $\phi$  майданы кеңіслик координаталар менен ыақытқа байланысly әстелик пенен өзгеретуғын болса, онда жоқарыда келтирилген аңлатпадағы түүындыларды есапқа алмауға болады хәм  $T^{\mu\nu} \approx g_{\mu\nu} U(\phi)$  теңлиги орынлы болады, яғный энергия-импульс тензоры жууық түрде вакуумның тензоры (6.2) ге тең. Бұл жағдайдың әхмийетли тәрeпин  $\rho^{(vac)}$  шамасының тұрақлы болыуында хәм  $U(\phi)$  функциясының әстелик пенен кеширейиуінде. Себеби  $\phi$  майданы да  $U' = 0$  теңлиги орынланатуғын ноқатқа әстелик пенен қозғалады. Әдетте  $U' = 0$  теңлиги орынланатуғын ноқатта потенциаллық энергия  $U$  ды нолге тең болатуғындай, ал вакуумның реаллық энергиясы жоғалатуғындай етип сайлап алады. Усы ноқатта экспоненциаллық кеңейиу тоқтайды.

Хаббл параметриниң үлкен мәниси орын алғанда  $\phi$  тиң әстелик пенен өзгериуіне ерисиу мүмкин (бундай жағдайда үлкен Хаббл сүйкелиси орын алады деп айтады). Егер кеңіслик бойынша түүындыны есапқа алмасақ, онда (6.12)-теңлеме Ньютон механикасындағы  $3H\dot{\phi}$  шамасындағы ығал (сұйықтықтың ишиндеги) сүйкелис орын алатуғын ноқатлық денениң қозғалыс теңлемесине сәйкес келеді. Әлбетте, бундай жағдайда қозғалыс дерлик тұрақлы болған  $\dot{\phi} \approx 0$  хәм киши тезлик пенен болады. Бұл жағдайдың дурыс екенлигине исениу үшін (6.12)-теңлемедегі жоқарғы  $\ddot{\phi}$  түүындыны есапқа алмаймыз хәм оны айқын түрде шешеміз. Бұл жууықлауды әстелик пенен жылысып түсиу жууықлауы деп атайды. Бундай жағдайда қозғалыс теңлемеси биринши тәртипли теңлемеге алып келинеді:

$$\dot{\phi} = -\frac{U'}{3H}. \quad (6.14)$$