

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті

ӘОЖ 524.8:539.12

Қолжазба құқығында

КУРМАНОВ ЕРГАЛИ БЕРЖИГИТОВИЧ

**Қысымы нөлден өзгеше болатын қараңғы материяның оптикалық
және кинематикалық қасиеттері**

6D061100 – Физика және астрономия

Философия докторы (PhD)
дәрежесін алу үшін дайындалған диссертация

Ғылыми кеңесші:
PhD, проф.
Бошкаев Куантай Авгазыевич

Шетелдік ғылыми кеңесші:
PhD, қауымдастырылған проф.
Луонго Орландо
(Камерино, Италия)

Қазақстан Республикасы
Алматы, 2022

МАЗМҰНЫ

АНЫҚТАМАЛАР, БЕЛГІЛЕУЛЕР МЕН ҚЫСҚАРТУЛАР	3
КІРІСПЕ	4
1 ҚАРАҢҒЫ МАТЕРИЯНЫҢ ҮСТЕМДІГІ БАР ӘЛЕМДЕГІ ГЕОМЕТРИЯЛЫҚ ОПТИКА	23
1.1 Әлемнің даму кезеңдері	23
1.2 Қараңғы материя үстемдігінің аяқталу кезеңі үшін Фридман теңдеулерінің шешімдері	26
2 ШИЫРШЫҚТЫ ГАЛАКТИКАЛАРДАҒЫ ҚАРАҢҒЫ МАТЕРИЯНЫҢ ФИЗИКАЛЫҚ ҚАСИЕТТЕРІ	30
2.1 Қараңғы материяның тығыздық профилдері	30
2.2 Гидростатикалық тепе-теңдік теңдеулері	33
2.3 Қараңғы материяның күй теңдеуі	34
2.4 Қараңғы материядағы дыбыс жылдамдығы және сыну көрсеткіші	35
2.5 Сандық нәтижелер	36
3 ҚҰС ЖОЛЫ ГАЛАКТИКАСЫНДАҒЫ ҚЫСЫМЫ НӨЛДЕН ӨЗГЕШЕ БОЛАТЫН ҚАРАҢҒЫ МАТЕРИЯНЫҢ ҚАСИЕТТЕРІ	54
3.1 Құс жолы галактикасы	54
3.2 Құс жолы галактикасының айналу қисықтарын модельдеу	55
3.3 Құс жолы галактикасындағы қараңғы материяның күй теңдеуі	61
3.4 Құс жолы галактикасы ядросын сипаттауға арналған екі модель	66
3.5 Қараңғы материя мен қара құрдымның гравитациялық өрістеріндегі сыну көрсеткіші	73
4 АНИЗОТРОПТЫ ҚЫСЫМЫ БАР ҚАРАҢҒЫ МАТЕРИЯНЫҢ ЖҰҚА ҚАБАТЫМЕН ҚОРШАЛҒАН ҚАРА ҚҰРДЫМНЫҢ АЙНАЛАСЫНДАҒЫ АККРЕЦИЯЛЫҚ ДИСКІНІҢ ЖАРЫҚТЫЛЫҒЫ	76
4.1 Анизотропты қараңғы материямен қоршалған қара құрдым	76
4.2 Анизотропты қысымы бар Толмен-Оппенгеймер-Волков теңдеулері	78
4.3 Сәулелену ағыны және спектрлік жарықтылық	80
4.4 Сандық нәтижелер	83
ҚОРЫТЫНДЫ	92
ПАЙДАЛАНЫЛҒАН ӘДЕБИЕТТЕР ТІЗІМІ	94

АНЫҚТАМАЛАР, БЕЛГІЛЕУЛЕР МЕН ҚЫСҚАРТУЛАР

M_{\odot} – Күн массасы

а.б. – астрономиялық бірлік

пк – парсек

ҚМ – қараңғы материя

ҚҚ – қара құрдым

МССМ – минималды суперсимметриялық стандартты модель

КХ – кванттық хромодинамика

МАШГН – массивті астрофизикалық шағын гало нысандары

ЖСТ – жалпы салыстырмалылық теория

ОГЛТ – оптикалық гравитациялық линзалау тәжірибесі

ВМАЗ – Вилкинсон микротолқынды анизотропиялық зонд

МОНД – модификацияланған Ньютондық динамика

КФ – классикалық физика

ТВСГ теория – тензор-векторлық-скалярлық гравитациялық теория

НФУ профилі – Наварро-Фрэнк-Уайт профилі

ТОВ теңдеулері – Толмен-Оппенгеймер-Волков теңдеулері

АМҚҚ – аса массивті қара құрдым

КЛ теориясы – квадраттық Лагранжиан теориясы

РКЛ теориясы – релятивистік квадраттық Лагранжиан теориясы

БАК – Байестік ақпараттық критерийі

ААК – Акаике ақпараттық критерийі

КІРІСПЕ

Жұмыстың жалпы сипаттамасы.

Диссертациялық жұмыс қысымы нөлден өзгеше болатын қараңғы материяның кинематикалық және оптикалық қасиеттерін зерттеуге арналған.

Тақырыптың өзектілігі.

Галактикалар құрылымының сипаттамасы екі негізгі ерекшелікке негізделген: 1) әрбір галактиканың центрінде аса массивті қара құрдымға үміткерлердің болуы және 2) әрбір галактиканы қоршап тұратын қараңғы материя галосының болуы.

Әлемнің субстанциялық құрылымының қазіргі көрінісіне сәйкес оның 68,3%-ын қараңғы энергия, 26,8%-ын қараңғы материя және 4,9%-ын бариондық материя құрайды. Әлемнің даму процесінде қараңғы энергия оның кеңеюіне, қараңғы материя оның ірімасштабты құрылымдарының орнықтылығына жауапты. Ал, бариондық материя планеталар, жұлдыздар мен галактикалардың құрылуында маңызды. Қараңғы материя космологияның іргелі мәселесі – Әлемнің бариондық ассиметриясын түсіндіру үшін және қараңғы материяны тасымалдаушы бөлшектердің массасын анықтау үшін қолданылады.

Қараңғы материя – электромагниттік сәуле шығармайтын және онымен әсерлеспейтін, тек гравитациялық әсерлесуге қатысатын материяның түрі. Сонымен қатар, қараңғы материяның галактикалардың пайда болуына әсері туралы сұрақтар зерттеушілердің назарын аударды. Астрономиялық бақылаулар қараңғы материяның негізінен галактикалар мен олардың кластерлері сияқты ғарыш нысандарының айналасында шоғырланатынын көрсетеді.

Алғашқыда қараңғы материяның болуы галактикалардың сыртқы аймағындағы жұлдыздардың сызықты қозғалысын түсіндірді. Қараңғы материяның бар болуы жанама түрде галактикалар шоғырларындағы және гравитациялық линзалану эффекті арқылы ыстық газдың қозғалысының бақылау нәтижесінде расталды. Алайда, қараңғы материяның табиғаты әлі күнге дейін белгісіз, себебі қараңғы материяға үміткер бөлшектер нақты табылмады. Бүгінде қараңғы материяны әлсіз өзара әрекеттесетін массивті бөлшектер класы арқылы түсіндіруге болады. Көптеген галактикалардағы бақыланатын айналу қисықтарын түсіндіру үшін әртүрлі тығыздық профильдері қарастырылады. Мысалы, Құс жолы галактикасының центрінен әртүрлі қашықтықта айналу қисықтары туралы мәліметтері үшін қараңғы материяның әртүрлі тығыздық профильдері қолданылады. Кейбір модельдер галактиканың центріндегі, ал басқалары дискте және галодағы қараңғы материяның үлестірілуін сипаттауға арналған.

M87 галактикасындағы аса массивті қара құрдымға үміткерді бақылау оның центрінде шағын нысанның орналасатынын көрсетті. Массасы Күн массасынан миллиардтаған есе көп болатын аса массивті қара құрдымға үміткерлер өте көп және олар Ерте Әлемде бақыланды. Мұндай нысандардың массасы олардың аккрециялық дискісінен спектрді өлшеу арқылы анықталады.

Бірақ бұл әдіс Құс жолындағы Sgr-A* мен M87 галактикасындағы қара құрдымға үміткер үшін жарамсыз.

Жұмыстың мақсаты.

Қараңғы материяның шиыршықты галактикалардың айналу қисықтарына, аса массивті қара құрдымның гравитациялық өрісіндегі аккрециялық дисктің физикалық сипаттамаларына әсерін зерттеу.

Зерттеу нысандары.

U11454, U5750, ESO0140040 және Құс жолы галактикалары, қараңғы материя, статикалық қара құрдым, аккрециялық диск.

Зерттеу пәні.

Аккрециялық дисктің жарықтылығы: дифференциалдық және спектрлік, қараңғы материяның массасы, қараңғы материяның қысымы: радиал және тангенциал, дыбыс жылдамдығы, сыну көрсеткіші.

Зерттеу әдісі.

Дифференциалдық теңдеулерді сандық шешу әдістері, Левенберг-Маркуардтың сызықты емес ең кіші квадраттар әдісі, Байестік талдау әдісі, Акайке талдау әдісі, дифференциалдық геометрия, тензорлық анализ.

Жұмыстың мақсатына жету үшін келесідей **міндеттер** қойылды:

1 Анизотропты қысымы бар қараңғы материямен қоршалған статикалық қара құрдым айналасындағы аккрециялық дисктегі сынақ бөлшектердің бұрыштық жылдамдығы мен бұрыштық моментін есептеу.

2 Сынақ бөлшектердің энергиясын, аккрециялық дисктің электромагниттік сәулелену ағыны мен дифференциалдық жарықтылығын қараңғы материя моделінің сипаттық параметрлеріне байланысты анықтау.

3 Аккрециялық дисктің спектрлік жарықтылығының сипатын зерттеу.

4 Аккрециялық дисктің сәулелену тиімділігін, яғни дисктің тыныштық массасының сәулеленуге айналатын мөлшерін есептеу.

Диссертациялық жұмыстың **жаңалығы** мен ерекшелігі, **алғаш рет**:

1 Статикалық аса массивті қара құрдымның гравитациялық өрісінде анизотропты қысымға ие қараңғы материяның бар және жоқ кездегі аккрециялық дисктегі сынақ бөлшектердің бұрыштық жылдамдығы мен бұрыштық моменті анықталды.

2 Статикалық аса массивті қара құрдымның айналасында анизотропты қысымға ие қараңғы материяның бар және жоқ кездегі сынақ бөлшектердің энергиясы, аккрециялық дисктің сәулелену ағыны мен дифференциалдық жарықтылығы есептелді.

3 Қара құрдым айналасындағы аккрециялық дисктің спектрлік жарықтылығы қараңғы материя бар және жоқ жағдайларымен салыстырылды.

4 Қараңғы материяның әртүрлі тығыздықтары үшін сәулелену тиімділігінің анизотропия параметріне тәуелділігі анықталды.

Қорғауға арналған негізгі тұжырымдар.

1 Қараңғы материя қысымының анизотроптылығы, қараңғы материя жоқ кездегі қара құрдымға қарағанда, аккрециялық дисктегі сынақ бөлшектерінің радиалды координатадан тәуелді болатын бұрыштық жылдамдығы мен бұрыштық моментінің азаюына алып келеді.

2 Анизотропты қысымы бар қараңғы материямен қоршалған статикалық қара құрдым айналасындағы аккрециялық дисктегі сынақ бөлшектердің энергиясы, аккрециялық дисктің электромагнитік сәулелену ағыны мен дифференциалдық жарықтылығы қараңғы материя жоқ кездегі қара құрдыммен салыстырғанда радиалды координатаның аз мәнінде – көп, ал радиалды координатаның үлкен мәнінде – аз.

3 Аккрециялық дисктің спектрлік жарықтылығы қараңғы материя қысымының анизотропия параметрінің таңбасына тәуелді: а) анизотропия параметрінің оң мәндері үшін сәулелену жиіліктерінің барлық диапазонында жарықтылық қараңғы материя жоқ кездегі қара құрдыммен салыстырғанда көп; б) анизотропия параметрінің теріс мәндері үшін аккрециялық дискінің жарықтылығы қараңғы материя жоқ кездегі қара құрдыммен салыстырғанда төменгі жиіліктерде – аз, ал жоғарғы жиіліктерде – көп.

4 Анизотропия параметрі мәнінің азаюымен қараңғы материя бар кездегі аккрециялық дискінің сәулелену тиімділігі 5,85-5,87% диапазонында болады, ал қараңғы материя жоқ кездегі қара құрдым үшін тиімділік 5,72%-ды құрайды.

Жұмыстың теориялық және практикалық маңыздылығы.

Диссертациялық жұмыста алынған нәтижелер қараңғы материяның оптикалық және кинематикалық қасиеттерін сипаттауға үлкен үлес қосады. Сондай-ақ, релятивистік астрофизика, космология, элементар бөлшектер физикасының дамуында теориялық және практикалық маңыздылығы зор және ЖОО-да «Физика және астрономия» мамандығын оқытуда қолдануға болады.

Нәтижелердің сенімділігі мен негізділігі ең алдымен бақылау деректеріне сәйкес келеді. Сонымен қатар, алынған нәтижелер қараңғы материяның белгілі оптикалық және кинематикалық қасиеттерін толықтырады. Диссертациялық жұмыстың нәтижелерінің сенімділігі мен негізділігі импакт-факторы жоғары шет ел журналдарында, Қазақстан Республикасы Білім және ғылым министрлігінің Білім және ғылым саласында сапаны қамтамасыз ету комитеті (БҒМ БҒССҚК) ұсынған басылымдарда және халықаралық ғылыми конференциялар материалдарында жарияланымдардың бар болуымен расталады.

Автордың жеке үлесі.

Автор диссертациялық жұмыстың барлық кезеңдеріндегі зерттеу жұмысына: сандық есептеулерге және зерттеу әдісін таңдап алу барысына түгелдей қатысты. Есептерді және нәтижелерді талқылау жетекшілермен бірлесіп жүргізілді.

Жарияланымдар.

Диссертациялық жұмыс материалдары негізінде 18 баспа жұмысы, оның ішінде Қазақстан Республикасы БҒМ БҒССҚК ұсынған басылымдарда 2 мақала, Қазақстанның ағылшын тіліндегі басылымдарында 1 мақала, Web of Science (Clarivate Analytics) және Scopus халықаралық ақпараттық ресурстарына кіретін импакт-факторы жоғары журналдарда 5 мақала және Халықаралық ғылыми конференцияларында 10 жұмыс жарияланды.

Диссертациялық жұмыстың апробациясы.

Диссертациялық жұмыста алынған нәтижелер келесідей конференциялар мен семинарларда баяндалды:

- Қазақстандық физикалық қоғамның жыл сайынғы екінші конференциясы (2019, Алматы, Қазақстан);
- «Фараби Әлемі» студенттер мен жас ғалымдардың Халықаралық ғылыми конференциясы (2019, 2020, 2021, 2022 Алматы, Қазақстан);
- Sixteenth Marcel Grossmann Meeting Халықаралық онлайн конференциясы, (Рим, Италия, 5-10 шілде 2021);
- «Анизотропты қысымы бар қараңғы материямен қоршалған статикалық кара құрдымның айналасындағы аккрециялық дискінің жарықтылығы», Қазақ – Өзбек халықаралық семинары, 18 наурыз, 2022;

Диссертациялық жұмыстың кейбір бөлімдері мемлекеттік бюджеттен қаржыландырылатын 2020-2022 жж. жас ғалымдар жобасы аясында жүзеге асырылды. Жобаның тақырыбы: «Ақ ергежейлі жұлдыздардың астрофизикалық салдары» және ЖТН: АР08052311.

Диссертациялық жұмыстың құрылымы мен көлемі. Диссертациялық жұмыс кіріспеден, 4 тараудан, қорытынды және пайдаланылған әдебиеттер тізімінен тұрады. Жұмыс 60 сурет, 93 формула, 13 кесте, 212 әдебиеттер тізімі мен 106 бетті қамтиды.

Соңғы бірнеше он жылдықта «қараңғы материя» ұғымы айтарлықтай өзгерді. Бүгінгі таңда қараңғы материя (ҚМ) Әлемдегі зат массасының негізгі бөлігін құрайды. Ф.Цвикки – ҚМ-ны зерттеген ең танымал ғалымдардың бірі. 1933 жылы Ф.Цвикки Э.Хаббл мен М.Хьюмассонның 1931 жылы жариялаған әртүрлі галактика шоғырларының қызыл ығысуларын [1] және Кома шоғырындағы сегіз галактиканың жылдамдықтарындағы үлкен дисперсияны зерттеді [2]. Кома шоғырының басқа шоғырлармен салыстырғандағы жылдамдықтарының үлкен дисперсиясын Э.Хаббл мен М.Хьюмассон байқады. Ф.Цвикки галактика шоғырының массасын анықтау үшін вириал теоремасын қолданды [3]. Вириал теоремасы Ж.Пуанкаре еңбектерінен белгілі. Сонымен қатар, Ф.Цвикки 800 галактиканы және Э.Хаббл ұсынған массасы $10^9 M_{\odot}$ болатын галактиканың орташа массасын Команың жалпы массасына көбейткенге тең деп бағалады. Осыдан кейін Ф.Цвикки потенциалдық энергияны анықтау үшін 10^6 жарық жылы кететіндей жүйенің физикалық өлшемін зерттеді. Осы жерден ол орташа кинетикалық энергияны және жылдамдық дисперсиясын есептеді. Ф.Цвикки 10^6 жарық жылы болатын сферада массасы $10^9 M_{\odot}$ -на тең 800 галактиканың жылдамдықтарының дисперсиясын 80 км/с болуы керек деп болжады. Ал, бақыланатын жылдамдықтың орташа дисперсиясы шамамен 1000 км/с құрады. Осылайша, Ф.Цвикки ҚМ бариондық материяға қарағанда көп мөлшерде болады деген тұжырымға келді. Ф.Цвикки өзінің ғарыштық сәулелерге қатысты мақаласында алғаш рет ҚМ ұғымын қолданды [4]. Галактика шоғырларының орташа

абсолютті жарықтылығы Күннен $8,5 \cdot 10^7$ есе көп деп есептесек, Ф.Цвикки бұл массаның жарықтылыққа қатынасы шамамен 500 болатынын көрсетті. Негізінен, Ф.Цвиккидің жұмысы Э.Хабблдың қызыл ығысу мен қашықтық арақатынасына негізделген және ол 1937 жылғы Э.Хаббл мен М.Хьюмасонның еңбегінде 10 – 20% қателікпен көрсетілген Хаббл тұрақтысын ($H_0 = 558 \text{ км/с/Мпк}$) пайдаланды [1, 57 б.]. Егер Хаббл тұрақтысының $H_0 = 67,27 \pm 0,66$ [5] қазіргі мәнін қабылдай отырып, осы нәтижелерді қайта алатын болсақ, онда Ф.Цвиккидің массаның жарықтылыққа қатынасын алуда $\sim 558/67,27 = 8,3$ есе қателескенін байқаймыз. Осы айтарлықтай түзетуге қарамастан, бұл Кома шоғырының массасының жарықтылыққа қатынасы өте жоғары екенін және ҚМ-ның қандай да бір формада болатынын көрсетеді. Ф.Цвиккидің тұжырымы бойынша, галактикалардың массасын олардың жарықтылығы бойынша анықтау үшін тұмандықтарда, салқын және суық жұлдыздарда қатты денелер мен газдар түріндегі ҚМ-ның мөлшерін білу маңызды.

1936 жылы С.Смит Бикеш шоғырының массасын есептеді. Ол сыртқы галактикалар Бикеш шоғыры айналасында дөңгелек қозғалыста болады деп болжады және Бикеш шоғыры үшін толық массаны $10^{14} M_{\odot}$ тапты. Осыдан кейін, оны бақыланатын галактикалар санына, яғни 500-ге бөлді. Нәтижесінде, бір галактиканың орташа массасы $2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ болатынын анықтады.

М.Шварцшильд Хаббл параметрін және галактиканың орташа жарықтылығын $5 \cdot 10^8 L_{\odot}$ деп, ол 800-ге тең масса-жарықтылық қатынасын алды. М.Шварцшильд ұсынған галактикалар мен галактикалар шоғырларының массасының жарықтылыққа қатынасы, арақашықтығы, массасы және жарықтылығы кесте 1-де келтірілген.

Кесте 1 – Галактикалар мен галактикалар шоғырларының арақашықтығы, массасы, жарықтылығы және массаның жарықтылыққа қатынасы [6]

Нысандар	Қашықтық, пк	Жарықтылық, L_{\odot}	Масса, M_{\odot}	Масса/ Жарықтылық, f
Күн маңы	–	–	–	4
Үшбұрыш тұмандығы	480	$1,4 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^9$	4
Үлкен Магеллан бұлты	44	$1,2 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^9$	2
Андромеда тұмандығы	460	$9 \cdot 10^9$	$1,4 \cdot 10^{11}$	16
Глобулярлы кластер, M92	11	$1,7 \cdot 10^5$	$< 8 \cdot 10^5$	< 5

Кесте 1 жалғасы

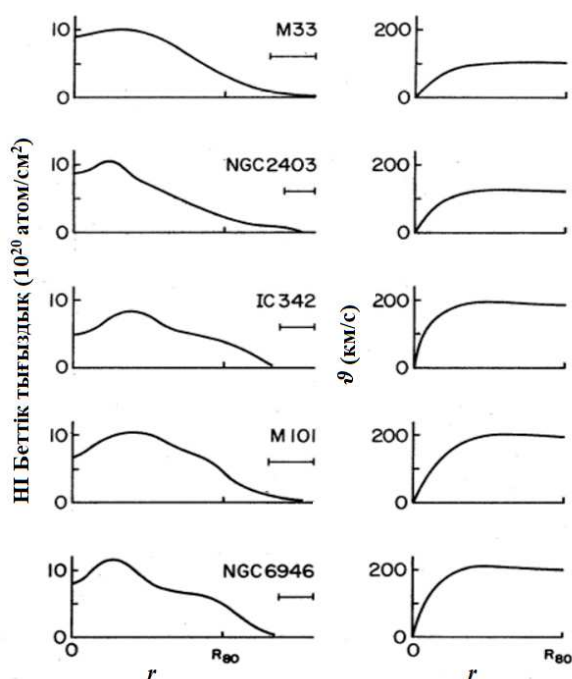
Эллипстік галактика, NGC3115	2100	$9 \cdot 10^8$	$9 \cdot 10^{10}$	100
Эллипстік галактика, M32	460	$1,1 \cdot 10^8$	$2,5 \cdot 10^{10}$	200
Қос галактикадағы орташа S	–	$1,3 \cdot 10^9$	$7 \cdot 10^{10}$	50
Қос галактикадағы орташа E	–	$8 \cdot 10^8$	$2,6 \cdot 10^{11}$	300
Кома шоғыры	25000	$5 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^{11}$	800

1950 жылдардың соңына қарай галактика шоғырларының массасының жарықтылыққа қатынасы туралы бірқатар мақалалар жарияланды. В.Амбарцумян ҚМ галактика шоғырларында болмайды және олар тұрақсыз, тез кеңейетін, вириал теоремасын қолдануға келмейтін жүйелер екенін алға тартты. Көпшілік ҚМ туралы гипотезаны қабылдамады және оны түсіндіру үшін қосымша ақпарат қажет болды. Ғалымдар ҚМ-ның маңыздылығын және оның қандай бөлшектерден тұратынын қарқынды зерттей бастады. Г.Руд галактикалар шоғырларының релаксация процесін зерттеді. Сонымен қатар, ол массаның жарықтылыққа қатынасы галактикааралық кеңістікте табылуы керек деп тұжырымдады [7]. А.Пензиас Пегас I шоғырынан еркін сутекті іздеді және оның вириалды массасының оннан бір бөлігінің жоғарғы шегін тапты [8]. Ал, Н.Вульф 1967 жылы газ иондалуы мүмкін деген болжам жасады және оған шек қою үшін радио, рентгендік бақылауларды қолданды [9]. Р.Тенроуз бен Г.Руд осы гипотезаны өз еңбектерінде талқылады [10]. Ғалымдар галактикалар шоғырларындағы жасырын массаны түсіндіру үшін коллапсқа түсетін массивті нысандарды [11], ақ ергежейлі жұлдыздарды [12] қарастырды.

ҚМ-ны түсіндіруде галактикалардың айналу қисықтары, яғни қашықтықтан тәуелді галактикадағы жұлдыздар мен газдың айналмалы жылдамдық профилі маңызды. Кейбір болжамдарға сәйкес, галактика массаларының үлестірілуін олардың айналу қисықтары бойынша түсіндіруге болады. Өте үлкен қашықтықтарда «жазық» айналу қисықтарын бақылау арқылы галактикалардың сыртқы аймақтарында көп мөлшерде ҚМ-ның кездесетіні байқалды. Э.Хаббл Андромеда (M31) галактикасының Құс жолы галактикасынан тыс орналасатынын көрсетті, ал 1914 жылы М.Вульф және В.Слифер Андромеда галактикасы айналады деген қорытынды жасады [13, 14]. Ф.Пиз Андромеданың бірқалыпты жылдамдықпен айналатынын анықтады. Андромеданың Күн маңындағы өлшеулермен салыстырғандағы массасының және массаның жарықтылыққа қатынасын есептеу үшін ғалымдар оның бақыланатын айналу жылдамдығын қолданды [15, 16]. 1930 жылы К.Лундмарк бес галактиканың массаларының жарықтылыққа қатынасын тапты және ондағы үлкен айырмашылық ҚМ-ға байланысты болды [17]. Сонымен қатар, ол Құс жолы галактикасының массасын есептеді [18]. К.Лундмарк есептеген Құс жолы галактика массасының жарықтылыққа қатынасы 6-7 аралығында болатынын

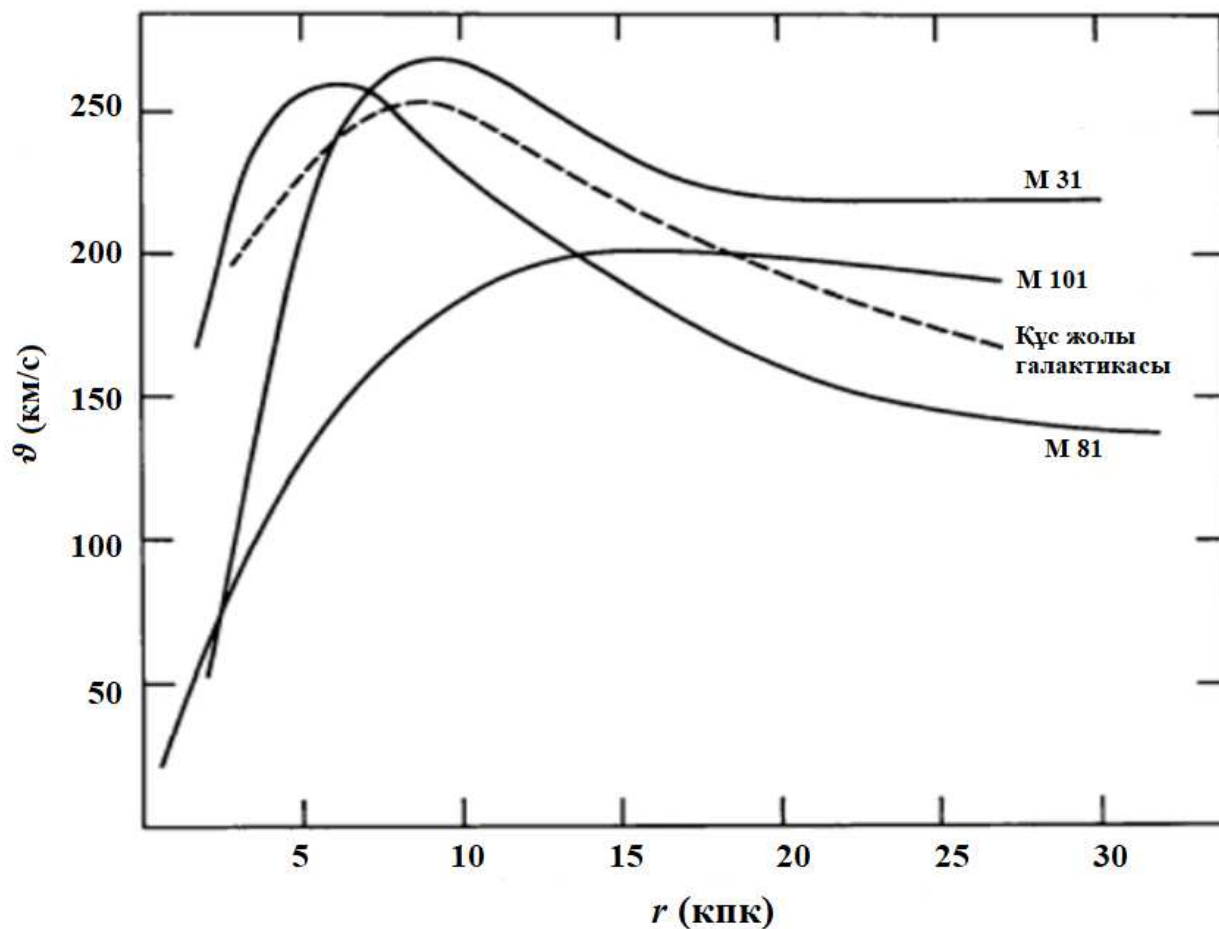
1937 жылы Э.Хольмберг атап көрсетті [19]. Г.Бэбкок 1939 жылы М31 галактикасының айналу қисығын оның центрінен 100' (шамамен 20 кпк) қашықтықта есептеп көрсетті [20]. 1959 жылы Ф.Кан мен Л.Вольтер М31 мен Құс жолы галактикаларының жалпы массасын анықтаудың жаңа әдісін ұсынды. М31 галактикасының Құс жолы галактикасына 125 км/с-пен жақындап келе жатқаны 21 см НІ сызықтарын бақылауынан көрінді.

1960 жылдары К.Форд электронды сәулелік түтіктен спектрограф жасады. Кейіннен К.Форд пен В.Рубин Андромеда галактикасына спектроскопиялық бақылаулар жүргізу үшін осы спектрографты қолданды. Олар алған оптикалық деректер 1966 жылғы М.Робертстің зерттеулеріне ұқсас [21]. Сонымен қатар, 1970 жылы кейбір галактикалардың сыртқы бөліктерінде қосымша массаның болуы керектігі туралы тұжырымдар жасалды. Бұл тұжырымдар фотометрия және 21 см НІ сызықтарын бақылау көмегімен болжанған айналу қисықтарын салыстыруға негізделді. К.Фриман 1970 жылы айналу қисығы максимумға жететін радиусты салыстырды [22]. Сондай-ақ, [23, 24] жұмыстары негізінде К.Фриман М33, NGC 300 галактикалары үшін бақыланатын айналу қисықтары үлкен радиустарда максимумға жететінін анықтады (Сурет 1). 1972 жылы Д.Рогстад пен Дж.Шостак дәл осындай есептеулер жүргізді [25]. Олар Оуэнс-Вэлли радиообсерваториясында радиотелескоптың көмегімен алынған бес галактиканың (М33, NGC 2403, IC 342, M101, NGC 6946) айналу қисықтарын зерттеді. Сондай-ақ, олар бұл айналу қисықтарының үлкен қашықтықтарда айтарлықтай өзгеріс болмайтынын байқады (Сурет 1) және Фриман әдісіне сүйене отырып, үлкен қашықтықтарда массаның жарықтылыққа қатынасы 20-ға дейін болатынын көрсетті. Мұнда R80 – бақыланатын НІ-дің 80%-ын қамтитын радиус.



Сурет 1 – Сутегінің беттік тығыздық профилі (сол жақ) және бес галактиканың айналу қисықтары (оң жақ) [25, 316 б.]

Сондай-ақ, М.Робертс 1973 жылы А.Ротспен бірге М81 және М101 шиыршықты галактикаларының сыртқы бөліктерінде айналу қисықтары болады және үлкен қашықтықтарда жазық болатынын көрсетті [26] (Сурет 2). 1972 жылы М.Робертс пен Р.Уайтхерст М31 галактикасының айналу қисығын зерттеді [27]. Бұл галактикаларда жасырын массаның бар екенін білдіреді. Сондай-ақ, бұл мәліметтерден массаның жарықтылыққа қатынасы галактика центрінен радиус бойынша өсетінін қорытындылауға болады. Я.Эйнасто және оның әріптестері галактикалардың айналасында жеткіліксіз массаны түсіндіру үшін М.Робертс пен А.Ротстың 1973 жылғы мақаласын негізге алды.

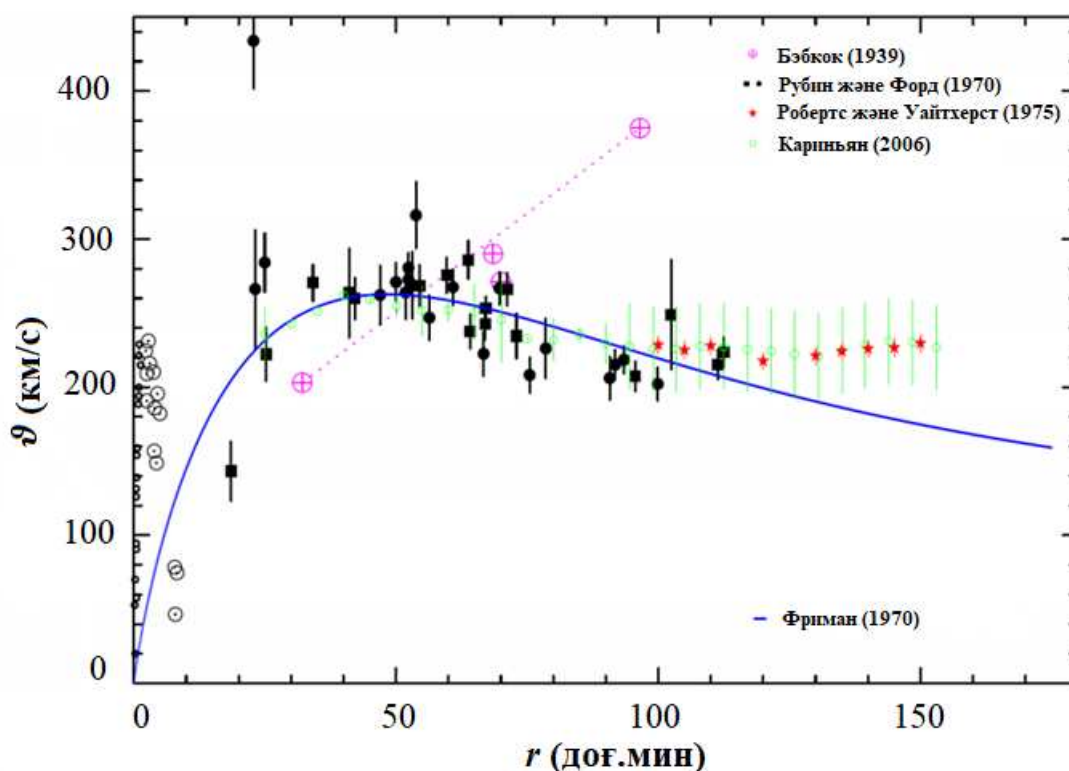


Сурет 2 – М31, М101, М81 (тұтас сызықтар) және Құс жолы галактикаларының (үзік сызық) айналу қисықтары [26, 483 б.]

Олар жеткіліксіз массаны жұлдыз түрінде болмайды деп түсіндірді [28]. 1970 жылдардың соңында бұл тұжырымдар бірқатар жаңа зерттеулермен толықтырылды. 1977 жылы Н.Крумм мен Э.Солпитер Аресибо обсерваториясында алты шиыршықты галактиканы бақылап, олардың әрқайсысы өздерінің оптикалық ұзындығынан асып түсетін радиустарда жазық айналу қисықтарын көрсетті [29]. Бірақ, бұл мәліметтер сәулелердің бұлыңғыр болуына байланысты нақты болмады. 1978 жылы А.Босма 25 галактиканың айналу қисықтарын зерттеді [30]. Бұл жұмыста нысандардың көбінде

бақыланатын ең үлкен радиустан тыс айналу қисықтары бар екені дәлелденді. Олардың массасы жұлдыздардан тыс аймақтарда да өсетіні байқалды.

Сурет 3-те М31 галактикасының айналу қисығы көрсетілген. Мұнда күлгін түсті нүктелер – галактиканың сыртқы бөліктеріндегі сәуле шығару деректері, қара түсті квадраттар – SW деректері, қара түсті шеңберлер – NE деректері, шеңберлер – ішкі бөліктеріндегі мәліметтер, қызыл түсті нүктемен М.Робертс пен Р.Уайтхерст алған НІ 21 см сызықтары бойынша мәліметтері [31] және жасыл түсті нүктемен С.Кариньян алған НІ 21 см сызықтары бойынша мәліметтері [32] белгіленген. Ал, қара түсті тұтас сызық экспоненциалды дисктің айналу қисығына сәйкес келеді.



Сурет 3 – М31 галактикасының айналу қисығы

В.Рубин, У.Форд және Н.Тоннард жарықтылығы жоғары 10 шиыршықты галактиканың оптикалық айналу қисықтарын зерттеді [33]. 1979 жылы С.Фабер мен Дж.Галлахердің галактикалар массаларының күйі мен массаның жарықтылыққа қатынасы туралы мақаласы жарық көрді [34]. Бұл мақалада «Жеткіліксіз масса» массаның жарықтылыққа (M/L) қатынастарының негізінде қарастырылды. Ал, [35]-ші жұмыста ҚМ тығыздығын өлшеу хронологиясы көрсетілген.

Сондай-ақ, Күн маңында жұлдыздық массаның тығыздығы, Күс жолы галактикасының массасы, шиыршықты галактикалардың M/L қатынастары және галактикалардың динамикасы зерттелді. Ф.Цвикки, В.Рубин және басқа да ғалымдар ҚМ мәселесін қарастырғанда әлсіз өзара әрекеттесетін бөлшектерден тұратын галоны болжады. Уақыт өте келе космология және ҚМ мәселелеріне

көптеген ғалымдар қызығушылық танытты. 1980 жылдардың аяғында жеткіліксіз масса бір немесе белгісіз бірнеше субатомды бөлшектерден тұрады деп болжанды. ҚМ мәселесі элементар бөлшектер физикасының стандартты моделі тұрғысынан қарастырылса, көптеген бөлшектердің ішінен үш нейтрино ерекшеленеді. Нейтрино басқа бөлшектерге қарағанда тұрақты, өте ұзақ өмір сүреді және электромагниттік немесе күшті өзара әрекеттесулерге қатыспайды. Жалпы алғанда, бұл кез-келген ҚМ-ға үміткер бөлшектер үшін маңызды сипаттамалар болып табылады. Дегенмен, стандартты нейтрино моделі тұрғысынан қарағанда, ҚМ Әлемде бақыланатын ірі масштабты құрылымдарды түсіндіре алмайды. Бұл бөлшектер өзара әлсіз әрекеттесетін массивті бөлшектер класы үшін маңызды. Осы модель ғалымдардың ҚМ-ға үміткер басқа да бөлшектерге өз тәжірибелерін жүргізуге себеп болды.

Нейтриноның космологиядағы рөлін 1966 жылы С.Герштейн мен Я.Зельдович талқылады [36]. Сондай-ақ, олар үш Кельвин градустық ғарыштық микротолқынды фонға қатысты тұжырымдамаларын қолдана отырып, ерте Әлемдегі жылулық тепе-теңдікте электронды және мюонды нейтриноның қанша болатынын және осы бөлшектер қандай температурада өздігінен аннигиляцияға түсуін тоқтататынын болжады. Я.Зельдович қара құрдым (ҚҚ) айналасындағы аккрециялық дисктер квазарлар қозғалысын тудырады деп тұжырымдады. Сондай-ақ, ол алғашқы ҚҚ-ның пайда болу мүмкіндігін және Әлемнің ірімасштабты құрылымының қалыптасуын зерттеді. Я.Зельдович пен Р.Сюняев галактика шоғырындағы жоғары энергиялы электрондарда болатын Комптонның кері шашырауы әсерінен ғарыштық микротолқынды фон бұрмалануы мүмкін деп болжады [37]. «Сюняев-Зельдович эффектісі» алғаш рет 1983 жылы байқалды және бұл эффект қазіргі космологияда үлкен маңызға ие. Я.Зельдович пен С.Герштейн нейтринолар тығыздықтарының Әлемнің кеңеюіне әсерін қарастырды. Осыларды Хаббл тұрақтысымен және жасы үлкен жұлдыздармен салыстыра отырып, олар электронды және мюонды нейтринолардың әрқайсысының массалары шамамен 400 эВ-тен аз болуы керектігін көрсетті. Ал, нейтриноның массалары осы шамадан көп болса, Әлем кеңеюінің жылдамдығын баяулататыны болжанды.

1972 жылы Р.Коусик пен Дж.Макклелланд нейтриноның массасы үшін жоғарғы шегі 8 эВ болатын Я.Зельдович пен С.Герштейннің әдісіне ұқсас әдісті қолданды [38]. Осылайша, ғалымдардың нейтриноға деген қызығушылықтары арта түсті. 1976 жылы А.Салай мен Г.Маркс нейтрино массаларының жоғарғы шегін анықтады және ~ 10 эВ болатын нейтрино Әлемдегі және галактика шоғырларындағы «жасырын массаны» құрауы мүмкін екенін көрсетті. П.Хут 1977 жылы нейтриноның массасы 120 эВ-тен 3 ГэВ дейінгі массалар диапазонында болмайды деп шек қойды [39]. Осы жұмыстың басқа жұмыстардан айырмашылығы – П.Хут Үлкен жарылыс кезінде ауыр нейтрино ($m_\nu > 3\text{ГэВ}$) пайда болатынын көрсетті. Кейінірек, Б.Ли мен С.Вайнберг нейтрино массасының төменгі шегін ($m_\nu > 2\text{ГэВ}$) анықтады [40]. Сонымен қатар, осы нәтижелерге ұқсас К.Сато мен М.Кобаяшидың мақаласы жарық көрді [41]. Кейін Д.Дикус, Э.Колб және В.Теплиц тұрақсыз нейтрино үшін

мұндай шектеулердің болмайтынын көрсетті [42]. Ал, Я.Зельдович, М.Высоцкий және А.Долгов нейтрино массасына жаңа шектеулер қойды [43]. Бірқатар ғалымдар нейтриноны ҚМ-ның бөлшегі ретінде қарастырды [44-46]. 1980 жылдардың басында осы мәселеге қызығушылық арта түсті. Сол жылдары ғалымдар электронды антинейтриноның массасы шамамен 30 эВ құрайтынын есептеп көрсетті [47].

Галактикалар, галактикалар шоғырларын қоршап тұрған ҚМ галосы бариондық емес бөлшектердің газынан тұрады деп қарастырылды. 1980 жылдардың ортасына қарай нейтринодан тұратын ҚМ-ны тексеретін жаңа сандық модельдейтін құрал қолданысқа енді. Сандық модельдеудің көмегімен зерттеуге болатын ҚМ-ға үміткер бөлшектердің негізгі сипаттамасы – құрылымдардың қалыптасуы кезеңінде бөлшектердің релятивистік (ыстық) немесе релятивистік емес (суық) болуы. Өте жеңіл жылулық реликтілер болып табылатын нейтринолар болжам бойынша Ерте Әлемде жоғары релятивистік жылдамдықпен пайда болады және ыстық ҚМ-ға үміткер бөлшек болып табылады [48, 49]. Модельдеудің нәтижелері көрсеткендей, ыстық ҚМ бөлшектері алдымен коллапсқа ұшырайды және өте үлкен құрылымдарды қалыптастырады. Ал, кейінірек үлкен масштабтағы галонның фрагментациясы әсерінен өлшемі галактиканың өлшеміндей болатын кіші галоны құрайды. Суық ҚМ бөлшектері «төменнен жоғары» тізбегі арқылы, яғни өлшемі кіші болатын галодан бірігу арқылы өлшемі үлкен болатын галоға дейінгі құрылымдарды құрайды. Нейтриноның немесе кез-келген ыстық ҚМ-ның бөлшектері Әлемдегі ҚМ-ны түсіндіре алмайтыны анықталды [50]. Нейтрино тәрізді бөлшектер ҚМ-ны құрауы мүмкін екені жоққа шығарылмады [51]. 1993 жылы С.Додельсон мен Л.Видроу нейтриноның басқа да түрлері электр әлсіз өзара әрекеттесуінсіз Ерте Әлемде қалыптасып, ҚМ-ны құруы мүмкін екенін тұжырымдады [52]. Бұл мақалада сипатталған бөлшектер нейтриномен тек ығысудың аз ғана дәрежесі арқылы өзара әрекеттеседі. Мұндай бөлшектер әлсіз өзара әрекеттесу кезінде ерте Әлемде жылулық тепе-теңдікте болмайды, бірақ нейтриноның басқа түрлерінің тербелісі нәтижесінде пайда болатыны болжанды. Мұндай бөлшектердің массасына байланысты, нейтрино температураның кең диапазонында пайда болуы мүмкін. Осылайша, ҚМ-ның жылы ($m_{\nu_s} \sim \text{кэВ}$) немесе суық ($m_{\nu_s} \gg \text{кэВ}$) түрлерін ажыратуға болады.

Стандартты модельде кездесетін бөлшектер түрлерінің ішінде нейтрино тұрақты, электрлік бейтарап және өзара әрекеттеспейтін жалғыз бөлшек. Сол себепті, нейтрино ҚМ-ға үміткер бөлшек ретінде қарастырылды. 1970 жылдардан бастап көптеген ғалымдар табиғатта «суперсимметрия» деп аталатын фермиондарды бозондармен байланыстыратын кеңістік-уақыттық симметрия болуы мүмкін деген мәселені қарастыра бастады [53-56]. Суперсимметрия үшін әрбір фермионда бірдей кванттық сандары бар бозондардың және әрбір бозонда бірдей кванттық сандары бар фермиондардың болуы қажет. Осылайша, суперсимметрия нейтрино, фотон, Z-бозон, Хиггс бозоны мен гравитонның серіктерін қоса алғанда жаңа электрлік бейтарап және әлсіз өзара әрекеттесетін

бөлшектерді болжайды. Егер осы серіктердің кез-келгені тұрақты болса, онда олар Әлемнің эволюциясында маңызды рөл атқарар еді.

Суперсимметрияның космологиялық салдары 1970 жылдардың аяғында талқылана бастады. П.Хуттың жұмысында гравитациялық өзара әрекеттесетін бөлшектерге, атап айтқанда, гравитонның суперсимметрия серігі – спині 3/2-ке тең гравитино массасына космологиялық шектеулер қойылды. Х.Пэйгелс пен Дж.Примак 1982 жылы гравитиноның космологиялық салдарын қарастырды [57]. Олар гравитино жеткіліксіз массаның орнын толтырып тұрады, яғни гравитино галактика галосына және галактиканың шағын шоғырына қажетті ҚМ-ның құрамында болуы мүмкін деп тұжырымдады. 1981 жылы С.Димопулос пен Г.Георгий минималды суперсимметриялық стандартты моделін ұсынды (МССМ) [58]. МССМ-дің ашылуы космологиялық реликт ретіндегі гравитинодан өзгеше серіктерді қарастыруға жол ашты. Нақтырақ айтқанда, МССМ-де фотонның, Z және Хиггс бозонының екі бейтарап скаляр серіктері араласып, нейтралино деп аталатын төрт бөлшек түзеді. Кейінірек, нейтралино ҚМ-ға жалғыз үміткер бөлшек ретінде қарастырылды. Стандартты модельдің суперсимметриялық кеңейтулерінде барион мен лептон сандарының жойылуына алып келетін өзара әрекеттесулер болады. Бұл әрекеттесулер әлсіретілмесе, онда протонның аз уақыт аралығында ыдырауына алып келеді. R – жұптылық деп аталатын қосымша симметрия енгізілсе, онда протонның өмір сүру уақыты бақылау шегінен асады. Бөлшектің R – жұптылығы келесідей анықталады:

$$P_R = (-1)^{2s+3B+L}, \quad (1)$$

мұндағы s – бөлшектің спині, ал B және L – бөлшектердің бариондық және лептондық саны. Осы анықтамаға сәйкес, стандартты модельдің барлық бөлшектері оң R – жұптылыққа ие ($P_R = +1$), ал олардың барлық серіктерінде $P_R = -1$ болады. Нәтижесінде, бөлшек серіктері тек жұп болып құрылып және жұп болып жойылады. Бөлшектердің ауыр серіктері стандартты модельдің кез-келген бөлшектерімен бірге бөлшектің жеңіл серіктеріне ыдырауы мүмкін. Бірақ, бөлшектің ең жеңіл серіктері ыдырамайды. Егер МССМ-нің ең жеңіл серіктері нейтралино немесе снейтрино (стандартты модельдегі нейтриноның серігі) болса, онда R – жұптылық оны тұрақтандырады. Осылайша, олар ҚМ-ға үміткер бөлшек ретінде қарастырылады. Алғаш рет ҚМ-ға үміткер бөлшекті тұрақтандыру үшін R – жұптылықты Х.Пэйгелс пен Дж.Примак қолданды. 1983 жылы тұрақты нейтралиноның космологиялық салдары туралы бірнеше мақалалар жарық көрді. С.Вайнберг және Х.Голдберг құрамында фотонның серігі басым болатын фотино – нейтралиноны зерттеді және оның массасын 1,8 ГэВ деп көрсетті [59, 60]. Кейінірек, Дж.Эллис, Дж.Хагелин, Д.Нанопулос, К.Олив және М.Средницки нейтралиноны космологиялық реликт ретінде қарастырды [61]. Дж.Эллис ҚМ нейтралинодан тұрады және галактикалардың қалыптасуына релятивистік емес фермион қатысады деп болжады.

1980 жылдардың аяғында ғалымдар Әлем массасының көп бөлігі суық және бариондық емес бөлшектерден тұрады деп тұжырымдады. Элементар бөлшектердің кейбір белгісіз түрлерінен тұратын суық ҚМ басты мәселеге айналды. ҚМ-ға үміткер бөлшектер ретінде массивті нейтринодан басқа суперсимметриялық бөлшектер (нейтралино, гравитино, снейтрино, аксино) және аксиондар кеңінен талқыланды. Ерте Әлемде жылулық тепе-теңдікте болған бөлшектер суық реликтке айналуы үшін олар тым жеңіл болмауы керек ($\sim 1-100$ кэВ – тан ауыр). Сондай-ақ, болжанған жылулық реликт ҚМ-ның тығыздығына сәйкес келуі үшін ҚМ бөлшектері $\sigma v \sim 10^{-26} \text{ см}^3/\text{с}$ (мұндағы v – аннигиляцияланатын бөлшектер арасындағы салыстырмалы жылдамдық) болатын көлденең қимасымен өздігінен аннигиляциялануы керек.

Ғалымдар ҚМ-ны құрайтын бөлшектерді іздей бастады. Олар жеткіліксіз массаны қарапайым жұлдыздарға ұқсас және жарқырауы әлдеқайда аз болатын шағын нысандардан тұрады деп тұжырымдады. Мұндай шағын нысандарға: планеталар, қоңыр ергежейлілер, қызыл ергежейлілер, ақ ергежейлілер, нейтрондық жұлдыздар және ҚҚ жатады. Кейінірек, К.Грист ҚМ-ға үміткер бөлшектер класына массивті астрофизикалық шағын гало нысандары (МАШГН) терминін берді. Қазіргі кезде МАШГН ҚМ-ның маңызды бөлігін құрайды деген пікір жоқ. Бұл мәселені шешуде ғалымдар алғашқы жеңіл элементтер мен ғарыштық микротолқынды фон негізіндегі ғарыштық бариондардың тығыздығын анықтауды басты назарға алды.

1915 жылы А.Эйнштейн жалпы салыстырмалылық теориясын (ЖСТ) қолдана отырып, жарықтың массивті дененің гравитациялық өрісінде ауытқуы мүмкін екенін айтты. Бұл ауытқу Ньютондық гравитациядан екі есе көп. 1919 жылы Күн тұтылу кезінде жарықтың Күннің айналасында бұрылуын өлшеу арқылы ЖСТ-ның дұрыстығына көз жеткізілді. А.Эддингтонның алған зерттеу нәтижелері релятивистік теорияны, ал басқа бақылау нәтижелері Ньютондық теорияны растады. Мұндай әртүрлі пікірге қарамастан, ғалымдар А.Эддингтон алған нәтижелерді қолдады. 1924 жылы О.Чволсон массивті дененің гравитациялық өрісінде жарықтың сәулелері ауытқуы мүмкін деп тұжырымдады [62]. 1936 жылы А.Эйнштейннің осы мәселе бойынша мақаласы жарияланды [63]. Гравитациялық линзалаудың заманауи теориясы 1960 жылдары Ю.Климовтың, С.Либестің және С.Рефсдалдың қатысуымен жасалды. Ал, 1979 жылы Д.Уолш, Р.Карсвелл және Р.Вейман алғаш рет квазардың линзалануын бақылады [64]. Сол жылы К.Чанг пен С.Рефсдал жекелеген жұлдыздар линза бола алатынын көрсетті [65]. Алғаш рет гравитациялық микролинзалану әсерін қолдануды Күс жолы галактикасының галосында шағын нысандарды іздеу үшін 1986 жылы Б.Пачинский ұсынды [66]. Егер гало толығымен МАШГН -нан тұрса, шамамен 2 миллион жұлдыздың біреуі белгілі бір уақытта үлкеюі керек. Бұл қатынас микролинзаланудың оптикалық қалыңдығы ретінде белгілі. Сондай-ақ, микролинзалану эффектісінің ұзақтығы $t \sim 130 \text{ күн} \cdot (M/M_{\odot})^{0,5}$ деп болжанады. Өз кезегінде, бұл массасы $\sim 10^7 M_{\odot}$ - $\sim 10^2 M_{\odot}$ аралығындағы нысандарды анықтауға қолайлы. Бұл факторлар

МАСГН және оптикалық гравитациялық линзалау тәжірибесі (ОГЛТ) коллаборациялық топтар қолданған тәсілдерге түрткі болды. Олар Күс жолы галактикасының галосы МАСГН -нан тұрады деген гипотезаны тексеру үшін микролинзалану әсері көмегімен зерттеулер жүргізді. МАСГН коллаборациясы – Үлкен Магелан бұлттыңда миллиондаған жұлдыздарды бір уақытта бақылау үшін Австралиядағы Маунт Стромло обсерваториясындағы 1,27 метрлік телескопты қолданатын американдық астрономдардың тобы. Олар 1993 жылы МАСГН-ға сәйкес $0,03 - 0,5 M_{\odot}$ дейін болатын алғашқы микролинзалануды бақылады [67]. Кейінірек, МАСГН коллаборациялық тобы 40 миллионнан астам жеке жұлдыздардың жарқырау қисықтарын өлшеді. Олар Күс жолы галактикасының гало массасының 8–50% -ы массасы $0,15 - 0,9 M_{\odot}$ болатын шағын нысандардан тұрады деген тұжырымға келді [68]. А.Эддингтон және басқа да ғалымдар сутектің гелий ядроларымен синтезі жұлдыздардағы энергияның негізгі көзі және жұлдыздардың қойнауындағы ауыр элементтерді тудыруы мүмкін деген болжам жасады [69, 70]. Ал, 1939 жылы Г.Бете протон-протондық тізбегі мен көміртегі-азот-оттек циклінің процестерін сипаттау арқылы бұл идеяны толықтырды [71]. 1946 жылы Г.Гамов жұлдызды нуклеосинтезге балама нұсқаны ұсынды [72]. Бұл жұмыста ядролардың барлық түрлері (жеңіл, ауыр) Ерте Әлемде нейтронды қармап алу процесінде пайда болды деп болжанды. Сонымен қатар, Р.Альфер мен Г.Гамов ядролық түзілу (синтез) жылдамдығын есептеу кезінде кулондық тосқауылдарды дұрыс ескермеді. Р.Альфер, Р.Херман және Дж.Фоллин ерте Әлемде пайда болған гелийдің мөлшерін дұрыс болжады және 1953 жылы ауыр элементтерді бұл механизммен түсіндіруге болмайтынын атап көрсетті [73]. 1965 жылы ғарыштық микротолқынды фонның ашылуы Үлкен жарылыстағы нуклеосинтезге қызығушылықты арттырды және болжанған жеңіл элементтерді нақтылауға мүмкіндік берді. 1973 жылы Г.Ривз, Дж.Аудуз, У.Фаулер және Д.Шраммың Ерте Әлемдегі дейтерийдің пайда болуын зерттеді [74]. Осы авторлар бариондардың космологиялық тығыздығының жоғарғы шегін есептеу үшін жеңіл элементтерді қолданды және оның шамасы $\Omega_b \leq 0,1 \Omega_{crit}$. Кейінірек, бариондардың космологиялық тығыздықтарына шектеулер қойылды. 1990 жылдың аяғында С.Берлес пен Д.Тайтлер алғашқы дейтерийдің көп мөлшерін зерттеді [75-77]. Бұл нәтижелер барионның құрамын шамамен 10%-ға, $\Omega_b h^2 = 0,020 \pm 0,002$ (95%) дәлдікпен анықтау үшін пайдаланылды. Ғарыштық микротолқынды фон қуатының бұрыштық спектрін өлшеу осы мәнге тәуелді болды. Дегенмен, қуат спектріндегі тақ және жұп максимум нүктелерінің қатынасы барион тығыздығымен анықталады. 1990 жылдардың аяғында қуат спектріндегі екінші максимум нүктесінің өлшемдері анықталды. Вилкинсон микротолқынды анизотропиялық зонд (ВМАЗ) өлшеуі $\Omega_b h^2 = 0,02264 \pm 0,00050$ (68%) нәтижесін [78], ал Планк коллаборациясының өлшеулері $\Omega_b h^2 = 0,02225 \pm 0,00016$ нәтижесін көрсетті [5, 16 б.].

1990 жылдардың аяғында бариондық ҚМ Әлемдегі ҚМ-ның көп бөлігін құрамайтыны белгілі болды. Бұл нәтижелер ҚМ-ның бір немесе бірнеше жаңа бөлшектерден тұруы керек дегенді білдірді. Сондай-ақ, ҚМ Үлкен жарылыстағы нуклеосинтез кезеңіне дейін пайда болған ҚҚ-нан тұрады деген тұжырымдар да болды. ҚҚ-ның Ерте Әлемде пайда болуы мүмкін екенін 1974 жылы Б.Карр мен С.Хокинг талқылады [79]. Мұндай алғашқы ҚҚ-ның массасы оның пайда болуы кезінде горизонт шегінде болатын $M_{\text{гор}} \sim 10^{15} \text{ кг} \cdot (10^7 \text{ ГэВ/Т})^2$ массаға шамалас. Бұл өз кезегінде, мүмкін болатын масса диапазонының үлкендігін білдіреді. Алайда, масса диапазонының төменгі шегі С.Хокингтің сәуле шығаруындағы гамма-сәулелерінің болмауына байланысты қойылуы мүмкін. Осы нәтижелердің негізінде алғашқы ҚҚ түріндегі ҚМ-ның масса диапазоны $10^{14} - 10^{23} \text{ кг}$ болатынын білдіреді.

1982 жылы М.Милгром модификацияланған Ньютондық динамика (МОНД) деп аталатын ҚМ-ға балама ұсынды [80-82]. МОНД негізінде, $F = ma$ Ньютонның екінші заңының орнына, $F = ma^2/a_0$ гравитация күші өте аз үдеулер шегінде ($a \ll a_0 \sim 1,2 \cdot 10^{-10} \text{ м/с}^2$) масштабталатын болса, онда галактикалардағы бақыланатын жұлдыздар мен газдардың қозғалысын ешбір постулатсыз түсіндіруге болады. Яғни, қандай да бір қараңғы немесе басқа да жасырын материяның бар болуынсыз-ақ тұжырымдауға болады. М.Милгромның теориясында ҚМ мәселесі болған жоқ. Оның орнына астрономдар классикалық физика (КФ) немесе ЖСТ-на бағынбайтын гравитация мен динамиканың жаңа негізін анықтады. МОНД-ның бастапқы формализмінде импульстің, бұрыштық моменттің және энергияның сақталу заңдары орындалмайды.

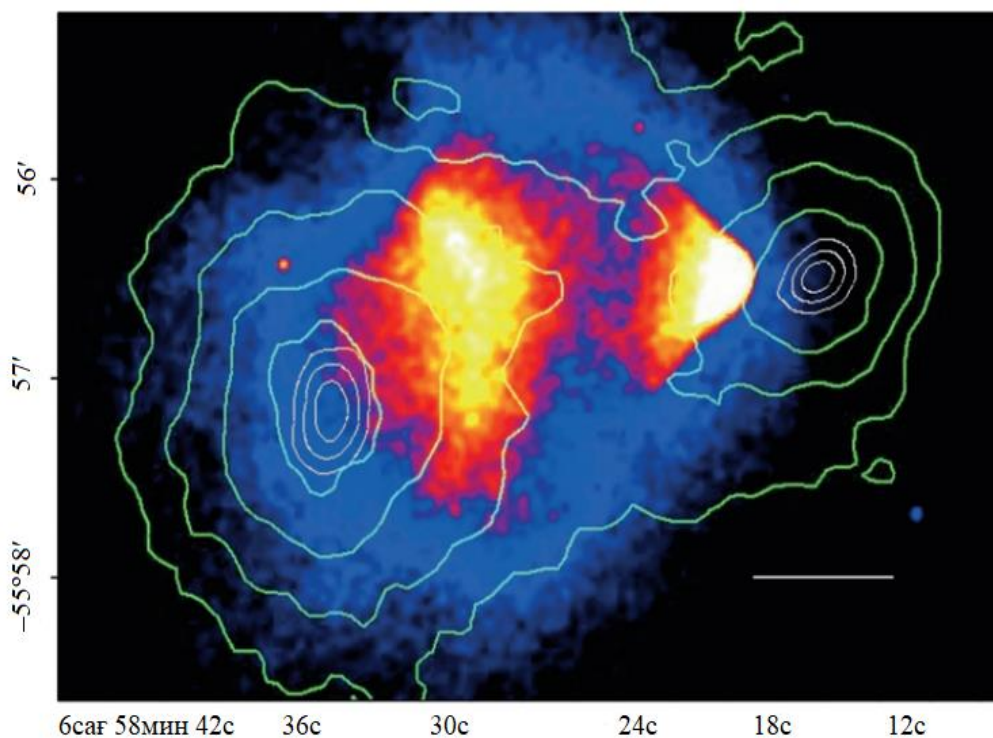
1984 жылы М.Милгром мен Дж.Бекенштейн квадраттық Лагранжиан (КЛ) теориясын ұсынды [83]. КЛ теориясында Дж.Бекенштейн мен М.Милгром Ньютондық гравитацияның лагранжианын модификациялаудан бастады. Нәтижесінде, бұл тәсілде импульстің, бұрыштық моменттің және энергияның сақталу заңдары орындалады. КЛ теориясы мен МОНД теориясының болжамдары арасындағы айырмашылық $\sim 10\%$ деңгейінде болды [84]. МОНД-ты релятивистік теориямен байланыстыру үшін алғашында бірнеше метрикалары бар теориялар қажет болды. Релятивистік квадраттық Лагранжиан (РКЛ) теориясы материя мен сәулеленудің динамикасы гравитациялық өріске қолданылатын кеңістік-уақыт стандартты метрикасынан өзгеше метрикамен есептеледі [84, 621 б.]. Осы екі метриканың айырмашылығы қосымша скаляр өрісінің бар болуымен түсіндіріледі. РКЛ теориясы гравитацияның скалярлы-тензорлы теориясына ие. Алайда, скаляр өрісінің аса жарықтық қозғалысынан туындайтын мәселелерді болдырмас үшін РКЛ теориясына қосымша модификация енгізу қажет. МОНД-ның релятивистік теориясы гравитациялық линзалануды түсіндіре алмады. РКЛ теориясы және МОНД-ның басқа да релятивистік тұжырымдамаларында жарықтың ауытқуы болжанады. Сондай-ақ, мұндай линзаланудың шамасы әдетте ауытқу жүйесінде болатын барион

массанына пропорционал болады. Галактика шоғырларының айналасында байқалатын линзалану дәрежесі әлдеқайда көп. Бұл жағдайда РКЛ теориясы галактика шоғырларының масштабында ҚМ мәселесін шеше алмайды.

2004 жылы Дж.Бекенштейн МОНД-ның релятивистік теорияларында гравитациялық линзалану мәселесінің шешімін тапты [85]. Дж.Бекенштейннің тензор-векторлық-скалярлық гравитациялық (ТВСГ) теориясы МОНД-ның жетекші теориясына айналды. ТВСГ теориясы ЖСТ-дан басқа екі қосымша өріс, үш еркін параметр және бір еркін функцияға ие. Сондай-ақ, мұндай параметрлердің болуы ТВСГ теориясының гравитациялық линзалану, құрылымның қалыптасуы мен ғарыштық микротолқынды фонмен байланысты бақылаулармен сәйкес келу үшін қамтамасыз етеді. МОНД теориясы көптеген шиыршықты және эллипстік галактикалардың бақыланатын динамикасын түсіндіре алды. Сонымен қатар, МОНД теориясы беттік жарықтылығы төмен галактикалардың сипатын болжады. Мұндай фактілер теорияға деген қызығушылықты арттырды. Бүгін де МОНД теориясы жүздеген шиыршықты галактикалардың бақыланатын айналу қисықтарына сәйкес келеді [86-89].

МОНД теориясы шиыршықты галактикалардың $L \propto v_{rot}^{\alpha}$ (мұндағы $\alpha \approx 4$) меншікті жарықтылығы мен айналу жылдамдығын байланыстыратын Талли-Фишердің эмпирикалық формуласын түсіндіреді [90, 91]. Галактика шоғырларының масштабында МОНД теориясы жарамсыз. Соңғы жылдары МОНД теориясы бойынша пікірталастар гравитациялық линзалануды галактика шоғырындағы масса профилдерін өлшеуге бағытталған. Гравитациялық линзалану арқылы галактика немесе галактика шоғырының массасын анықтауды алғаш рет Ф.Цвикки 1937 жылы ұсынды. 40 жылдан кейін алғашқы гравитациялық линза ашылды (квazarдың екі айналы бейнесі). Кейінірек, галактикалар шоғыры арқылы гравитациялық линзаның алғашқы бақылаулары алынды [92, 93]. Қазіргі кезде гравитациялық линзалану галактика шоғырларының қасиеттерін зерттеу үшін жиі қолданылады [94, 95].

2006 жылы Д.Клоу ҚМ мен МОНД теориясы арасындағы пікірталасты «Қараңғы материяның бар екенінің тікелей эмпирикалық дәлелі» атты мақаласында өзгертті. Бұл мақалада авторлар «оқ шоғыры» (1E0657-558 деп те аталады) деген атпен белгілі жұптасып жатқан шоғырлардың бақылауларын сипаттады [96]. Сурет 4-те Чандра көмегімен 500 секундтық экспозицияда алынған Оқ шоғырының рентгендік бейнесі көрсетілген. Ақ жолақпен масштаб бейнеленген. Жасыл контурлар жүйеде проекцияланған массаға пропорционал линзаланудың қалпына келген сигналын білдіреді [96, 111 б.]. ТВСГ, МОНД теориялары галактика шоғырларының динамикасы, атап айтқанда, оқ шоғырының динамикасын ескермейді.



Сурет 4 – Оқ шоғырының рентгендік бейнесі [96, 111 б.]

1933 жылы Ф.Цвикки Кома шоғырындағы галактикалардың жоғары жылдамдықты дисперсиясына ҚМ себеп болуы мүмкін екенін болжады. Кейінірек, ҚМ-ның галактика шоғырлары мен галактикаларда болуы қарқынды зерттелді. 1979 жылы С.Фабер мен Дж.Галлахердің «Массалар және галактика массасының жарықтылыққа қатынасы» атты шолуы жарық көрді. Олар басқа ғалымдардың еңбектерінде келтірілген «тәж» немесе «галло» терминдерін қолданбады, оның орнына астрофизикалық жүйелердегі ҚМ-ның үлестірілуін сипаттау үшін «массивті қабыршақ» сөз тіркесін қолданды. Астрономдар галактикалар массасы және басқа да бақыланатын космологиялық нысандар туралы ақпарат жинай келе, олар бұл жаңалықтардың Әлем құрылымының қалыптасуы мен эволюциясына әсерін зерттеуге қызығушылық танытты. 1974 жылы Р.Готт, Дж.Ганн, Д.Шрамм және Б.Тинслидің космологияның дамуына өздерінің үлестерін қосты [97]. Бұл мақалада галактикалар арасындағы масса мен жарықтылықтың үлкен қатынасы ескерілсе де, Әлемде материяның жеткіліксіз екені байқалады. Сонымен қатар, олар Р.Ковсик пен Дж.Макклелланд ұсынған массасы аз нейтриноны қарастырды. Кейіннен бұл тұжырымды да жоққа шығарды. 1980 жылдары инфляция теориясы космологиялық тығыздық пен тығыздықтың ауытқу спектрі үшін нақты болжамдар жасауға мүмкіндік берді. Бұл пікірталас галактика шоғырларындағы материяның космологиялық тығыздығын бағалау арқылы күшейе түсті. Сондай-ақ, бұл мәселені шешу үшін космологиялық қараңғы энергия (ҚЭ) шарттары орындалатын энергияның жалпы тығыздығына үлесі мен Әлемнің үдемелі кеңеюі жүзеге асуы керек.

Әлемдегі ҚМ галосының құрылымы мен эволюциясының қазіргі көрінісі компьютерлік модельдеу нәтижелеріне негізделген. 1953 жылы Д.Паста мен С.Улам гравитациялық жүйелерде компьютерлерді қолданды. Олардың сандық тәжірибелері Лос-Аламос компьютерінде жүргізілді. Гравитациялық өзара әрекеттесетін массивті бөлшектер жүйесінің эволюциясы 1960-1970 жылдар аралығында зерттелді.

1970 жылдардың басында галактикалардың динамикасын сандық түрде моделдеу мүмкін болды. Р.Миллер, К.Прендергаст, У.Квирк және Ф.Хохлдің модельдеуінде жұлдыздық дискіден тұратын айналатын галактикалар бақылауларға қарағанда тұрақсыз екені көрсетілді [98, 99]. Нәтижесінде, мұндай жүйелер тез ауысатыны байқалды және бұл мәселені шешуді 1973 жылы Дж.Острикер мен Дж.Пиблз ұсынды [100]. Кеңейіп жатқан Әлемдегі космологиялық құрылымдардың эволюциясы мен қалыптасуын сандық түрде шешу 1974 жылы У.Пресс пен П.Шехтер ұсынды [101]. Әдетте, ҚМ-ның қандай бөлшектен тұратыны космологиялық модельдеудің нәтижелерінен тәуелді емес. Атап айтқанда, олар электр әлсіз немесе гравитациялық емес өзара әрекеттесулерге сезімтал болмайды. Алайда, мұндай модельдеудің нәтижелеріне жылдамдық бойынша ҚМ бөлшектерінің үлестірілуі әсер етеді. Өз кезегінде, бұл космологтарға ҚМ-ға үміткер бөлшектердің әртүрлі кластарын ажыратуға мүмкіндік береді. Космологияда үлкен масштабтағы құрылымдарды модельдеу нәтижелері Әлемдегі нақты құрылымдармен салыстыру кезінде пайдалы.

Әлемдегі галактикаларды үш өлшемді модельдеу Астрофизика зерттеу орталығы (Гарвард-Смитсон астрофизика зерттеу орталығы) зерттеу нәтижесінде мүмкін болды. Сонымен қатар, Астрофизика орталығы үлкен масштабтарда материяның үлестірілуін сипаттайтын «ғарыштық тордың» алғашқы белгілерін тапты. Бұл зерттеу субкластерлік масштабта құрылымның болуын анықтады. Өз кезегінде, бұл ыстық ҚМ-ны модельдеу болжамдарына қайшы келеді [50, 4 б.]. Ірі масштабты құрылымда байқалатын заңдылықтарды ыстық ҚМ-ға қарағанда суық ҚМ жақсы түсіндіре алатыны болжанды. М.Дэвис, Д.Эфстатиу, К.Фрэнк және С.Уайт 1985 жылы суық ҚМ-ның модельдеуін ұсынды [102]. Сонымен қатар, ҚМ галосының үлестірілуі мен Астрофизика зерттеу орталығындағы галактикалардың ұқсастығы байқалды. Өз кезегінде, бұл суық ҚМ-ның маңыздылығын арттырды. 1980 жылдардың ортасына қарай суық ҚМ парадигмасы қалыптасты. Әдебиеттерде аралас ҚМ (суық және ыстық ҚМ-ның едәуір мөлшерін қамтитын) мен жылы ҚМ (ергежейлі галактикалар масштабында) талқыланды. 1996 жылы Х.Наварро, К.Фрэнк және С.Уайт жоғары ажыратымдылықтағы суық ҚМ-ны модельдеу кезіндегі гало туралы еңбектерін жариялады [103]. Кейінірек, бұл Наварро-Фрэнк-Уайт (НФУ) профилі деп аталды. Бұл профиль ҚМ-ны іздеуде кеңінен қолданылады. Алайда, НФУ профилін галактикалардың ішкі аймақтарында қолдануға келмейді.

Жұмыстың бірінші бөлімінде ҚМ-ның үстемдік кезеңіне жалпыланған Фридманның космологиялық моделі қарастырылады. Оның күй теңдеуі – стационар емес түрде таңдалады. Осындай метрикада жарықтың таралу

процесіне сүйене отырып, сыну көрсеткіші (ҚМ-ның үстемдік дәуірінің аяқталу кезеңінен тәуелді) табылады.

Екінші бөлімде U11454, U5750, ESO0140040 шиыршықты галактикаларында ҚМ үлестірілуінің физикалық сипаттамалары НФУ, изотермиялық, Бета, Мур, Буркерт, Эйнасто, экспоненциалды сфералық және Браунштейн тығыздық профильдерімен зерттеледі. Қарастырылып отырған галактикалардың күрделі құрылымдық компоненттері есепке алынбайды. Сонымен қатар, ҚМ үлестірілуі сфералық симметриялы және оның қысымы нөлден өзгеше деп қарастырылады. Осылайша, күй параметрін теориялық тұрғыдан талдауға болады. Әрбір тығыздық профильдердің модельден тыс еркін параметрлері модельдің сызықты емес жуықтау әдісін қолдану арқылы галактикалардың айналу қисықтарының деректерінен табылады. Байестік ақпараттық критерийін (БАК) қолдана отырып, қарастырылған тығыздық профильдердің ішінен ең қолайлысы таңдалады. Сондай-ақ, гидростатикалық тепе-теңдік теңдеуі шешіледі және аталған тығыздық профильдерінің қысым профильдері зерттеледі. Қысым мен тығыздық профильдерін біріктіру арқылы U11454, U5750, ESO0140040 галактикаларындағы ҚМ үшін күй теңдеулері алынады. ҚМ-ның күй теңдеуін қолдана отырып, Әлем құрылымдарының пайда болуында және гравитациялық линзалану эффектісінде шешуші рөл атқаратын дыбыс жылдамдығы мен сыну көрсеткіші есептеледі. Гравитациялық потенциал мен масса радиалды координатадан тәуелді функция деп, әр тығыздық профильдері үшін графиктері тұрғызылады және ҚМ-ның жалпы массасы есептеледі. Алынған нәтижелердің астрофизикалық салдары талқыланады.

Ал, үшінші бөлімде Құс жолы галактикасы үшін ҚМ галосының күй теңдеуі нөлден өзгеше деп қарастырылады. Галактикада ҚМ-ны сұйықтық ретінде қарастырып, дыбыс жылдамдығы есептеледі. Құс жолы галактикасының ядро, балдж, диск бөліктері үшін экспоненциалды сфералық, ал гало үшін Эйнасто, Буркерт және изотермиялық тығыздық профильдері және салыстыру үшін экспоненциалды сфералық тығыздық профилі галоға да қолданылады. Галактиканың ядросы үшін ҚҚ жоқ кездегі ҚМ-ның үлестірілуі мен вакуумдағы аса массивті қара құрдым (АМҚҚ) болатын жағдайлары қарастырылады. Сонымен қатар, галактика ядросы үшін ҚМ-дағы гравитациялық линзалану зерттеледі.

Төртінші бөлімде анизотропты қысымы бар ҚМ-ның жұқа қабатымен қоршалған статикалық ҚҚ айналасындағы аккрециялық дискінің жарықтылығы зерттеледі. Аккрециялық дисктегі сынақ бөлшектердің негізгі параметрлері: бұрыштық жылдамдық, бұрыштық момент және энергия есептеледі. Сондай-ақ, центрге ең жақын орналасқан орнықты дөңгелек орбитаның радиусы, ҚМ-ның жұқа қабатымен қоршалған қара құрдымның айналасындағы аккрециялық дисктің дифференциалдық және спектрлік жарықтылықтары қарастырылады.

1 ҚАРАҢҒЫ МАТЕРИЯНЫҢ ҮСТЕМДІГІ БАР ӘЛЕМДЕГІ ГЕОМЕТРИЯЛЫҚ ОПТИКА

1.1 Әлемнің даму кезеңдері

Әлемнің дамуы бірнеше кезеңдерден тұрады. Кесте 1.1-де Әлемнің негізгі кезеңдері келтірілген. Ең алдымен, классикалық кеңістік-уақыт пайда болу кезеңі қарастырылады. Әлемнің бұл даму кезеңін сипаттау үшін кванттық гравитация немесе струндық гравитация ұғымы қолданылады. Кванттық гравитация – гравитация теориясының дамуында маңызды рөл атқарады. Алайда, оның негізгі әсерлері заттың тығыздығы Планк тығыздығына жеткенде байқалады. Қазіргі кезде гравитациялық өріс теңдеулерінің кванттық сипатын растайтын бірде-бір тәжірибе жоқ. Сондықтан, бұл кезеңді сипаттағанда Әлемнің кванттық эволюциясы туралы негізгі түсініктер қолданылады.

Кесте 1.1 – Әлемнің негізгі даму кезеңдері

Кезеңнің атаулары	Уақыты (Үлкен жарылыстан кейін)	Температура
Классикалық кеңістік-уақыт	10^{-43} с	10^{32} К
Инфляция	$\sim 10^{-42} - 10^{-36}$ с	өте үлкен аралықта өзгерді
Заттың пайда болуы	10^{-36} с	$\sim 10^{29}$ К
Шамадан тыс бариондық заттың пайда болуы	10^{-35} с	$\sim 10^{29}$ К
Электрәлсіз фазалық ауысу	10^{-10} с	$\sim 10^{17} - 10^{16}$ К
Кварктар конфаименті	10^{-4} с	$\sim 10^{12} - 10^{13}$ К
Алғашқы нуклеосинтез	1-200с	$\sim 10^9 - 10^{10}$ К
Қараңғы материяның үстемдігі	700 жыл	300000К
Рекомбинация	700000 жыл	3000К
Қазіргі кезең	13,7 млрд. жыл	3К

Қазіргі кезде Әлемнің сингулярлықтан пайда болуы жалпы қабылданған теория болып саналады. Әлемнің пайда болуы кезінде температура және заттардың тығыздығы Планктық мәндерге дейін жетті ($T_{пл} = 1,3 \cdot 10^{32}$ К, $\rho_{пл} \sim 10^{93}$ г/см³). Осы кезеңнен бастап Әлем кеңейе бастады, заттың температурасы төмендеді және Әлемнің көлемі ұлғайды. Бұл кезең бірнеше Планктық $t_{пл} \sim 10^{-43}$ с уақытқа дейін жалғасты.

Инфляция кезеңі. Үлкен жарылыстан кейін 10^{-42} с уақыт өткенде инфляция кезеңі басталды. Бұл кезең қарапайым гравитациялық физика заңдары өзгертін күшті теріс қысыммен (жалған вакуум) сипатталады. Сондай-ақ, инфляция кезеңін «суық кезең» деп те атайды. Бұл кезеңде температура нөлге дейін төмендейді. Осы кезең барысында Әлемнің көлемі бірнеше есе ұлғайды. Нәтижесінде, Әлем ұлғаюының кинетикалық және потенциалдық энергиялары теңесті. Кері итеруші күштің әсерінен Әлем инерция бойынша Хабблдық кеңею түрінде бақыланатын үлкен кинетикалық энергияға ие болады. Әдетте, микроскопиялық масштабта, экспоненциалды түрде кеңейетін Әлемде байқалатын вакуумды кванттық флуктуацияның ұзындығы мен амплитудасы өседі және космология тұрғысынан маңызға ие болады. Сондықтан, галактикалар мен галактикалар шоғырларын кванттық флуктуациялардың макроскопиялық көрінісі деуге болады. Жалған вакуум 10^{98} эрг/см³ болатын үлкен потенциалдық энергияның тығыздығына ие. Теріс қысымды заттың күй теңдеуі тұрақсыз. Ол әдетте оң немесе нөлге тең қысыммен өзгертілуі тиіс. Сондай-ақ, температурасы $\sim 10^{16}$ ГэВ-қа тең элементар бөлшектерден тұратын ыстық плазма пайда болады. Басқаша айтқанда, инфляция кезеңінің аяқталуымен қарапайым материя пайда болады.

Заттың пайда болу кезеңі. $\sim 10^{16}$ ГэВ энергия төңірегінде өзара әрекеттесулердің табиғаты белгісіз болды. Кейбір өзара әрекеттесу модельдері лептондар мен бариондар қасиеттеріне тән ауыр лептокварк бөлшектерінің пайда болуын болжайды. Бұл бөлшектер барион саны өзгертіндей бір-бірімен өзара әрекеттеседі. Барион санының өзгеруі анти затқа қарағанда шамадан тыс заттың пайда болуын көрсетеді. Бұл кезең ыстық бариосинтез кезеңі деп аталады және энергиясы элементар бөлшектер энергиясына $E \sim 10^{15}$ ГэВ, ал температурасы $\sim 10^{28}$ К-ге сәйкес келеді. Температура $\sim 10^{28}$ К кезінде болатын процесс жоғары температуралы бариосинтез кезеңі, ал $\sim 10^{28}$ К-нен төменгі температурада болатын процесс төменгі температуралы бариогенез кезеңі деп аталады. Осы кезеңдердің арасында айтарлықтай физикалық процесстер болмағандықтан, бұл кезеңге аса назар аударылмады. Әлемдегі материяның бариондық заряды плазманың температурасы 10 ТэВ-ке дейін түскенде пайда болады. Бұл кезең суық бариогенез кезеңі деп аталады.

Электрәлсіз фазалық ауысу кезеңі. Осы кезеңге дейін электромагниттік және нейтриноның қатысумен болатын әлсіз өзара әрекеттесулер – біртұтас электрәлсіз өзара әрекеттесулер болды. Фазалық ауысудан кейін электрәлсіз өзара әрекеттесудің тасымалдаушылары – W^{\pm} және Z^0 бозондар массивті, ал әлсіз өзара әрекеттесулер «өте әлсіз» болады. Себебі, оны тасымалдайтын бозондардың массасы ~ 100 ГэВ-ке тең болды. Бұл кезеңде әлсіз және электромагниттік өзара әрекеттесулер кванты фотон болатын кәдімгі электромагниттік әрекеттесулерге, ал негізгі кванты виондар (W^{\pm} және Z^0 бозондар) болатын әлсіз әрекеттесулерге бөлінеді.

Нейтрондар мен протондардың пайда болуы. Протондар мен нейтрондар кварктар мен глюондардан тұратын құрама бөлшектер. Еркін күйде кварктар мен глюондар температурасы ($T > 10^{11}$ К) протонның тыныштық күйдегі массасынан асатын өте ыстық плазмада пайда болады. Ерте Әлемде температура бұл мәннен айтарлықтай жоғары болды. Әлемнің кеңеюі нәтижесінде температура төмендей бастайды, осыдан кейін кварктардың бірігуі арқылы протондар мен нейтрондар түзіледі. Кварктар мен глюондар еркін күйде жеке бөлшектер ретінде өмір сүре алмайды. Бұл құбылыс конфаймент деп аталады. Кварктардың өзара әрекеттесуін глюондар жүзеге асырады. Екі кварктың өзара әрекеттесуі кезінде глюондардың «тізбегі» пайда болады. Бұл олардың бір-біріне қатты жақындауына және алшақтауына жол бермейді. Заттың жоғары температурасы мұндай процестің тепе-теңдігін сақтайды және бұл күйдегі кварктар «квази-бос» бөлшектер деп аталады.

Нуклеосинтез кезеңі. Бұл кезең Үлкен жарылыстан кейін 1-200 с уақыт өткенде басталды. Осы кезеңде атомдық салмағы $A < 5$ болатын жеңіл ядролар түзілді, ал ауыр ядролар кейінірек жұлдыздарда пайда болды. Нуклеосинтез кезеңі – ерте Әлемнің соңғы кезеңі. Ерте Әлем Үлкен жарылыстан бастап 200 с аралығындағы кезеңдерді қамтиды [104].

Қараңғы материяның үстемдік ету кезеңі. ҚМ-ның үстемдік ету кезеңі космологияда маңызды рөл атқарады. Жасырын массаның табиғаты әлі күнге дейін белгісіз. Космологияда жасырын массаны ыстық ҚМ және суық ҚМ деп екіге бөледі. Олар бір-бірінен бірнеше параметрлер бойынша ажыратылады. Ыстық ҚМ-ның суық ҚМ-дан айырмашылығы – модельдерінде галактикалардың пекулярлы жылдамдығының өзгеше болуында. Сонымен қатар, олар Әлемде пайда болатын нысандардың минималды массасымен ажыратылады. Ыстық ҚМ-да негізгі бөлшек ретінде массивті нейтринолар болса, ал суық ҚМ-да – аксиондар. Соңғы жылдары суық ҚМ-ға үміткер бөлшек ретінде нейтралиноға қызығушылық артып келеді. ҚМ-ның үстемдік ету кезеңі шамамен $T \sim 10^5$ К температура кезінде басталады.

Рекомбинация кезеңі. Әлемде рекомбинация кезеңіне дейін электрон, протон, фотон, кейбір жеңіл ядро және ҚМ-ның бөлшектерінен тұратын ыстық плазма болды. Рекомбинация кезеңінде протондар мен электрондар бірігіп, Әлемде кең тараған элемент – сутекті құрады. Бұл кезең Әлемнің мөлдір кезеңімен сәйкес келеді. Оның себебі, жарық плазмада еркін таралмайды. Фотондар электрондармен және протондармен соқтығысады, шашырайды, қозғалысының бағытын және жиілігін өзгертеді. Осы кезеңнен бастап плазма жоғалады және зат мөлдір бола бастайды. Кейде бұл уақыт аралығын соңғы шашырау кезеңі деп те атайды және температурасы 3000 – 4500 К құрайды. Соңғы шашыраған фотондар бақылаушыға ешбір затпен әрекеттеспей жетеді. Осы фотондар реликті сәулеленуді құрайды. Ол абсолют қара дененің спектріне ие және температурасы 2,7 К. 3000 К мен 3 К температуралар арасындағы айырмашылық соңғы шашырау кезеңінен кейін Әлемнің өлшемі шамамен 1000 есе үлкейгендігімен түсіндіріледі. Сутегінің рекомбинация кезеңі қызыл ығысумен сипатталады.

Әлемнің ірімасштабты құрылымдарының пайда болу кезеңі. Рекомбинация кезеңі және қазіргі уақыт аралығында тағы бір маңызды кезең – Әлемнің ірімасштабты құрылымдарының пайда болу кезеңі бар. Шартты түрде бұл кезең реликті фотондардың температурасы 30К болғандағы қызыл ығысудың $z \approx 10$ мәніне сәйкес келеді. $z \approx 10$ нан $z \approx 0$ дейінгі аралыққа галактикадан тыс нысандардың бейсызық кезеңдерінің дамуы, яғни галактикалар, квазарлар, шоғырлар мен аса шоғырлардың кезеңі жатады.

Қазіргі космологияның, сондай-ақ элементар бөлшектер физикасының өзекті мәселелерінің бірі – ҚМ-ның физикалық қасиеттерін анықтау. Ол үшін астрономиялық бақылауларды қолдануға болады. Мұндай бақылаулар ҚМ галактикалар мен галактикалар шоғырларындай ірімасштабты ғарыштық нысандардың маңында шоғырланып, сәйкес гало түзетіндігін көрсетеді [105, 106]. ҚМ Әлемнің энергетикалық үлесінің 26,8% құрайды және Әлемнің субстационалды құрылымында ҚЭ-дан кейін екінші орын алады [107]. Сондықтан, ҚМ-ның үстемдік кезеңінде жарықтың таралу процесін зерттеу қазіргі космологияның маңызды мәселесі. ҚМ-ның физикалық қасиеттерімен қатар, оның тағы екі маңызды аспектісі – ҚМ бөлшектерін және оларға сәйкес келетін ортаның күй теңдеулерін атап өткен жөн.

1.2 Қараңғы материя үстемдігінің аяқталу кезеңі үшін Фридман теңдеулерінің шешімдері

Фридман теңдеулері Әлемнің кеңею параметрін (атап айтқанда, Хаббл параметрі $H = \dot{a}/a$) ондағы заттың тығыздығымен (эволюциялық теңдеу)

$$\frac{1}{2} \left(\frac{da}{dt} \right)^2 - \frac{4\pi G}{3} \rho(t) a^2 = 0, \quad (1.1)$$

және олардың энергиясының сақталу заңының көрінісі болатын уақытқа ұқсас өрнекпен байланыстырады:

$$\dot{\rho} + 3 \frac{\dot{a}}{a} (\rho + P) = \dot{\rho} + 3 \frac{\dot{a}}{a} \rho (1 + \omega(t)) = 0. \quad (1.2)$$

Алайда, Фридманның статикалық теңдеулерінде статикалық емес ортаны қолдануға бола ма деген сұрақ туындайды. Мысалы, стационар емес күй теңдеуі бар орта. Р.Толменнің [108] жұмысына сәйкес, статикалық емес сфералық интервал статикалық жағдайдан гравитациялық ортаның энергия-импульс тензорында аралас қосылғыштардың болуымен ерекшеленеді. Жалпы жағдайда олар массаның радиалды ағындарымен байланысты көлденең толқындардың пайда болуына сәйкес келеді. Бұл тұжырымның қарастырылып отырған әлсіз өзара әрекеттесетін массивті бөлшектерден тұратын газбен байланысын анықтайық. Тағы да атап өтсек, олар жарық жылдамдығынан әлдеқайда аз $v_{WIMP} \ll c$ жылдамдықпен қозғалатын массивті бөлшек. Бұл

фактор әлсіз өзара әрекеттесетін массивті бөлшектердегі газда зат ағынын елемеуге және суық ҚМ-ны зерттеу үшін ұсынылған энергия-импульс тензорын пайдалануға мүмкіндік береді.

Сонымен, Фридман теңдеулерін шешуді қарастырайық. Бұл теңдеу жоғарыда атап өткендей (1.1) теңдеуіне бағынатын екі белгісіз $a(t)$ Әлем өлшемі және $\rho(t)$ зат тығыздығы функцияларынан тұрады. Сондай-ақ, оларды толықтай шешу үшін күй теңдеуін енгізу қажет. Біздің жағдайда, [109] сүйене отырып, $P/\rho \sim (t/t_{DM})^n$ түрдегі стационар емес күй теңдеуімен жұмыс жасаймыз, мұндағы t_{DM} – ҚМ үстемдігінің аяқталу кезеңінің уақыты. Оны (1.2)-ге қоя отырып, шешімін келесідей табуға болады:

$$\begin{aligned} t > t_{DM}, \quad \xi > 1, \\ \ln \rho/\rho_0 = -3H_0 t_{DM} \left(1 - \frac{1}{\xi^2}\right) \xi \approx -3H_0 t_{DM} \cdot \xi, \\ \rho(t)/\rho_0 \approx \exp(-3t/t_{DM}). \end{aligned} \quad (1.3)$$

мұндағы $\frac{t}{t_{DM}} = \xi$.

Осыдан, ҚМ-ның тығыздығы стационар емес күй теңдеуі кезінде де Әлем эволюциясы процесінде уақыт өте келе азая бастайды. Нәтижесінде, Хаббл параметрінің стандартты өрнегі бар Фридманның эволюциялық теңдеуі келесідей:

$$\frac{\dot{a}}{a} = \sqrt{\frac{8\pi G}{3}} \sqrt{\rho(t)}. \quad (1.4)$$

Бірақ, Әлемнің негізгі вакуумдық моделінен ($p = -\rho$) айырмашылығы, қарастырылып отырған субстанцияның тығыздығы уақытқа тәуелді. (1.3)-ті (1.4)-ке қою арқылы біз келесі өрнекті аламыз:

$$\frac{\dot{a}}{a} = \sqrt{\frac{8\pi G}{3}} \sqrt{\exp(-3t/t_{DM})} = \gamma \exp\left(-\frac{3}{2}t/t_{DM}\right), \quad (1.5)$$

мұндағы $\gamma = \sqrt{\frac{8\pi G}{3}}$.

Осылайша, Хаббл параметріне қосымша келесідей сипатталады:

$$\Delta H \propto \exp\left(-\frac{3}{2}t/t_{DM}\right). \quad (1.6)$$

(1.6) өрнек Әлемнің таза вакуумдық моделіне қарағанда уақыт өте келе азаяды. Бірақ, біз ұсынып отырған модельдің шектеулігіне қарай заттардың барлық жиынтығы, әсіресе вакуумның үлесін ескергенде, Хаббл тұрақтысының толық өрнегі артады.

$$a(t)/a_0 = \exp\left(\gamma t_{DM} \left(-\frac{2}{3} \exp\left(-\frac{3}{2} t/t_{DM}\right)\right)\right), \quad (1.7)$$

мұндағы a_0 – тұрақты шама.

Әлемнің баяу немесе үдемелі кеңеюін сипаттау үшін әртүрлі космологиялық модельдер қарастырылды [110]. Мұндай моделдердің бірі – релятивистік емес затпен және $V(\varphi)$ потенциалы бар скаляр өріспен толтырылған біртекті және изотропты жазық Әлем және ол Әлемнің жылдам не баяу кеңеюін қамтамасыз етуі мүмкін. Ерте Әлемде материяның күй теңдеуі $p = -\rho$ заңы түрінде өрнектелді. Теріс қысыммен сипатталатын заттың бұл күйі Әлемнің үдемелі кеңеюіне алып келеді және ондағы масштабты фактор уақыт өте келе экспоненциалды $a(t) \sim \exp(Ht)$ түрде артады.

Гравитациялық линзалар – массивті галактикалар мен галактикалар шоғырларының гравитациялық өрісінде жарық сынған кезде линза ретінде әрекет ететін массивті денелер. Бүгінгі таңда 400-ден астам линзалар белгілі. Дегенмен, аспанды фотографиялық шолу кезінде олардың саны едәуір көп болды, бірақ олардың көпшілігі әлі анықталған жоқ [111]. Әлемдегі ең алыс галактикалардың бірі бізден 13,3 млрд жарық жылы қашықтықта орналасқан MACS0647-JD галактикасы. Біз оның Үлкен жарылыстан кейін 420 млн жыл өткендегі көрінісін білеміз. Ол 5 млрд жарық жылы қашықтықта MACSJ0647+7015 (гравитациялық линза) аралық галактиканың әсерінен айтарлықтай өзгерді. Гравитациялық линзадағы кескіндердің санын теориялық тұрғыдан алгебралық абберрация теңдеуі арқылы есептеуге болады. Оның негіздемесі [112] монографияда келтірілді, сонымен қатар кейбір гравитациялық линзаларға қолданылуы ұсынылды [113, 114]. [115]-ші жұмыста гравитациялық линзалардың кейбір теориялық зерттеулеріне, соның ішінде отандық зерттеулердің нәтижелеріне де шолу жасалды. Жалпы айтқанда, ҚМ вакуумнан өзгеше болатын сыну көрсеткішін тудыруы мүмкін. Оған [116]-шы жұмыстағы жарықтың таралуы мен әлсіреуі кезіндегі жиілік-тәуелділік әсерлерінің сипаты дәлел бола алады. Әлемде жарықтың таралуының басқа да сипаттамалары [117]-ші жұмыста келтірілді. Әлсіз өзара әрекеттесетін массивті бөлшектердің газы ретінде қарастырылатын ҚМ-ғы ауытқулардың эволюциясына ғарыштық плазма түріндегі алғашқы бариондық материяның әсері зерттелді [109, 880 б.]. Әлсіз өзара әрекеттесетін массивті бөлшектер газының идеалды және реалды моделдері үшін стационар емес күй теңдеулері, сонымен қатар уақыттан дәрежелік түрде тәуелді газдың күй параметрі ұсынылды.

Фридман метрикасының стандартты өрнегі келесідей:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \left[dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \right]. \quad (1.8)$$

Қарапайымдылық үшін жарықтың радиалды компонент бойымен қозғалуын қарастырамыз. Демек, біздің жағдайда жарықтың таралу жылдамдығы $v = dr/dt = c/a(t)$ болады. Осыған сәйкес айнымалы сыну көрсеткіші (1.7) теңдеудегі t/t_{DM} жуықтауындағы сияқты квази-тұрақты шамамен сипатталады:

$$n(t_{DM}) = \exp \left[-\frac{2}{3} \gamma t_{DM} \right] \cdot (1 + \gamma t). \quad (1.9)$$

Келесі мүмкін болатын космологиялық әсерге назар аударайық. $\Delta t \approx \frac{1}{3} t_{DM} \left[1 - \left(\frac{\rho_v}{\rho_0} \right)^{1/2} \right]$, $\rho_v < \rho_0$, $t_{DM} < t_{Un}$ уақыты үшін Әлемнің вакуумдық кеңеюі оның баяулауына тең болады. Демек, жарық бос кеңістікте қозғалады. Сондықтан, көрсетілген уақыт аралығында галактикалардан келетін сәулеленудің белгілі бір жарқылы пайда болуы мүмкін. Алайда, осы уақыт кезеңін есептеу t_{DM} және ρ_0 шамаларынан тәуелді.

2 ШИЫРШЫҚТЫ ГАЛАКТИКАЛАРДАҒЫ ҚАРАҢҒЫ МАТЕРИЯНЫҢ ФИЗИКАЛЫҚ ҚАСИЕТТЕРІ

2.1 Қараңғы материяның тығыздық профильдері

ҚМ бариондық материямен тек гравитация арқылы әрекеттеседі. Сол себепті, оны тікелей бақылау және тіркеу мүмкін емес. ҚМ эксперименталды түрде ашылмаған бөлшектерден тұрады деп болжанады [106, 18 б.; 118]. ҚМ туралы барлық ақпараттар галактикалардың айналу қисықтарын және гравитациялық линзалану әсерін зерттеуге сүйенеді. Айналу қисықтары – галактика центрінен қарастырылып отырған нүктеге дейінгі r радиалды қашықтықтың функциясы ретінде дөңгелек орбиталардағы жұлдыздар мен газдың $v(r)$ сызықтық жылдамдығының профильдері. Галактикалардың айналу қисықтарының амплитудасы тіпті жұлдыз дискісінен тыс аймақта қашықтығы өссе де тұрақты болып қалады. Бұл заңдылық әдетте Ньютондық гравитация үшін орындалмайды [119, 120]. Кейбір зерттеулерге сәйкес, ҚМ көлденең қималары $\sim 10^{-26} \text{ см}^2$ болатын релятивистік емес және соқтығыспайтын бөлшектерден тұрады деп болжанады [121].

U11454, U5750, ESO0140040 галактикаларында ҚМ-ның үлестірілуін зерттеу үшін Ньютондық гравитацияда изотермиялық, НФУ, Буркерт, Мур, Бета, Эйнасто, Браунштейн және экспоненциалды сфералық тығыздық профильдері қарастырылды [122-124]. Айналу қисықтарының деректерін талдай отырып, барлық тығыздық профильдері үшін ҚМ галосы моделінің белгісіз параметрлерін анықтаймыз. Мұндағы галактикалардағы ҚМ-ның күй теңдеуі тығыздық профилінен тәуелді емес деп есептейміз. Сонымен қатар, галодағы қаспа мәселесі бар тығыздық профильдерін қарастырмаймыз. Ол үшін галактика центріндегі ҚМ-ның тығыздығы мен қысымы шектеулі болу керек.

Қысым профильдерін зерттеу үшін гидростатикалық тепе-теңдік теңдеулерін Ньютондық гравитацияда есептейміз. U11454, U5750, ESO0140040 галактикаларында қысымды тығыздық бойынша өрнектеу арқылы барлық модель үшін ҚМ-ның күй теңдеуін алуға болады. Изотермиялық, экспоненциалды сфералық, Бета тығыздық профильдері үшін күй теңдеуі аналитикалық, ал НФУ, Мур, Браунштейн, Буркерт және Эйнасто тығыздық профильдері үшін сандық түрде алынады. Осылайша, жұмыстың басты мақсаты – ҚМ-ның күй теңдеуі аталған тығыздық профильдерінен тәуелді немесе тәуелді емес екендігін тексеру.

ҚМ-ның галактикаларда үлестірілуі біркелкі емес, ол негізінен олардың центрінде шоғырланады және перифериясында азая түседі. ҚМ-ның жиі қолданылатын изотермиялық, НФУ, Бета, Буркерт, Мур, Браунштейн, Эйнасто және экспоненциалды сфералық тығыздық профильдерін таңдадық. Олар галактикалар центріндегі ҚМ-ның ρ_0 характеристикалық тығыздығымен және r_0 масштабты радиус деп аталатын екі параметрмен, ал Эйнасто тығыздық профилі қосымша тағы бір еркін параметрмен сипатталады.

Осылайша, біз келесідей тығыздық профильдерін қолданамыз:

1. НФУ тығыздық профилі [103, 566 б.]:

$$\rho_{НФУ}(r) = \frac{\rho_0}{x(1+x)^2}, \quad (2.1)$$

мұндағы $x = x(r) = r/r_0$, r радиалды координат/арақашықтық.

2. Изотермиялық тығыздық профилі [125]:

$$\rho_{Изо}(r) = \frac{\rho_0}{1+x^2}. \quad (2.2)$$

3. Экспоненциалды сфералық тығыздық профилі [126]:

$$\rho_{Экс}(r) = \rho_0 e^{-x}. \quad (2.3)$$

4. Мур тығыздық профилі [127]:

$$\rho_{Мур}(r) = \rho_0 x^{-1.16} (1+x)^{-1.84}. \quad (2.4)$$

5. Буркерт тығыздық профилі [128]:

$$\rho_{Бур}(r) = \frac{\rho_0}{(1+x)(1+x^2)}. \quad (2.5)$$

6. Бета тығыздық профилі, $\beta = 1$ [129, 130]:

$$\rho_{Бета}(r) = \frac{\rho_0}{(1+x^2)^{3/2}}. \quad (2.6)$$

7. Браунштейн тығыздық профилі [130, 7 б.; 131]:

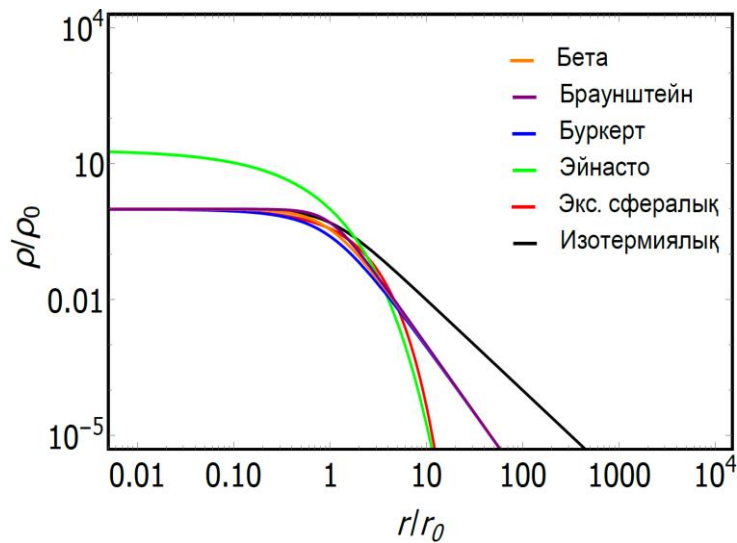
$$\rho_{Бра}(r) = \frac{\rho_0}{1+x^3}. \quad (2.7)$$

8. Эйнасто тығыздық профилі [132]:

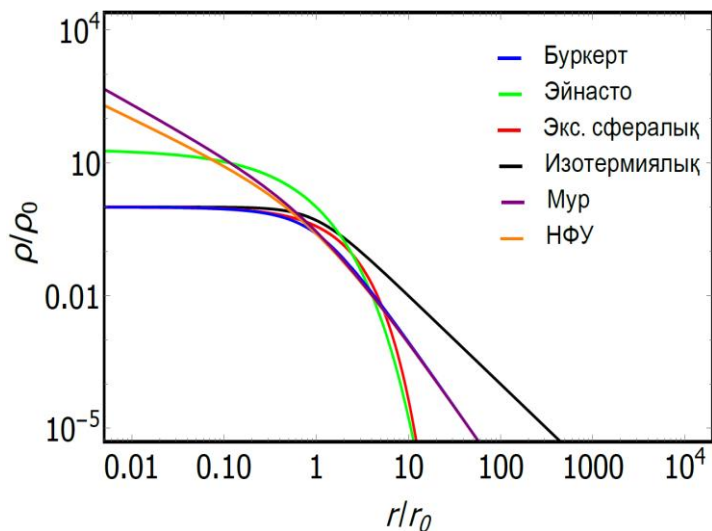
$$\rho_{Эйн}(r) = \rho_0 \exp\left[2\alpha(1-x^{1/\alpha})\right], \quad (2.8)$$

мұндағы α – Эйнасто тығыздық профилінің еркін параметрі. Ол профильдің көлбеу бағытын анықтайды [133].

Сурет 2.1-де U11454 галактикасындағы ҚМ галосының әртүрлі тығыздық профилдері үшін ρ/ρ_0 қатынасының r/r_0 қатынасына тәуелділігі көрсетілген. Эйнасто тығыздық профилі үшін $\alpha = 1,8$ мәні алынды. Бұл өлшемсіз көріністе тығыздық профилдерінің сипаты әртүрлі, әсіресе үлкен қашықтықтарда. ρ_0 және r_0 әр профиль үшін әртүрлі. Эйнасто тығыздық профилінің орталық тығыздығы келесідей анықталады: $\lim_{r \rightarrow 0} \rho_{Эйн}(r) = \rho_0 e^{2\alpha}$. Дәл осындай тәуелділік U5750 галактикасы үшін тұрғызылды. Мұнда Эйнасто тығыздық профилі үшін $\alpha = 1,5$ (Сурет 2.2).



Сурет 2.1 – U11454 галактикасындағы ҚМ-ның әртүрлі тығыздық профилдері



Сурет 2.2 – U5750 галактикасындағы ҚМ-ның әртүрлі тығыздық профилдері

2.2 Гидростатикалық тепе-теңдік теңдеулері

Жұмыстың басты мақсаты – Ньютондық гравитациялық өрісте ҚМ-ның күй теңдеуін алу. Ол үшін [134, 135] жұмыстарында берілген гидростатикалық тепе-теңдіктің стандартты Ньютондық теңдеулерінен бастаймыз.

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r), \quad (2.9)$$

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\rho(r) \frac{GM(r)}{r^2}, \quad (2.10)$$

$$\frac{d\Phi(r)}{dr} = \frac{GM(r)}{r^2}, \quad (2.11)$$

мұндағы $M(r)$ – масса профилі, $P(r)$ – ҚМ-ның қысымы, G – гравитациялық тұрақты, ал $\Phi(r)$ – гравитациялық потенциал. Қысымды өрнектеу үшін (2.1)-(2.8) тығыздық профильдері теңдеулерін (2.9), (2.10) теңдеулеріне жеке-жеке қоямыз. r шексіздікке ұмтылғанда, P нөл болады, ал r нөлге ұмтылғанда, P шекті болатын шекаралық шарттарды қолдану арқылы қысымның өрнегін интегралдаймыз.

Үш галактика үшін изотермиялық, Бета және экспоненциалды сфералық тығыздық профильдері аналитикалық, ал НФУ, Мур, Буркерт, Эйнасто, Браунштейн тығыздық профильдері сандық түрде есептелді. Бета, изотермиялық және экспоненциалды сфералық тығыздық профильдерінің масса теңдеулері келесідей:

$$M_{\text{Бета}}(r) = 4\pi r_0^3 \rho_0 \left\{ \operatorname{arsinh}(x) - \frac{x}{\sqrt{1+x^2}} \right\}, \quad (2.12)$$

$$M_{\text{Изо}}(r) = 4\pi r_0^3 \rho_0 \{x - \operatorname{arctg}(x)\}, \quad (2.13)$$

$$M_{\text{Экс}}(r) = 4\pi \rho_0 r_0^2 \left\{ 2r_0 - e^{-x} r_0 (x^2 + 2x + 2) \right\}. \quad (2.14)$$

Осы тығыздық профильдерінің қысым теңдеулері:

$$P_{\text{Бета}}(r) = 4\pi G r_0^2 \rho_0^2 \left\{ \frac{1}{2(1+x^2)} + \frac{1+2x^2}{x\sqrt{1+x^2}} \operatorname{arsinh}(x) - 2 \ln \left(2\sqrt{1+x^2} \right) \right\}, \quad (2.15)$$

$$P_{\text{Изо}}(r) = 2G\pi r_0^2 \rho_0^2 \left[\frac{\pi^2}{4} - \frac{2}{x} \operatorname{arctan}(x) - (\operatorname{arctan}(x))^2 \right], \quad (2.16)$$

$$P_{\text{Экс}}(r) = 2G\pi r_0^2 \rho_0^2 \left[4\Gamma[-1, x] - 8\Gamma[-1, 2x] - 4\Gamma[0, 2x] - e^{-2x} \right], \quad (2.17)$$

мұндағы $\Gamma(a, z) = \int_z^{\infty} e^{-t} t^{a-1} dt$, $a = 0, -1$ – Гамма функция. Бета, изотермиялық және экспоненциалды сфералық тығыздық профильдерінің потенциалдары мына түрде анықталады:

$$\Phi_{\text{Бета}}(r) = -\frac{4\pi G r_0^2 \rho_0}{x} \left\{ \operatorname{arsinh}(x) - \frac{x}{\sqrt{1+X^2}} \right\}, \quad (2.18)$$

$$\Phi_{\text{Изо}}(r) = \frac{4G\pi r_0^2 \rho_0}{x} \left(\arctan(x) + x \left(\ln \left(\sqrt{\frac{x^2+1}{X^2+1}} \right) - 1 \right) \right), \quad (2.19)$$

$$\Phi_{\text{Экс}}(r) = \frac{4G\pi r_0^2 \rho_0}{x} \left((x+2)e^{-x} - 2 \right), \quad (2.20)$$

мұндағы $X = R/r_0$ және R – ішкі және сыртқы потенциалдарды салыстыру арқылы есептелген ҚМ галосының радиусы. R нақты анықталмаған мән болғандықтан, ол әдетте ҚМ галосының вириалды радиусына тең деп қабылданады.

2.3 Қараңғы материяның күй теңдеуі

Сұйықтықтың күй теңдеуі осы сұйықтықтың физикалық қасиеттерін сипаттайды. (2.6) мен (2.15)-ті біріктіру арқылы Бета тығыздық профилінің, ал (2.2), (2.3) және (2.16), (2.17) формулаларын біріктіру арқылы сәйкесінше изотермиялық, экспоненциалды сфералық тығыздық профильдерінің күй теңдеулерін аламыз:

$$P_{\text{Бета}}(\rho) = 4\pi G r_0^2 \rho_0^2 \left\{ \frac{\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\frac{2}{3}}}{2} + \frac{2 - \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\frac{2}{3}}}{\sqrt{\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\frac{2}{3}} - 1}} \operatorname{arsinh} \left(\sqrt{1 - \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{\frac{2}{3}}} \right) - 2 \ln \left(2 \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{\frac{1}{3}} \right) \right\}, \quad (2.21)$$

$$P_{\text{Изо}}(\rho) = \frac{G\pi r_0^2 \rho_0^2}{2} \left[\pi^2 - \frac{8\sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho_0 - \rho}} \arctan \left(\frac{\sqrt{\rho_0 - \rho}}{\sqrt{\rho}} \right) - 4 \left(\arctan \left(\frac{\sqrt{\rho_0 - \rho}}{\sqrt{\rho}} \right) \right)^2 \right], \quad (2.22)$$

$$P_{\text{Экс}}(\rho) = 2G\pi r_0^2 \rho_0^2 \left[4\Gamma \left[-1, \ln \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right) \right] - 8\Gamma \left[-1, 2 \ln \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right) \right] - 4\Gamma \left[0, 2 \ln \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right) \right] - \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 \right] \quad (2.23)$$

Бета тығыздық профилінің күй теңдеуі (2.21) [124, 13 б.]-ші жұмыста бірінші рет алынды. Сонымен қатар, сұйықтықтың термодинамикалық қасиеттері баратропты параметр деп аталатын күй параметрімен анықталады [136]:

$$\omega = \frac{P}{c^2 \rho}, \quad (2.24)$$

Біздің жағдайда ҚМ үлестірілуінде қысымның мәні нөлден өзгеше болады, ал күй теңдеулеріне сәйкес келетін формулалар кейбір тығыздық профильдері үшін күрделене түседі.

2.4 Қараңғы материядағы дыбыс жылдамдығы және сыну көрсеткіші

c_s дыбыс жылдамдығы арқылы ҚМ сұйықтығынан туындаған ауытқуларды ескере аламыз. Оның адиабаттық ауытқулар жағдайындағы өрнегі келесідей [137]:

$$c_s^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_s. \quad (2.25)$$

(2.21)-(2.23) теңдеулерінен Бета, изотермиялық және экспоненциалды сфералық тығыздық профильдерінің c_s дыбыс жылдамдығын табамыз:

$$c_{s(\text{Бета})}^2 = \frac{4\pi Gr_0^2 \rho_0}{3} \frac{\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{1/3}}{1 - \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3}} \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3}}} \operatorname{arsinh} \left(\sqrt{\left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{2/3} - 1} \right) - 1 \right\}, \quad (2.26)$$

$$c_{s(\text{Изо})}^2 = \frac{2\pi Gr_0^2 \rho_0^2 \left[\rho_0 - \rho - \sqrt{\rho(\rho_0 - \rho)} \arctan \left(\frac{\sqrt{\rho_0 - \rho}}{\sqrt{\rho}} \right) \right]}{(\rho_0 - \rho)^2}, \quad (2.27)$$

$$c_{s(\text{Экс})}^2 = \frac{4\pi G r_0^2 \left[2(\rho_0 - \rho) - \rho \ln\left(\frac{\rho_0}{\rho}\right) \left(2 + \ln\left(\frac{\rho_0}{\rho}\right) \right) \right]}{\ln^2\left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)}. \quad (2.28)$$

Сондай-ақ, ҚМ-дағы сыну көрсеткішінің мәні вакуумға қарағанда көбірек болатынын есептеп көрсетеміз. Мұны қарастырылып отырған галактикалардың оптикалық қасиеттерін зерттеу кезінде байқауға болады. Осылайша, біз барлық қабылданған тығыздық профильдері үшін U11454, U5750, ESO0140040 галактикаларының ҚМ галосындағы сыну көрсеткішін зерттейміз. Әлсіз өрісте ҚМ-дағы сыну көрсеткіші келесідей өрнекпен анықталады [138]:

$$n(r) = 1 - \frac{\Phi(r)}{c^2} - \int \frac{GM(r)}{c^2 r^2} dr, \quad (2.29)$$

мұндағы $\Phi(r)$ – (2.11) теңдеуді шешу арқылы алынған ішкі гравитациялық потенциал, ал c – вакуумдағы жарық жылдамдығы. Интегралдау галактиканың айналу қисығының деректерінен алынған радиалды координаттар диапазонында орындалады.

2.5 Сандық нәтижелер

Айналу қисығын толық сипаттау үшін газдың галактика балджы мен дискісіне қосатын үлесінің маңыздылығын атап өткен жөн. Сондай-ақ, галактика массасының радиалды координата бойынша үлестірілуі айналу қисығы арқылы анықталады. Стандартты жағдайда галактиканың барлық компоненттерін [126, 7 б.] жұмыстағыдай ескеру қажет.

U11454, U5750, ESO0140040 галактикаларының ішкі бөліктері туралы мәліметтер аз. Демек, қарапайымдылық үшін галактиканың галодан басқа барлық компоненттерінің үлесін елемеуге болады және

$$v_{tot}^2 \approx v_{profile}^2, \quad (2.30)$$

мұндағы $v_{profile}$ – ҚМ галосы тығыздық профильдерінің жылдамдығы.

Сонымен, $v_{profile}$

$$v_{profile} = v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \quad \text{және} \quad M(r) = \int_0^r 4\pi r^2 \rho(r) dr, \quad (2.31)$$

мұнда (2.1)-(2.8) теңдеулерін (2.9)-ға қойып интегралдасақ, $M(r)$ ҚМ-ның массасын табамыз.

Левенберг-Маркуардт әдісін қолдану арқылы χ^2 функциясының минимумын табамыз [139, 140]. Левенберг-Маркуардт алгоритмі – сызықты емес функциялар квадраттарының қосындысы түрінде көрсетілген функция минимумының орналасуын анықтайтын итерациялық әдіс. Сонымен, χ^2 функциясы келесідей:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left[\frac{v_i^{obs} - v(\rho_0, r_0, r)}{\sigma_{v,i}^{obs}} \right]^2, \quad (2.32)$$

бұл өрнектегі v_i^{obs} және $\sigma_{v,i}^{obs}$ U11454, U5750, ESO0140040 галактикаларының айналу қисығының N нүктелері және олардың қателіктері (Суреттер 2.3-2.5). Сонымен қатар, $v(\rho_0, r_0, r)$ (2.31) теңдеуімен анықталды және әрбір ҚМ-ның тығыздық профильдері үшін айналу қисықтарын сипаттайды. U11454, U5750, ESO0140040 галактикаларының аталған тығыздық профильдерінің параметрлері сәйкесінше кестелер 2.1-2.3-те және суреттер 2.3-2.5-те көрсетілген. Мұндағы ρ_0 және r_0 параметрлері [141]-ге сәйкес келеді. Өртүрлі тығыздық профильдері көмегімен есептелген галактикалардағы ҚМ-ның массалары кестелер 2.1-2.3-те көрсетілген.

Кесте 2.1 – U11454 галактика моделінің параметрлері

Профильдер	$\rho_0 \pm \sigma_{\rho_0}$, $10^{-3} M_{\odot} / \text{пк}^3$	$r_0 \pm \sigma_{r_0}$, кпк	r_{vir} , кпк	M_{vir} , $10^{10} M_{\odot}$	$M \pm \sigma_M^a$, $10^{10} M_{\odot}$	$M \pm \sigma_M^b$, $10^{10} M_{\odot}$	ΔBIC^c	χ^2
Экс.сфера-к	130,9±12,9	2,8±0,2	24,1	7,5	5,9±1,0	0,6 ± 0,2	18	1,7
Бета	104,0±10,8	3,7±0,2	56,8	15,6	6,0±1,0	1,1 ± 0,3	17	1,5
Буркерт	139,0±12,9	3,7±0,2	62,3	18,6	6,1±0,9	1,1 ± 0,3	12	1,0
Эйнасто	10,5±2,6	7,2±0,9	42,5	14,0	6,4±2,2	3,4 ± 2,0	9	0
Изотер-қ	151,0±11,7	1,9±0,1	142,8	98,6	6,5±0,8	0,3 ± 0,1	-	0,4
Браунштейн	81,0 ± 10,0	3,6±0,3	51,7	12,7	5,7±1,2	1,1 ± 0,4	24	2,8

Кесте 2.1-де U11454 галактиканың орталық тығыздығы, масштабты радиусы, массасы және олардың қателіктері берілген. Сонымен қатар, БАК статистикалық мәліметтері, БАК мәндерін есептеу үшін қолданылатын сәйкес χ^2 және r_{vir} вириалды радиус пен M_{vir} вириалды масса көрсетілген. Мұндағы вириалды радиус – Әлемнің критикалық тығыздығына 200-ді көбейткенге тең шама. ҚМ-ның массасы ^a r үшін галодағы соңғы мәліметтер нүктесімен және ^b r_0 масштабты радиус көмегімен есептелді (Кестелер 2.1-2.3). ^cЭкспоненциалды сфералық, Бета, Буркерт, Эйнасто, изотермиялық және Браунштейн тығыздық профильдерінің БАК-дің мәндері $BIC \equiv \{85, 84, 79, 76, 67, 91\}$, сондай-ақ,

$\Delta\text{BIC} \equiv \text{BIC} - \text{BIC}_0$, мұнда изотермиялық тығыздық профилі ең аз мәнге ие ($\text{BIC}_0 = 67$). Эйнасто тығыздық профилі үшін $\alpha = 1,8 \pm 0,3$.

Кесте 2.2 – U5750 галактика моделінің параметрлері

Профильдер	$\rho_0 \pm \sigma_{\rho_0}$, $10^{-3} M_{\odot} / \text{пк}^3$	$r_0 \pm \sigma_{r_0}$, кпк	$M \pm \sigma_M^a$, $10^{10} M_{\odot}$	$M \pm \sigma_M^b$, $10^{10} M_{\odot}$	ΔBIC^c	χ^2
Буркерт	$11,73 \pm 0,65$	$7,16 \pm 0,38$	$3,54 \pm 0,42$	$0,68 \pm 0,16$	17	0,70
Изотер-қ	$10,71 \pm 1,00$	$4,23 \pm 0,38$	$3,85 \pm 0,69$	$0,2 \pm 0,09$	24	1,37
Эйнасто	$2,14 \pm 0,10$	$9,37 \pm 0,20$	$3,11 \pm 0,23$	$1,24 \pm 0,13$	-	0,13
Экс.сфералық	$12,50 \pm 0,50$	$5,11 \pm 0,19$	$3,34 \pm 0,32$	$0,34 \pm 0,05$	12	0,47

^cБуркерт, изотермиялық, Эйнасто және экспоненциалды сфералық тығыздық профильдерінің БАК мәндері $\text{BIC} \equiv \{54, 61, 37, 49\}$. U5750 галактикасы үшін БАК-дің ең аз мәніне Эйнасто тығыздық профилі ие ($\text{BIC}_0 = 37$).

Кесте 2.3 – ESO0140040 галактика моделінің параметрлері

Профильдер	$\rho_0 \pm \sigma_{\rho_0}$, $10^{-3} M_{\odot} / \text{пк}^3$	$r_0 \pm \sigma_{r_0}$, кпк	$M \pm \sigma_M^a$, $10^{11} M_{\odot}$	$M \pm \sigma_M^b$, $10^{10} M_{\odot}$	ΔBIC^c	χ^2
Буркерт	175 ± 18	$6 \pm 0,4$	$4,1 \pm 0,7$	$6 \pm 1,7$	14	3,3
НФУ	25 ± 3	16 ± 1	$4,4 \pm 0,8$	$26 \pm 8,4$	3	1
Изотер-қ	250 ± 27	$3 \pm 0,2$	$4,3 \pm 0,7$	$1 \pm 0,3$	5	1
Мур	12 ± 2	23 ± 3	$4,4 \pm 1,2$	4 ± 2	7	1,4
Эйнасто	10 ± 2	$13 \pm 1,5$	$4,3 \pm 1,4$	$20 \pm 10,6$	-	0,4
Экс.сфералық	158 ± 15	$5 \pm 0,3$	$4,1 \pm 0,7$	4 ± 1	18	5,5

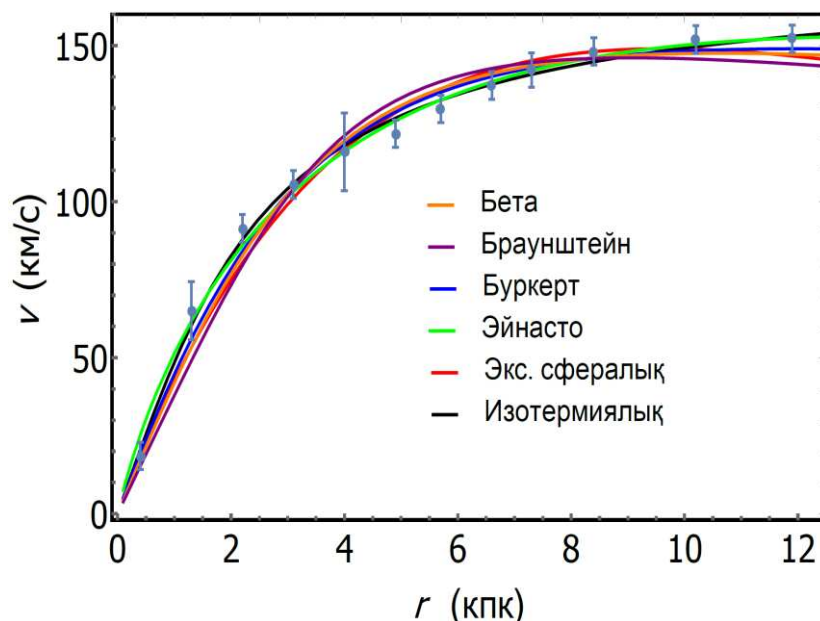
^cБуркерт, НФУ, изотермиялық, Мур, Эйнасто және экспоненциалды сфералық тығыздық профильдерінің БАК мәндері $\text{BIC} \equiv \{71, 60, 62, 64, 57, 75\}$. ESO0140040 галактикасы үшін Эйнасто тығыздық профилі ең аз мәнге ие ($\text{BIC}_0 = 57$).

Параметрлер саны әртүрлі болатын тығыздық профильдерін салыстыру үшін БАК-ін қолданамыз [142]. Сондай-ақ, ААК немесе ДАК-ін қолдануға болады [143, 144]. χ^2 арқылы БАК келесідей анықталады:

$$\text{BIC} = \chi^2 + k \ln N, \quad (2.33)$$

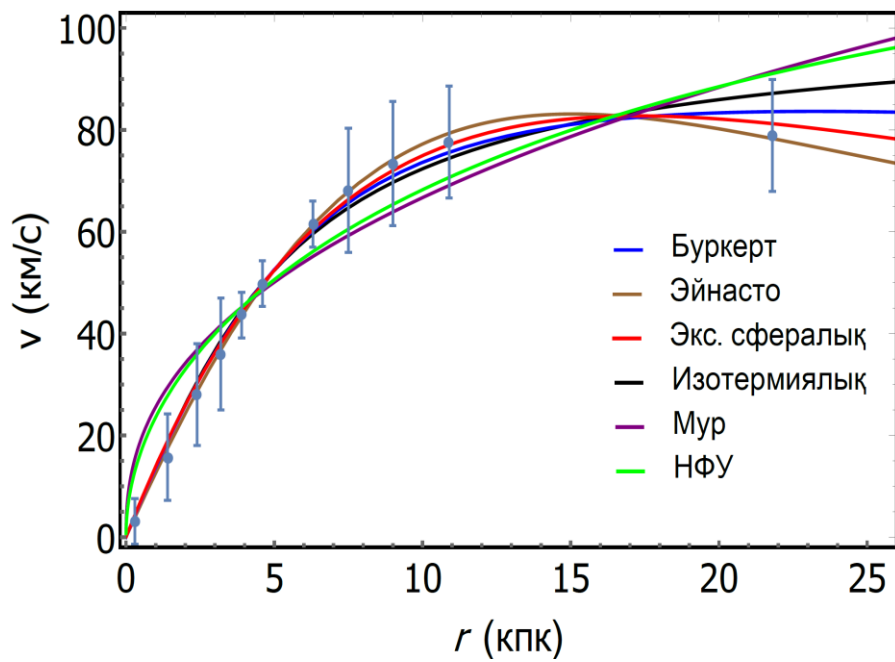
мұндағы k – параметрлердің саны. Барлық тығыздық профильдерінде бұл параметр $k=2$, тек Эйнасто тығыздық профилі үшін $k=3$. Сонымен қатар, [145]-ке сәйкес БАК-дің мәні ең аз болатын тығыздық профильдеріне

басымдылық беріледі. Кесте 2.1-ден көрініп тұрғандай, БАК-дің мәні изотермиялық тығыздық профилі үшін минималды, ал Браунштейн тығыздық профилі үшін максимум, дегенмен де мәндер арасындағы айырмашылықтар аз.

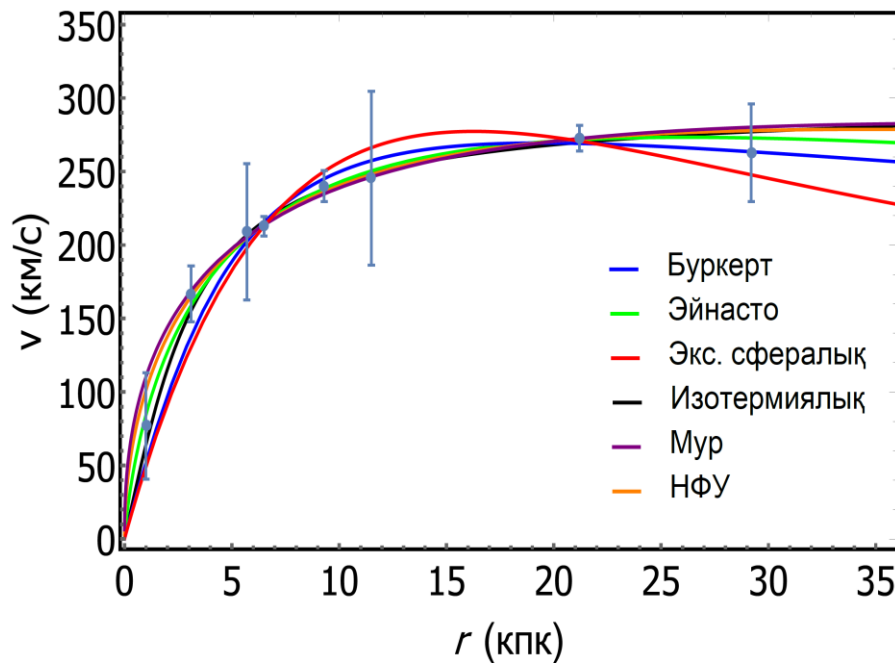


Сурет 2.3 – U11454 галактикасының айналу қисығы және теориялық тығыздық профилдері

U11454 галактикасының айналу қисығы және әртүрлі тығыздық профилдерінің теориялық қисықтары сурет 2.3-те көрсетілді. Мұнда бақылау деректерінің қателіктері сұр қою нүктелермен, тұтас сызықтармен сәйкесінше Бета (қызғылт сары), Буркерт (көк), экспоненциалды сфералық (қызыл), изотермиялық (қара), Браунштейн (күлгін) және Эйнасто (жасыл) тығыздық профилдері бейнеленген. Дәл осындай айналу қисығының графиктері U5750 (Сурет 2.4) және ESO0140040 (Сурет 2.5) галактикалары үшін тұрғызылды. Екі галактика үшін де тұтас сызықтармен Буркерт (көк), изотермиялық (қара), экспоненциалды сфералық (қызыл), Мур (күлгін) тығыздық профилдері бейнеленген. НФУ мен Эйнасто тығыздық профилдері U5750 галактикасы үшін сәйкесінше жасыл және қоңыр түстермен берілсе, ал ESO0140040 алактикасы үшін сәйкесінше қызғылт сары және жасыл түстермен бейнеленген.

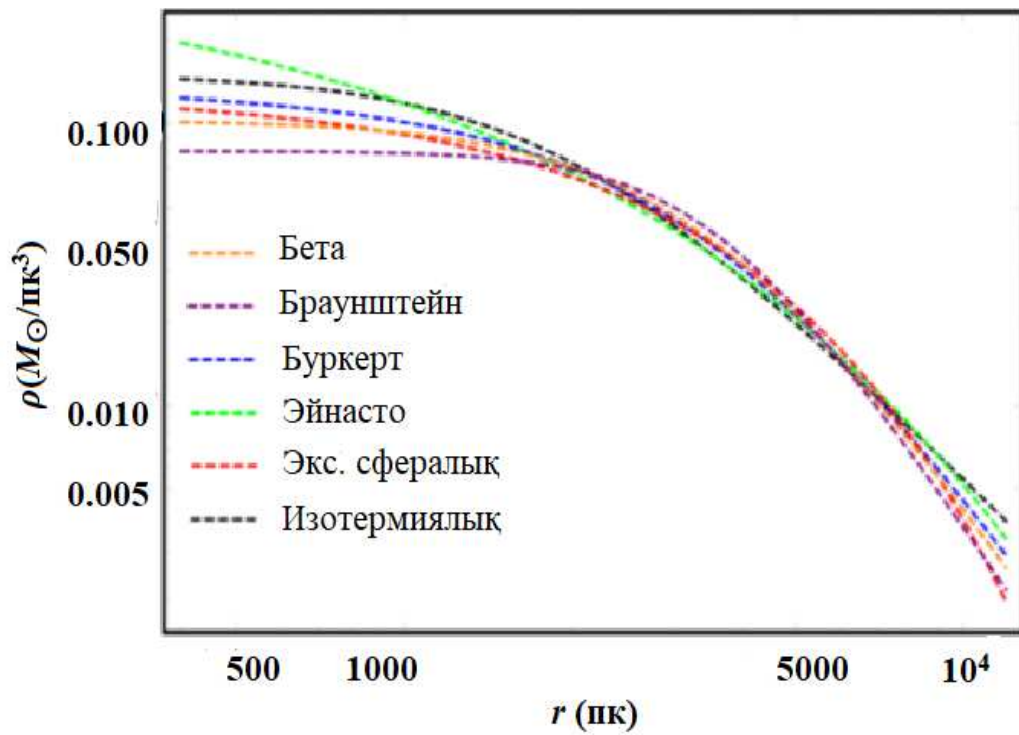


Сурет 2.4 – U5750 галактикасының айналу қисығы және теориялық тығыздық профильдері

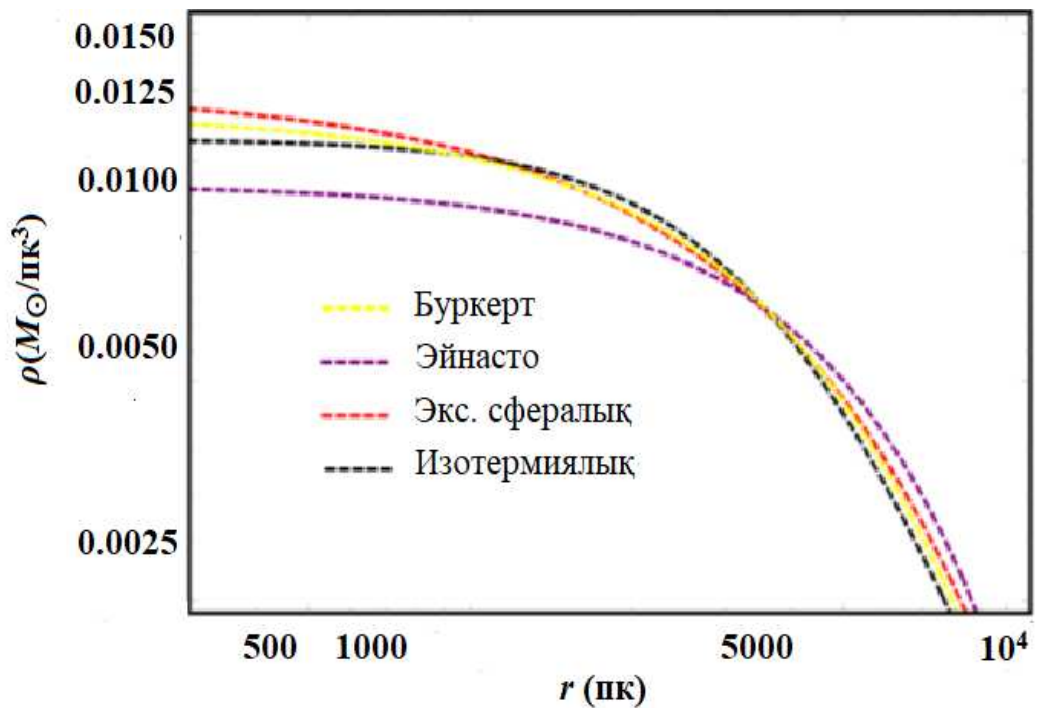


Сурет 2.5 – ESO0140040 галактикасының айналу қисығы және теориялық тығыздық профильдері

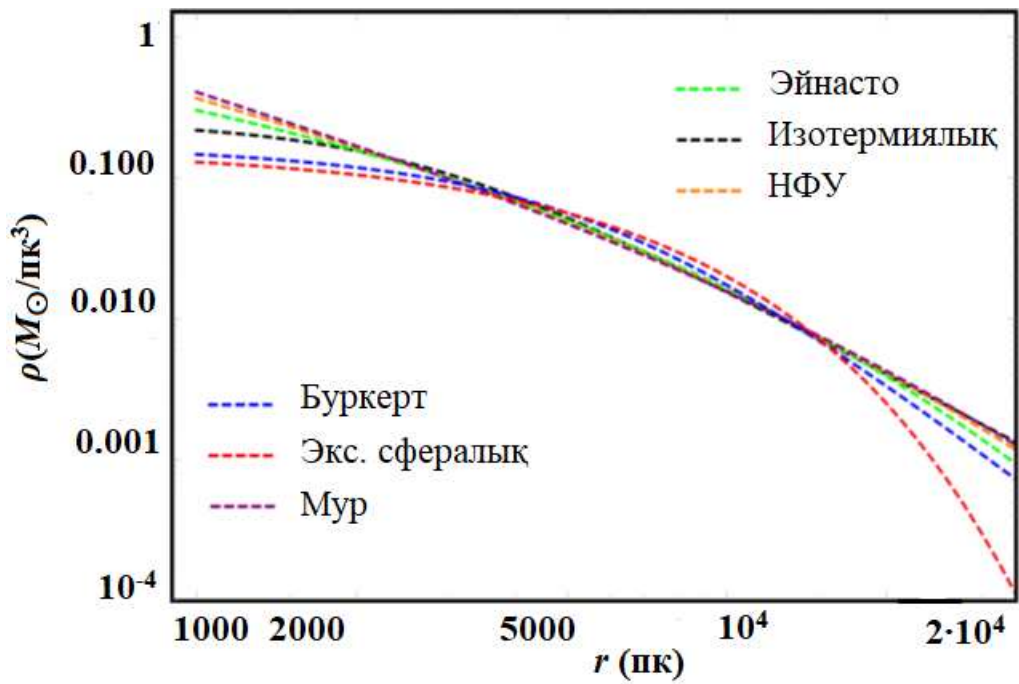
Сурет 2.3-те көрсетілгендей, радиалды қашықтықтың мәні өскен сайын жылдамдық тұрақты түрде өсетінін байқаймыз. Ал, суреттер 2.4, 2.5-те радиалды қашықтықтың өсуімен тығыздық профильдерінің жылдамдықтарының сипаты сурет 2.3-ке қарағанда өзгеше. Суреттер 2.6-2.8-де тығыздық профильдері фиттен алынған модель параметрлерімен тұрғызылды.



Сурет 2.6 – U11454 галактикасының галосындағы ҚМ-ның логарифмдік тығыздық профильдері

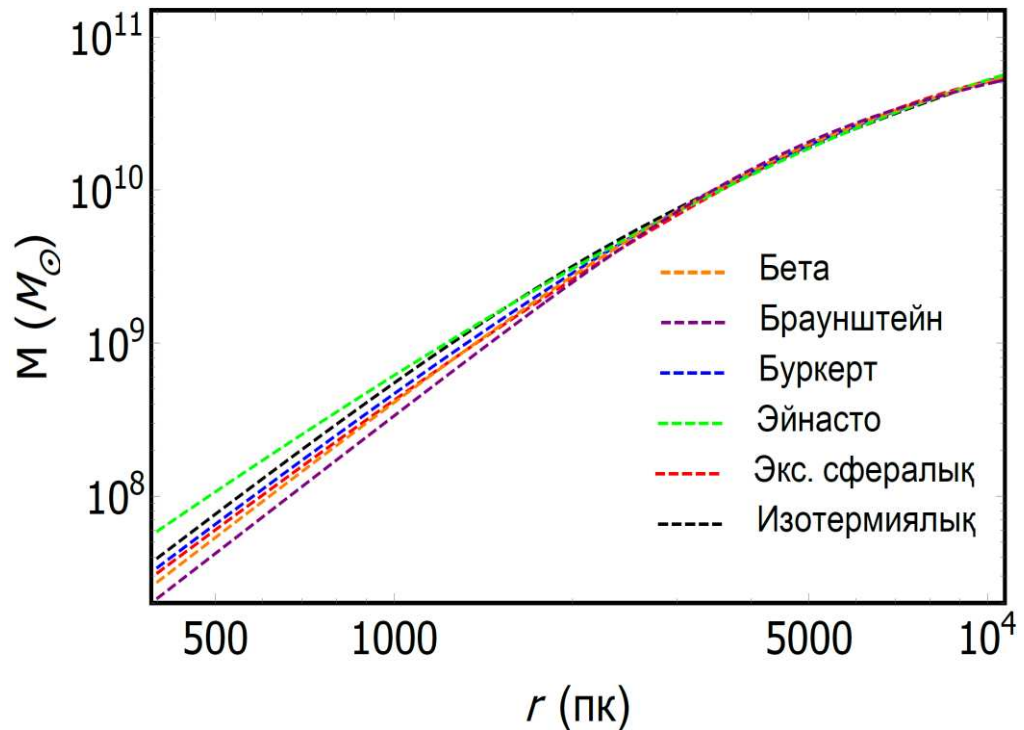


Сурет 2.7 – U5750 галактикасының галосындағы ҚМ-ның логарифмдік тығыздық профильдері

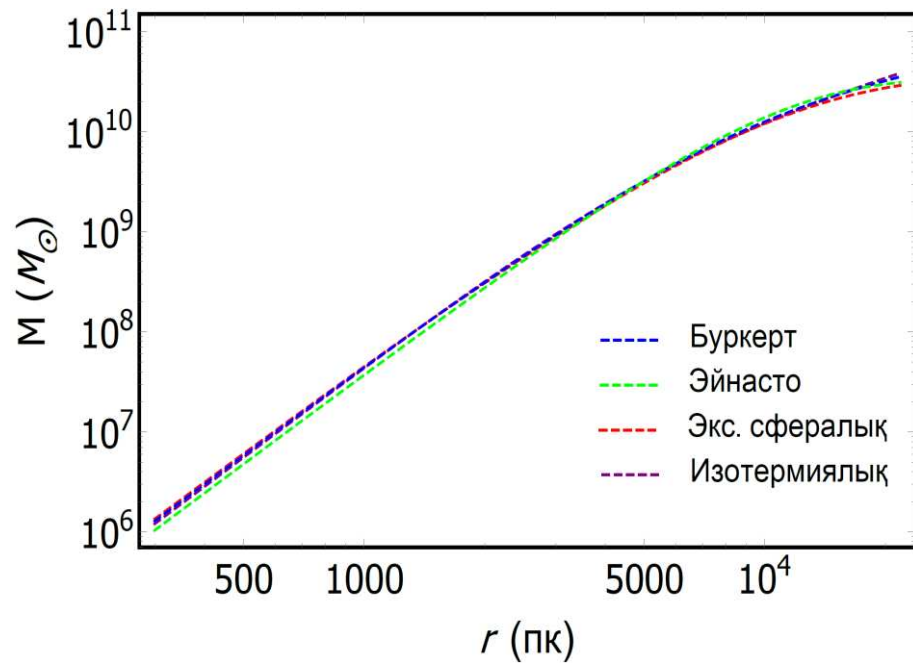


Сурет 2.8 – ESO0140040 галактикасының галосындағы ҚМ-ның логарифмдік тығыздық профильдері

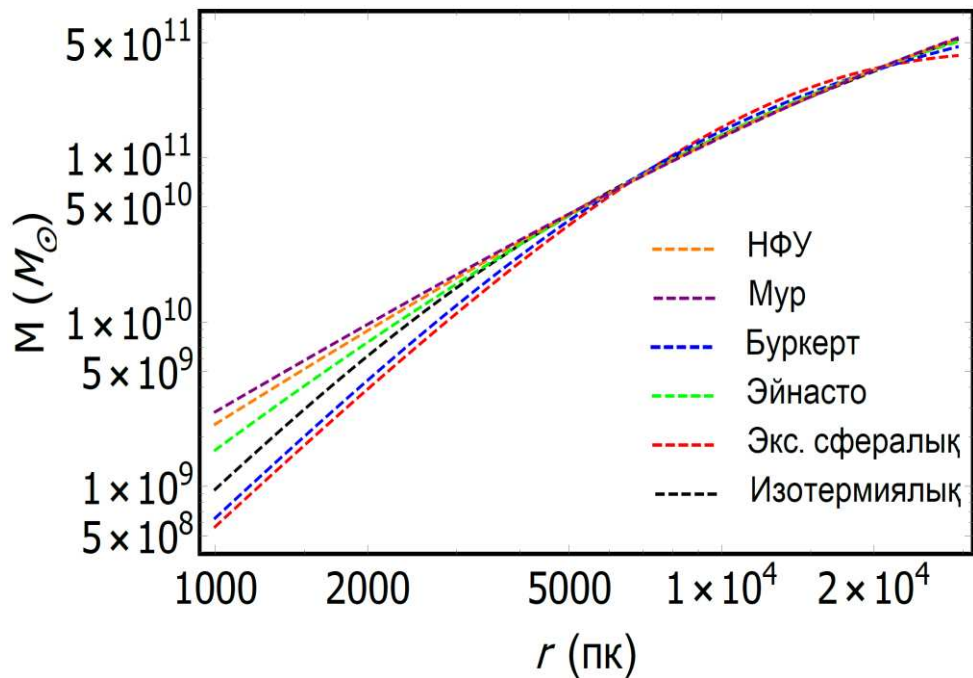
Суреттер 2.9-2.11-де радиалды координатаның функциясы ретінде Күн массасының бірлігімен алынған ҚМ массасы көрсетілген



Сурет 2.9 – U11454 галактикасының галосындағы ҚМ-ның логарифмдік масса профильдері

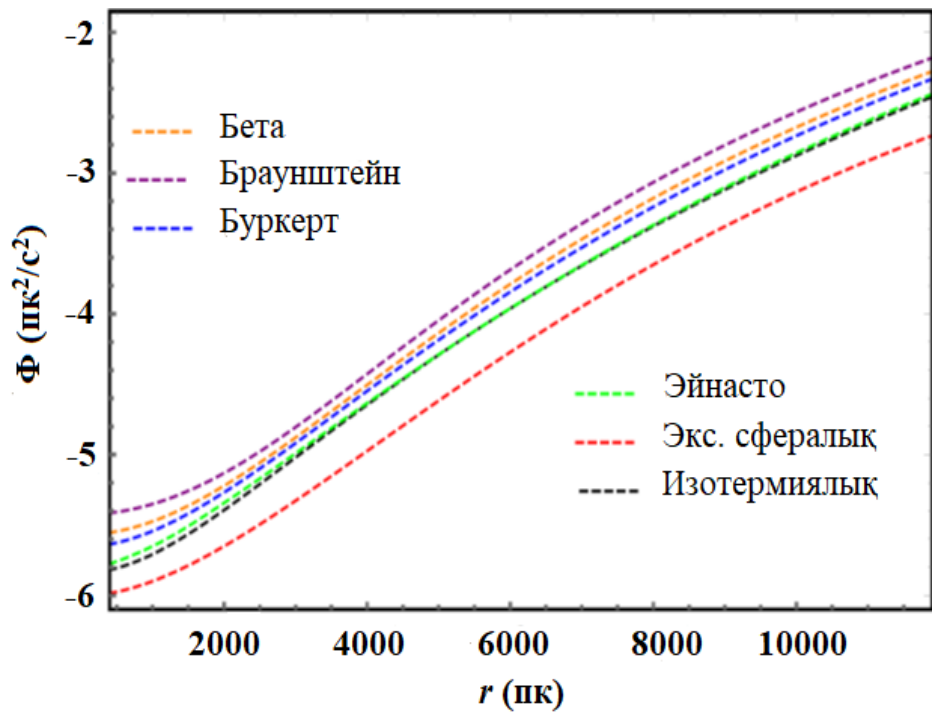


Сурет 2.10 – U5750 галактикасының галосындағы ҚМ-ның логарифмдік масса профильдері

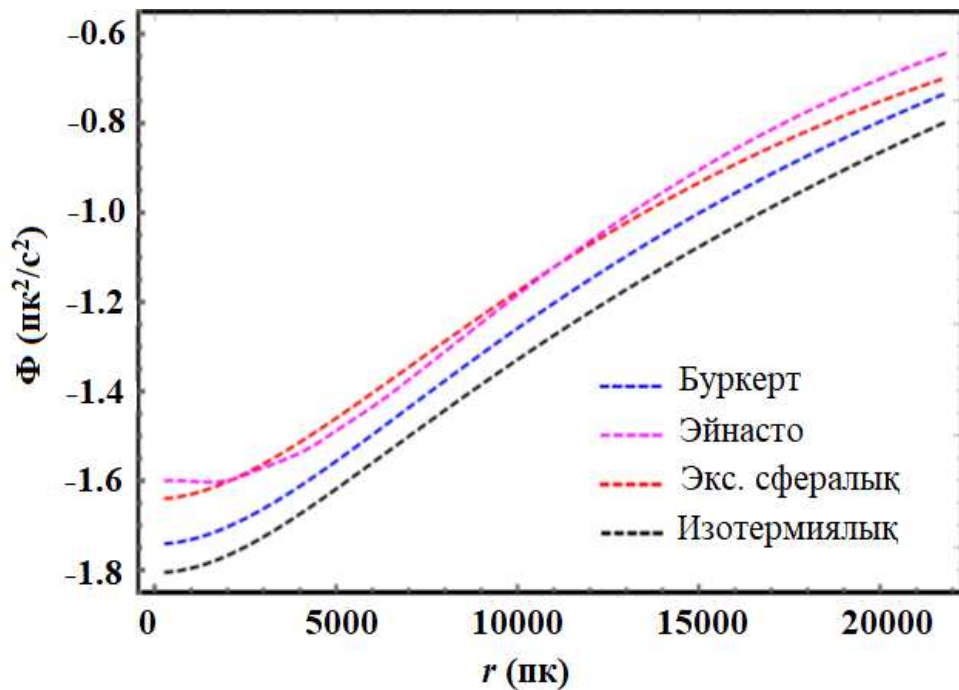


Сурет 2.11 – ESO0140040 галактикасының галосындағы ҚМ-ның логарифмдік масса профильдері

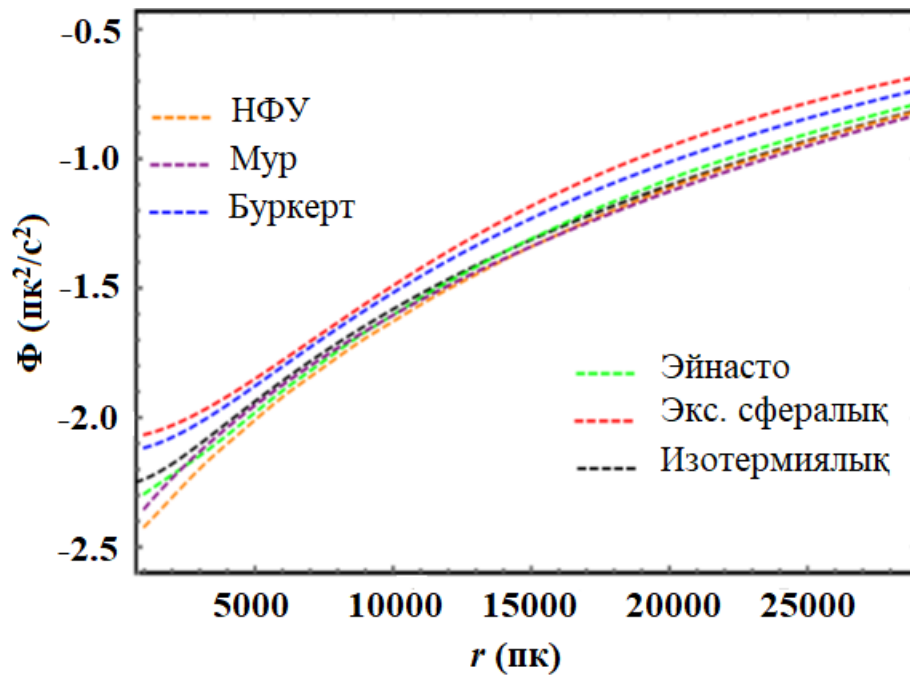
Үлкен қашықтықта үш галактика үшін де барлық профильдердің массасы бірдей болады. Алайда, U11454, ESO0140040 галактикалары үшін кіші қашықтықта профильдердің массасы U5750 галактикаға қарағанда ерекшеленеді. Тиісінше, ішкі гравитациялық потенциал қарастырылып отырған диапазонда радиалды координатаның функциясы ретінде бейнеленген. Әртүрлі профильдер үшін потенциалдар бірдей.



Сурет 2.12 – U11454 галактикасының галосындағы ҚМ-ның гравитациялық потенциалы

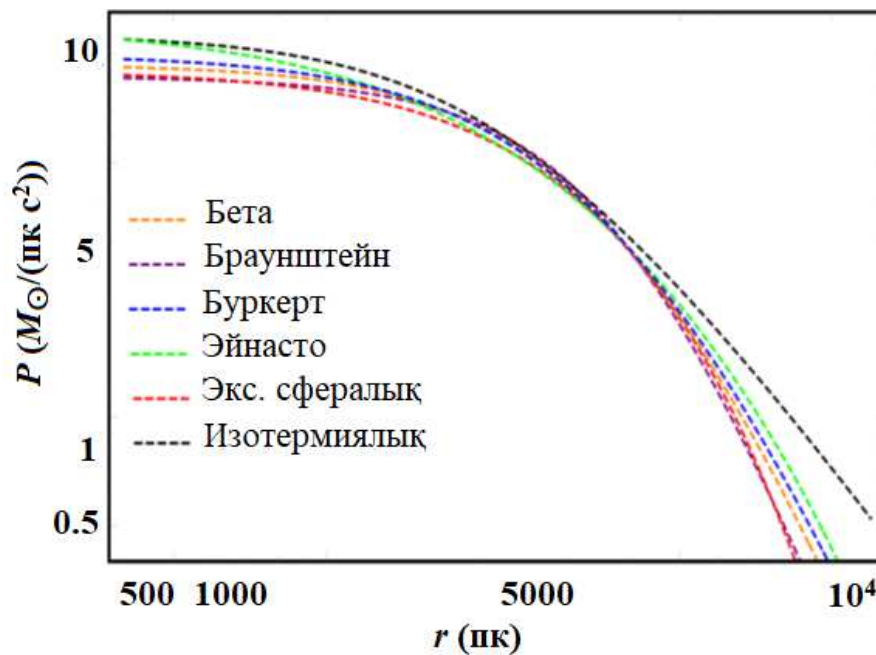


Сурет 2.13 – U5750 галактикасының галосындағы ҚМ-ның гравитациялық потенциалы

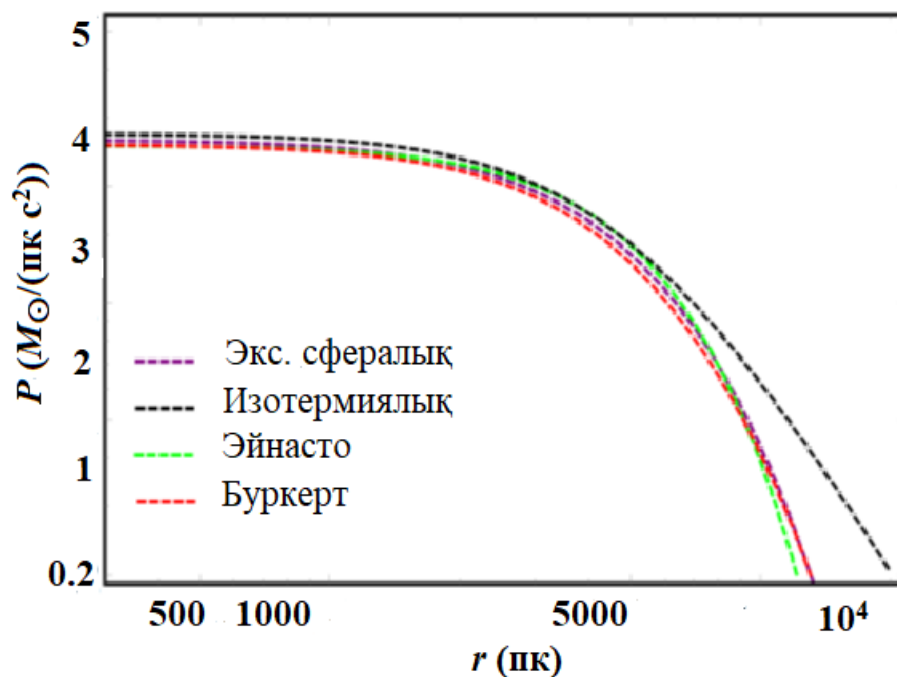


Сурет 2.14 – ESO0140040 галактикасының галосындағы ҚМ-ның гравитациялық потенциалы

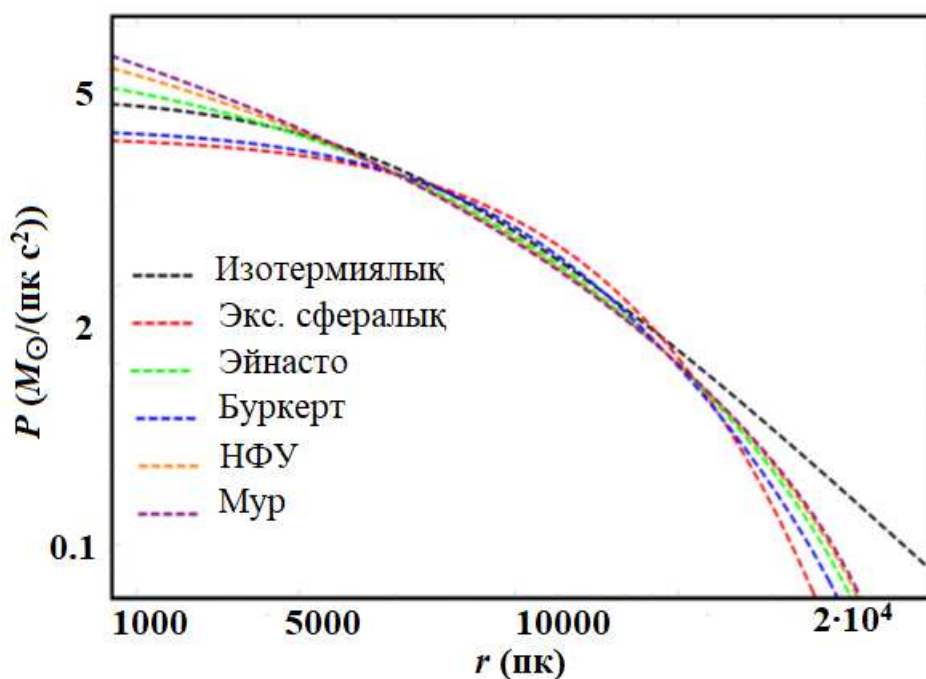
U11454, U5750 галактикаларының графиктерінде $\Phi(r)$ 10^{-23} -не, ал ESO0140040 галактикасының графигінде $\Phi(r)$ 10^{-22} -не көбейтіледі. Суреттер 2.15-2.17-де (2.9), (2.10) теңдеулерін қолдану арқылы U11454, U5750, ESO0140040 галактикалары үшін $P(r)$ қысым профильдері тұрғызылды.



Сурет 2.15 – U11454 галактикасының галосындағы ҚМ-ның логарифмдік қысым профильдері

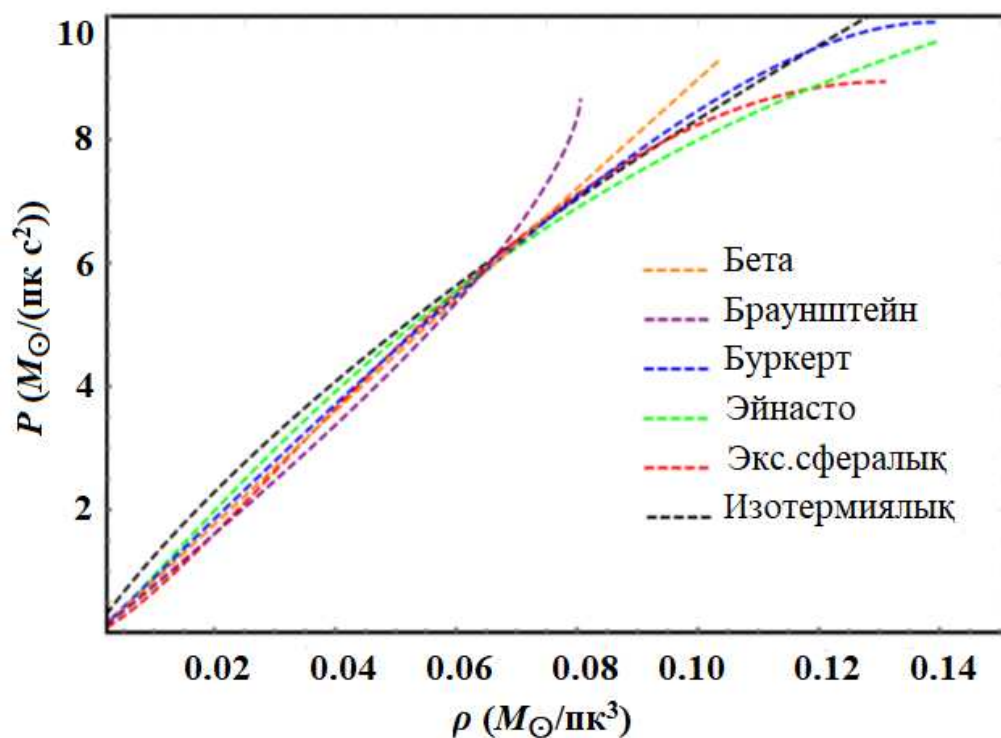


Сурет 2.16 – U5750 галактикасының галосындағы ҚМ-ның логарифмдік қысым профилдері

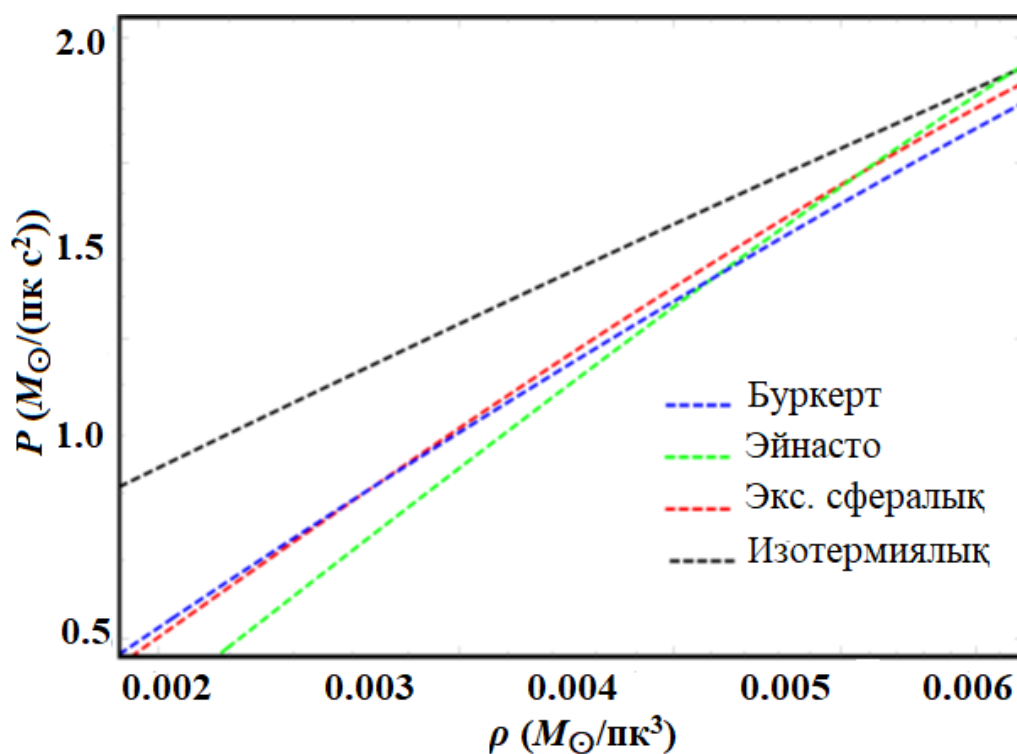


Сурет 2.17 – ESO0140040 галактикасының галосындағы ҚМ-ның логарифмдік қысым профилдері

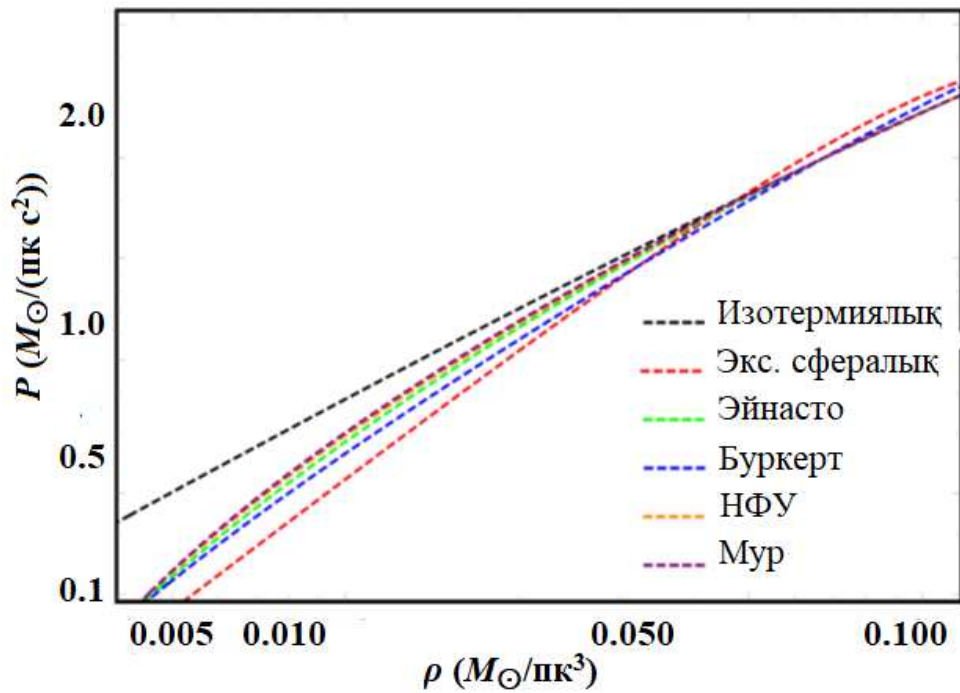
U11454 галактикасының графиктерінде (Суреттер 2.15, 2.18) $P \cdot 10^{-25}$ -не, U5750 галактикасында (Суреттер 2.16, 2.19) $P \cdot 10^{-26}$ -не және ESO0140040 галактикасында (Суреттер 2.17, 2.20) $P \cdot 10^{-24}$ көбейтіледі.



Сурет 2.18 – U11454 галактикасындағы ҚМ галосының күй теңдеуі



Сурет 2.19 – U5750 галактикасындағы ҚМ галосының күй теңдеуі

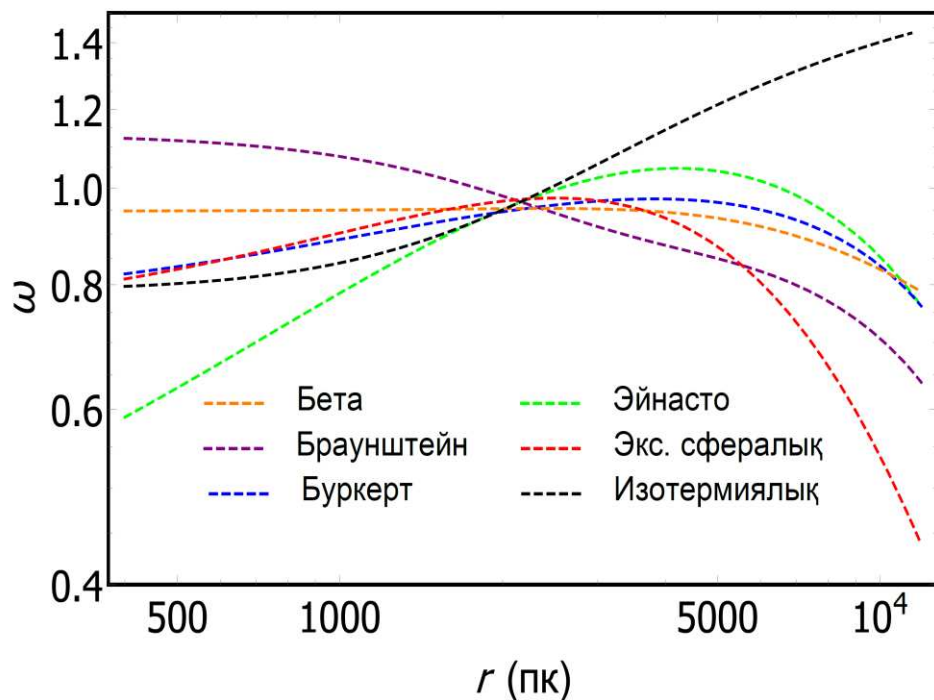


Сурет 2.20 – ESO0140040 галактикасындағы ҚМ галосының күй теңдеуі

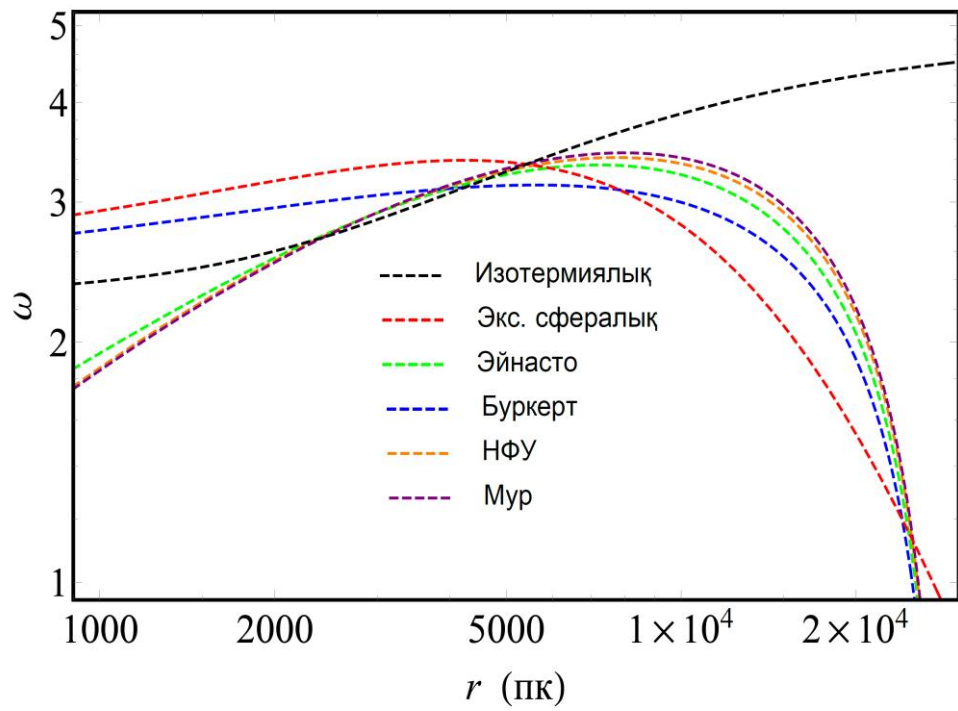
Мұнда тығыздық пен қысым үшін келесідей түрлендірулерді қолдану арқылы әртүрлі бірліктерді таңдауға болады:

$$1M_{\odot}/\text{пк}^3 = 6,77 \cdot 10^{-23} \text{ г}/\text{см}^3 = 38,05 (\text{ГэВ}/\text{с}^2) / \text{см}^3 \text{ және}$$

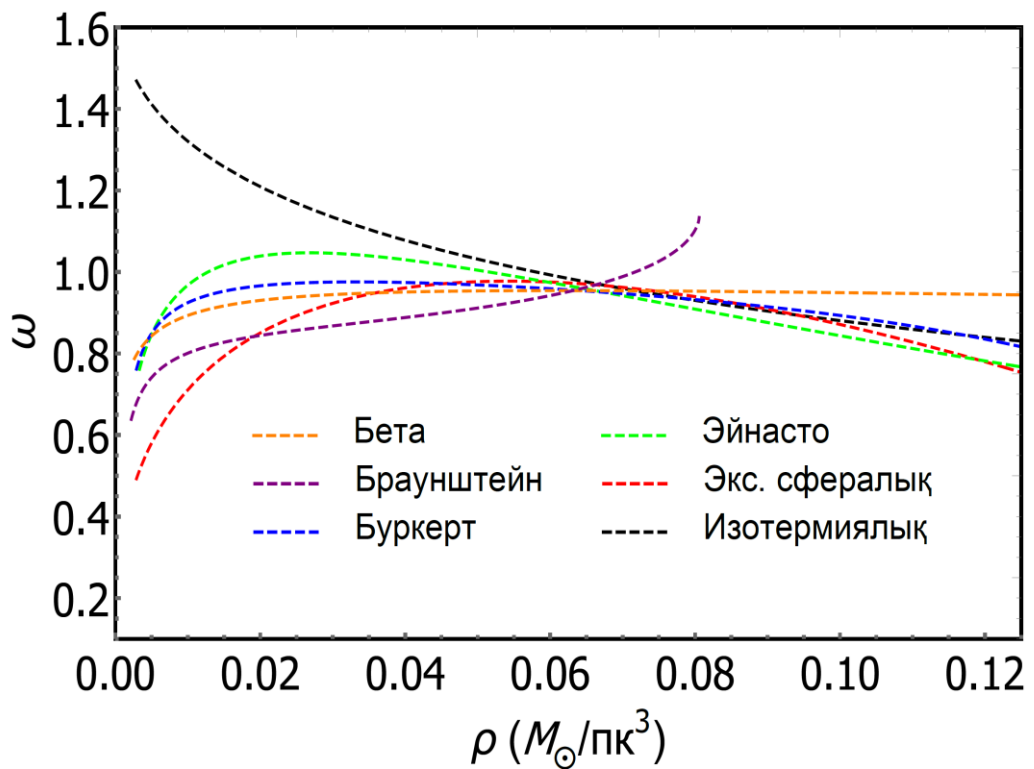
$$1M_{\odot}/(\text{пк}\text{с}^2) = 6,44 \cdot 10^{14} \text{ г}/(\text{см}\text{с}^2) = 3,62 \cdot 10^{38} (\text{ГэВ}/\text{с}^2) / (\text{см}\text{с}^2).$$



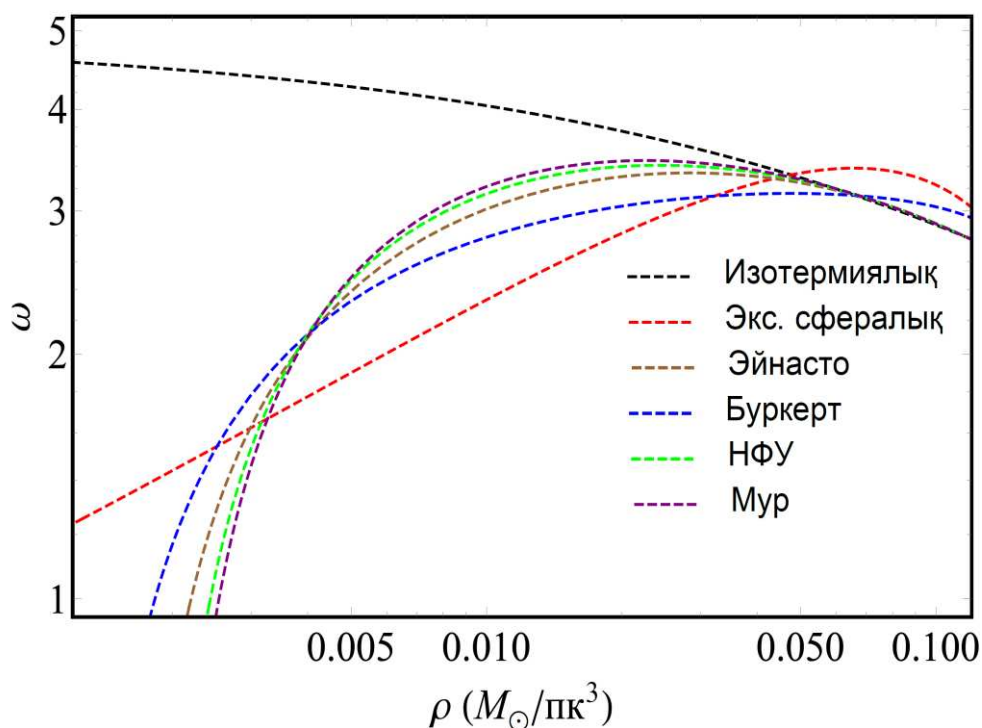
Сурет 2.21 – U11454 галактикасындағы ҚМ-ның ω өлшемсіз күй параметрінің r радиалды координатаға тәуелділігі



Сурет 2.22 – ESO0140040 галактикасындағы ҚМ-ның ω өлшемсіз күй параметрінің r радиалды координатаға тәуелділігі

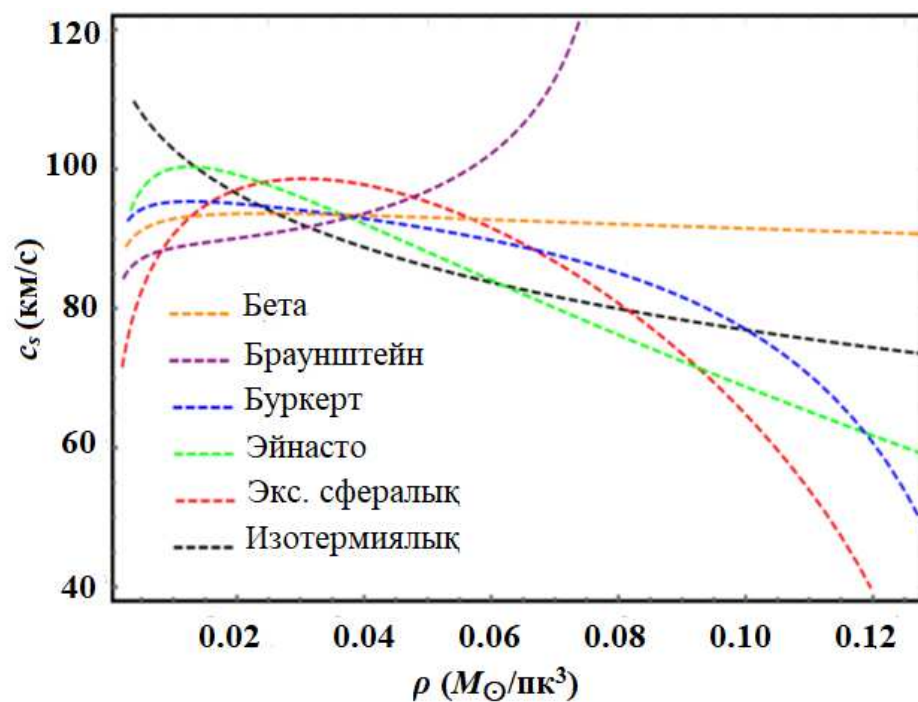


Сурет 2.23 – U11454 галактикасындағы ҚМ-ның ω өлшемсіз күй параметрінің ρ тығыздыққа тәуелділігі

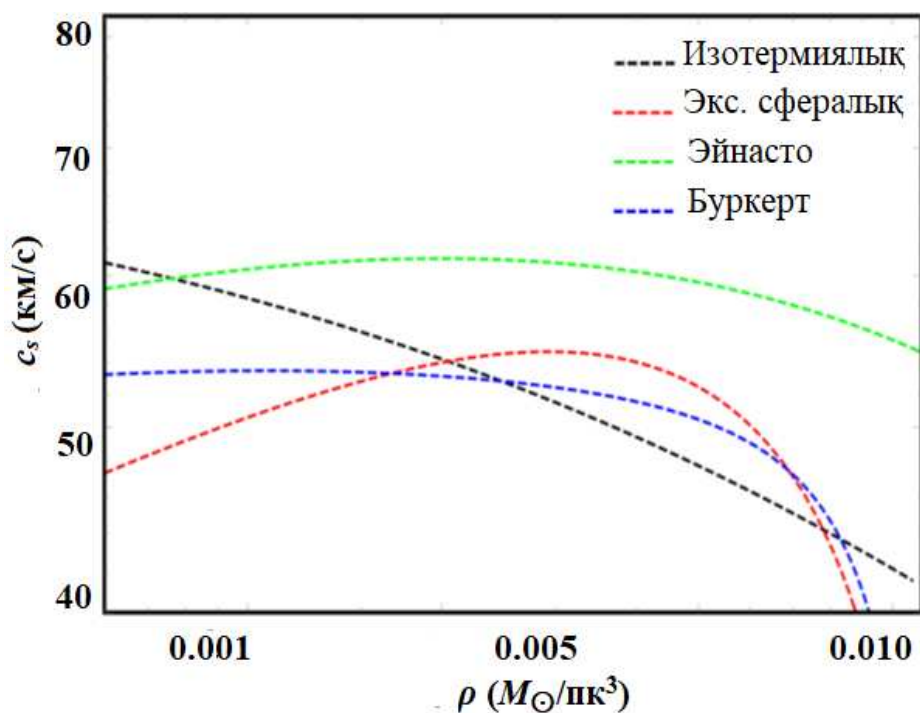


Сурет 2.24 – ESO0140040 галактикасындағы ҚМ-ның ω өлшемсіз күй параметрінің ρ тығыздыққа тәуелділігі

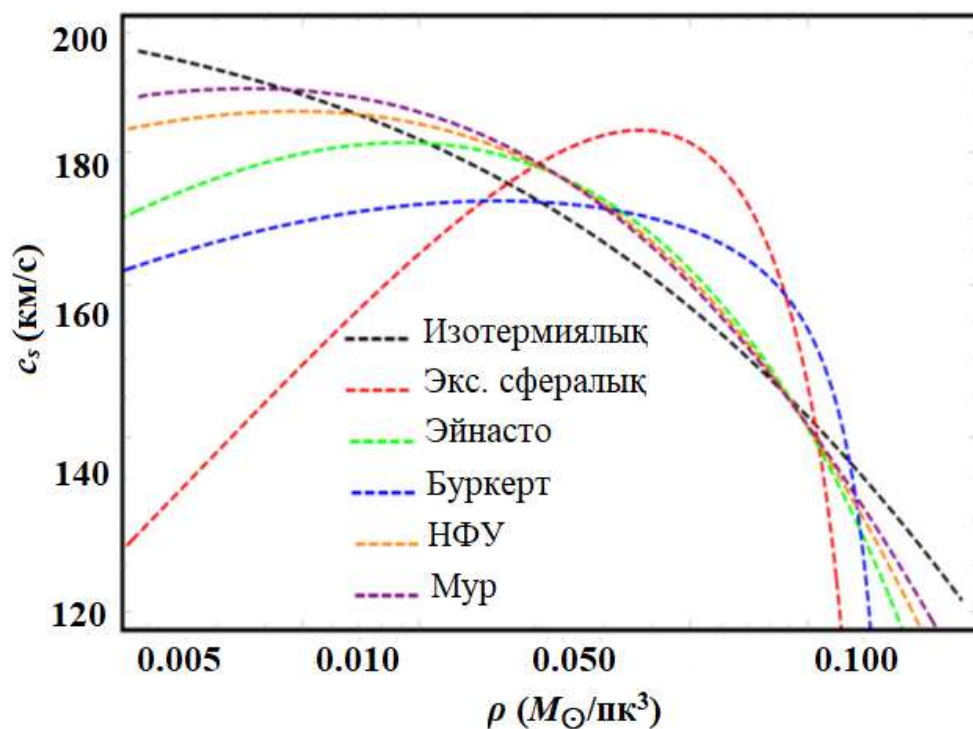
U11454, ESO0140040 галактикаларының графиктерінде ω 10^{-7} -не көбейтіледі (суреттер 2.21-2.24). ω күй параметрінің жалпы күй теңдеуімен байланысын зерттеу қызықты. (2.24)-ті r радиалды координата арқылы немесе ρ тығыздық арқылы жазуға болады. Осыдан, ω үлкен қашықтықтарда (Суреттер 2.21, 2.22) немесе тығыздығы аз кезде (Суреттер 2.23, 2.24) нөлге ұмтылады, U11454 және ESO0140040 галактикаларында ω күй параметрі тек изотермиялық тығыздық профилінде тұрақты өседі. Ал, аз қашықтық немесе тығыздығы үлкен кезде ω кемиді немесе тұрақты мәнге ұмтылады, тек Браунштейн тығыздық профилінде ерекше өседі (Сурет 2.23). Сонымен қатар, ЖСТ-мен енгізілген түзетулерді ескеруге болады. Қысым бойынша ЖСТ-ның түзетулері Ньютондық гравитацияға қарағанда көбірек [146]. Сондықтан, Толмен-Оппенгеймер-Волков (ТОВ) теңдеулеріне сәйкес, галактиканың центріне жақын аймақта оның Ньютондық гравитациядан ауытқуы айтарлықтай байқалады. (2.25) теңдеуге сәйкес барлық тығыздық профилдері үшін дыбыс жылдамдықтары тұрғызылды (Суреттер 2.25-2.27). Тығыздықтың артуымен барлық тығыздық профилдерінің дыбыс жылдамдығы кемиді, тек Браунштейн тығыздық профилінде керісінше. Бұл ҚМ-ның бірден бір ерекшелігі. Ірімасштабты құрылымдар пайда болу үшін ҚМ үлестірілуінің орталығындағы дыбыс жылдамдығы сыртқы бөліктеріндегі дыбыс жылдамдығынан аз болуы қажет [147]. Осылайша, Браунштейн тығыздық профилін галактикалардың пайда болуына жарамсыз деп айта аламыз (Сурет 2.25).



Сурет 2.25 – U11454 галактикасындағы әртүрлі тығыздық профильдері үшін дыбыс жылдамдығының тығыздыққа тәуелділігі

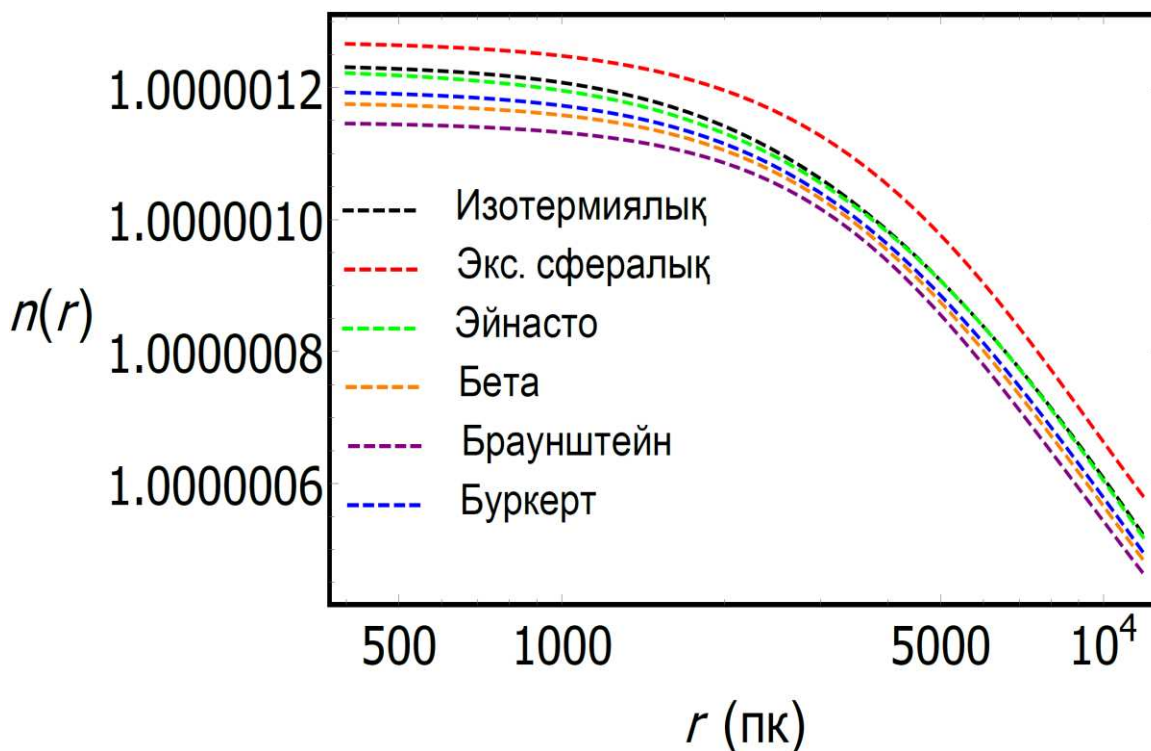


Сурет 2.26 – U5750 галактикасындағы әртүрлі тығыздық профильдері үшін дыбыс жылдамдығының тығыздыққа тәуелділігі

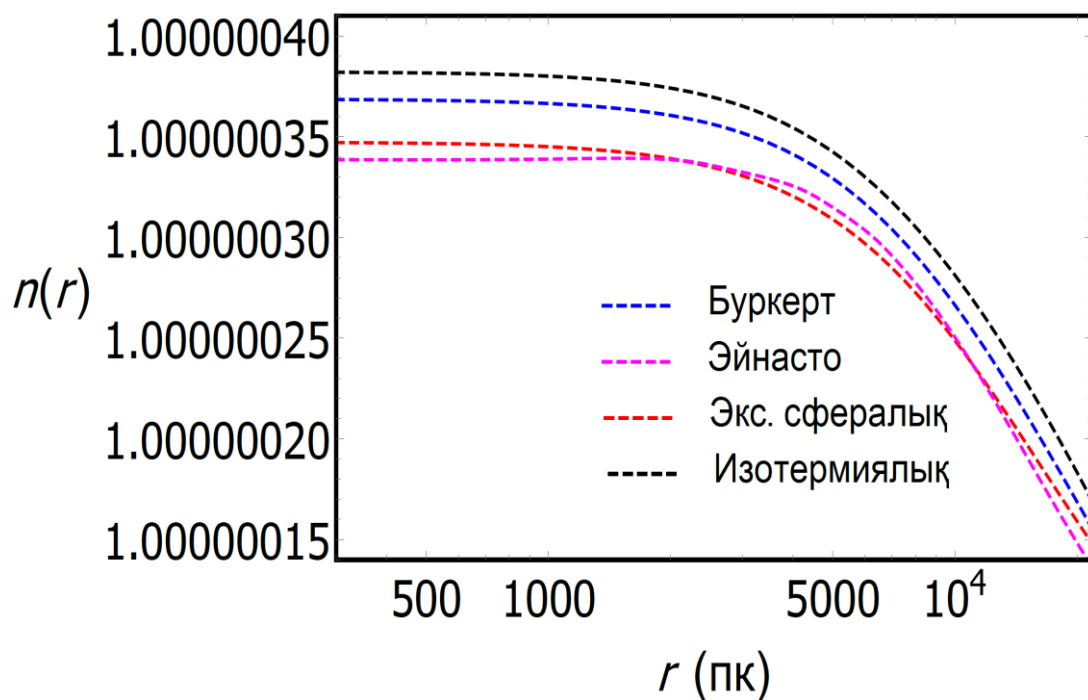


Сурет 2.27 – ESO0140040 галактикасындағы әртүрлі тығыздық профильдері үшін дыбыс жылдамдығының тығыздыққа тәуелділігі

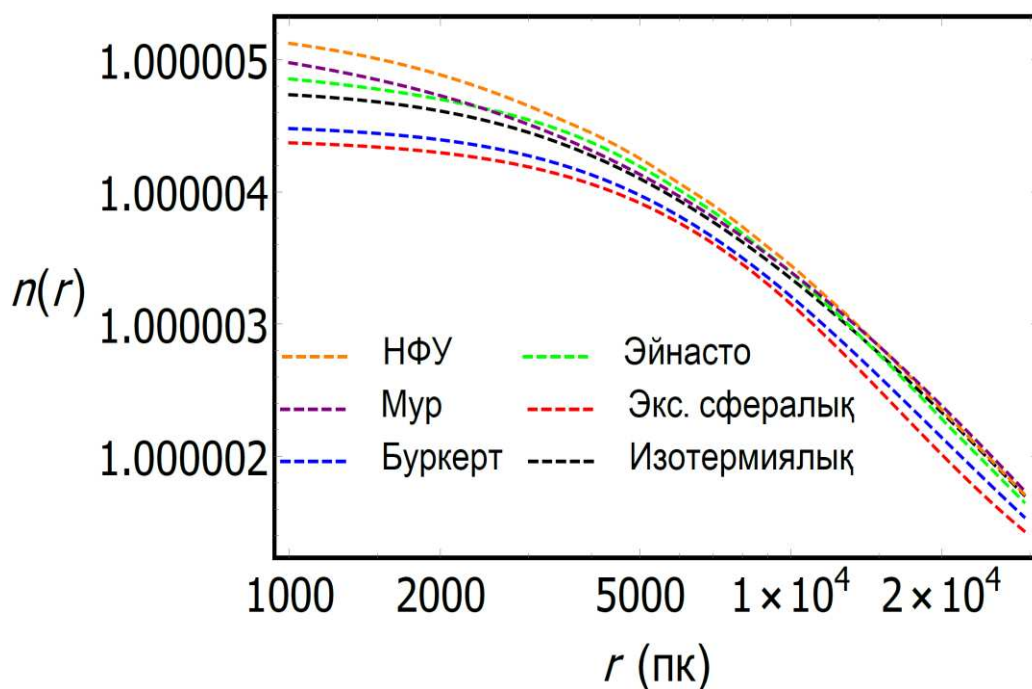
Дыбыс жылдамдығы қисықтарының сипаты бір-біріне ұқсамайды, яғни олардың кейбіреулері тығыздыққа байланысты күрт өзгереді [148].



Сурет 2.28 – U11454 галактикасындағы ҚМ үшін сыну көрсеткіші



Сурет 2.29 – U5750 галактикасындағы ҚМ үшін сыну көрсеткіші



Сурет 2.30 – ESO0140040 галактикасындағы ҚМ үшін сыну көрсеткіші

Аталған барлық тығыздық профильдері үшін ҚМ үлестірілуінде n сыну көрсеткішінің радиалды координатадан тәуелділігі тұрғызылды (Суреттер 2.28-2.30). Күтілгендей, галодағы сыну көрсеткішінің мәні аз болды. Галактиканың диск аймағынан бастап сыну көрсеткішінің мәні галактиканың центріне қарай баяу өседі, бірақ ядро аймағында сыну көрсеткіші тұрақты болады. Жалпы, сыну көрсеткішін ҚМ-ның үстемдік кезеңіндегі жарықтың таралу процесін зерттеу үшін де қолдануға болады [149].

3 ҚҰС ЖОЛЫ ГАЛАКТИКАСЫНДАҒЫ ҚЫСЫМЫ НӨЛДЕН ӨЗГЕШЕ БОЛАТЫН ҚАРАҢҒЫ МАТЕРИЯНЫҢ ҚАСИЕТТЕРІ

3.1 Құс жолы галактикасы

Барлық шиыршықты галактикалардың орталық бөліктерінде АМҚҚ және әр галактиканы қоршап тұрған ҚМ галосының бар болуы – галактикалардың құрылымы, морфологиясы мен эволюциясының қалыптасуының негізі [150, 151]. Галактикалардың перифериясындағы бақыланатын жұлдыздардың айналу қисықтарын және құрылымдардың пайда болуын түсіндіру үшін ҚМ тұжырымдамасы ұсынылды. Галактикалардың айналу қисықтары ҚМ-ның тығыздық профильдерін қолдану арқылы модельденеді [152]. Алайда, Құс жолы галактикасының құрылымы күрделі болғандықтан, оның айналу қисықтары галактика центрінен галоға дейінгі арақашығына тәуелді ҚМ-ның әртүрлі тығыздық профильдерімен анықталады [153]. Галактикалардың белсенді ядролары мен квазарларынан бақыланатын рентгендік сәулеленулерді галактика ядросындағы АМҚҚ туралы болжам түсіндіреді. $z = 7,54$ қызыл ығысуға дейінгі қашықтықтағы АМҚҚ-ды бақылау, оның Үлкен жарылыстан 1 млрд жылдан кейін пайда болғанын көрсетті [154]. Сондай-ақ, осындай бірнеше белсенді емес АМҚҚ кіші қашықтықтарда табылды. АМҚҚ-ға үміткер М87 галактикасының ядросынан тікелей алынған кескіндердің көмегімен бақыланды [155]. Ал, Құс жолы галактикасының центрі маңындағы жұлдыздық динамиканы бақылау нәтижесінде Мерген шоқжұлдызында ($Sgr-A^*$, $M_{Sgr} \approx 4 \cdot 10^6 M_{\odot}$) орналасқан массивті шағын нысандардың бар екені болжанды [156]. АМҚҚ-ның гравитациялық өрісі галактика центрінен бірнеше парсек қашықтыққа дейін үстемдік етсе, ал үлкен қашықтықтарда ҚМ мен жұлдыздардың тығыздықтары үстемдік етеді [126]. ҚМ галактиканың центріне қарай үлестірілуі мүмкін. Дегенмен, қазіргі уақытта АМҚҚ-ды қоршап тұрған ҚМ рөлі [122, 2 б.; 157] жұмыстарында талқыланды. Сонымен қатар, ҚМ шаң түрінде болмайды, яғни заттың қысымы бар [158-160]. ҚМ-ның нөлден өзгеше қысымы космология мен галактика құрылымында маңызды [161-167].

Бұл тарауда қысымы нөлден өзгеше ҚМ аз уақыт аралығында гравитациялық түрде ұйиды және бұл модель бақылауларды түсіндіреді деп болжаймыз. Сондай-ақ, экспоненциалды сфералық тығыздық профилі арқылы галактика центрінен әртүрлі қашықтықтардағы ҚМ-ның үлесі сипатталады.

Жұмыстың мақсаты:

1. ҚМ үлестірілуін күй теңдеуі арқылы зерттейміз.
2. Осы нәтижелерді Құс жолы галактикасының бақылауларымен салыстырамыз. Құс жолы галактикасының жұлдыздар қозғалысындағы қысымның рөлі қарастырылады. Сонымен қатар, орталық шағын нысан ҚМ-ның массивті қабыршағымен қоршалған массасы аз АМҚҚ екеніне назар аударылады. Ол үшін келесідей қадамдарды орындаймыз:

- а) ҚМ-ның тығыздық профильдерін сипаттауға қажет физикалық параметрлердің мәндерін есептеу үшін Құс жолы галактикасының айналу қисығын зерттейміз.

- б) ҚМ-ның күй теңдеуін есептейміз.
 в) ҚМ-дағы дыбыс жылдамдығын есептейміз.
 д) Галактиканың ядросын қарастыра отырып, гравитациялық линзаланудың екі жағдайын салыстырамыз:
 1) АМҚҚ жоқ кездегі ҚМ;
 2) Вакуумдегі АМҚҚ;

3.2 Құс жолы галактикасының айналу қисықтарын модельдеу

Шиыршықты галактикалардың айналу қисықтарын модельдеу үшін жұлдыздар жылдамдықтарының бақылау деректерін қолданамыз. Құс жолы галактикасының барлық бөліктері үшін бақылау деректері белгілі болса, ал басқа галактикалардың бақылау деректері тек гало үшін белгілі.

Галактиканың ядро, балдж, диск және гало бөліктері үшін ҚМ-ның тығыздық профильдерін қарастырамыз. Сонымен қатар, галактикалардың айналу қисықтарының бақылау деректері негізінде галактиканың әрбір бөлігі үшін массаны есептейміз. Бұл ретте, классикалық физикадағы гидростатикалық тепе-теңдік теңдеуін шешу арқылы Құс жолы галактикасында ҚМ-ның күй теңдеуі аналитикалық және сандық түрде алынады.

Сондай-ақ, галактика центрінде орналасқан АМҚҚ-ды зерттейміз. Болжанғандай, АМҚҚ-ның галактика центрі маңындағы үлесі басым болды. Сәйкесінше, бұл тек ядродағы жұлдыздарға қатысты өзекті. [163, 3327 б.] жұмыстағыдай Құс жолы галактикасы ядросы үшін екі жағдайды қарастырамыз:

1. Галактиканың центрінде АМҚҚ орналасқан және ядродағы ҚМ үлестірілуі шамалы.

2. Галактика центрінде АМҚҚ жоқ және жалпы массасы шамамен АМҚҚ-ға үміткердің массасына тең болатын ҚМ ұйытқысы бар.

Осы екі жағдайдың қазіргі бақылаулардан айырмашылығы жоқ. Жоғарыда айтылғандай, галактиканың әртүрлі бөліктерінде ҚМ үлестірілуі әртүрлі тығыздық профильдерімен модельденеді. Атап айтқанда, кеңінен қолданылатын НФУ тығыздық профилі галактика центрінде АМҚҚ бар кезде ғана қарастырылады [126, 10 б.].

Галактиканы термодинамикалық тепе-теңдікте болады деп есептеп, ондағы ҚМ үлестірілуін сипаттау үшін сфералық симметриялық кеңістік-уақытты бірінші жуықтау ретінде пайдалануға болады. Осылайша, келесі метриkanı қарастырамыз:

$$ds^2 = e^{\frac{2\Phi(r)}{c^2}} c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{1 - \frac{2GM(r)}{c^2 r}} - r^2 d\Omega^2, \quad (3.1)$$

мұндағы (t, r, θ, φ) – сфералық координаталар, ал $d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2$ – сызықтық элемент. $\Phi(r)$ және $M(r)$ метрикалық функциялары Эйнштейн

теңдеуінен анықталады. Релятивистік әсерлер жоғары тығыздықта орындалады. Сондықтан, белгілі масштабтардағы айырмашылықтарды байқау үшін ЖСТ мен КФ салыстырғанымыз жөн.

(3.1)-дегі метрика үшін Эйнштейн теңдеуі гидростатикалық тепе-теңдік теңдеулеріне (Толмен-Оппенгеймер-Волков теңдеуі) келтіріледі:

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r), \quad (3.2)$$

$$\frac{dP(r)}{dr} = - \frac{G \left(\rho(r) + \frac{P(r)}{c^2} \right) \left(M(r) + \frac{4\pi r^3 P(r)}{c^2} \right)}{r \left(r - \frac{2GM(r)}{c^2} \right)}, \quad (3.3)$$

$$\frac{d\Phi(r)}{dr} = \frac{G \left(M(r) + \frac{4\pi r^3 P(r)}{c^2} \right)}{r \left(r - \frac{2GM(r)}{c^2} \right)}, \quad (3.4)$$

мұндағы ρ және P изотропты идеалды сұйықтықтың энергия импульс тензорында пайда болатын заттың тығыздығы мен қысымы. M – масса профилі, ал Φ – гравитациялық потенциал. Қысым нөлден өзгеше және осы шама арқылы материя үлестірілуінің күй теңдеуін анықтауға болады. Толменнің ҚМ-ның нөлден өзгеше болатын қысымы туралы болжамы стандартты модельден мүлдем өзгеше. Дегенмен, тіпті өте аз қысым да айтарлықтай әсер етуі мүмкін. ТОВ теңдеулеріндегі нөлден өзгеше ҚМ-ның қысымы үшін де мүмкін. Осы екі жағдай үшін қысымы бар ҚМ тұжырымы келесідей: жалпы түрде қысымды елемеуге болады, бірақ ҚМ құраушыларының өзара әрекеттесулерінен қысым нөл болмайды. ҚМ релятивистік емес бөлшектерден тұрады деп болжап, галактика центрінен үлкен қашықтықтарда ЖСТ әсерлері байқалмайтындықтан, профильдерді сипаттау үшін КФ-ны қолдануға болады. Әлсіз өрістер мен аз жылдамдықтар шегінде ТОВ теңдеулері КФ-дағы гидростатикалық тепе-теңдік теңдеулеріне келтіріледі, яғни (2.9-2.11).

Дөңгелек орбиталар үшін:

$$\frac{d\Phi(r)}{dr} = \frac{v^2}{r}, \quad (3.5)$$

ҚМ үлестірілуінің гравитациялық өрісіндегі сынақ бөлшектің ЖСТ-дағы сызықтық жылдамдығы келесідей:

$$v_{DM} = \sqrt{\frac{\frac{GM(r)}{r} \left(1 + \frac{4\pi r^3 P(r)}{c^2 M(r)}\right)}{1 - \frac{2GM(r)}{c^2 r}}}, \quad (3.6)$$

ал, КФ үшін

$$v_{DM} = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}. \quad (3.7)$$

ҚҚ-ның гравитациялық өрісіндегі сынақ бөлшектің ЖСТ-дағы сызықтық жылдамдығы келесідей:

$$v_{BH} = \sqrt{\frac{\frac{GM_{BH}}{r}}{1 - \frac{2GM_{BH}}{c^2 r}}}, \quad (3.8)$$

ал, КФ үшін

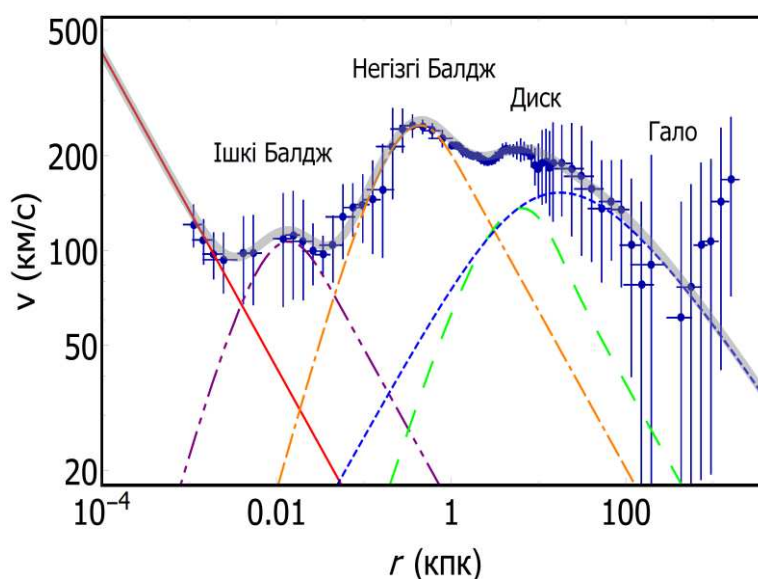
$$v_{BH} = \sqrt{\frac{GM_{BH}}{r}}. \quad (3.9)$$

r үлкен және $c \rightarrow +\infty$, $P/c^2 \leq \rho$ болған жағдайда релятивистік теңдеулерден КФ үшін теңдеулер алуға болады.

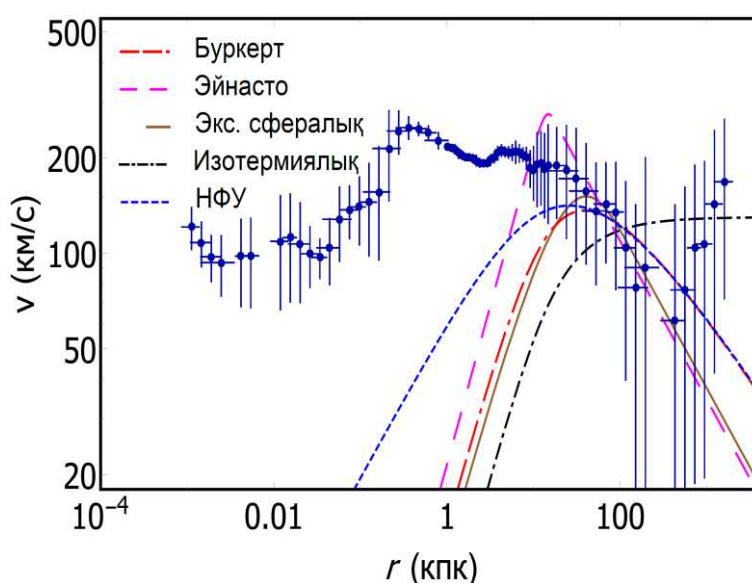
Галактикадағы материя үлестірілуінің теориялық моделінен алынған сызықтық жылдамдықтарды жұлдыздардың жылдамдықтарымен салыстыруға болады. Құс жолы галактикасының осындай өлшеулерін галактиканың әртүрлі бөліктерінде орналасқан жұлдыздар үшін алуға болады. Галактика центрінде АМҚҚ мен ҚМ-ның қабыршағының бар екенін байқау үшін галактика центріне жақын орналасқан нысандардың сызықтық жылдамдығы туралы деректер қажет. r радиалды қашықтық масштабтың кең диапазонына қарай а.б., пк, кпк өлшем бірліктерімен көрсетіледі. Келесі кезекте, ЖСТ мен КФ-да Құс жолы галактикасының айналу қисығын осы галактикадағы жұлдыздардың жылдамдықтарымен байланыстырамыз. Сондықтан, Құс жолы галактикасының әрбір бөлігі үшін әртүрлі тығыздық профильдерін қолданамыз. Балдж, диск және гало үшін [126, 6 б.] жұмысты негізге аламыз. Галактиканың ядросы үшін

АМҚҚ немесе осы ҚҚ-ды толықтай алмастыра алатын ҚМ профилі бар деп қарастырамыз.

Сурет 3.1-де галактиканың ішкі бөліктерін, галоны қамтитын бақылау мәліметтері мен қателіктері және айналу қисықтарының логарифмдік графигі көрсетілген. Мұнда массасы $M_{BH} = 4,2 \cdot 10^6 M_{\odot}$ [168] болатын АМҚҚ тұтас қызыл түсті қисықпен, экспоненциалды сфералық тығыздық профилімен сипатталатын ішкі балдж және негізгі балдж сәйкесінше, үзік нүктелі күлгін түс және қызғылт сары түсті қисықтарымен, диск жасыл түсті қисықпен және НФУ [103, 566 б.; 169] тығыздық профилімен сипатталған гало көк түсті қисықпен бейнеленген. Ал, теориялық айналу қисығы тұтас қою сұр түспен бейнеленген.



Сурет 3.1 – Құс жолы галактикасының барлық бөліктері үшін айналу қисықтары [126, 6 б.]



Сурет 3.2 – Құс жолы галактикасы галосы үшін әртүрлі тығыздық профилдерімен алынған айналу қисықтары

Құс жол галактика галосы үшін Буркет [128, 26 б.], Эйнасто [133, 89 б.], экспоненциалды сфералық [126, 6 б.], изотермиялық [125, 245 б.] және НФУ тығыздық профильдерін қолдандық. Құс жолы галактика галосын модельдеуге изотермиялық тығыздық профилі жарамсыз. Себебі, үлкен қашықтықтарда массасының сипаты басқа тығыздық профильдеріне қарағанда өзгеше. [170, 171] жұмыстағыдай, галактика центрінде АМҚК моделін қарастырдық. НФУ тығыздық профилі галактика центрінде АМҚК бар кезде ғана қолданылады. Модель параметрлері [163, 3329 б.; 172] жұмыстарындағыдай алынды.

Кесте 3.1 – Құс жолы галактикасының әр бөліктеріндегі ҚМ-ның үлестірілуін сипаттайтын әртүрлі модельдердің параметрлері

Атауы	Толық масса (M_{\odot})	Масштабты радиус (пк)	Орталық тығыздық ($M_{\odot}/\text{пк}^3$)	Орталық қысым ($M_{\odot}/(\text{пк} \cdot \text{с}^2)$)
АМҚК	$4,2 \cdot 10^6$	-	-	-
Ядро (экс. сф-қ)	$4,2 \cdot 10^6$	$r_{\text{я}}=1,417 \cdot 10^7$	$5,873 \cdot 10^{19}$	4,47
Ішкі балдж	$5,0 \cdot 10^7$	$r_{i\bar{0}}=3,8$	$3,6 \cdot 10^4$	$1,21 \cdot 10^{-19}$
Негізгі балдж	$8,4 \cdot 10^9$	$r_{n\bar{0}}=120$	$1,9 \cdot 10^2$	$3,36 \cdot 10^{-21}$
Диск	$4,4 \cdot 10^{10}$	$r_{\text{д}}=3 \cdot 10^3$	0,15	$3,35 \cdot 10^{-24}$
Гало (НФУ)	$5,0 \cdot 10^{10}$ ($r \leq h$)	$h=12 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	-

Кесте 3.1-де толық масса, масштабты радиус және балдж, диск, гало үшін орталық тығыздықтардың мәндері [126, 7 б.]-жұмысынан алынды. Галактика центрінен r қашықтықтағы жұлдыздардың айналу қисықтары:

$$v(r)^2 = v_{BH}(r)^2 + v_{i\bar{0}}(r)^2 + v_{n\bar{0}}(r)^2 + v_{\text{д}}(r)^2 + v_2(r)^2, \quad (3.10)$$

мұндағы $v_{BH}(r), v_{i\bar{0}}(r), v_{n\bar{0}}(r), v_{\text{д}}(r)$ және $v_2(r)$ – ҚК, ішкі және негізгі балдж, диск және галодағы сынақ бөлшектердің (жұлдыздар) сызықтық жылдамдықтары.

ҚК массасы $10^{-3} \text{пк} \leq r \leq 2 \text{пк}$ диапазонында бақылау мәліметтерін сәйкестендіру арқылы анықталады. Құс жолы галактикасының балдж теңдеуі келесідей:

$$\rho_i(r) = \rho_{0i} e^{-\xi_i(r)}, \quad (3.11)$$

мұндағы $i = \{i\bar{b}, n\bar{b}\}$, $\rho_i(r)$ – тығыздығы, ρ_{0i} – орталық тығыздық, $\xi_i(r) = r/r_{0i}$ – өлшемсіз радиалды координата және r_{0i} – масштабты радиус.

Ал, диск үшін [130, 10 б.]:

$$\rho_d(r) = \rho_{0d} e^{\left(\frac{1}{R_0} - \frac{1}{r_d}\right)r}, \quad (3.12)$$

r_d – масштабты радиусы және $R_0 = 8$ кпк – галактика центрінен Күн жүйесіне дейінгі қашықтық. $r_{0d} = R_0 r_d / (R_0 - r_d)$ өрнектеп, балдж теңдеуіндегідей келтіруге болады.

Галактиканың диск және гало бөліктері үшін жылдамдықтардың өрнектері [171, 4 б.] жұмыстағыдай келтірілді. Дисктің параметрлері фит арқылы $1 \text{ кпк} \leq r \leq 10 \text{ кпк}$ диапазонында, ал НФУ тығыздық профилі үшін гало параметрлері $10 \text{ кпк} \leq r \leq 400 \text{ кпк}$ диапазонында есептелді. Балама ретінде орталық ҚҚ ҚМ-ның қосымша $\rho_\gamma(r)$ тығыздық профилімен алмастырылатын модельді қарастырамыз. Сәйкесінше, $v_{BH}(r)$ ҚҚ-ның сызықтық жылдамдығының үлесі ядроғағы ҚМ тығыздық профилінің $v_\gamma(r)$ сызықтық жылдамдығының үлесімен алмастырылуы тиіс. Деректердің үлкен қателіктеріне байланысты гало аймағында үлкен қашықтықтарда сәйкесіздіктер байқалады (Сурет 3.1). Сол себепті, АМКҚ жоқ кездегі галактиканы модельдеуде галоньң әртүрлі тығыздық профилдерін қарастыра аламыз. Атап айтқанда, Құс жолы галактикасының галосы үшін Эйнасто, Буркерт, экспоненциалды сфералық және изотермиялық тығыздық профилдерін қолдандық (Сурет 3.2). Галактиканың ядросында АМКҚ жоқ кезде ҚМ-ны модельдеу үшін экспоненциалды тығыздық профилі қолданылады [163].

Құс жолы галактика галосын зерттеуге алынған Буркерт, Эйнасто, экспоненциалды сфералық және изотермиялық тығыздық профилдерінің теңдеулері (2.2, 2.3, 2.5, 2.8)-да келтірілген.

Негізінде, экспоненциалды сфералық тығыздық профилі галактиканың ішкі бөліктері үшін қолданылады. Бірақ, бұл профиль $r \rightarrow \infty$ болғанда ҚМ-ның шектік массасын беретіндіктен, Құс жолы галактика галосы үшін де жарамды. Сонымен қатар, экспоненциалды тығыздық профилі ААК пен БАК-тің минималды мәндеріне ие. Осылайша, Құс жолы галактика галосы үшін эталондық модель ретінде таңдап алынды. Кесте 3.2-де көрсетілгендей, барлық тығыздық профилдері үшін ΔAIC , ΔBIC шамаларының айырымы табылды және олардың бір-біріне жуық шамада екенін байқаймыз. Бұл деректерге сүйенсек, изотермиялық тығыздық профилі Құс жолы галактика галосын зерттеуге жарамсыз.

Кесте 3.2 – Құс жолы галактика ядросында АМҚҚ жоқ кездегі ҚМ-ның үлестірілу моделі үшін галактика галосын сипаттайтын тығыздық профильдерінің параметрлері

Проф-р	M , $10^{10} \cdot M_{\odot}$	r_0 , 10^3пк	ρ_0 , $10^{-3} \frac{M_{\odot}}{\text{пк}^3}$	P_0 , $10^{-27} \frac{M_{\odot}}{\text{пк} \cdot \text{с}^2}$	BIC	AIC	ΔBIC	ΔAIC	χ^2
ИЗО	1,01 ($r \leq h$)	$h=12$	2,17	9,01	96,38	95,99	21,24	21,25	25,39
Буркерт	3,06 ($r \leq h$)	$h=12$	11,1	1,81	81,86	81,46	6,72	6,72	5,06
Эйнасто	17,5 ($r \leq h$)	$h=12$	20,1	0,39	81,65	81,06	6,51	6,32	4,26
Экс. сф.	2,63 ($r \leq h$)	$h=12$	7,56	53,11	75,14	74,74	-	-	2,40

Мұндағы M – толық масса, r_0 – масштабты радиус, ρ_0 – орталық тығыздық және P_0 – орталық қысым. Эйнасто тығыздық профилі үшін алынған $\alpha = 0,12$ қосымша еркін параметрі. Сонымен қатар, кесте 3.2-де гало үшін қолданылатын тығыздық профильдерінің БАК [142, 463 б.] және ААК [143, 719 б.] статистикалық сипаттамалары көрсетілген. Осы статистикалық критерийлер келесідей:

$$\text{AIC} \equiv -2 \ln \mathcal{L}_{\max} + 2p, \quad (3.13)$$

$$\text{BIC} \equiv -2 \ln \mathcal{L}_{\max} + p \ln N. \quad (3.14)$$

Осы шамалардың ішінен олардың минималды мәндері таңдап алынады. Мұндағы \mathcal{L}_{\max} – ықтималдылықтың максималды шамасы, p – әрбір модельдің еркін параметрлерінің саны және N – деректер нүктелерінің саны.

3.3 Құс жолы галактикасындағы қараңғы материяның күй теңдеуі

Галактиканың барлық бөліктері үшін гидростатикалық тепе-теңдік теңдеулер жүйесі арқылы ҚМ-ның тығыздық профильдерінің күй теңдеулері алынады. Әрбір тығыздық профильдерінің еркін параметрлері айналу қисықтарының бақылау деректерінен алынады. Құс жолы галактикасының ядросы үшін екі жағдай қарастырылды: 1) Вакуумдегі АМҚҚ және 2) ҚМ тығыздық профилі. Күтілгендей, үлкен қашықтықтарда екі жағдайда да жұлдыздардың динамикасына әсері шамалы. Сол себепті, ядро үшін экспоненциалды тығыздық профилін қарастыратын боламыз. Сондай-ақ, галактиканың ішкі балдж, негізгі балдж және диск бөліктерінде де ҚМ-ның

үлестірілуін экспоненциалды сфералық тығыздық профилі арқылы сипаттаймыз.

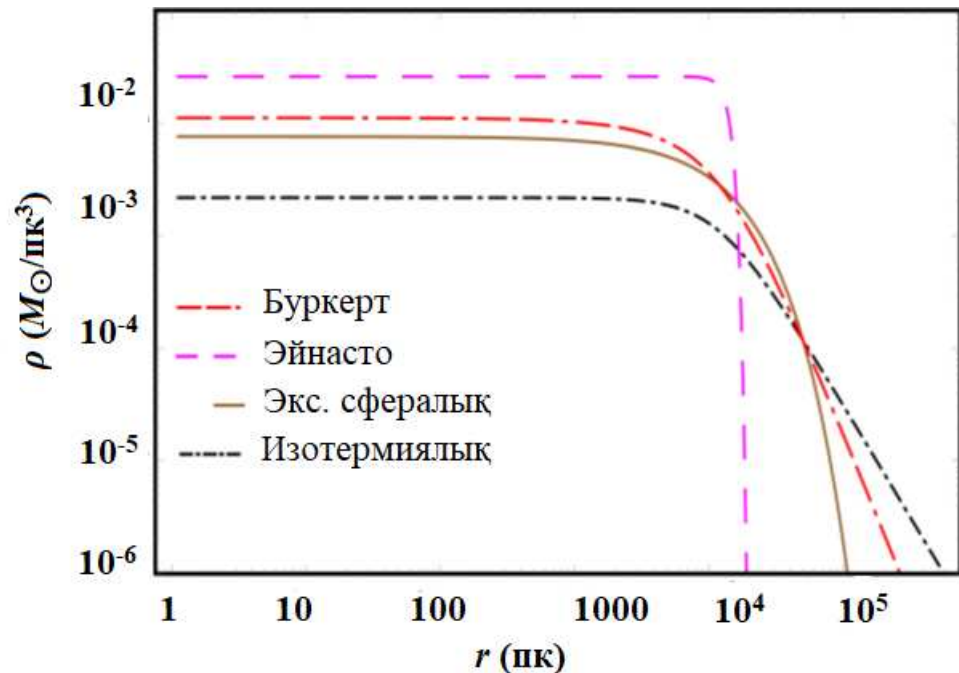
Галактиканың ядро, ішкі балдж, негізгі балдж, диск және гало бөліктері үшін экспоненциалды сфералық тығыздық профилінің қысым теңдеуі келесідей:

$$P_i(r) = 8G\pi(r_{0i})^2(\rho_{0i})^2 \left\{ \frac{1}{\xi_i} (e^{-\xi_i} - e^{-2\xi_i}) - \frac{1}{4} e^{-2\xi_i} - \Gamma(0, \xi_i) + \Gamma(0, 2\xi_i) \right\}, \quad (3.15)$$

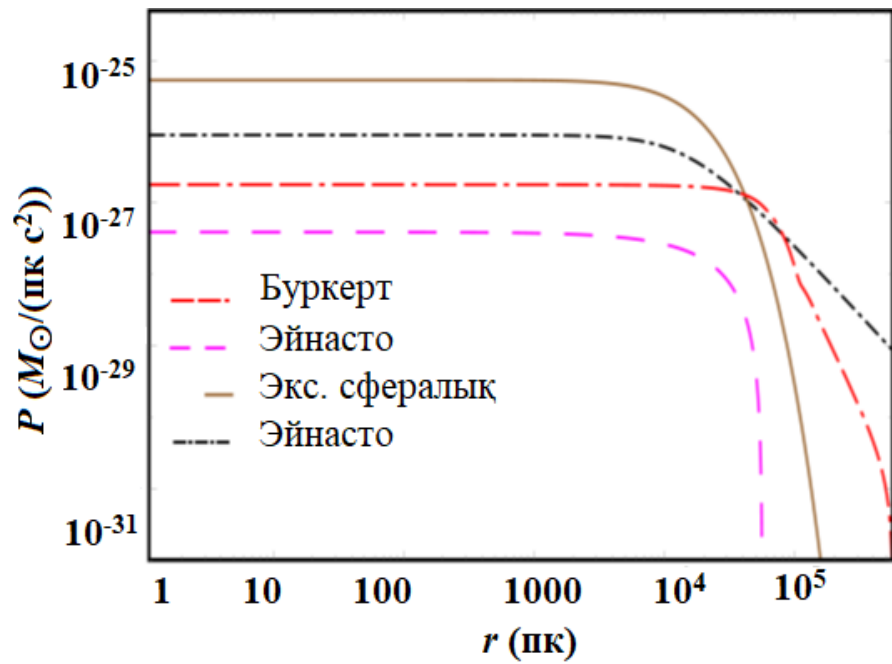
мұндағы $\Gamma(0, z) = \int_z^\infty e^{-t} t^{-1} dt$ және $i = \{я, іб, нб, д, г\}$.

ТОВ теңдеулерін шешу арқылы галоның басқа профильдерінің қысымдарын таба аламыз. ТОВ теңдеулері сандық түрде ғана шешіледі және галактика центрінен үлкен қашықтықтарда КФ мен ЖСТ үшін нәтижелері бірдей. Галоның әртүрлі тығыздық профильдері үшін тығыздықтың r радиалды қашықтықтан тәуелділігі сурет 3.3-те, ал қысымның радиалды қашықтықтан тәуелділік графигі сурет 3.4-те көрсетілген.

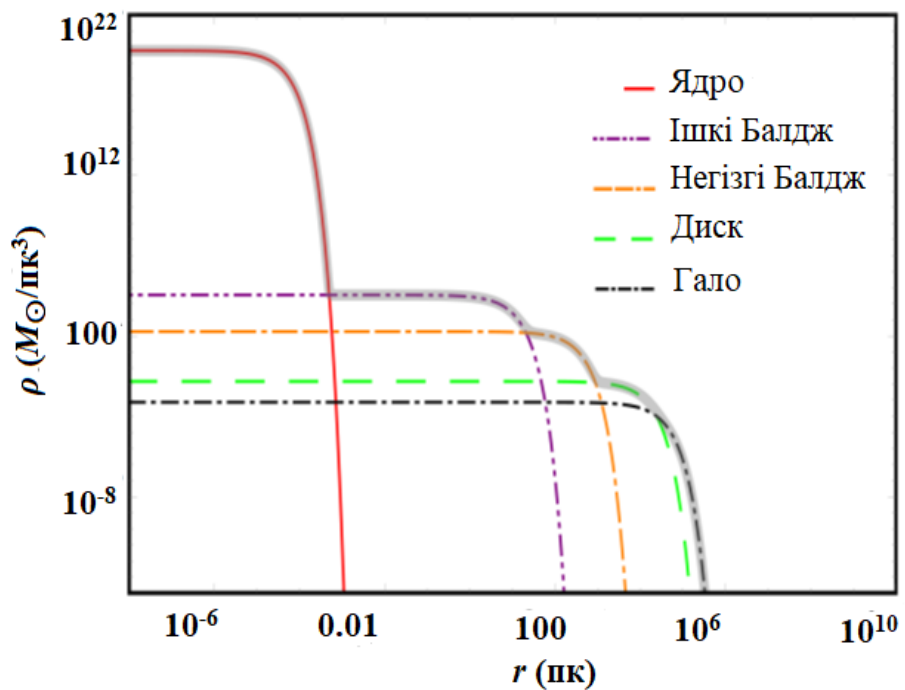
Суреттер 3.3-3.4-те Эйнасто тығыздық профилінің сипаты басқа тығыздық профильдеріне қарағанда өзгеше. Дегенмен, тығыздық профильдерінің арасында айтарлықтай айырмашылық жоқ. Сондықтан, әр тығыздық профильдерінің БАК талдауларын ескере отырып, галода ҚМ-ның үлестірілуін сипаттау үшін экспоненциалды сфералық тығыздық профилін (3.11) қолдандық.



Сурет 3.3 – Құс жолы галактикасы галосындағы әртүрлі теориялық тығыздық профильдері

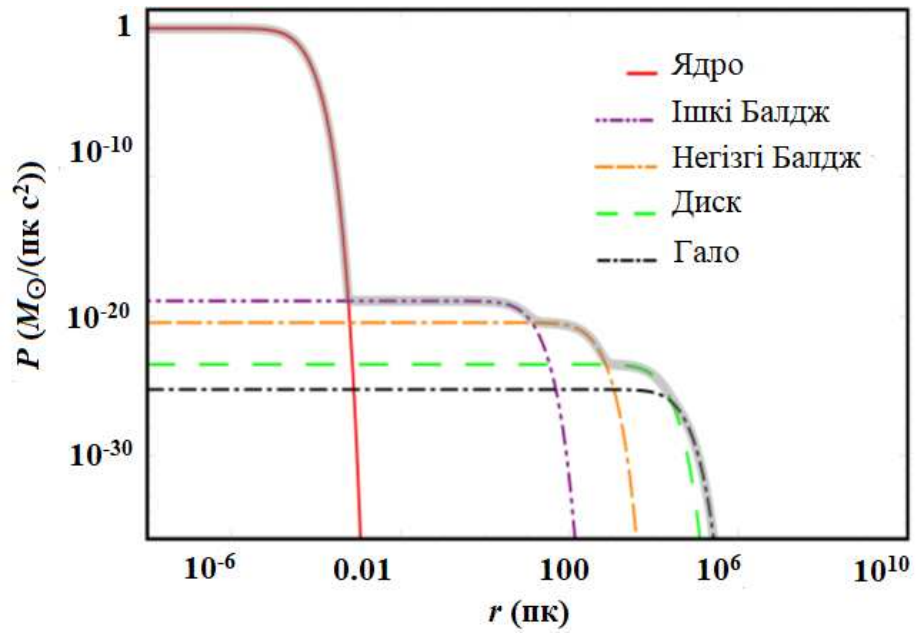


Сурет 3.4 – Құс жолы галактикасы галосындағы әртүрлі теориялық қысым профильдері



Сурет 3.5 – Құс жолы галактикасының барлық бөліктері үшін ҚМ-ның теориялық тығыздық профильдері

Құс жолы галактикасының барлық бөліктері үшін (3.11) арқылы алынған тығыздықтың r радиалды қашықтықтан тәуелділігі сурет 3.5-те және (3.15) арқылы алынған қысымның радиалды қашықтықтан тәуелділігі сурет 3.6-те көрсетілген. Бұл екі графиктердің сипаты ұқсас.



Сурет 3.6 – Құс жолы галактикасының барлық бөліктері үшін ҚМ-ның теориялық қысым профильдері

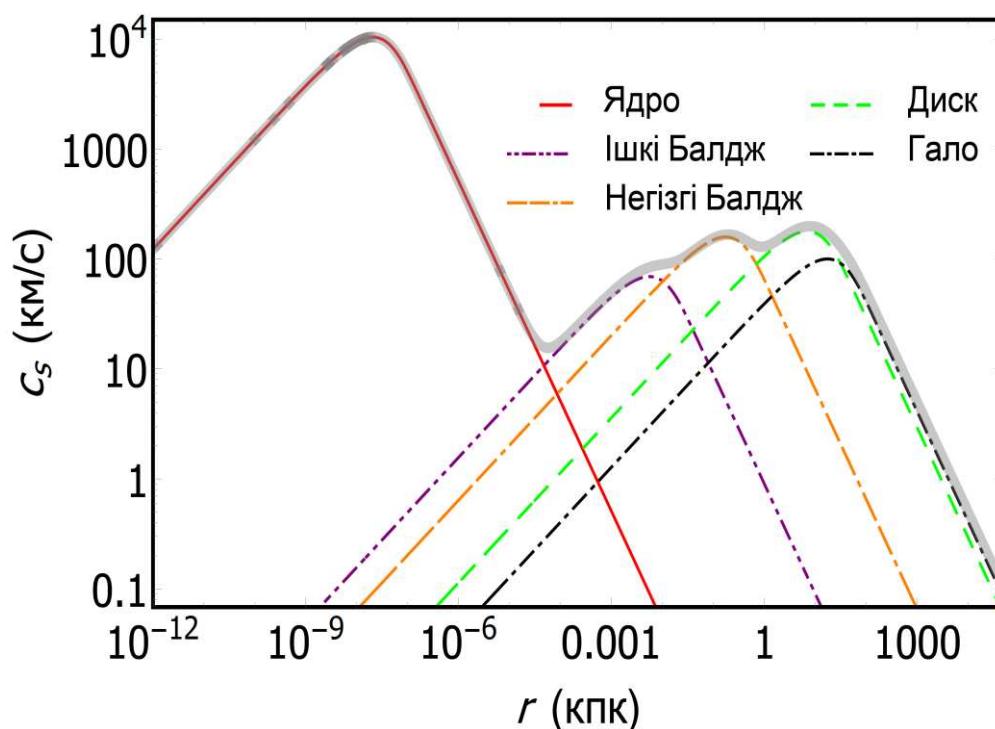
Дыбыс жылдамдығы Әлем құрылымдарының пайда болуында, ал ҚМ сұйықтықтарындағы нөлден өзгеше қысым галактика масштабтарында маңызды рөл атқарады [172, 277 б.]. Біздің модельде Құс жолы галактикасының ядро, ішкі балдж, негізгі балдж, диск және гало бөліктері үшін дыбыс жылдамдығын экспоненциалды сфералық тығыздық профілінен аламыз [122, 3 б.].

ҚМ шаң түрінде болмайды деп болжаймыз. ҚМ-ның күй теңдеуі нөлден өзгеше және ҚМ сұйықтық түрінде болады деп қарастырамыз. Стандартты термодинамикаға сәйкес, сынақ нысанның жылдамдығының дыбыс жылдамдығына қатынасы Мах санымен тығыз байланысты. Өз кезегінде, біздің парадигма ҚМ-ны галактиканы толтыратын сұйықтық деп болжайды және сынақ бөлшектерінің кинематикасының өзгерісін сипаттайды.

Нөлден өзгеше дыбыс жылдамдығы ҚМ-ның газ, конденсат түрінде болатынын білдіреді. Стандартты термодинамикада кез-келген сұйықтықтың қысымы нөл болмайды [173]. ҚМ-ның нөлден өзгеше қысымы туралы теориялық зерттеулер жүргізілді [158, 2 б.; 159, 5 б.].

Сурет 3.7-де Құс жолы галактикасындағы ҚМ-ның үлестірілуі үшін дыбыс жылдамдығы көрсетілген. Мұнда дыбыс жылдамдығының сипаты галактиканың айналу қисығына ұқсас. (3.2), (3.3) және (3.5) формулаларын қолдану арқылы $v(r)$ мен $c_s(r)$ арасындағы байланыс келесідей анықталады:

$$c_s(r) = \sqrt{-\frac{d \ln r}{d \ln \rho(r)} \left(1 + \frac{P(r)}{\rho(r)c^2} \right)} v(r). \quad (3.16)$$



Сурет 3.7 – Құс жолы галактикасы центрінен галоға дейінгі ҚМ-дағы дыбыс жылдамдығының r -ге тәуелділігі

Кесте 3.3 – Құс жолы галактика центрінен әртүрлі қашықтықтағы ҚМ үлестірілуінің параметрлері

Атаулары	r , пк	ρ , $M_{\odot}/\text{пк}^3$	P , $M_{\odot}/(\text{пк} \cdot \text{с}^2)$	c_s , км/с
Ядро	10^{-6}	$5,5 \cdot 10^{19}$	4,4	3771,7
Ішкі балдж	0,1	35065,0	$1,2 \cdot 10^{-19}$	15,5
Негізгі балдж	150	4,4	$1,3 \cdot 10^{-21}$	157,8
Диск	$6 \cdot 10^3$	$4,3 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-24}$	177,4
Гало	$3 \cdot 10^4$	$6,2 \cdot 10^{-4}$	$4,4 \cdot 10^{-27}$	92,7

Кесте 3.3-те галактика центрінен әртүрлі қашықтықтардағы ҚМ үлестірілуінің ρ тығыздығы, P қысымы және c_s дыбыс жылдамдығының мәндері көрсетілген. Болжағандай, галактиканың центріне қарай дыбыс жылдамдығы мен қысымы арта түседі. Галактикада ҚМ күй теңдеуінің әсерлерін зерттеу үшін галактиканың центріне назар аудару қажет.

Дыбыс жылдамдығын тікелей өлшеу мүмкін емес. Егер бақылау немесе теория мәліметтерінен тығыздық белгілі болса, онда дыбыс жылдамдығын есептеуге болады. Бұл нөлден өзгеше қысым салдарынан галактикалардағы ҚМ үлестірілуінің жылдамдығына сәйкес келер еді. Сондай-ақ, ҚМ-ның әртүрлі күй теңдеулерін болжауға болады. Осылайша, ҚМ шаң түрінде болмайды деген тұжырым расталады. ҚМ-ның нөлден өзгеше қысымы сұйықтық түріндегі ҚМ-

дағы қозғалатын сынақ бөлшектердің жылдамдығына әсер етеді. Бұл әсер тұтқыр емес сұйықтарға тән [174-178].

3.4 Құс жолы галактикасы ядросын сипаттауға арналған екі модель

Құс жолы галактикасының ядросы үшін вакуумдағы ҚҚ мен ҚҚ жоқ кездегі ҚМ-ның үлестірілуін зерттейміз. Ол үшін ҚҚ мен ҚМ-ның гравитациялық өрістерінде гравитациялық линзалану әсерін қарастырамыз. Осы екі жағдайда айтарлықтай айырмашылық тек 100 а.б.-тен аз қашықтықтарда байқалады. Осылайша, S2 жұлдызының қозғалысына қарап, Мерген шоқжұлдызы ҚМ-ның жұқа қабатымен қоршалған массасы аз ҚҚ болады деп болжанады [179]. Сондай-ақ, жарықты қашықтағы галактикалар центріндегі аккрециялық дисктен өлшеу де осы екі жағдаймен байланысты болуы мүмкін және олардың массаларының қатынасына шек қоя алмаймыз. Бұл болжамның артықшылығы – галактиканың орталық бөлігіндегі толық масса АМҚҚ мен ҚМ-ның массаларының суммасымен анықталуы мүмкін.

Зерттеулерде негізінен КФ-ны қолдандық, себебі үлкен қашықтықтарда ЖСТ-ның үлесін ескермеуге болады. Бұл тұжырым галактика ядросы үшін де орынды. КФ-ның мүмкіншіліктерін талдау үшін екі жағдайдағы сынақ бөлшектердің қозғалысындағы айырмашылықтарды қарастырамыз. ҚҚ мен ҚМ-да сызықтық жылдамдықтың релятивистік және классикалық формулаларын (3.6)-(3.9) қолдану арқылы Құс жолы галактикасының орталық бөлігіндегі (0.25-0.50 а.б.) сынақ бөлшектердің қозғалысын зерттейміз (Кесте 3.5).

Сондай-ақ, ҚМ үлестірілуінің радиусын АМҚҚ-ның гравитациялық радиусы арқылы табамыз:

$$r_g = \frac{2GM}{c^2}, \quad (3.17)$$

мұндағы

$$M = \begin{cases} M_{BH} \\ M(r) \end{cases}. \quad (3.18)$$

$M(r)$ – Құс жолы галактикасының ядросы үшін тығыздық профилін (3.11) қолдану арқылы (2.9)-теңдеуден алынған ҚМ үлестірілуінің масса функциясы келесідей (Кесте 3.2):

$$M(r) = \int_0^r 4\pi \tilde{r}^2 \rho(\tilde{r}) d\tilde{r}. \quad (3.19)$$

Сонымен қатар, экспоненциалды сфералық тығыздық профилін (3.11) қарастырдық:

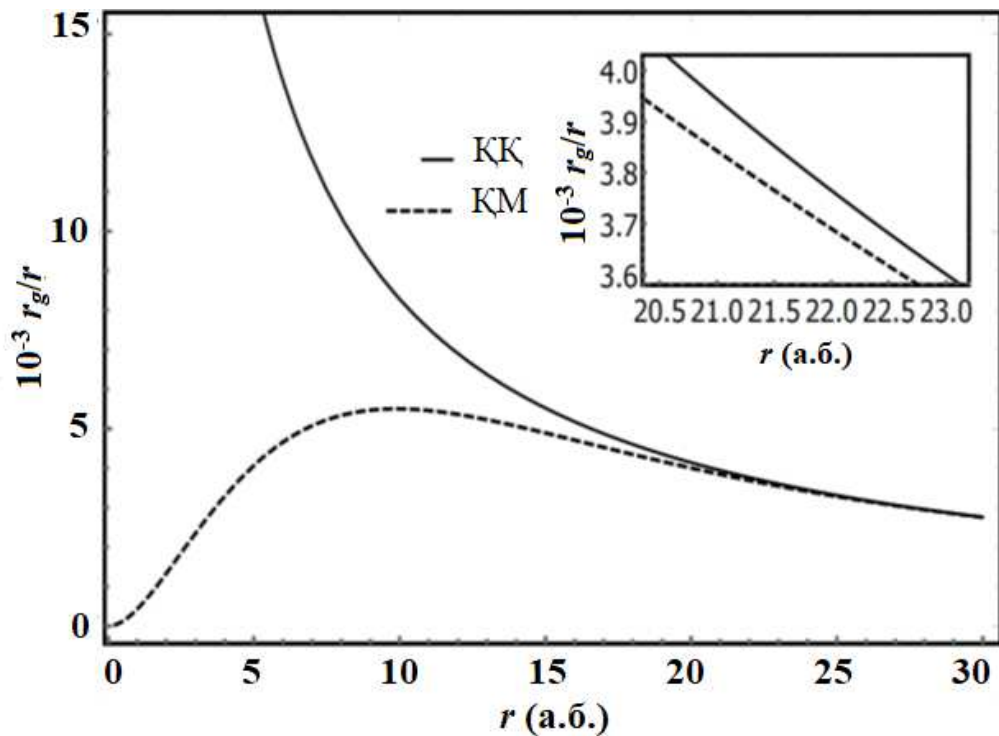
$$M(r) = M_0 F(\xi_{\text{я}}), \quad (3.20)$$

мұндағы $M_0 = \lim_{r \rightarrow \infty} M_0(r) = 8\pi(r_{0\text{я}})^3 \rho_{0\text{я}}$ – қарастырылып отырған аймақтағы ҚМ үлестірілуінің толық массасы және

$$F(\xi_{\text{я}}) = 1 - e^{-\xi_{\text{я}}} \left(1 + \xi_{\text{я}} + \frac{\xi_{\text{я}}^2}{2} \right), \quad (3.21)$$

мұндағы $\xi_{\text{я}} = \xi_{\text{я}}(r) = r/r_{0\text{я}}$.

Сандық есептеулер (Sgr-A* массасын бағалау) кезінде, 11.65 а.б.-тен үлкен қашықтықтарда ҚМ мен АМҚҚ массалары арасындағы айырмашылық 1%-дан аз болатынын көрсетті. Сәйкесінше, ҚМ-ның тығыздық профилі массасының 99%-ы радиусы 11.65 а.б. болатын Құс жолы галактикасының центрінде шоғырланған.



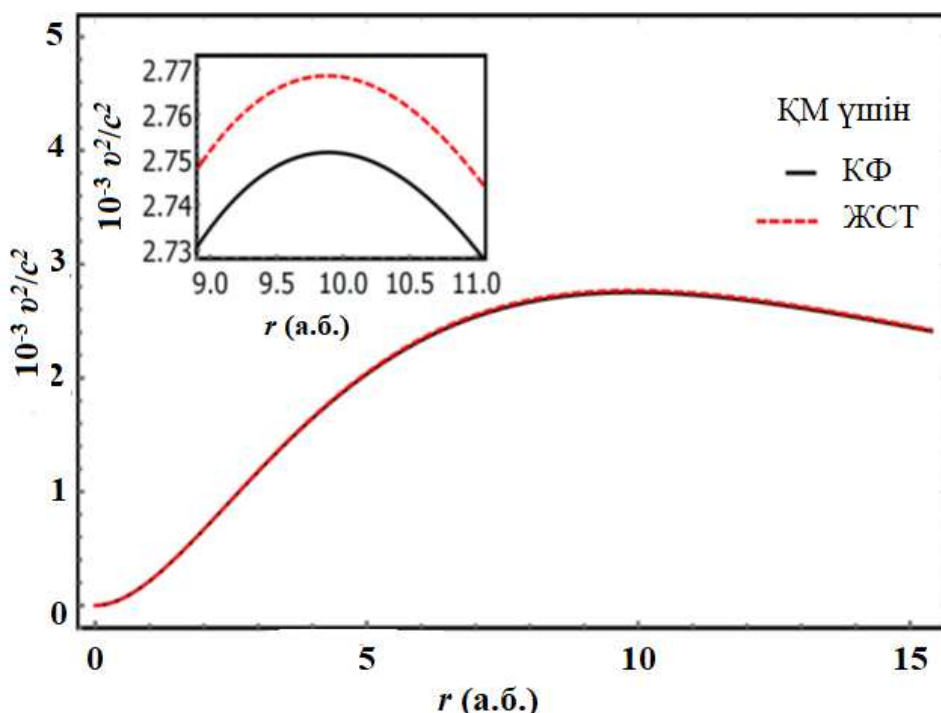
Сурет 3.8 – ҚК мен ҚМ үшін r_g/r -дің r радиусқа тәуелділігі

Сурет 3.8-де ҚК мен ҚМ үшін r_g/r -дің r радиусқа тәуелділігі көрсетілген. Мұнда тұтас сызықпен ҚК және үзік сызықпен ҚМ бейнеленген. $r < 20$ а.б.-тен қашықтықта ҚК мен ҚМ үшін айырмашылық байқалады.

Кесте 3.4 – Өртүрлі қашықтықтарда ҚҚ мен ҚМ үшін r_g/r мәндері

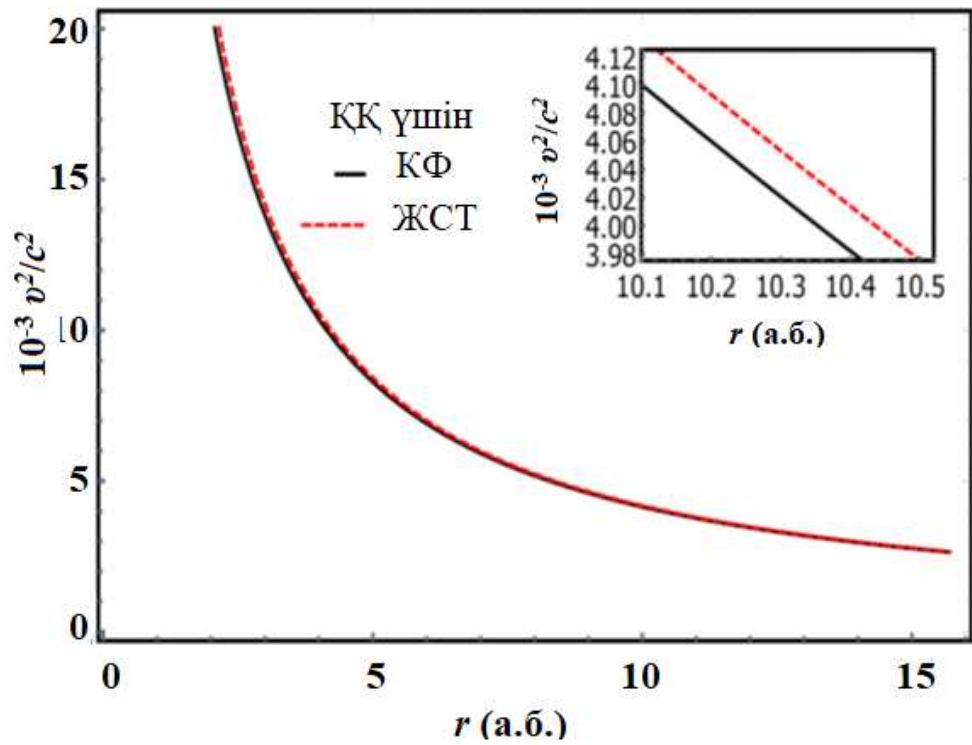
r , а.б.	ҚМ үшін $10^{-3} r_g/r$	ҚҚ үшін $10^{-3} r_g/r$
0,5	0,122	165,805
1	0,429	82,904
5	4,073	16,581
10	5,508	8,290
20	4,007	4,145
30	2,757	2,763
40	2,072	2,073
50	1,658	1,658

Кесте 3.4-те Өртүрлі қашықтықтарда ҚҚ мен ҚМ үшін r_g/r мәндерінің КФ мен ЖСТ-да салыстыруы көрсетілген.

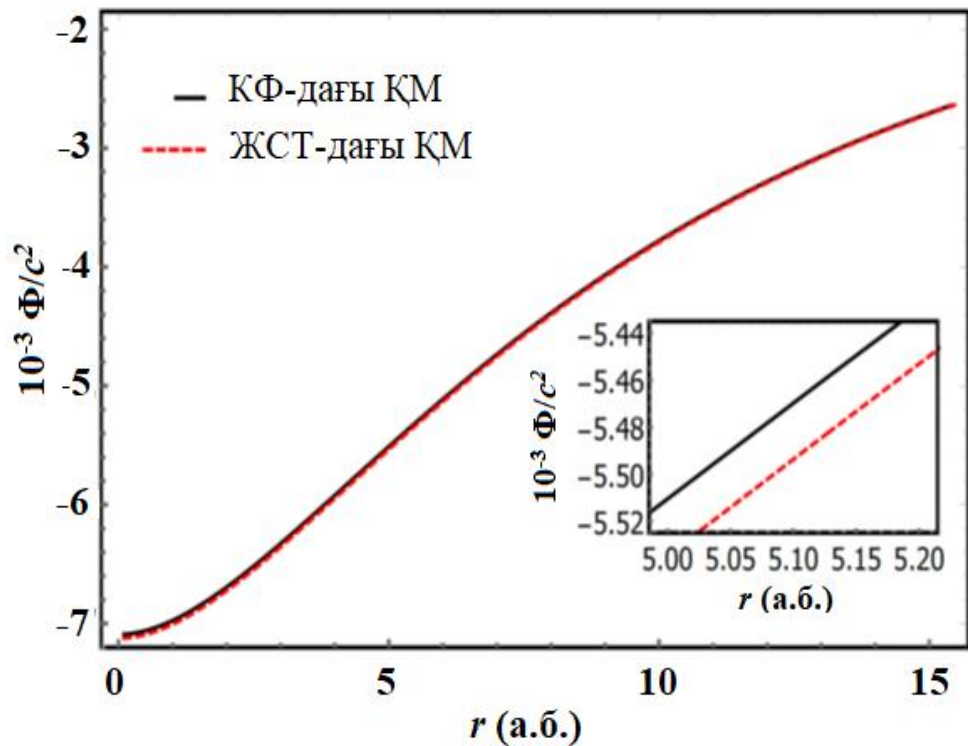


Сурет 3.9 – ҚМ-дағы дөңгелек орбиталар үшін сынақ бөлшектердің сызықтық жылдамдықтарының радиалды қашықтыққа тәуелділігі

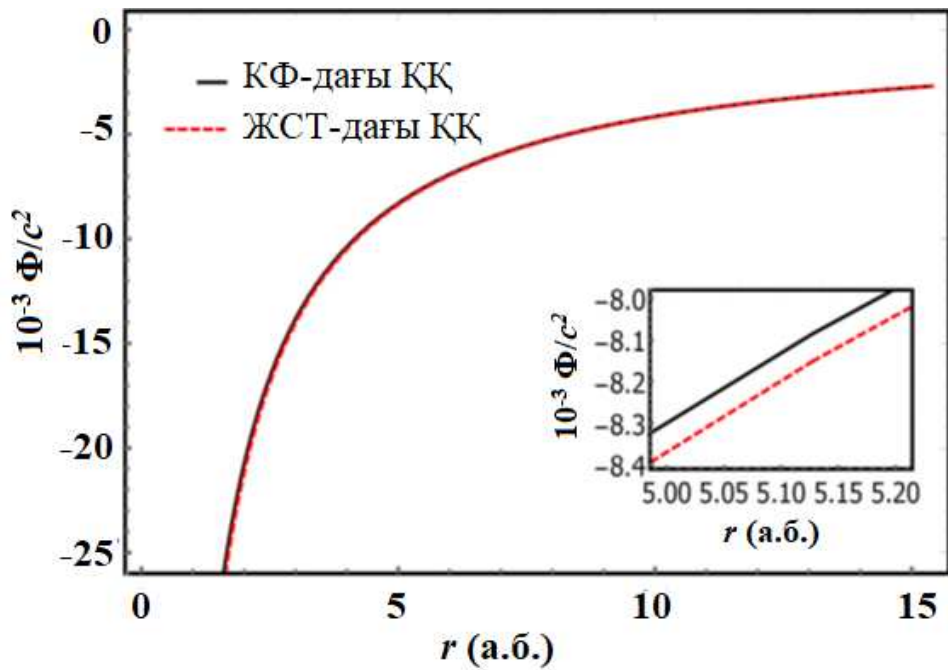
Сурет 3.9-да ҚМ-дағы дөңгелек орбиталар үшін, ал сурет 3.10-да АМҚҚ-дағы дөңгелек орбиталар үшін ЖСТ (3.6), (3.8) мен КФ-дағы (3.7), (3.9) сынақ бөлшектің сызықтық жылдамдықтары салыстырылды. v^2/c^2 КФ үшін тұтас қара түсті қисықпен, ЖСТ үшін үзік қызыл түсті қисықпен бейнеленген. Сурет 3.9-дан 10 а.б.-тен аз қашықтықтарда ЖСТ мен КФ үшін v^2/c^2 мәндерінде айтарлықтай айырмашылық жоқ екенін байқаймыз. Ал, сурет 3.10-да ЖСТ мен КФ-да керісінше аз қашықтықтарда айырмашылық байқалады.



Сурет 3.10 – Қара құрдымдағы дөңгелек орбиталар үшін сынақ бөлшектердің сызықтық жылдамдықтарының радиалды қашықтыққа тәуелділігі

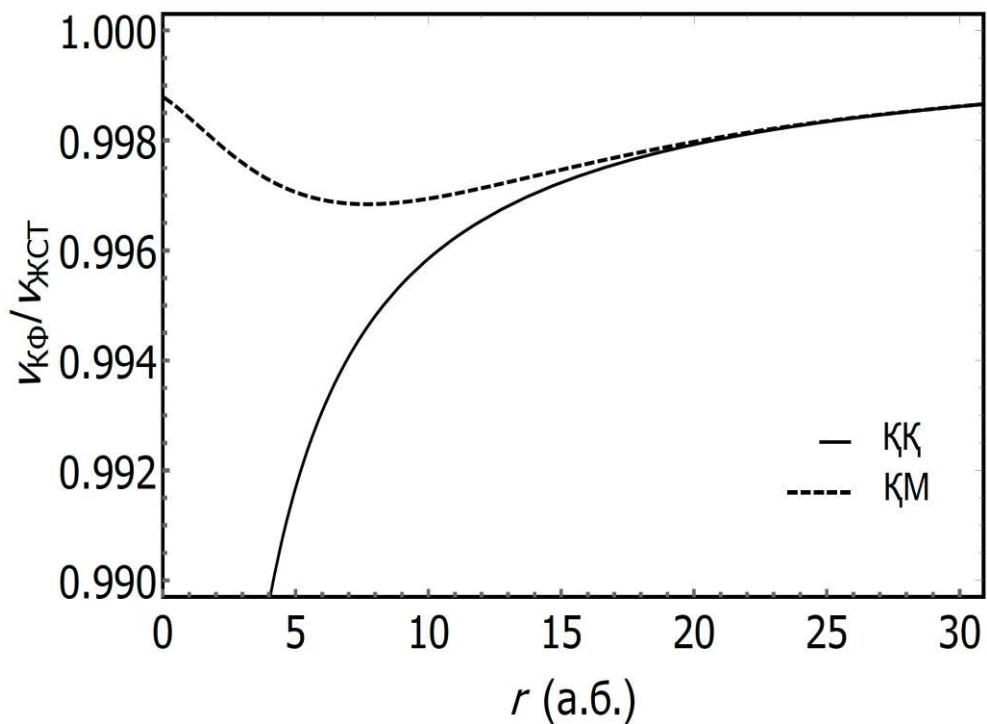


Сурет 3.11 – ЖСТ мен КФ үшін галактика центрі маңындағы ҚМ үлестірілуінің гравитациялық потенциалының r радиалды координатаға тәуелділігі

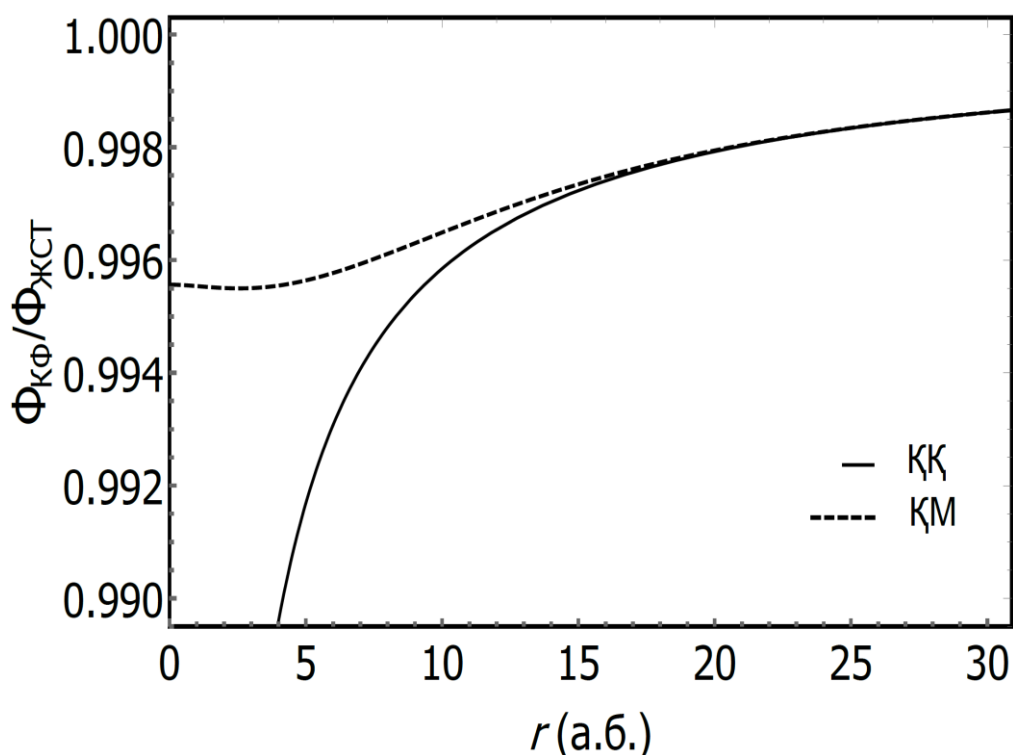


Сурет 3.12 – ЖСТ мен КФ үшін галактика центрі маңындағы ҚҚ-ның гравитациялық потенциалының r радиалды координатаға тәуелділігі

ҚҚ мен ҚМ-ның гравитациялық потенциалдары ЖСТ мен КФ-да салыстырылды (Суреттер 3.11, 3.12). Мұнда 10 а.б.-тен аз болатын галактика центріне жақын аймақта ЖСТ мен КФ-дағы гравитациялық потенциалдарының айырмашылығы байқалады.



Сурет 3.13 – ҚМ мен ҚҚ үшін $v_{K\Phi}/v_{ЖСТ}$ қатынасының r радиалды координатаға тәуелділігі



Сурет 3.14 – ҚМ мен ҚҚ үшін $\Phi_{\text{КФ}}/\Phi_{\text{ЖСТ}}$ қатынасының r радиалды координатаға тәуелділігі

Кесте 3.5 – ЖСТ мен КФ-да сынақ бөлшектің АМҚҚ мен ҚМ үшін $\nu_{\text{КФ}}/\nu_{\text{ЖСТ}}$ қатынасының сандық мәндері

r , а.б.	КФ		ЖСТ	
	$10^{-3}(\nu/c)^2$ ҚМ	$10^{-3}(\nu/c)^2$ ҚҚ	$10^{-3}(\nu/c)^2$ ҚМ	$10^{-3}(\nu/c)^2$ ҚҚ
0,25	0,001622	165,805	0,01626	248,066
0,5	0,006088	82,902	0,006105	99,380
1	0,2146	41,451	0,2152	45,198
2	0,669	20,725	0,0671	21,621
5	2,036	8,290	2,048	8,430
10	2,754	4,145	2,771	4,180
20	2,003	2,073	2,011	2,081
30	1,379	1,382	1,382	1,385
40	1,036	1,036	1,038	1,038
50	0,829	0,829	0,830	0,830

Суреттер 3.13, 3.14-те ҚМ үзік қара түсті қисықпен, ал ҚҚ тұтас қара түсті қисықпен көрсетілген. $\nu_{\text{КФ}}/\nu_{\text{ЖСТ}}$ (3.13-сурет) және $\Phi_{\text{КФ}}/\Phi_{\text{ЖСТ}}$ (Сурет 3.14) қатынастарынан ҚҚ мен ҚМ айырмашылықтарын анығырақ көруге болады. Күтілгендей, ҚМ үшін $\nu_{\text{КФ}}/\nu_{\text{ЖСТ}}$ және $\Phi_{\text{КФ}}/\Phi_{\text{ЖСТ}}$ қатынастары $r = 0$

кезде тұрақты мәнге, үлкен қашықтықтарда 1-ге ұмтылады. Ал, ҚҚ үшін бұл қатынастар аз қашықтықтарда нөлге, үлкен қашықтықтарда 1-ге ұмтылады. Сынақ бөлшектің АМҚҚ мен ҚМ-да $v_{\text{КФ}}/v_{\text{ЖСТ}}$ қатынасының сандық мәндері кесте 3.5-те салыстырылды.

Сынақ бөлшектің АМҚҚ мен ҚМ-да $\Phi_{\text{КФ}}/\Phi_{\text{ЖСТ}}$ қатынасының сандық мәндері кесте 3.6-да салыстырылды.

Кесте 3.6 – ЖСТ мен КФ-да сынақ бөлшектің АМҚҚ мен ҚМ үшін $\Phi_{\text{КФ}}/\Phi_{\text{ЖСТ}}$ қатынасының сандық мәндері

r , а.б.	КФ		ЖСТ	
	$10^{-3} \Phi/c^2$ ҚМ	$10^{-3} \Phi/c^2$ ҚҚ	$10^{-3} \Phi/c^2$ ҚМ	$10^{-3} \Phi/c^2$ ҚҚ
0,25	-7,083	-165,805	-7,115	-201,442
0,5	-7,060	-82,903	-7,091	-90,644
1	-6,974	-41,451	-7,006	-43,271
2	-6,694	-20,726	-6,724	-21,167
5	-5,510	-8,290	-5,535	-8,360
10	-3,778	-4,145	-3,791	-4,162
20	-2,063	-2,072	-2,067	-2,077
30	-1,381	-1,382	-1,383	-1,384
40	-1,036	-1,036	-1,037	-1,037
50	-1,829	-0,829	-0,830	-0,830

КФ мен ЖСТ үшін r_g/r , v^2/c^2 және $\Phi(r)/c^2$ қатынастарының мәндері салыстырылды, нәтижесінде сәл ғана айырмашылық болды:

1) $r \approx 9,9$ а.б. кезінде ҚМ үшін r_g/r қатынасының максималды мәні $5,5 \cdot 10^{-3} \ll 1$, яғни ҚМ-ның гравитациялық өрісі әлсіз, сондықтан КФ-ны қолданамыз (Сурет 3.8 және кесте 3.4).

2) $r > 8,3$ а.б. қашықтықта ҚҚ-ның гравитациялық өрісіндегі сынақ бөлшектердің ЖСТ мен КФ-дағы v^2/c^2 сызықтық жылдамдығы арасындағы $\left[1 - (v_{\text{КФ}}/v_{\text{ЖСТ}})^2\right] \cdot 100\%$ салыстырмалы қателігі 1%-дан аз болады. Сондықтан, $r > 8,3$ а.б. қашықтықта КФ-ны қолданамыз.

3) ҚМ-да кез-келген r үшін жылдамдықтардың қатынасының $\left[1 - (v_{\text{КФ}}/v_{\text{ЖСТ}})^2\right] \cdot 100\%$ салыстырмалы қателігі 0,63% -дан аз. Сол себепті, ҚМ үлестірілуі және ҚҚ үшін КФ-ны қолдана аламыз (Суреттер 3.9, 3.10 және кесте 3.5).

4) $r > 4,16$ а.б. қашықтықта ЖСТ мен КФ-да ҚҚ-ның гравитациялық потенциалдарының $[1 - \Phi_{\text{КФ}}/\Phi_{\text{ЖСТ}}] \cdot 100\%$ салыстырмалы қателігі 1%-дан аз болады.

5) Кез-келген r үшін ЖСТ мен КФ-да ҚМ-ның гравитациялық потенциалдарының $[1 - \Phi_{\text{КФ}}/\Phi_{\text{ЖСТ}}] \cdot 100\%$ салыстырмалы қателігі 0,45 %-дан аз болады (Суреттер 3.11, 3.12 және кесте 3.6).

3.5 Қараңғы материя мен қара құрдымның гравитациялық өрістеріндегі сыну көрсеткіші

ҚМ-ның гравитациялық өрісінде жарықтың таралуын қарастырамыз және ҚҚ-дағы таралуымен салыстырамыз. ЖСТ-да сынақ бөлшектің қозғалыс теңдеуі иілген кеңістік-уақыттағы геодезиялық теңдеу арқылы анықталады. Галактиканың гравитациялық өрісі кеңістік-уақыттың статикалық сфералық-симметриялық метрикасымен (3.22) анықталады. Кейде осы метрикада қолданылатын сфералық координаталарды изотропты координаталарға [138, 56 б.] айналдырғанымыз жөн және келесідей жазуға болады:

$$ds^2 = e^{2\Phi(r)/c^2} \left[c^2 dt^2 - n(\tilde{r})^2 (d\tilde{r}^2 + \tilde{r}^2 d\Omega^2) \right], \quad (3.22)$$

мұнда \tilde{r} изотропты координатаны r сфералық координатамен байланыстыратын дифференциалдық теңдеу келесідей түрге ие:

$$\frac{d\tilde{r}}{dr} = \frac{\tilde{r}}{r \sqrt{1 - \frac{2GM(r)}{c^2 r}}}. \quad (3.23)$$

$n(\tilde{r})$ сфералық симметриялық гравитациялық өрістің скалярлық тиімді сыну көрсеткішін енгіздік:

$$n(\tilde{r}) = \frac{r(\tilde{r})}{\tilde{r}} e^{\Phi(\tilde{r})}. \quad (3.24)$$

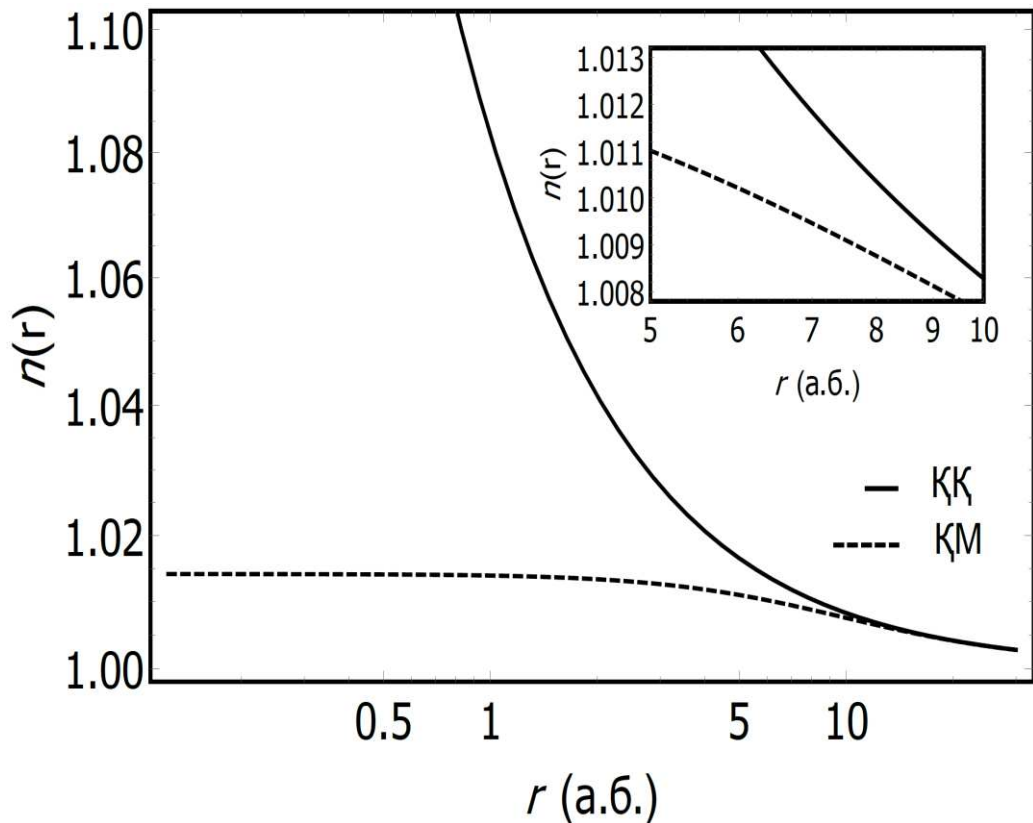
(3.23) теңдеуді интегралдап, \tilde{r} табамыз:

$$\tilde{r} = e^{\int \frac{dr}{r \sqrt{1 - \frac{2GM(r)}{c^2 r}}}}, \quad (3.25)$$

мұнда әлсіз өрістегі ҚМ мен ҚҚ-дағы сыну көрсеткішін келесідей өрнектеуге болады:

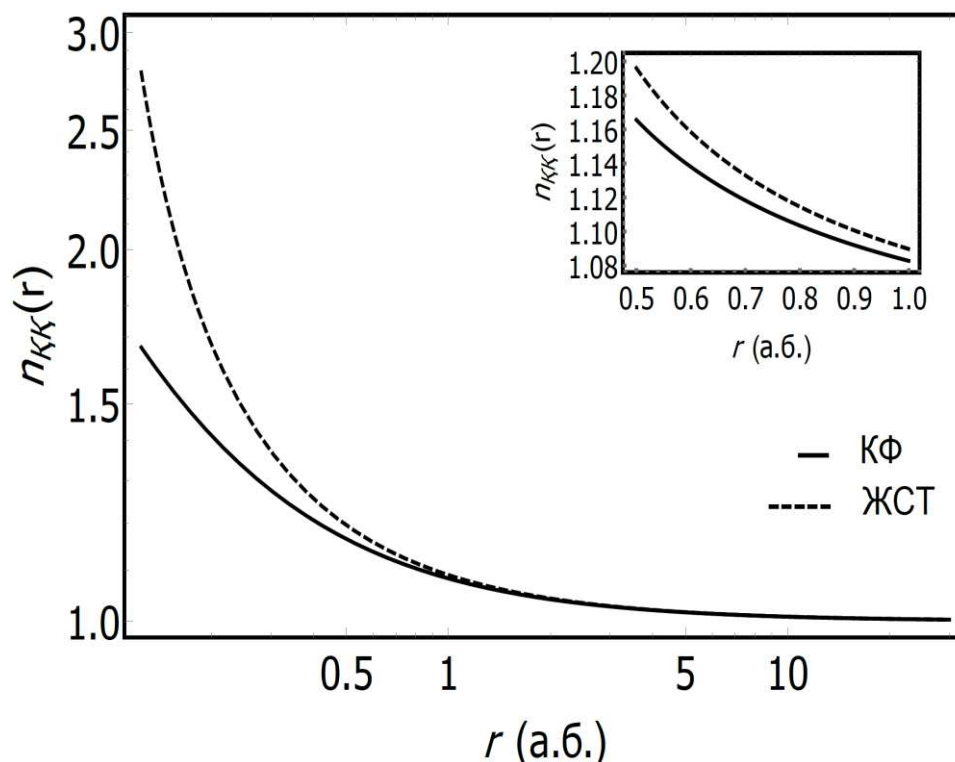
$$n(r) = \begin{cases} 1 + \frac{2GM_{BH}}{c^2 r} \\ 1 - \frac{\Phi(r)}{c^2} - \frac{G}{c^2} \int_0^r \frac{M(r')}{r'^2} dr' \end{cases} \quad (3.26)$$

Әрі қарай, M_{BH} массасы бар АМҚҚ немесе $M(r)$ ҚМ үлестірілуі арқылы Құс жолы галактикасының ядросы үшін сыну көрсеткішін табамыз.



Сурет 3.15 – ҚМ мен ҚҚ-ның гравитациялық өрістеріндегі сыну көрсеткіші

(3.26) теңдеуін қолдана отырып, ҚМ мен ҚҚ гравитациялық өрістерінде $n(r)$ -дің r -ге тәуелділігі тұрғызылды (Сурет 3.15). Бұл суретте көрсетілгендей, ҚМ мен ҚҚ-ның гравитациялық өрістеріндегі сыну көрсеткіштерінде 10 а.б.-тен үлкен қашықтықта айтарлықтай айырмашылық жоқ. ҚМ үзік қара түсті қисықпен және ҚҚ тұтас қара түсті қисықпен бейнеленген.



Сурет 3.16 – ЖСТ мен КФ-да ҚҚ-ның гравитациялық өрісіндегі сыну көрсеткіші

Сонымен қатар, (3.24)-ті қолдана отырып, ЖСТ мен КФ-да ҚҚ үшін сыну көрсеткішінің радиалды қашықтықтан тәуелділігі тұрғызылды (Сурет 3.16). ҚМ потенциалы ҚҚ-ның потенциалынан аз болғандықтан, КФ-ны қолдана отырып, шамамен 1-10 а.б. диапазонында линзалану әсері көмегімен осы екі жағдайдың (ҚМ мен ҚҚ) айырмашылығын байқаймыз. Себебі, гравитациялық линзалану әсерін галактика центрінен 10 а.б.-тен үлкен қашықтықтарда бақылау ҚМ мен ҚҚ арасында айырмашылық болмайтынын көрсетті. Сондай-ақ, ҚМ-ның жұқа қабатымен қоршалған ҚҚ-ның гравитациялық өрісінде сыну көрсеткіші [157, 21 б.] жұмысында зерттелді.

4 АНИЗОТРОПТЫ ҚЫСЫМЫ БАР ҚАРАҢҒЫ МАТЕРИЯНЫҢ ЖҰҚА ҚАБАТЫМЕН ҚОРШАЛҒАН ҚАРА ҚҰРДЫМНЫҢ АЙНАЛАСЫНДАҒЫ АККРЕЦИЯЛЫҚ ДИСКІНІҢ ЖАРЫҚТЫЛЫҒЫ

4.1 Анизотропты қараңғы материямен қоршалған қара құрдым

Аккрециялық диск шағын нысандардың айналасында жатқан кәдімгі диск тәрізді бөлшектер ағыны осы астрономиялық нысанның гравитациялық өрісінде айналатын заттарды тікелей бақылауға мүмкіндік береді [180-182]. Әдетте, орталық нысанның сипаттамалары туралы ақпарат беретін сәйкес спектрлер бақыланады [183]. Шағын нысандар үшін релятивистік әсерлер ескерілуі қажет, сондықтан нысандардағы аккрециялық дисктің жарықтылығы Эйнштейн теңдеулерімен сипатталады. Осылайша, аккрециялық дисктің сыртқы геометриясын, атап айтқанда орталық нысанды, берілген симметриямен бақыланатын сәулеленудің қасиеттерін анықтайтын метрика арқылы модельдеуге болады [184-186]. Сонымен қатар, [186, 2 б.]-шы жұмыста статикалық аксиалды симметриялы дененің гравитациялық өрісіндегі аккрециялық дисктің жарықтылығы зерттелді және ол үшін q метрикасы қарастырылды. Бұл ретте ҚҚ-ды, ақ ергежейлілерді, нейтронды жұлдыздарды, квазарларды, рентгендік қос жүйелерді, сонымен қатар экзотикалық нысандарды, яғни бозондық жұлдыздарды [185, 179 б.; 187] немесе гравитациялық жұлдыздарды [188, 189] зерттеуге болады.

Орталық нысанның массасы аккреция әсерінен өсіп отырады және аккрециялық дисктерді толығымен сипаттау үшін гидродинамикалық тепе-теңдік теңдеулері шешіледі [190, 191]. Әдетте, «экзотикалық» материяның үлесі тұрақтылық критерийлеріне сәйкес массивті және шағын болатын гипотетикалық нысандарды сипаттау үшін қажет деп есептеледі. Осындай мысалдар космологиялық фон үшін де кездеседі [192, 193].

Бұл тарауда ҚМ-ның жұқа қабатымен қоршалған орталық ҚҚ-дан тұратын жүйе қарастырылады. ҚҚ-ның айналасындағы вакуумдық аймақтың гравитациялық өрісі Шварцшильдтің сыртқы кеңістік-уақытымен, ал ҚҚ-дан белгілі бір қашықтықта орналасқан ҚМ-ның үлестірілуі және оның қасиеттері ТОВ теңдеулерімен сипатталады.

ҚМ-ның жұқа қабаты сол қабаттың ішінде орналасқан аккрециялық дисктің бариондық материясымен әрекеттеспейді деп болжанады. Аккрециялық дисктің сәулеленетін спектрін модельдеу үшін ҚҚ-ға астрофизикалық үміткерлер үшін ҚҚ-дар аккреция теориясын қолданамыз [194].

Сондай-ақ, екі негізгі болжам салдарын тексереміз:

- 1) ТОВ теңдеуіндегі $P_r(r) = P(r)$, радиалды қысымы нөлден өзгеше ҚМ;
- 2) Энергия импульс тензоры анизотропты деп есептеп, $P_\theta(r)$ нөлге тең емес тангенциалды қысымның пайда болуына алып келеді.

Осы екі болжамды ескере отырып, $P_\theta(r) - P(r)$ ҚМ үлестірілуін сипаттаймыз.

Жалпы, әдебиеттерде анизотропты сұйықтықтар теориясы туралы көп айтылады. Соның бірі, [195] жұмысында ЖСТ-да анизотропты сұйықтықтар геодезиялық болуы мүмкін делінген. Сфералық-симметриялық диссипативті анизотропты сұйықтықтардың зерттеуі [196]-да көрсетілген. Ал, [197, 198] жұмыстарында өріс тендеулерінің статикалық сфералық-симметриялық анизотропты шешімдері талданды. ЖСТ-да анизотропты жұлдыздар және олардың массалары мен радиустары арасындағы қатынастары [199]-да көрсетілген.

Бұл тарауда анизотропты қысымға ие ҚМ-ның диск спектріне және ҚМ-да болатын аккрециялық дисктегі сынақ бөлшектеріне әсерлерін зерттейміз. Сонымен қатар, бөлшектердің қозғалысы мен аккрециялық дисктің спектрін изотропты ҚМ және вакуумдағы Шварцшильд ҚҚ жағдайларында салыстырамыз.

Жұмыста ҚМ тек ҚҚ айналасындағы геометрияны өзгерту үшін қарастырылады. ҚҚ акретор болғандықтан, масса профильдерін үш аймаққа бөлеміз:

$$M(r) = \begin{cases} M_{BH}, & r_g < r \leq r_b, \\ M_{BH} + M_{DM}(r), & r_b \leq r \leq r_s, \\ M_{BH} + M_{DM}(r_s), & r_s \leq r, \end{cases} \quad (4.1)$$

мұндағы $r_g = 2M_{BH}$ – гравитациялық радиус, M_{BH} – ҚҚ массасы, ал r_b және r_s – ҚМ қабатының ішкі және сыртқы радиустары. r_b вакуумның ішкі аймағын ҚМ-ның сыртқы үлестірілуінен бөлетін шекараға сәйкес келеді. Бұл келесідей түсіндіріледі:

Ядро ҚҚ түріндегі акретормен модельденеді. Оның M_{BH} массасы біздің модельдің еркін параметрі;

ҚҚ r_b және r_s аралықтарын қамтитын ҚМ-ның жұқа қабатымен қоршалған;

r_s кезінде $M_{DM}(r_s)$ ҚМ массасы максимал мәніне жетеді, ал r_s -тің сыртқы бөлігін вакуум деп қарастырамыз.

$r \geq r_s$ кезінде жүйенің толық массасы келесідей $M_T = M(r_s)$.

Жұқа қабаттағы $r \in [r_b, r_s]$ ҚМ-ның үлестірілуін модельдеу үшін экспоненциалды сфералық профилін қолданамыз [126, 6 б.].

Экспоненциалды сфералық тығыздық профилі Құс жолы галактикасы балджындағы айналу қисығын түсіндіру үшін қолданылды [126, 7 б.]. Бұл тығыздық профилі Құс жолы галактикасының ішкі бөліктері үшін жақсы нәтижелерді көрсетті. Сонымен қатар, Құс жолы галактикасының барлық бөліктерінде қисымы 0-ден өзгеше болатын ҚМ-ның қасиеттері зерттелді [200].

ҚМ-ның масса профилі келесідей:

$$M_{DM}(r) = \int_{r_b}^r 4\pi\tilde{r}^2 \rho(\tilde{r}) d\tilde{r}, \quad (4.2)$$

өз кезегінде

$$M_{DM}(x) = 8\pi r_0^3 \rho_0 \left[e^{-x_b} \left(1 + x_b + \frac{x_b^2}{2} \right) - e^{-x} \left(1 + x + \frac{x^2}{2} \right) \right], \quad (4.3)$$

$r > r_b$ кезінде $x = r/r_0$ және $x_b = r_b/r_0$. $r_b = 0$ болған кезде (4.3) теңдеуінен [126, 6 б.] жұмысындағыдай (2.14) теңдеуін аламыз.

4.2 Анизотропты қысымы бар Толмен-Оппенгеймер-Волков теңдеулері

(4.1)-дегі жүйенің физикалық қасиетін сипаттау үшін келесідей сфералық-симметриялық сызықтық элементті қарастырамыз:

$$ds^2 = e^{N(r)} dt^2 - e^{\Lambda(r)} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (4.4)$$

мұндағы (t, r, θ, φ) – сфералық координаталар, ал $N(r)$ және $\Lambda(r)$ белгісіз метрикалық функциялар.

Энергия-импульс тензоры келесідей түрге ие:

$$T^{\alpha\beta} = (\rho + P_\theta) u^\alpha u^\beta - P_\theta g^{\alpha\beta} + (P - P_\theta) \chi^\alpha \chi^\beta, \quad (4.5)$$

$u^\alpha u_\alpha = 1 = -\chi^\alpha \chi_\alpha$, $u^\alpha \chi_\alpha = 0$, $u^\alpha = e^{-N/2} \delta_0^\alpha$ – 4 жылдамдық, $\chi_\alpha = e^{-\Lambda/2} \delta_1^\alpha$ – радиалды бағыттағы бірлік кеңістік тәрізді вектор және δ_i^α – Кронекер символы [201]. (4.4) сызықтық элементі және (4.5) энергия-импульс тензоры үшін Эйнштейн теңдеуін қолдану арқылы келесідей өрнектерді аламыз [202]:

$$\frac{dP(r)}{dr} = -(\rho(r) + P(r)) \frac{M(r) + 4\pi r^3 P(r)}{r(r - 2M(r))} + \frac{2}{r} (P_\theta(r) - P(r)), \quad (4.6)$$

$$\frac{dN(r)}{dr} = 2 \frac{M(r) + 4\pi r^3 P(r)}{r(r - 2M(r))}. \quad (4.7)$$

(4.6), (4.7) өрнектер анизотропты қысым кезінде ТОВ теңдеулерін жалпылайды, $\rho(r)$ тығыздықты $P(r)$ радиалды қысыммен және $P_\theta(r)$ тангенциалды қысыммен байланыстырады. Жалпы айтқанда, бұл төрт белгісізден тұратын теңдеулер жүйесі, сондықтан оны шешу үшін тағы екі функция қажет болады.

Ол үшін $P_\theta(r)$, $P(r)$ қысымдарын $\rho(r)$ тығыздықпен байланыстыратын күй теңдеуін шешу керек. Біздің модельде $\rho(r)$ – (2.3) теңдеуімен анықталатын ҚМ-ның тығыздығы, ал $M(r)$ – (4.1) теңдеуі арқылы анықталады. Яғни, бұл шамалар бізге белгілі. Дегенмен, белгісіз бір функцияны көрсету қажет. Ол функция (4.6) өрнегіндегі $P_\theta(r) - P(r)$ қысымдардың айырымы ретінде көрсетілген.

$\Delta(r)$ анизотропия функциясы [203, 204] жұмыстарында келесідей өрнектелген:

$$\Delta(r) \equiv P_\theta(r) - P(r) = \alpha\mu(r)P(r), \quad (4.8)$$

мұндағы α – физикалық тұрғыдан анизотропия параметрі ретінде түсіндірілетін еркін тұрақты, ал μ – жүйенің жинақылығы келесідей формуламен анықталады:

$$\mu(r) = \frac{2M(r)}{r} = 1 - e^{-\Lambda(r)}. \quad (4.9)$$

Жалпы айтқанда, μ – гравитациялық өрістің күшін көрсетеді. Егер $\mu \ll 1$ болса, өріс әлсіз, ал $\mu \sim 1$ болса, өріс күшті. (4.8) теңдеуінің сипаттамасы мынада, $r = 0$ кезінде қысым анизотропиясы жойылады ($M(r) \sim r^3$ орталыққа жақын екенін ескеру қажет). Сонымен қатар, әлсіз өрісте қысым анизотропиясының маңызы жоқ. Тангенциалды қысым нысанның бетінде, біздің жағдайда ҚМ-ның жұқа қабаты бетінде жойылады. (4.8) теңдеуінде, $\alpha < 0$ жағдайы $P_\theta < P$ -ға, $\alpha = 0$ $P_\theta = P$ изотропты жағдайына, ал $\alpha > 0$ $P_\theta > P$ жағдайына сәйкес келеді. $\alpha = 0$, яғни изотропты қысымы бар ҚМ-ның жұқа қабатымен қоршалған статикалық ҚҚ жағдайы [157, 122 б.]-де қарастырылған. Біздің модельді талдау үшін сыртқы және ішкі шешімдер арасында шекаралық шарттарды қою керек.

Жоғарыда айтылғандай, ең ішкі аймақ $r = r_g$ -де орналасқан ҚҚ үшін вакуумдық шешімімен берілген, ал сыртқы аймақ $r_b > r_g$ -ден $r_s > r_b$ дейінгі аралығындағы ҚМ үлестірілуіне сәйкес келеді. Шекарадағы тығыздық, қысым және метрикалық функция мәндері $\rho(r_b)$, $P(r_b)$ және $N(r_b)$ шамаларынан анықталады. Оларды келесідей өрнектейміз:

$$\rho(r_b) = \rho_b = \rho_0 e^{-\frac{r_b}{r_0}}, \quad (4.10)$$

$$P(r_b) = P_b, \quad (4.11)$$

$$N(r_b) = N_b = \ln \left(1 - \frac{r_g}{r_b} \right). \quad (4.12)$$

Сәйкесінше, белгісіз $N(r)$, $\Lambda(r)$ метрикалық функциялар төмендегідей анықталады:

$$e^{N(r)} = \begin{cases} 1 - \frac{r_g}{r}, & r_g < r \leq r_b, \\ e^{N_r(r)}, & r_b \leq r \leq r_s, \\ 1 - \frac{2M(r_s)}{r}, & r_s \leq r, \end{cases} \quad (4.13)$$

және

$$e^{\Lambda(r)} = \begin{cases} \left(1 - \frac{r_g}{r} \right)^{-1}, & r_g < r \leq r_b, \\ \left(1 - \frac{2M(r)}{r} \right)^{-1}, & r_b \leq r \leq r_s, \\ \left(1 - \frac{2M(r_s)}{r} \right)^{-1}, & r_s \leq r, \end{cases} \quad (4.14)$$

мұндағы $N_r(r)$, $r \in [r_b, r_s]$ интервалындағы $N(r)$ функциясы және ол сәйкес шекаралық шарттарды қанағаттандыратын сандық түрде ТОВ теңдеуінен шешілуі тиіс. Осы жағдайларды ескерсек, ҚМ қысымы $r = r_b$ кезінде жойылады. Метриканың бірінші туындылары шекарада секіріс көрсеткендіктен $P(r_b) = P_b$ шарты үздіксіз болады. Бұл r_b -дағы массивті беттік қабаттың болуымен түсіндіріледі [205, 206].

4.3 Сәулелену ағыны және спектрлік жарықтылық

Жоғарыда көрсетілген нәтижелерге сүйене отырып, аккрециялық дисктен туындайтын сәулелену ағыны мен спектрлік жарықтылықты зерттей аламыз. Диск сынақ бөлшектер үшін центрге ең жақын орнықты дөңгелек орбита (ISCO) деп аталатын r_i ішкі аймағынан басталады, $r_i = r_{ISCO}$. Ол үшін Новиков-Торн және Пейдж ұсынған тәсілге сүйенеміз [194, 430 б.; 207], \mathcal{F} сәулелену ағынын келесідей анықтаймыз:

$$\mathcal{F}(r) = -\frac{\dot{m}}{4\pi\sqrt{g}} \frac{\Omega_r}{(E - \Omega L)^2} \int_{r_i}^r (E - \Omega L) L_{,\tilde{r}} d\tilde{r}. \quad (4.15)$$

Жоғарыдағы шама диск массасының аккреция темпінен, яғни \dot{m} белгісіз шамасынан тәуелді. Оны $\dot{m} = 1$ тұрақты шама ретінде алсақ болады. Бұл $\mathcal{F}(r)$ нормаланған ағынның \dot{m} аккреция темпіне қатынасына тең. Ал, g координаталары (t, r, φ) үш өлшемді ішкі кеңістіктің анықтаушысы және $\sqrt{g} = \sqrt{g_{tt}g_{rr}g_{\varphi\varphi}}$ арқылы беріледі. (4.15) формуласындағы шамалардың анықталуы (4.16)-(4.20) теңдеулерінде көрсетілген.

$$\Omega(r) = \frac{d\varphi}{dt} = \sqrt{-\frac{\partial_r g_{tt}}{\partial_r g_{\varphi\varphi}}}, \quad (4.16)$$

$$E(r) = u_t = u^t g_{tt}, \quad (4.17)$$

$$L(r) = -u_\varphi = -u^\varphi g_{\varphi\varphi} = -\Omega u^t g_{\varphi\varphi}, \quad (4.18)$$

$$u^t(r) = \dot{t} = \frac{1}{\sqrt{g_{tt} + \Omega^2 g_{\varphi\varphi}}}, \quad (4.19)$$

мұндағы $\Omega = \Omega(r)$ – орбиталық бұрыштық жылдамдық, $E = E(r)$ – энергия және $L = L(r)$ – орбиталық бұрыштық момент. Сондай-ақ, ∂_r – r радиалды координатасы бойынша туынды, нүкте тиісті уақытқа қатысты туынды, ал u^t жылдамдықтың уақыт құраушысы.

Тағы бір маңызды шама – бақылаушыға шексіздікте жететін бірлік уақыттағы энергия ретінде түсіндірілетін дифференциалды жарықтылық. Оны \mathcal{L}_∞ деп белгілеп, \mathcal{F} ағын арқылы келесі қатынас арқылы [194, 423 б.; 207, 506 б.]:

$$\frac{d\mathcal{L}_\infty}{d \ln r} = 4\pi r \sqrt{g} E \mathcal{F}(r). \quad (4.20)$$

Егер радиациялық сәулелену кара дене арқылы сипатталатын болса, онда $\mathcal{L}_{\nu, \infty}$ спектрлік жарықтылықты шексіздікте ν сәулелену функциясы ретінде келесідей өрнектейміз [157, 117 б.]:

$$v\mathcal{L}_{\nu,\infty} = \frac{60}{\pi^3} \int_{r_i}^{\infty} \frac{\sqrt{g}E}{M_T^2} \frac{(u^t y)^4}{\exp[u^t y / \mathcal{F}^{*1/4}] - 1} dr, \quad (4.21)$$

мұндағы $y = hv/kT_*$ – Планк тұрақтысы, k – Больцман тұрақтысы, M_T - толық масса, $\mathcal{F}^* = M_T^2 \mathcal{F}$ және $r_i = r_{ISCO}$. Сонымен қатар, T_* – Стефан-Больцман заңымен анықталатын сипаттамалық температура:

$$\sigma T_* = \frac{\dot{m}}{4\pi M_T^2}, \quad (4.22)$$

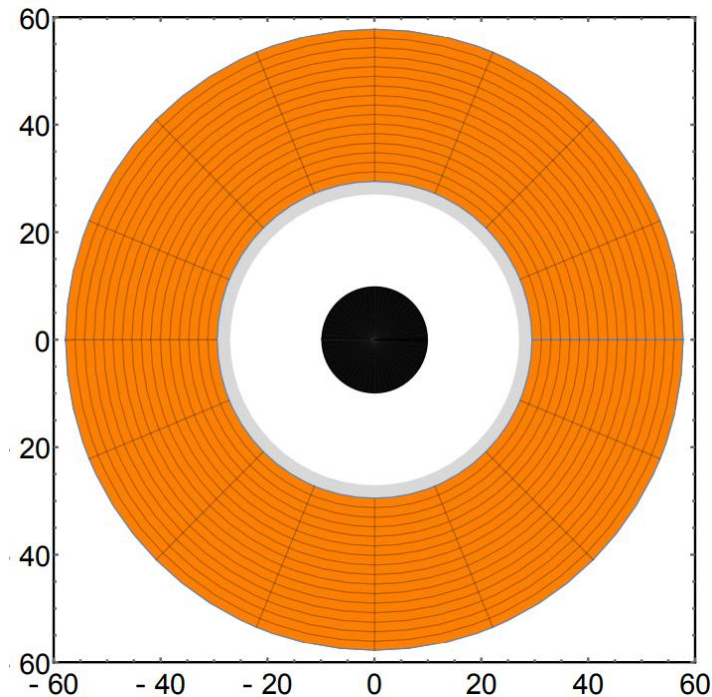
мұнда σ – Стефан-Больцман тұрақтысы.

Вакуумдағы Шварцшильд КҚ-мен салыстыру үшін сәулеленуге айналатын дисктің тыныштық массасының мөлшерін, яғни радиациялық тиімділігін есептейміз:

$$\mathcal{L}_\infty / \dot{m} = 1 - E(r_{ISCO}), \quad (4.23)$$

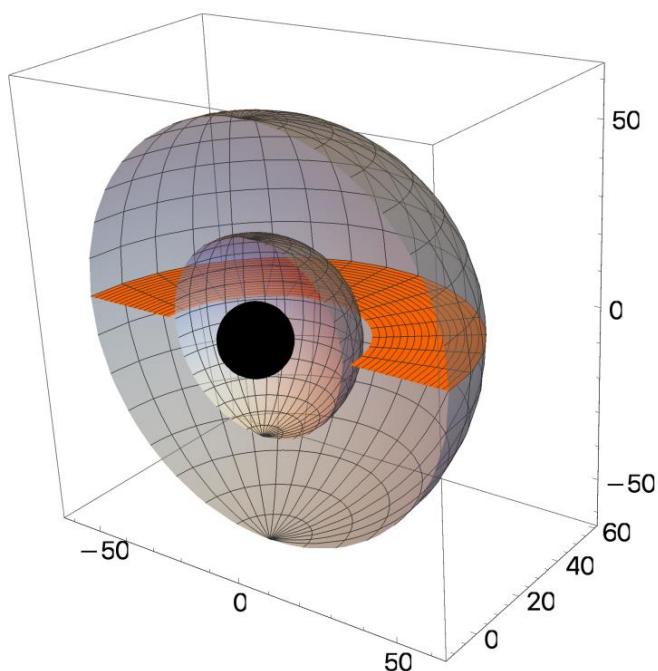
Шварцшильд жағдайы үшін $\eta = (1 - E(r_{ISCO})) \cdot 100\% \approx 5,7\%$.

Суреттер 4.1, 4.2-де қарастырылып отырған жүйенің схемалық көрінісі бейнеленген. Сурет 4.1-де жүйенің экваторлық жазықтығының екі өлшемді диаграммасы,



Сурет 4.1 – Жүйенің экваторлық жазықтықтағы екі өлшемді схемалық көрінісі

Сурет 4.1-де орталық кара диск радиусы $r_g = 2M_{BH} = 10^9 M_\odot \approx 9,866$ а.б. болатын ҚҚ, сұр диск $r_b = 27,133$ а.б.-дан $r_s = 57,755$ а.б. дейінгі аралықты қамтитын ҚМ үлестірілуі, ал қызғылт сары диск сыртқы r_s радиуспен ішкі $r_{ISCO} = 29,414$ а.б. радиусын қамтитын аккрециялық диск бейнеленген. Ал, 4.2-суретте үш өлшемді диаграмманың көлденең қимасы берілген. Мұнда $r_b < r_{ISCO} < 3r_g$ екенін көруге болады. Осылайша, ҚМ-ның бар болуы ҚҚ айналасындағы геометрияны өзгертеді және r_{ISCO} мәнін төмендетеді.



Сурет 4.2 – Жүйенің үш өлшемді график қимасы [208, 4 б.]

Қара сфера – ҚҚ, ҚМ үлестірілуі r_b және r_s радиустарымен шектелген екі сұр сфера түрінде көрсетілген, ал аккрециялық диск экваторлық жазықтықта орналасқан.

4.4 Сандық нәтижелер

Сынақ бөлшектердің орбиталық параметрлерін, яғни аккрециялық дисктің спектрлік және дифференциалдық жарықтылығы мен ағынын есептеу үшін алдымен ТОВ теңдеулерін сандық түрде шешу керек. Қысым мен метрикалық функциялар үшін сәйкес сандық шешімдер (4.13), (4.14) теңдеулеріндегі шекаралық шарттарды қанағаттандыру қажет. ҚМ жұқа қабатының беткі радиусында, яғни $r = r_s$ кезінде $P(r) = 0$ деп ескерсек, $N(r_s) = -\Lambda(r_s)$ орындалады. Дегенмен, $N_n(r_s)$ түрінде көрсетілген ТОВ теңдеулерінің сандық шешімімен анықталған $N(r_s)$ функциясының сандық мәні

$-\Lambda(r_s)$ шамасына тең емес. TOB теңдеулерін шешу кезінде $N(r_b) = \ln(1 - r_g/r_b)$ шекаралық шарты бойынша шешіледі. $N(r_s) = \ln(1 - 2M(r_s)/r_s)$ шекаралық шарты орындалмайды, оны қанағаттандыру үшін N_n функциясын қайта анықтау қажет. N_n функциясын қайта анықтаудың ең тиімді шешімі (4.13) теңдеудегі шекаралық шарттарды қанағаттандырады:

$$N_r(r) = N_n(r) - \left[N_n(r_s) - \ln\left(1 - \frac{2M(r_s)}{r_s}\right) \right] \frac{r - r_b}{r_s - r_b}. \quad (4.24)$$

Келесі сандық талдау (4.8) теңдеудегі α параметрінің мәніне байланысты ҚМ-ның бар болуының әсерін көрсетеді. TOB теңдеулерін шешу үшін α параметрі үшін теріс және оң мәндер алынды. ρ_0 , P_b , α мәндерін берген соң, қабаттың r_s сыртқы шекарасы $P(r_s) = 0$ шартымен TOB теңдеулері арқылы табылады. Қабаттағы ҚМ-ның жалпы мөлшері $M_{DM}(r_s)$ арқылы анықталады. Осы шамалар арқылы біз толығымен метрикалық функцияларды таба аламыз. Сәйкесінше, ҚМ аккрециялық дисктің барионды материясымен әрекеттеспейтінін ескере отырып, ҚМ қабатында сынақ бөлшектердің қозғалысын зерттей аламыз.

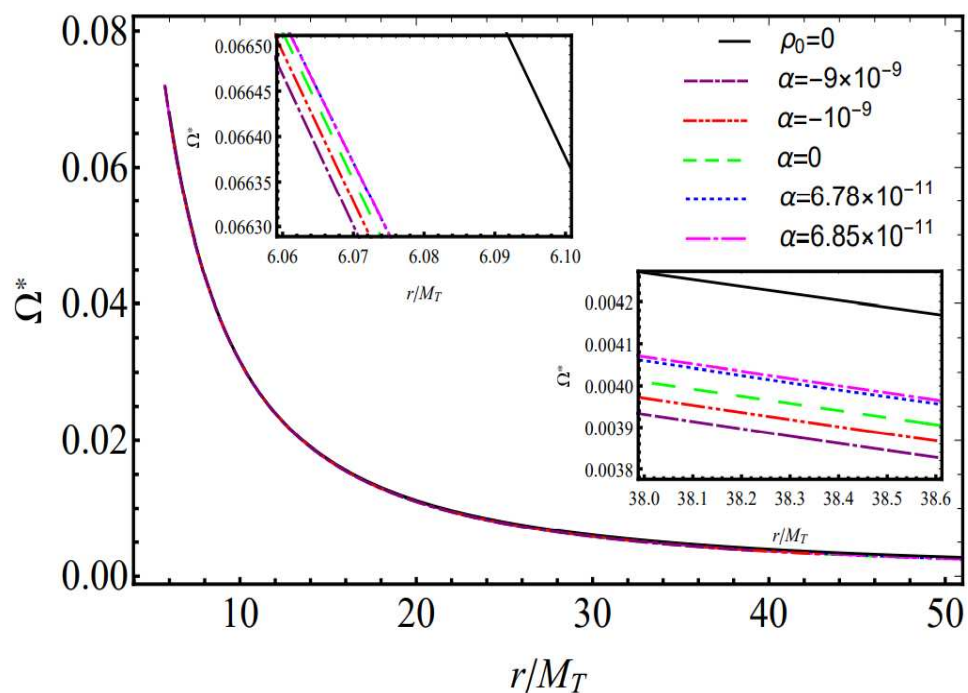
Кесте 4.1 – ҚМ жұқа қабатының физикалық параметрлері [208, 5 б.]

α	r_{ISCO} (r_T)	r_s (r_T)	$10^{-2} M_{DM}(r_s)$ (M_T)	M_T ($10^8 M_\odot$)	η (%)
-0,10	2,928	5,750	1,7761957	5,0904157	5,866
-0,08	2,925	5,912	1,8099900	5,0921677	5,856
-0,06	2,921	6,124	1,8488401	5,0941833	5,845
-0,04	2,916	6,427	1,8954049	5,0966012	5,830
-0,02	2,909	6,957	1,9561495	5,0997589	5,808
-0,01	2,903	7,498	1,9982066	5,1019474	5,789
-10^{-3}	2,891	9,359	2,0609501	5,1052160	5,747
-10^{-5}	2,882	13,268	2,0786001	5,1061361	5,706
-10^{-7}	2,879	17,343	2,0792547	5,1061703	5,686
-10^{-9}	2,876	21,534	2,0792725	5,1061712	5,674
0	2,875	24,086	2,0792729	5,1061712	5,670
$6,78 \cdot 10^{-11}$	2,874	28,626	2,0792729	5,1061712	5,664
$6,85 \cdot 10^{-11}$	2,874	29,726	2,0792730	5,1061712	5,662
$6,887 \cdot 10^{-11}$	2,872	39,936	2,0792730	5,1061712	5,655

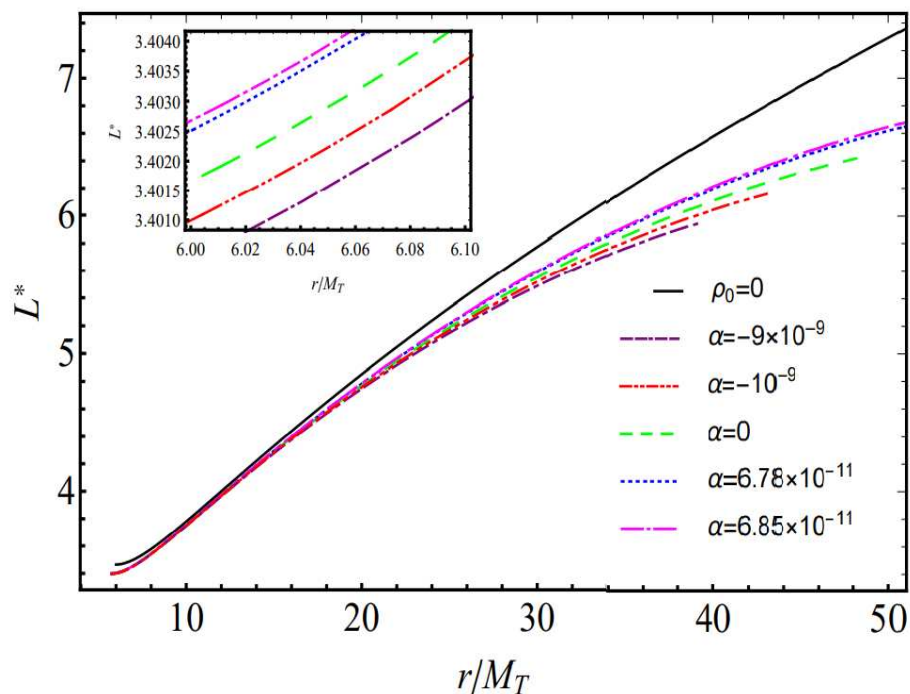
Осылайша, ҚҚ-ды қоршап тұрған ҚМ-ның жұқа қабаты тудыратын геометрияда сынақ бөлшектер геодезиялық бойынша қозғалады. r_{ISCO} мәні ҚМ-ның жұқа қабатының ішкі аймағындағы орнықты дөңгелек орбиталарды бағалаудан анықталады және r_{ISCO} дисктің ішкі шеті болып қабылданады. r_s , M_{DM} , r_{ISCO} және α -ның әртүрлі мәндері 1-кестеде салыстырылады. ρ_0 , P_b бекітілген мәндері үшін ТОВ теңдеуі $\alpha < 0$ ($P_\theta < P$) болатын диапазонында шешіледі. Керісінше, $\alpha > 0$ ($P_\theta > P$) диапазонында, яғни α -ның максимумдарында ТОВ теңдеулері ҚМ-ның орнықсыз конфигурацияларына алып келеді және шешімдері болмайды. Сонымен қатар, $\alpha \approx -10^{-8} \div 10^{-9}$ үшін ҚМ-ның толық массасы $M_{DM}(r_s) \approx 2,12342 \cdot 10^{-2} M_{BH}$. Массасы $M_{BH} \approx 5 \cdot 10^8 M_\odot \approx 4,933$ а.б. орталық ҚҚ үшін α -ның мәні ISCO-ның орналасуына айтарлықтай әсер етпейді. Дегенмен, r_s сыртқы шетіне айтарлықтай әсер етеді, α -ның теріс мәндерінен оң мәндеріне дейін өзгеруімен r_s және $M_{DM}(r_s)$ мәндері артады. Керісінше, аккрециялық дисктің радиальдық эффективтілігі α -ның артуымен кемиді (Кесте 4.1). $\rho_0 = 0,85 \cdot 10^{-5}$ а.б.⁻² және $P_b = 2,356 \cdot 10^{-8}$ а.б.⁻² кезіндегі ҚМ қабатының физикалық параметрлері кесте 4.1-де көрсетілген. Сонымен қатар, ҚҚ массасы $M_{BH} = 5 \cdot 10^8 M_\odot = 4,933$ а.б., гравитациялық радиус $r_g = 2M_{BH}$ және ҚМ қабатының ішкі шеті $r_b = 5,5M_{BH}$ – моделдің еркін параметрлері және олар бекітілген. α анизотропия параметрі r_{ISCO} ішкі орнықты дөңгелек орбита радиусын, r_s ҚМ қабаты радиусын және оның $M_{DM}(r_s)$ толық массасын анықтайды.

Кесте 4.1-дің 1-бағанында α -ның әртүрлі мәндері, 2-бағанында r_{ISCO} жүйенің $M_T = r_T/2$ толық массасына сәйкес келетін r_T гравитациялық радиус өлшем бірлігіндегі мәндері, 3-бағанында r_T бірлігіндегі r_s мәндері берілген. Сәйкесінше, кестенің 4-бағанында M_T бірлігіндегі $M_{DM}(r_s)$ мәндері, 5-бағанында M_\odot Күн массасымен алынған M_T және 6-бағанында $\eta = (1 - E(r_{ISCO})) \cdot 100\%$ радиациялық эффективтіліктері берілген.

Суреттер 4.3, 4.4-те ҚМ бар кездегі сынақ бөлшектердің $\Omega^* = M_T \Omega$ өлшемсіз орбиталық бұрыштық жылдамдығы мен $L^* = L/M_T$ өлшемсіз орбиталық бұрыштық моментінің r/M_T тәуелділігі көрсетілген.

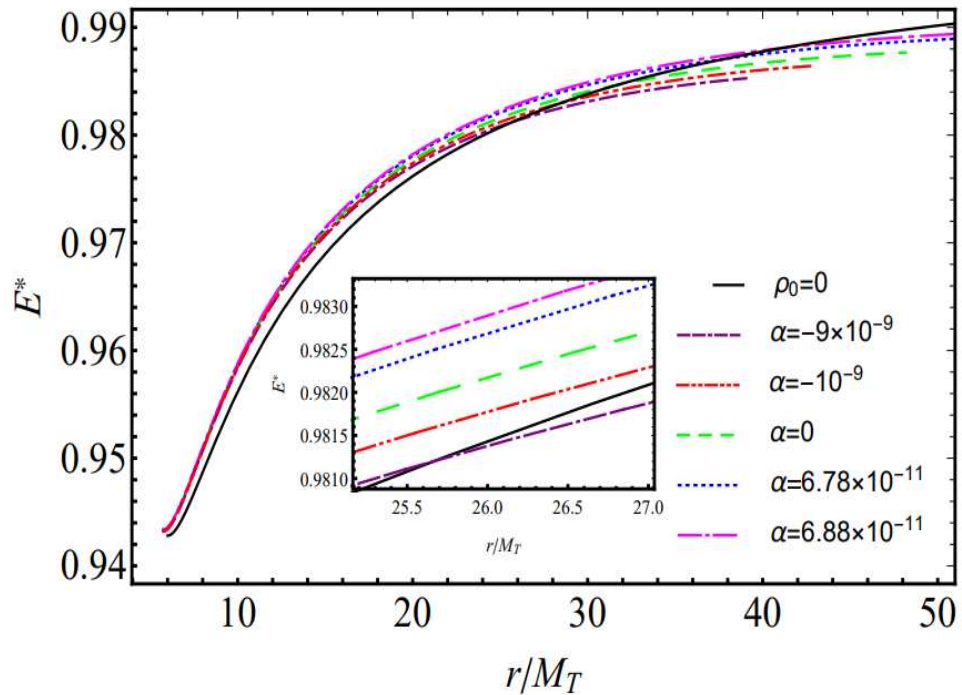


Сурет 4.3 – Анизотропты ҚМ бар кездегі массасы $M_{BH} = 5 \cdot 10^8 M_{\odot} = 4,933$ а.б. болатын статикалық ҚҚ айналасындағы аккрециялық дисктегі сынақ бөлшектердің Ω^* орбиталық бұрыштық жылдамдығының r/M_T -ға тәуелділігі [208, 5 б.]



Сурет 4.4 – Анизотропты ҚМ бар кездегі статикалық ҚҚ айналасындағы аккрециялық дисктегі сынақ бөлшектердің L^* орбиталық бұрыштық моментінің r/M_T -ға тәуелділігі [208, 5 б.]

Тұтас қара қисықпен $\rho_0 = 0$, яғни ҚМ жоқ кездегі статикалық ҚҚ көрсетілген. Ал, қалған қисықтар $\rho_0 = 0,85 \cdot 10^{-5}$ а.б.⁻² және $P_b = 2,356 \cdot 10^{-8}$ а.б.⁻² болатын анизотропты ҚМ бар жағдайды көрсетеді. α -ның мәндері әр қисық үшін әртүрлі (Суреттер 4.3, 4.4). Сурет 4.4-те көрсетілгендей, L^* орбиталық бұрыштық момент қисықтарында r/M_T үлкен мәндерінде айырмашылық байқалады.

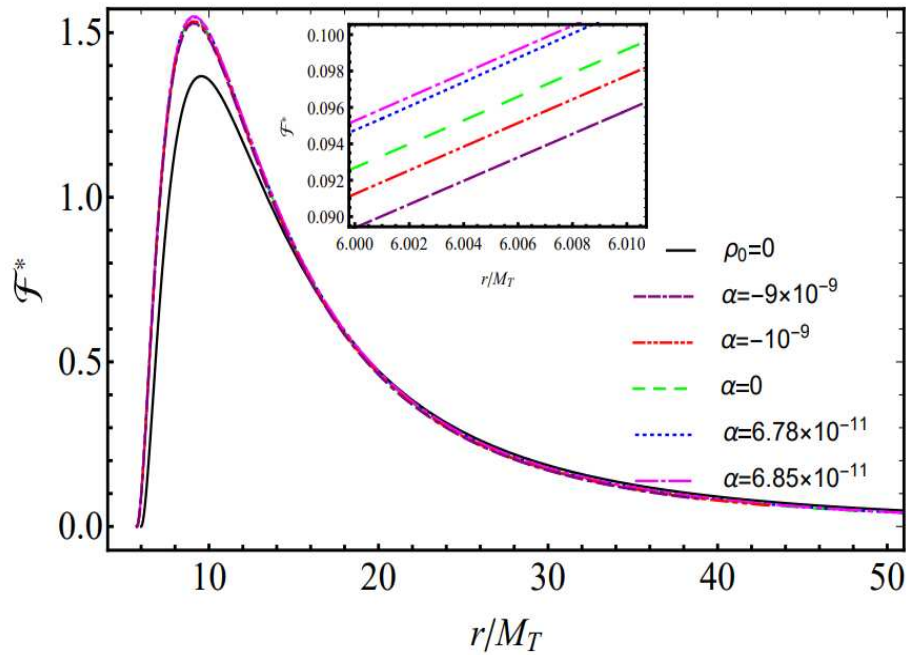


Сурет 4.5 – Анизотропты ҚМ бар кездегі массасы $M_{BH} = 5 \cdot 10^8 M_{\odot} = 4,933$ а.б. болатын статикалық ҚҚ айналасындағы аккрециялық дисктегі сынақ бөлшектердің E^* энергиясының r/M_T -ға тәуелділігі [208, 6 б.]

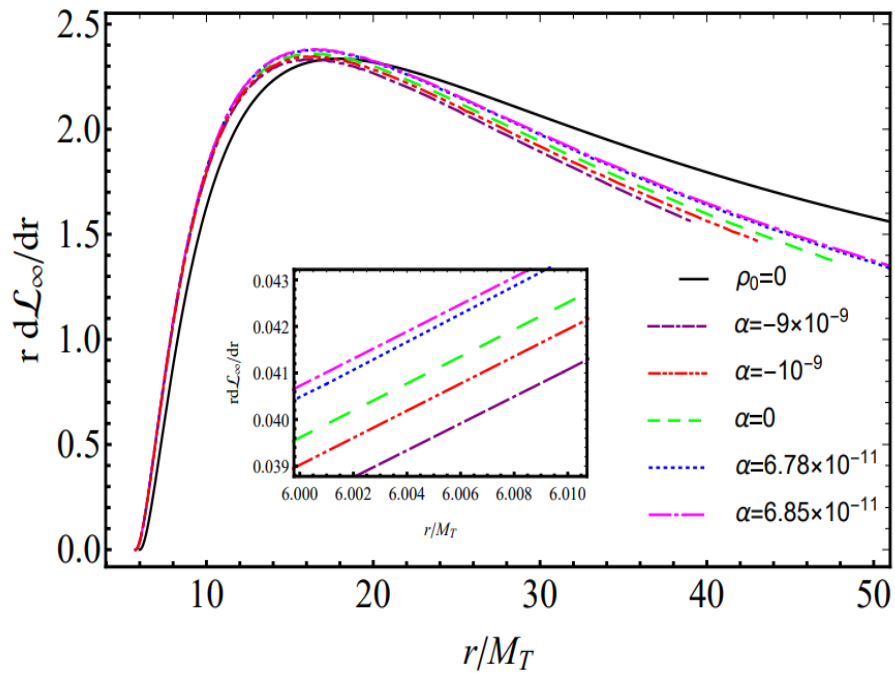
Сурет 4.5-те көрсетілгендей, сынақ бөлшектердің бірлік массадағы E^* энергиясы r/M_T үлкен мәндерінде артады. Сонымен қатар, r/M_T аз мәндерінде $\rho_0 = 0$, яғни ҚМ жоқ кездегі статикалық ҚҚ жағдайына сәйкес келетін қисық басқа ҚМ бар кездегі қисықтарға қарағанда мәні аз. Ал, r/M_T үлкен мәндерінде керісінше. Сәйкесінше, $\rho_0 = 0$ қисығы мен $\rho_0 = 0,85 \cdot 10^{-5}$ а.б.⁻² болатын α -ның әрбір мәні үшін қисықтарының қиылысу нүктелері бар (Сурет 4.5).

Сурет 4.6-да аккрециялық дисктің \mathcal{F}^* ағыны бейнеленген. Мұнда α -ның әртүрлі мәндеріндегі қисықтардың максимумы $\rho_0 = 0$ болатын қисықтың максимумына қарағанда үлкен. Тұтас қара қисықпен $\rho_0 = 0$, яғни ҚМ жоқ

кездегі статикалық ҚҚ, ал қалған қисықтармен $\rho_0 = 0,85 \cdot 10^{-5}$ а.б.⁻² болатын анизотропты ҚМ бар жағдайы бейнеленген (Суреттер 4.5, 4.6).

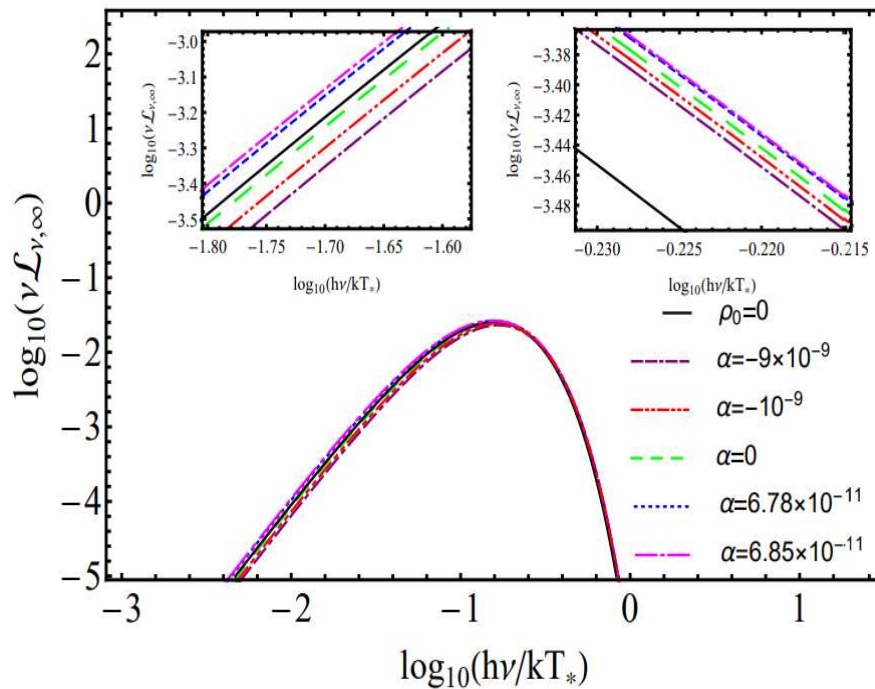


Сурет 4.6 – Анизотропты ҚМ бар кездегі статикалық ҚҚ айналасындағы аккрециялық дисктің \mathcal{F}^* электромагниттік сәулелену ағынының r/M_T -ға тәуелділігі [208, 6 б.]



Сурет 4.7 – Аккрециялық дискінің дифференциалдық жарықтылығының r/M_T -ға тәуелділігі [208, 6 б.]

Дифференциалды жарықтылықтың r/M_T -ға тәуелділігі сурет 4.7-де көрсетілген. Мұнда мәндер 10^{-2} дәрежесінде алынған. Сонымен қатар, $r/M_T \approx 15$ мәндерінде $\rho_0 = 0$, яғни ҚМ жоқ кездегі статикалық ҚҚ жағдайына сәйкес келетін қисық басқа ҚМ бар кездегі қисықтарға қарағанда мәні аз. Ал, $r/M_T > 15$ мәндерінде керісінше (Сурет 4.7).



Сурет 4.8 – Аккрециялық дискінің спектрлік жарықтылығының hv/kT_* -ға тәуелділігі [208, 6 б.]

Суреттер 4.7, 4.8-де тұтас қара қисықпен $\rho_0 = 0$, яғни ҚМ жоқ кездегі статикалық ҚҚ бейнеленген. $\rho_0 = 0$ қисығы мен $\rho_0 = 0,85 \cdot 10^{-5}$ а.б.⁻² болатын α -ның әрбір мәні үшін қисықтарының қиылысу нүктелері кесте 4.2-де көрсетілген.

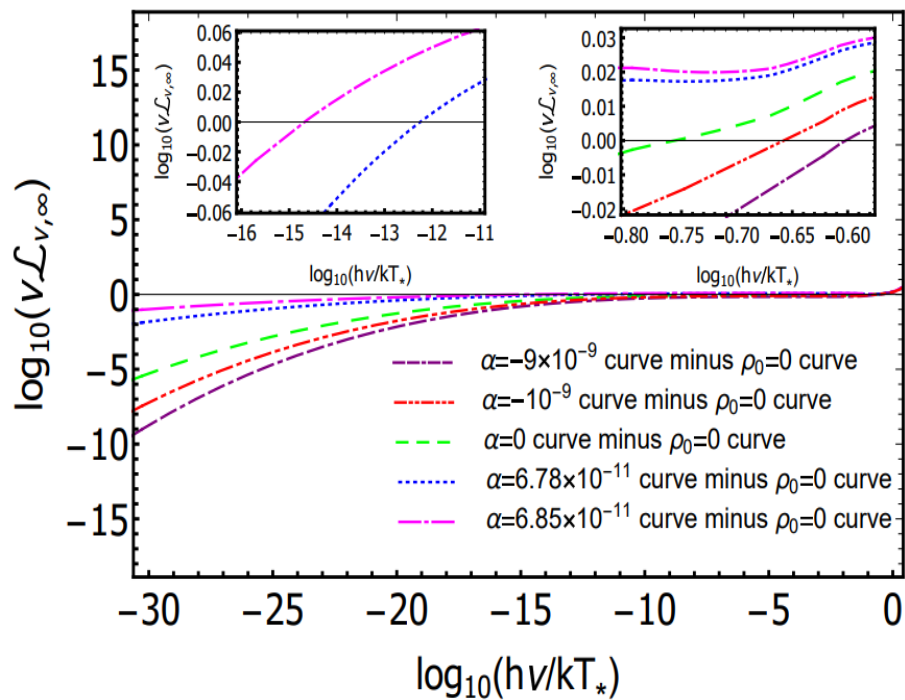
Сурет 4.8-де үлкен жиіліктерде ҚМ бар кездегі аккрециялық диск вакуумдегі аккрециялық дискке қарағанда көп энергия шығару керек екенін білдіреді. Мұнда аккрециялық дисктің спектрлік жарықтылығының сәулелену жиілігіне тәуелділігі логарифмдік графикпен көрсетілген.

$\alpha > 0$ мәндері жиіліктің барлық диапазондарында $\rho_0 = 0$ жағдайына қарағанда үлкен жарықтылыққа ие. Алайда, $\alpha \leq 0$ мәндері төменгі жиіліктерде $\rho_0 = 0$ жағдайымен салыстырғанда жарықтылықтары аз, ал жоғарғы жиіліктерде керісінше (Сурет 4.8). Біздің модельде α -ның мүмкін болатын мәндері аккрециялық дисктің сәулеленуіне айтарлықтай әсер етпейді.

Тәжірибелік тұрғыда аккрециялық дисктің спектрінде ҚМ бар деп болжауға болатын еді. Бірақ, бұл ҚҚ массасы, дисктің центрге ең жақын орналасқан орнықты дөңгелек орбитасы сияқты басқа да шамаларды тәуелсіз

анықтауға болатын жағдайда ғана орындалады. ҚМ үлестірілуінің бақыланатын қасиеттері де модельдің өзінен тәуелді. Себебі, ол (2.3) теңдеуден таңдалып алынды. (2.3) теңдеудегі тығыздық профилін, күй теңдеуін және (4.8) теңдеудегі анизотропия функциясын таңдау r_{ISCO} , аккрециялық дисктің ағыны сияқты шамалардың мәндерін өзгертеді. Сондықтан, ҚМ-ның бар болуынан жалпы сипаттамалар өзгеріссіз қалар еді.

$\alpha = 0$ немесе $P_\theta = P$ жағдайы [157]-де қарастырылды. Жалпы айтқанда, Эйнштейн шоғыры деп аталатын [209-211] радиалды қысым жоқ кездегі тангенциалды қысым дәл осындай нәтижелерді береді. Сонымен қатар, Эйнштейн шоғырындағы аккрециялық дискті бақылаудың ерекшеліктері басқа мақалада зерттеледі.



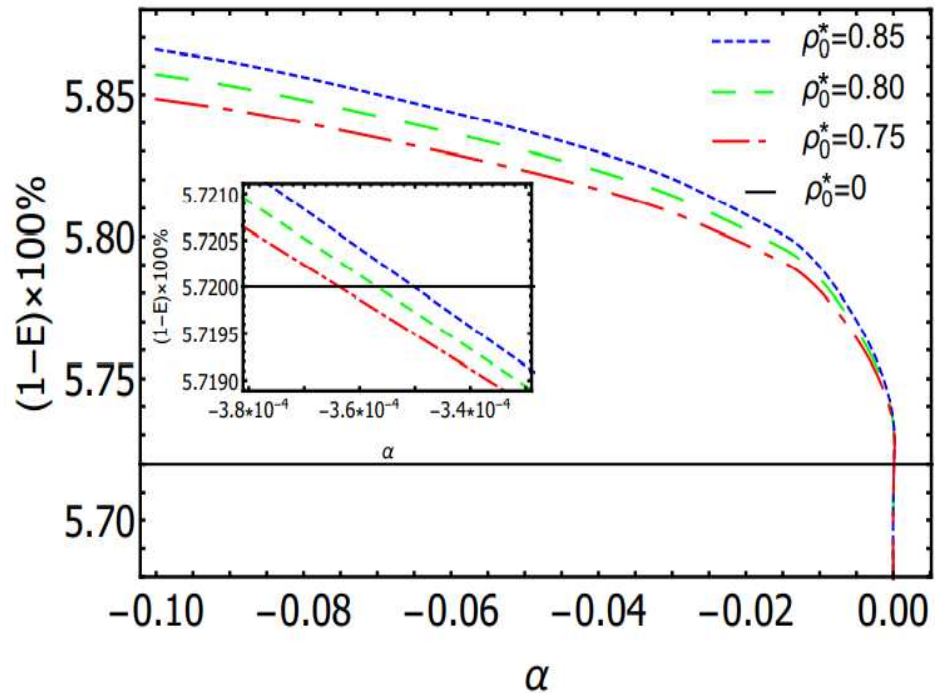
Сурет 4.9 – α анизотропия параметрінің әртүрлі мәндері және вакуумдық жағдай үшін аккрециялық дискінің спектрлік жарықтылығының айырымдары [208, 7 б.]

Сурет 4.9-да α -ның әртүрлі мәндері ($\rho_0 = 0,85 \cdot 10^{-5}$ а.б.⁻² және $P_b = 2,356 \cdot 10^{-8}$ а.б.⁻²) мен вакуумдық жағдай, яғни $\rho_0 = 0$ болатын қисықтар арасындағы аккрециялық дисктің спектрлік жарықтылығының айырымдары бейнеленген. Мұнда қиылысу нүктелері Шварцшильд жағдайына ұқсайтын $\rho_0 \neq 0$ α -ның әртүрлі мәндері үшін жиіліктердің бар екенін көрсетеді. Дегенмен, ҚМ бар жағдайындағы жалпы спектрдің Шварцшильд жағдайындағы спектрден айырмашылығы бар. Сондай-ақ, төменгі жиіліктерде байқалатын ауытқу бақылаудағы α мен ρ_0 мәндерін шектейді.

Кесте 4.2 – α -ның әртүрлі мәндері ($\rho_0 = 0,85 \cdot 10^{-5}$ а.б.⁻² және $P_b = 2,356 \cdot 10^{-8}$ а.б.⁻²) мен вакуумдық жағдай, яғни $\rho_0 = 0$ болатын қисықтар арасындағы қиылысу нүктелері [208, 7 б.]

α	$\log_{10}(hv/kT_*)$	$\log_{10}(\nu L_{\nu, \infty})$
$-9 \cdot 10^{-9}$	-0,603	-1,764
-10^{-9}	-0,651	-1,670
0	-0,756	-1,606
$6,78 \cdot 10^{-11}$	-12,254	-33,397
$6,85 \cdot 10^{-11}$	-14,683	-39,176

Сурет 4.9-да бейнеленгендей, кесте 4.2-нің 1-бағанында қарастырылып отырған α -ның әртүрлі мәндері, 2-бағанында шығарылатын сәуленің жиіліктері және 3-бағанында спектрлік жарықтылық көрсетілген.



Сурет 4.10 – $\eta = (1 - E(r_{ISCO})) \cdot 100\%$ тиімділіктің α -ға тәуелділігі [208, 7 б.]

Сурет 4.10-да қара тұтас қисықпен Шварцшильд ҚК эффективтілігі, ал түрлі түсті қисықтармен әртүрлі тығыздықтағы ҚМ бар кездегі тиімділігі берілген. Мұнда тиімділіктің $\rho_0^* = 0,85, 0,80,$ және $0,75$ болатын әртүрлі тығыздықтағы α -ға тәуелділігі және $\rho_0^* = \rho_0 / (10^{-5} \text{ а.б.}^{-2})$. α -ның теріс мәніндегі тиімділік вакуумдағы Шварцшильд ҚК-мен салыстырғанда көбірек 5,72%, ал α -ның оң мәніндегі тиімділік 5,72%-дан аз болады. Тиімділіктің сандық мәндері кесте 4.1-де берілген.

ҚОРЫТЫНДЫ

Диссертациялық жұмыста ҚМ-ның шиыршықты галактикалардың айналу қисықтарына, аса массивті кара құрдымның гравитациялық өрісіндегі аккрециялық дисктің физикалық сипаттамаларына әсері зерттелді. Жүргізілген зерттеу жұмыстары бойынша келесідей негізгі нәтижелер алынды:

– ҚМ-ның үстемдік кезеңіне жалпыланған Фридманның космологиялық моделі қарастырылып, оның күй теңдеуі стационар емес түрде табылды. ҚМ-ның тығыздығы уақыт өткен сайын азаятыны көрсетілді. Сонымен қатар, ҚМ-ның үстемдік дәуірінің аяқталу кезеңінен тәуелді сыну көрсеткіші есептелді.

– U11454, U5750, ESO0140040 галактикалардың айналу қисықтарын талдау арқылы ең кіші квадраттар әдісі көмегімен модельдердің еркін параметрлері табылды. ҚМ-ның Бета, Буркерт, Мур, НФУ, изотермиялық, Эйнасто, экспоненциалды сфералық және Браунштейн тығыздық профилдері қарастырылды. Қарастырылған барлық тығыздық профилдерінің ішінде U11454 галактикасы үшін Браунштейн тығыздық профилі БАК-тің ең үлкен, ал изотермиялық тығыздық профилі БАК-тің ең аз мәніне ие болды. χ^2 үшін де дәл солай. Бұл изотермиялық тығыздық профилінің басқа тығыздық профилдеріне қарағанда U11454 галактикасын зерттеуге оңтайлы екенін білдіреді. Дәл осындай тәсілмен Эйнасто тығыздық профилі ESO0140040, U5750 галактикаларын зерттеуге оңтайлы екені анықталды. Сондай-ақ, r қашықтық пен орталық тығыздық арасындағы байланыс талданып, әр галактика үшін ҚМ күй теңдеуін зерттеуге қолайлы тығыздық профилдері таңдалып алынды. Мур және НФУ тығыздық профилдері U5750, ESO0140040 галактикаларының ҚМ күй теңдеуін зерттеуге жарамсыз екені көрсетілді. Сәйкесінше, Буркерт, изотермиялық және Эйнасто тығыздық профилдері ҚМ күй теңдеуін талдауға өте қолайлы. Ал, U11454 галактикасы үшін тек изотермиялық және Эйнасто тығыздық профилдері жарамды. $\rho(r)$, $P(r)$ және $P(\rho)$ қисықтарын зерттей отырып, үш галактикалардағы профилдердің сипаты бірдей болатыны байқалды және ҚМ-дағы дыбыс жылдамдығы есептелді. $\rho_{crit} = 9,31 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3$ Әлемнің критикалық тығыздығына 200-ді көбейткендегі шартын [212] қолдана отырып, U11454 галактикасы үшін вириалды радиус пен вириалды масса есептелді. Нәтижесінде, вириалды радиус пен вириалды массаның ең үлкен мәнін изотермиялық, ал ең кіші мәнін экспоненциалды сфералық тығыздық профилдері көрсетті.

– Құс жолы галактикасы үшін қысымы нөлден өзгеше болатын ҚМ үлестірілуі зерттелді. Галактика галосын зерттеу үшін бірнеше тығыздық профилдері қарастырылды. Галактика ядросы үшін АМҚҚ жоқ кездегі ҚМ үлестірілуі және вакуумдағы АМҚҚ жағдайлары зерттелді. Галактиканың ішкі балдж, негізгі балдж және диск бөліктері үшін экспоненциалды сфералық тығыздық профилі қолданылды. Құс жолы галактикасы үшін ҚМ-ның тығыздық және қысым профилдерінің байланысы гидростатикалық тепе-теңдік теңдеулерін шешу арқылы табылды және ҚМ-дағы дыбыс жылдамдығы

есептелді. Сондай-ақ, Ферма принципіне сүйене отырып, ҚҚ мен ҚМ-дағы сыну көрсеткіші есептелді. Құс жолы галактикасы үшін ҚМ мен ҚҚ-ның гравитациялық өрістерінде гравитациялық линзалану әсерінің айырмашылығы 10 а.б.-тен кіші қашықтықтарда байқалатыны көрсетілді.

– Қараңғы материя жоқ кездегі қара құрдымға қарағанда, қараңғы материя қысымының анизотроптылығы аккрециялық дисктегі сынақ бөлшектерінің радиалды координатадан тәуелді болатын бұрыштық жылдамдығы мен бұрыштық моментінің азаюына алып келетіні көрсетілді.

– Анизотропты қысымы бар қараңғы материямен қоршалған статикалық қара құрдым айналасындағы аккрециялық дисктегі сынақ бөлшектердің энергиясы, аккрециялық дисктің электромагниттік сәулелену ағыны мен дифференциалдық жарықтылығы қараңғы материя жоқ кездегі қара құрдыммен салыстырғанда радиалды координатаның аз мәнінде – көп, ал радиалды координатаның үлкен мәнінде – аз екені анықталды.

– Аккрециялық дисктің спектрлік жарықтылығы қараңғы материя қысымының анизотропия параметрінің таңбасына тәуелді. Анизотропия параметрі мәнінің азаюымен қараңғы материя бар кездегі аккрециялық дискінің сәулелену тиімділігі 5,85-5,87% диапазонында болатыны анықталды.

Алға қойылған міндеттердің толықтай шешілуін бағалау

Диссертациялық жұмыста қойылған барлық міндеттер толығымен шешілді. Жұмыста алынған нәтижелер, заңдылықтар қараңғы материяның оптикалық және кинематикалық қасиеттерін сипаттауға үлкен үлес қосады. Сондай-ақ, релятивистік астрофизика, космология, элементар бөлшектер физикасының дамуында теориялық және практикалық маңыздылығы зор және ЖОО-да «Физика және астрономия» мамандығын оқытуда ұсынылады.

Диссертациялық жұмыстың ғылыми деңгейін бағалау

Диссертациялық жұмыстағы зерттеулер әл-Фараби атындағы ҚазҰУ-дың физика-техникалық факультеті, қатты дене физикасы және бейсызық физика кафедрасында орындалды. Диссертациялық жұмыста келтірілген жаңа шешімдер әдебиетте бұрыннан белгілі нәтижелермен салыстырылды. Сонымен қатар, алынған нәтижелер, заңдылықтар қараңғы материяның оптикалық және кинематикалық қасиеттерін толықтырады. Диссертациялық жұмыстың нәтижелері импакт-факторы жоғары шет ел және отандық ғылыми журналдарда жарияланып, халықаралық ғылыми конференциялар мен семинарларда талқыланды.

ПАЙДАЛАНЫЛҒАН ӘДЕБИЕТТЕР ТІЗІМІ

- 1 Hubble E. and Humason M.L. The Velocity-Distance Relation among Extra-Galactic Nebulae // The Astrophysical Journal – 1931. – Vol. 74. – P. 43-80.
- 2 Zwicky F. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln // Helvetica Physica Acta. – 1933. – Vol. 6. – P. 110-127.
- 3 Zwicky F. On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae // The Astrophysical Journal – 1937. – Vol. 86. – P. 217-246.
- 4 Zwicky F. How Far Do Cosmic Rays Travel? // Physical Review – 1933. – Vol. 43. – P. 147-148.
- 5 Planck Collaboration P.A.R. Aghanim N., Arnaud M., Ashdown M., Aumont J., Baccigalupi C., Banday A.J., Barreiro R.B., Bartlett J.G. and et al. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters // Astronomy and Astrophysics. – 2015. – Vol. 594. – P. 1-63.
- 6 Schwarzschild M. Mass distribution and mass-luminosity ratio in galaxies // The Astronomical Journal. – 1954. – Vol. 59. – P. 273-284.
- 7 Rood H.J. The Dynamics of the Coma Cluster of Galaxies. – Ph.D. thesis, The University of Michigan, 1965.
- 8 Penzias A.A. Free Hydrogen in the Pegasus I Cluster of Galaxies // The Astronomical Journal. – 1961. – Vol. 66. – P. 293.
- 9 Woolf N.J. On the Stabilization of Clusters of Galaxies by Ionized Gas // The Astrophysical Journal. – 1967. – Vol. 148. – P. 287-290.
- 10 Turnrose B.E. and Rood H. J. On the Hypothesis that the Coma Cluster is Stabilized by a Massive, Ionized Intergalactic Gas // The Astrophysical Journal. – 1970. – Vol. 159. – P. 773-789.
- 11 Van den Bergh S. Collapsed Objects in Clusters of Galaxies // Nature. – 1969. – Vol. 224. – P. 891.
- 12 Tarter J. and Silk J. Current Constraints on Hidden Mass in the Coma Cluster // Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society. – 1974. – Vol. 15. – P. 122-140.
- 13 Wolf M. // Vierteljahres schr. Astron. Ges. – 1914. – Vol. 49. – P. 162-165.
- 14 Slipher V.M. The detection of nebular rotation // Lowell Observatory Bulletin. – 1914. – Vol. 2. – P. 66-67.
- 15 Hubble E.P. Extragalactic nebulae // Astrophysical Journal. – 1926. – Vol. 64. – P. 321-369.
- 16 Oort J.H. The force exerted by the stellar system in the direction perpendicular to the galactic plane and some related problems // Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands. – 1932. – Vol. 6. – P. 249-287.
- 17 Lundmark K. Über die Bestimmung der Entfernungen, Dimensionen, Massen und Dichtigkeit für die nächstgelegenen anagalaktischen Sternsysteme // Meddelanden från Lunds Astronomiska Observatorium Series I. – 1930. – Vol. 125. – P. 1-13.
- 18 Lundmark K. The Motions and the Distances of Spiral Nebulae // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1925. – Vol. 85. – P. 865-894.

- 19 Holmberg E. A Study of Double and Multiple Galaxies Together with Inquiries into some General Metagalactic Problems // *Annals of the Observatory of Lund*. – 1937. – Vol. 6. – P. 1-173.
- 20 Babcock H.W. The rotation of the Andromeda Nebula // *Lick Observatory Bulletin*. – 1939. – Vol. 19. – P. 41-51.
- 21 Roberts M.S. A High-Resolution 21-CM Hydrogen-Line Survey of the Andromeda Nebula // *The Astrophysical Journal*. – 1966. – Vol. 144. – P. 639-656.
- 22 Freeman K.C. On the Disks of Spiral and S0 Galaxies // *The Astrophysical Journal*. – 1970. – Vol. 160. – P. 811-830.
- 23 Brandt F.C. A spectroscopic study of the motions in Messier 33 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1965. – Vol. 129. – P. 309-322.
- 24 Shobbrook R.R. and Robinson B.J. 21 cm Observations of NGC 300 // *Australian Journal of Physics*. – 1967. – Vol. 20. – P. 131-145.
- 25 Rogstad. D.H. and Shostak G.S. Gross Properties of Five Scd Galaxies as Determined from 21-Centimeter Observations // *The Astrophysical Journal*. – 1972. – Vol. 176. – P. 315-322.
- 26 Roberts M.S. and Rots A.H. Comparison of Rotation Curves of Different Galaxy Types // *Astronomy and Astrophysics*. – 1973. – Vol. 26. – P. 483-485.
- 27 Whitehurst R.N. and Roberts M.S. High-Velocity Neutral Hydrogen in the Central Region of the Andromeda Galaxy // *The Astrophysical Journal*. – 1972. – Vol. 175. – P. 347-352.
- 28 Einasto J., Saar E., Kaasik A. and Chernin A.D. Missing mass around galaxies: morphological evidence // *Nature*. – 1974. – Vol. 252. – P. 111-113.
- 29 Krumm N. and Salpeter E.E. Rotation curves, mass distributions and total masses of some spiral galaxies // *Astronomy and Astrophysics*. – 1977. – Vol. 56. – P. 465-468.
- 30 Bosma A. The distribution and kinematics of neutral hydrogen in spiral galaxies of various morphological types. – Ph.D. thesis (PhD Thesis, Groningen Univ., 1978).
- 31 Roberts M.S. and Whitehurst R.N. The rotation curve and geometry of M31 at large galactocentric distances // *The Astrophysical Journal*. – 1975. – Vol. 201. – P. 327-346.
- 32 Carignan C., Chemin L., Huchtmeier W. K. and Lockman F. J. The Extended H I Rotation Curve and Mass Distribution of M31 // *The Astrophysical Journal*. – 2006. – Vol. 641. – P.109-112.
- 33 Rubin V.C., Thonnard N. and Ford W.K. Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV. Systematic dynamical properties, Sa -> Sc // *The Astrophysical Journal*. – 1978. – Vol. 225. – P. 107-111.
- 34 Faber S.M. and Gallagher J.S. Masses and Mass-To-Light Ratios of Galaxies // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. – 1979. – Vol.17. – P. 135-187.
- 35 Read J.I. The local dark matter density // *Journal of Physics G Nuclear Physics*. – 2014. – Vol. 41. – P. 1-54.
- 36 Gershtein S. and Zeldovich Ya.B. Rest Mass of Muonic Neutrino and Cosmology // *JETP Letters*. – 1966. – Vol. 4. – P. 120-122.

- 37 Sunyaev R. and Zeldovich Ya.B. Small-Scale Fluctuations of Relic Radiation // *Astrophysics and Space Science*. – 1970. – Vol. 7. – P. 3-19.
- 38 Cowsik R. and McClelland J. An Upper Limit on the Neutrino Rest Mass // *Physical Review Letters*. – 1972. – Vol. 29. – P. 669-670.
- 39 Hut P. Limits on masses and number of neutral weakly interacting particles // *Physics Letters B*. – 1977. – Vol. 69. – P. 85-88.
- 40 Lee B.W. and Weinberg S. Cosmological Lower Bound on Heavy-Neutrino Masses // *Physical Review Letters*. – 1977. – Vol. 39. – P. 165-168.
- 41 Sato K. and Kobayashi M. Cosmological Constraints on the Mass and the Number of Heavy Lepton Neutrinos // *Progress of Theoretical Physics*. – 1977. – Vol. 58. – P. 1775-1789.
- 42 Dicus D.A., Kolb E.W. and Teplitz V. L. Cosmological Upper Bound on Heavy-Neutrino Lifetimes // *Physical Review Letters*. – 1977. – Vol. 39. – P.168-171.
- 43 Vysotsky M., Dolgov A. and Zeldovich Ya.B. Cosmological limits on the masses of neutral leptons // *JETP Letters*. – 1977. – Vol. 26. – P. 188-190.
- 44 Doroshkevich A.G., Zeldovich Ya.B., Sunyaev R.A. and Khlopov M. Astrophysical implications of the neutrino rest mass. II. The density-perturbation spectrum and small-scale fluctuations in the microwave background // *Soviet Astronomy Letters*. – 1980. – Vol. 6. – P. 252-256.
- 45 Doroshkevich A.G., Zeldovich Ya.B., Sunyaev R.A. and Khlopov M. Astrophysical implications of the neutrino rest mass. III. Nonlinear growth of perturbations and the missing mass // *Soviet Astronomy Letters*. – 1980. – Vol. 6. – P. 252-259.
- 46 Zeldovich Ya.B., Klypin A.A., Khlopov M.Yu. and Chechetkin V.M. Astrophysical constraints on the mass of heavy stable neutral leptons // *Soviet Journal of Nuclear Physics*. – 1980. – Vol. 31. – P. 664-669.
- 47 Lubimov V.A., Novikov E.G., Nozik V.Z., Tretyakov E.F. and Kosik V.S. An estimate of the ν_e mass from the β -spectrum of tritium in the valine molecule // *Physics Letters B*. – 1980. – Vol. 94. – P. 266-268.
- 48 Peebles P.J.E. Primeval adiabatic perturbations - Effect of massive neutrinos // *The Astrophysical Journal*. – 1982. – Vol. 258. – P. 415-424.
- 49 Schramm D.N. and Steigman G. Relic Neutrinos and the Density of the Universe // *The Astrophysical Journal*. – 1981. – Vol. 243. – P. 1-8.
- 50 White S.D., Frenk C.S. and Davis M. Clustering in a neutrino-dominated universe // *The Astrophysical Journal*. – 1983. – Vol. 274. – P. 1-5.
- 51 Olive K.A. and Turner M.S. Cosmological bounds on the masses of stable, right-handed neutrinos // *Physical Review D*. – 1982. – Vol. 25. – P. 213-216.
- 52 Dodelson S. and Widrow L. M. Sterile neutrinos as dark matter // *Physical Review Letters*. – 1994. – Vol. 72. – P. 17-20.
- 53 Gervais J.L. and Sakita B. Field theory interpretation of supergauge in dual models // *Nuclear Physics B*. – 1971. – Vol. 34. – P. 632-639.
- 54 Golfand Y. and Likhtman E. Extension of the Algebra of Poincare Group Generators and Violation of p Invariance // *JETP Letters*. – 1971. – Vol. 13. – P. 323-326.

- 55 Volkov D.V. and Akulov V.P. On the Possible Universal Neutrino Interaction // JETP Letters. – 1972. – Vol. 16. – P. 621-624.
- 56 Wess J. and Zumino B. Supergauge transformations in four dimensions // Nuclear Physics B. – 1974. – Vol. 70. – P. 39-50.
- 57 Pagels H. and Primack J.R. Supersymmetry, Cosmology, and New Physics at Teraelectronvolt Energies // Physical Review Letters. – 1982. – Vol. 48. – P. 223-226.
- 58 Dimopoulos S. and Georgi H. Softly broken supersymmetry and SU (5) // Nuclear Physics B. – 1981. – Vol. 193. – P. 150-162.
- 59 Goldberg H. Constraint on the Photino Mass from Cosmology // Physical Review Letters. – 1983. – Vol. 50. – P. 1419-1422.
- 60 Weinberg S. Upper Bound on Gauge-Fermion Masses // Physical Review Letters. – 1983. – Vol. 50. – P. 387-389.
- 61 Ellis J.R., Hagelin J., Nanopoulos D.V., Olive K.A. and Srednicki M. Supersymmetric relics from the big bang // Nuclear Physics B. – 1984. – Vol. 238. – P. 453-476.
- 62 Chwolson O. Über eine mögliche Form fiktiver Doppelsterne // Astronomische Nachrichten. – 1924. – Vol. 221. – P. 329-330.
- 63 Einstein A. Lens-like action of a star by the deviation of light in the gravitational field // Science. – 1936. – Vol. 84. – P. 506-507.
- 64 Walsh D., Carswell R.F. and Weymann R.J. 0957 + 561 A, B: twin quasistellar objects or gravitational lens? // Nature. – 1979. – Vol. 279. – P. 381-384.
- 65 Chang K. and Refsdal S. Flux variations of QSO 0957 + 561 A, B and image splitting by stars near the light path // Nature. – 1979. – Vol. 282. – P. 561-564.
- 66 Paczynski B. Gravitational Microlensing by the Galactic Halo // The Astrophysical Journal. – 1986. – Vol. 304. – P. 1-10.
- 67 Alcock C., Akerlof C. W., Allsman R. A., Axelrod T. S., Bennett D. P., Chan S., Cook K. H., Freeman K. C., Griest K., Marshall S. L., Park H.-S., Perlmutter S., Peterson B. A., Pratt M. R., Quinn P. J., Rodgers A. W., Stubbs C. W. and Sutherland W. Possible gravitational microlensing of a star in the Large Magellanic Cloud // Nature. – 1993. – Vol. 365. – P. 621-623.
- 68 Alcock C. et al The MACHO Project: Microlensing Results from 5.7 Years of Large Magellanic Cloud Observations // The Astrophysical Journal. – 2000. – Vol. 542. – P. 281-307.
- 69 Eddington A.S. The internal constitution of the stars // The Observatory. – 1920. – Vol. 43. – P. 341-358.
- 70 Eddington A.S. The Internal Constitution of the Stars // Nature. – 1920. – Vol. 106. – P. 14-20.
- 71 Bethe H.A. Energy Production in Stars // Physical Review. – 1939. – Vol. 55. – P. 434-440.
- 72 Gamow G. Expanding Universe and the Origin of Elements // Physical Review. – 1946. – Vol. 70. – P. 572-573.

- 73 Alpher R.A., Follin J.W. and Herman R.C. Physical Conditions in the Initial Stages of the Expanding Universe // *Physical Review*. – 1953. – Vol. 92. – P. 1347-1361.
- 74 Reeves H., Audouze J. Fowler W.A. and Schramm D.N. On the Origin of Light Elements // *The Astrophysical Journal*. – 1973. – Vol. 179. – P. 909-930.
- 75 Burles S. and Tytler D. The Deuterium Abundance Towards Q1937-1009 // *The Astrophysical Journal*. – 1998. – Vol. 499. – P. 699-712.
- 76 Burles, S. and Tytler D. The Deuterium Abundance Towards Q1009+2956 // *The Astrophysical Journal*. – 1998. – Vol. 507. – P. 732-744.
- 77 O'Meara J.M., Tytler D., Kirkman D., Suzuki N., Prochaska J.X., Lubin D. and Wolfe A.M. The Deuterium to Hydrogen Abundance Ratio toward a Fourth QSO: HS 0105+1619 // *The Astrophysical Journal*. – 2001. – Vol. 552. – P. 718-730.
- 78 Hinshaw G., Larson D., Komatsu E., Spergel D.N., Bennett C.L., Dunkley J., Nolte M. R., Halpern M., Hill R.S., Odegard N., Page L., Smith K.M., Weiland J.L., Gold B., Jarosik N., Kogut A., Limon M., Meyer S.S., Tucker G.S., Wollack E. and Wright E. L. Nine-year wilkinson microwave anisotropy probe (WMAP) observations: cosmological parameter results // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. – 2013. – Vol. – 208. – P. 1-25.
- 79 Carr B. J. and Hawking S. W. Black Holes in the Early Universe // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1974. – Vol. 168. – P. 399-415.
- 80 Milgrom M. A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis // *The Astrophysical Journal*. – 1983. – Vol. 270. – P. 365-370.
- 81 Milgrom M. A modification of the Newtonian dynamics - Implications for galaxies // *The Astrophysical Journal*. – 1983. – Vol. 270. – P. 371-383.
- 82 Milgrom, M. A modification of the newtonian dynamics : implications for galaxy systems // *The Astrophysical Journal*. – 1983. – Vol. 270. – P. 384-389.
- 83 Bekenstein J. and Milgrom M. Does the missing mass problem signal the breakdown of Newtonian gravity? // *The Astrophysical Journal*. – 1984. – Vol. 286. – P. 7-14.
- 84 Milgrom, M. Solutions for the Modified Newtonian Dynamics Field Equation // *The Astrophysical Journal*. – 1986. – Vol. 302. – P. 617-625.
- 85 Bekenstein J. D. Relativistic gravitation theory for the MOND paradigm // *Physical Review D*. – 2004. – Vol. 70. – P. 083509.
- 86 Begeman K., Broeils A. and Sanders R. Extended rotation curves of spiral galaxies: dark haloes and modified dynamics // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1991. – Vol. 249. – P. 523-537.
- 87 Milgrom M. and Sanders R.H. MOND predictions of 'halo' phenomenology in disc galaxies // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2005. – Vol. 357. – P. 45-48.
- 88 Milgrom M. and Sanders R.H. Modified Newtonian Dynamics Rotation Curves of Very Low Mass Spiral Galaxies // *The Astrophysical Journal*. – 2007. – Vol. 658. – P. 17-20.

- 89 Sanders R. Neutrinos as cluster dark matter // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2007. – Vol. 380. – P. 331-338.
- 90 Tully R. and Fisher J. A new method of determining distances to galaxies // *Astronomy and Astrophysics*. – 1977. – Vol. 54. – P. 661-673.
- 91 Sanders R. The Published Extended Rotation Curves of Spiral Galaxies: Confrontation with Modified Dynamics // *The Astrophysical Journal*. – 1996. – Vol. 473. – P. 117-129.
- 92 Lynds R. and Petrosian V. Luminous arcs in clusters of galaxies // *The Astrophysical Journal*. – 1986. – Vol. 1014. – P. 1-8.
- 93 Soucail G., Fort B., Mellier Y. and Picat J. P. A blue ring-like structure in the center of the A 370 cluster of galaxies // *Astronomy and Astrophysics*. – 1987. – Vol. 172. – P. 14-16.
- 94 Hoekstra H., Bartelmann M., Dahle H., Israel H., Limousin M. and Meneghetti M. Masses of Galaxy Clusters from Gravitational Lensing // *Space Science Reviews*. – 2013. – Vol. 177. – P. 75-118.
- 95 Mellier Y. Gravitational lensing and dark matter in Particle Dark Matter Observations, Models and Searches // Cambridge University Press. – 2010. – P. 56-82.
- 96 Clowe D., Bradac A., Gonzalez M., Markevitch S., Randall C. and Zaritsky D. A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter // *The Astrophysical Journal*. – 2006. – Vol. 648. – P. 609-611.
- 97 Gott J.R., Gunn J.E., Schramm D.N. and Tinsley B.M. An unbound universe? // *The Astrophysical Journal*. – 1974. – Vol. 194. – P. 543-553.
- 98 Hohl F. Numerical Experiments with a Disk of Stars // *The Astrophysical Journal*. – 1971. – Vol. 168. – P. 343-359.
- 99 Miller R.H., Prendergast K.H. and Quirk W.J. Numerical Experiments on Spiral Structure // *The Astrophysical Journal*. – 1970. – Vol. 161. – P. 903-916.
- 100 Ostriker J.P. and Peebles P.J.E. A Numerical Study of the Stability of Flattened Galaxies: or, can Cold Galaxies Survive? // *The Astrophysical Journal*. – 1973. – Vol. 186. – P. 467-480.
- 101 Press W.H. and Schechter P. Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation // *The Astrophysical Journal*. – 1974. – Vol. 187. – P. 425-438.
- 102 Davis M., Efstathiou G., Frenk C. S. and White S.D. The evolution of large-scale structure in a universe dominated by cold dark matter // *The Astrophysical Journal*. – 1985. – Vol. 292. – P. 371-394.
- 103 Navarro J.F., Frenk C.S. and White S.D. The Structure of Cold Dark Matter Halos // *The Astrophysical Journal*. – 1996. – Vol. 462. – P. 563-575.
- 104 Вайнберг С. Первые три минуты. М.: Энергоиздат. – 1981.
- 105 Iocco F., Pato M., Bertone G. Dark Matter distribution in the Milky Way: microlensing and dynamical constraints // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. – 2011. – Vol. – P. 1-22.
- 106 Bertone G., Hooper D. Silk J. Particle dark matter: evidence, candidates and constraints // *Physics Reports*. – 2005. – Vol. 405. – P. 279-390.

- 107 P. A. R. Ade et al. Planck Collaboration. Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results // *Astronomy and Astrophysics Journal*. – 2013. – Vol. 1303. – P. 1-48.
- 108 Tolman R. *Relativity, thermodynamics and cosmology* // Oxford at the Clarendon Press; 1st edition., 1949. – 502 p.
- 109 Chechin L.M., Kairatkyzy D. and Konysbayev T. Toward a Theory of the Evolution of Perturbations of the Dark Matter Density in the very Early Universe // *Russian Physics Journal*. – 2018. – Vol. 61. – P. 879-886.
- 110 Bolotin Yu.A., Erohin D.A., Lemetc O.A. Expanding Universe: slowdown or speedup? // *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*. – 2012. – Vol. 182. – P. 941-986.
- 111 <http://www.astronet.ru/db/msg/1202878/index.html>
- 112 Блюх П.В., Минаков А.А. *Гравитационные линзы*. – Киев: Наука, 1989. – 241 с.
- 113 Chechin L.M. and Avkhunbaeva G.M. Two component gravitational lens // *Russian Physics Journal*. – 2013. – Vol. 56. – P. 144-150.
- 114 Чечин Л.М., Кайраткызы Д. Уравнение дифференциальной абберации в гравитационной оптике // *Доклады НАН РК*. – 2013. – Т. 287. – С. 16-20.
- 115 Чечин Л.М., Курманов Е.Б. О новом направлении в теории гравитационного линзирования // *Вестник КазНУ*. – 2019. – Т. 68. – P. 13-19.
- 116 Gardner S., Latimer D.C. Dark Matter Constraints from a Cosmic Index of Refraction // *Physical Review D*. – 2010. – Vol. 82. – P. 1-5.
- 117 Linder Eric V. *Light propagation through gravitationally perturbed Friedmann universes*. – Thesis Stanford Univ., CA., 1989.
- 118 Schumann M. Direct detection of WIMP dark matter: concepts and status // *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. – 2019. – Vol. 46. – P. 103003.
- 119 Einasto J., Kaasik A., Saar E. Dynamic evidence on massive coronas of galaxies // *Nature*. – 1974. – Vol. 250. – P. 309-310.
- 120 Rubin V.C., Burstein D., Ford W. K. J., Thonnard N. Rotation velocities of 16 SA galaxies and a comparison of Sa, SB and SC rotation properties // *The Astrophysical Journal*. – 1985. – Vol. 289. – P. 81-104.
- 121 Jungman G., Kamionkowski M. and Griest K. Supersymmetric dark matter // *Physics Reports*. – 1996. – Vol. 267. – P. 195-373.
- 122 Boshkayev K., Konysbayev T., Kurmanov E., Luongo O. and Muccino M. Imprint of Pressure on characteristic dark matter profiles: The case of ESO0140040 // *Galaxies*. – 2020. – Vol. 8. – P. 1-13.
- 123 Boshkayev K., Konysbayev T.K., Kurmanov E.B., Muccino M. Dark matter properties in galaxy U5750 // *News of the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan, Physico-Mathematical Series*. – 2020. – Vol. 334, № 6. – P. 81-90.
- 124 Boshkayev K., Konysbayev T.K., Kurmanov E.B., Muccino M., G. Zhumakhanova Physical properties of dark matter in galaxy U11454 // *Physical Sciences and Technology*. – 2020. – Vol. 7. – P. 11-20.

- 125 Jimenez R., Verde L., Oh S.P. Dark halo properties from rotation curves // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2003 – Vol. 339. – P. 243-259.
- 126 Sofue Y. Rotation curve and mass distribution in the galactic center - from black hole to entire galaxy // Publications of the Astronomical Society of Japan. – 2013 – Vol. 65. – P. 1-13.
- 127 Moore B., Governato F., Quinn T., Stadel J. and Lake G. Resolving the Structure of Cold Dark Matter Halos // The Astrophysical Journal. – 1998. – Vol. 499. – P. 5-8.
- 128 Burkert A. The structure of dark matter halos in dwarf galaxies // The Astrophysical Journal Letters. – 1995 – Vol. 447. – P. 25-28.
- 129 Navarro J.F., Frenk C.S., White S.D.M. Simulations of X-ray clusters // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1995 – Vol. 275. – P. 720-740.
- 130 Sofue Y. Rotation curve of the Milky Way and the dark matter density // Galaxies. – 2020 – Vol. 8. – P. 1-20.
- 131 Brownstein J.R., Moffat J.W. Galaxy rotation curves without nonbaryonic dark matter // The Astrophysical Journal. – 2006 – Vol. 636. – P. 721-741.
- 132 Merritt D., Graham A.W., Moore B., Diemand J., Terzic B. Empirical models for dark matter halos. I. Nonparametric construction of density profiles and comparison with parametric models // The Astrophysical Journal. – 2006 – Vol. 132. – P. 2685-2700.
- 133 Einasto J. On the construction of a composite model for the galaxy and on the determination of the system of galactic parameters // Trudy Astrofizicheskogo Instituta Alma-Ata. – 1965 – Vol. 5. – P. 87-100.
- 134 Shapiro S.L., Teukolsky S.A. Black holes, white dwarfs and neutron stars: The physics of compact objects. – Wiley-VCH, 1983. – 663 p.
- 135 Misner C.W., Thorne K.S., Wheeler J.A. Gravitation. W. H. Freeman & Company: San Francisco, 1977. – 1255 p.
- 136 Capozziello S., De Laurentis M., Luongo O. and Ruggeri A. Cosmographic constraints and cosmic fluids // Galaxies. – 2013. – Vol. 1. – P. 216-260.
- 137 Capozziello S., D'Agostino R. and Luongo O. Extended gravity cosmography // International Journal of Modern Physics D. – 2019. – Vol. 28. – P. 1930016.
- 138 Perlick V. Gravitational lensing from a spacetime perspective // Living Reviews in Relativity. – 2004. – Vol. 7. – P. 1-117.
- 139 Levenberg K. A method for the solution of certain non-linear problems in least squares // Quarterly of Applied Mathematics. – 1944. – Vol. 2. – P. 164-168.
- 140 Marquardt D. An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters // Journal on applied mathematics. – 1963. – Vol. 11. – P. 431-441.
- 141 Garcia-Aspeitia M.A., Lopez-Dominguez J.C., Ortiz C. Hinojosa-Ruiz S. and Rodriguez-Meza M.A. Energy density profile inspired by noncommutativity // Revista mexicana de física. – 2017. – Vol. 63. – P. 423-438.

- 142 Schwarz G. D. Estimating the Dimension of a Model // *Annals of Statistics*. – 1963. – Vol. 6. – P. 461-464.
- 143 Akaike, H. A new look at the statistical model identification // *IEEE Transactions on Automatic Control*. – 1974. – Vol. 19. – P. 716–723.
- 144 Kunz M., Trotta R., Parkinson D.R. Measuring the effective complexity of cosmological models // *Physical Review D*. – 2006. – Vol. 74. – P. 023503.
- 145 Siutsou I., Argüelles C.R., Ruffini R. Dark matter massive fermions and Einasto profiles in galactic haloes // *Astronomy Reports*. – 2015. – Vol. 59. – P. 656–666.
- 146 Will C.M. The Confrontation between General Relativity and Experiment // *Living Reviews in Relativity*. – 2014. – Vol. 17. – P. 1-117.
- 147 Del Popolo A. Dark matter, density perturbations, and structure formation // *Astronomy Reports*. – 2007. – Vol. 51. – P. 169-196.
- 148 Barranco J., Bernal A., Núñez D. Dark matter equation of state from rotational curves of galaxies // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2015. – Vol. 449. – P. 403-413.
- 149 Chechin, L.M., Kurmanov E.B., Konysbaev T.K. Geometrical Optics in a Universe with Dominance of Dark Matter // *Russian Physics Journal*. – 2020. – Vol. 63. – P. 58-63.
- 150 Cattaneo A. et al The role of black holes in galaxy formation and evolution // *Nature*. – 2009. – Vol. 460. – P. 213-219.
- 151 Nakama T. Gravitational waves from binary black holes as probes of the structure formation history // *Physics of the Dark Universe*. – 2020. – Vol. 28. – P. 1-4.
- 152 Cirelli M. PPC 4 DM ID: a poor particle physicist cookbook for dark matter indirect detection // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. – 2011. – Vol. 2011. – P. 1-63.
- 153 Nesti F. and Salucci P. The Dark Matter halo of the Milky Way // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. – 2013. – Vol. 2013. – P. 1-22.
- 154 Bañados E. et al. An 800-million-solar-mass black hole in a significantly neutral Universe at a redshift of 7.5 // *Nature*. – 2018. – Vol. 553. – P. 473-476.
- 155 The Event Horizon Telescope Collaboration, Kazunori Akiyama et al. First M87 Event Horizon Telescope Results. IV. Imaging the Central Supermassive Black Hole // *The Astrophysical Journal Letters*. – 2019. – Vol. 875. – P. 1-52.
- 156 Falcke H., Melia F. and Agol E. Viewing the Shadow of the Black Hole at the Galactic Center // *The Astrophysical Journal*. – 1999. – Vol. 528. – P. 1-4.
- 157 Boshkayev K., Idrissov A., Luongo O. and Malafarina D. Accretion disc luminosity for black holes surrounded by dark matter // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2020. – Vol. 496. – P. 1115-1123.
- 158 Luongo O. and Muccino M. Speeding up the Universe using dust with pressure // *Physical Review D*. – 2018. – Vol. 98. – P. 1-12.
- 159 Dunsby P., Luongo O. and Reverberi L. Dark energy and dark matter from an additional adiabatic fluid // *Physical Review D*. – 2016. – Vol. 94. – P. 1-11.

- 160 Luongo O. and Quevedo H. A unified dark energy model from a vanishing speed of sound with emergent cosmological constant // *International Journal of Modern Physics D*. – 2014. – Vol. 23. – P. 1-15.
- 161 Boshkayev K., Konysbayev T., Luongo O., Muccino M. and Pace F. Testing generalized logotropic models with cosmic growth // *Physical Review D*. – 2021. – Vol. 104. – P. 1-14.
- 162 Boshkayev K., D'Agostino R. and Luongo O. Extended logotropic fluids as unified dark energy models // *European Physical Journal C*. – 2019. – Vol. 79. – P. 1-7.
- 163 Boshkayev K. and Malafarina D. A model for a dark matter core at the Galactic Centre // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2019. – Vol. 484. – P. 3325-3333.
- 164 Capozziello S., D'Agostino R., Giamb'ò R. and Luongo O. Effective field description of the Anton-Schmidt cosmic fluid // *Physical Review D*. – 2019. – Vol. 99. – P. 1-14.
- 165 Capozziello S., D'Agostino R. and Luongo O. Cosmic acceleration from a single fluid description // *Physics of the Dark Universe*. – 2018. – Vol. 20. – P. 1-12.
- 166 Kunz M., Nesseris S. and Sawicki I. Constraints on dark-matter properties from large-scale structure // *Physical Review D*. – 2016. – Vol. 94. – P. 1-18.
- 167 Pace F., Sakr Z. and Tutusaus I. Spherical collapse in generalized dark matter models // *Physical Review D*. – 2020. – Vol. 102. – P. 1-13.
- 168 Doeleman S.S. et al. Event-horizon-scale structure in the supermassive black hole candidate at the Galactic Centre // *Nature*. – 2008. – Vol. 455. – P. 78-80.
- 169 Castignani G., Frusciante N., Vernieri D. and Salucci P. The density profiles of dark matter halos in spiral galaxies // *Natural Science*. – 2012. – Vol. 4. – P. 265-270.
- 170 Sofue Y. Pseudo Rotation Curve Connecting the Galaxy, Dark Halo, and Local Group // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. – 2009. – Vol. 61. – P. 153-161
- 171 Sofue Y. Grand Rotation Curve and Dark-Matter Halo in the Milky Way Galaxy // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. – 2012. – Vol. 64. – P. 75.
- 172 Mukhanov V.F., Feldman H.A. and Brandenberger R.H. Theory of cosmological perturbations // *Physics Reports*. – 1992. – Vol. 215. – P. 203-333.
- 173 Aviles A., Cervantes-Cota J. L., Klapp J., Luongo O. and Quevedo H. A Newtonian approach to the cosmological dark fluids // *arXiv e-prints*, p. arXiv:1502.05661. – 2014. – P. 1-13.
- 174 Kopp M., Skordis C., Thomas D. B. and Ilic S. Dark Matter Equation of State through Cosmic History // *Physical Review Letters*. – 2018. – Vol. 120. – P. 1-6.
- 175 Erschfeld A., Floerchinger S. and Rupperecht M. General relativistic nonideal fluid equations for dark matter from a truncated cumulant expansion // *Physical Review D*. – 2020. – Vol. 102. – P. 1-11.

- 176 Rezaei Z. Effects of dark matter pressure on the ellipticity of cosmic voids // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society Letters*. – 2019. – Vol. 487. – P. 2614-2623.
- 177 Serra A.L. and Dominguez Romero M. J. L. Measuring the dark matter equation of state // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society Letters*. – 2011. – Vol. 415. – P. 74-77.
- 178 Faber T. and Visser M. Combining rotation curves and gravitational lensing: how to measure the equation of state of dark matter in the galactic halo // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2006. – Vol. 372. – P. 136-142.
- 179 Becerra-Vergara E.A., Arguelles C. R., Krut A., Rueda J. A. and Ruffini R. Geodesic motion of S2 and G2 as a test of the fermionic dark matter nature of our Galactic core // *Astronomy and Astrophysics*. – 2020. – Vol. 641. – P. 34.
- 180 Ho L.C., Filippenko A.V. and Sargent W.L.W. A search for dwarfii seyfert nuclei. V. demographics of nuclear activity in nearby galaxies // *The Astrophysical Journal*. – 1997. – Vol. 487. – P. 568-578.
- 181 Richstone D., Ajhar E. A., Bender R. et al. Supermassive black holes and the evolution of galaxies // *Nature*. – 1998. – Vol. 385. – A14.
- 182 Abramowicz M.A. and Fragile P.C. Foundations of Black Hole Accretion Disk Theory // *Living Reviews in Relativity*. – 2013. – Vol.16. – P. 1-88.
- 183 Abramowicz M.A., Czerny B., Lasota J.P. and Szuszkiewicz E. Slim Accretion Disks // *The Astrophysical Journal*. – 1988. – Vol. 332. – P. 646-658.
- 184 Новиков И. Черные дыры и Вселенная. – Молодая гвардия: Эврика, 1985. – 192 с.
- 185 Torres D.F. Accretion disc onto a static non-baryonic compact object // *Nuclear Physics B*. – 2002. – Vol. 626. – P. 377-394.
- 186 Boshkayev K., Konysbayev T., Kurmanov E. et al. Luminosity of accretion disks in compact objects with quadrupole // *Physical Review D*. – 2021. – Vol. 104. – P. 1-12.
- 187 Guzman F.S. Accretion disk onto boson stars: A way to supplant black hole candidates // *Physical Review D*. – 2006. – Vol. 73. – P. 021501.
- 188 Mazur P.O. and Mottola E. Gravitational vacuum condensate stars // *Proceedings of the National Academy of Science*. – 2004. – Vol. 101. – P. 9545-9550.
- 189 De Benedictis A., Horvat D., Ilijic S., Kloster S. and Viswanathan K. S. Gravastar solutions with continuous pressures and equation of state // *Classical and Quantum Gravity*. – 2006. – Vol. 23. – P. 2303-2316.
- 190 Hartle J.B. and Thorne K.S. Slowly rotating relativistic stars. ii. models for neutron stars and supermassive stars // *The Astrophysical Journal*. – 1968. – Vol. 153. – P. 807-834.
- 191 Paschalidis V. and Stergioulas N. *Living Reviews in Relativity*: "Rotating stars in relativity // *Living Reviews in Relativity*. – 2017. – P. 1-169.
- 192 Capozziello S., Luongo O. and Mauro L. Traversable wormholes with vanishing sound speed in $f(R)$ gravity // *European Physical Journal Plus*. – 2021. – Vol. 136. – P. 167-173.

- 193 Copeland E.J., Sami M. and Tsujikawa S. Dynamics of dark energy // *International Journal of Modern Physics D*. – 2006. – Vol. 15. – P. 1753-1935.
- 194 Novikov I.D. and Thorne K.S. Astrophysics of black holes // *Black Holes*. – 1973. – P. 343-450.
- 195 Herrera L., Martin J. and Ospino J. Anisotropic geodesic fluid spheres in general relativity // *Journal of Mathematical Physics*. – 2002. – Vol. 43. – P. 4889-4897.
- 196 Herrera L., di Prisco A., Martin J. et al. Spherically symmetric dissipative anisotropic fluids: A general study // *Physical Review D*. – 2004. – Vol. 69. – P. 084026
- 197 Bayin S.S. Anisotropic fluid spheres in general relativity // *Physical Review D*. – 1982. – Vol. 26. – P. 1262-1274.
- 198 Herrera L., Ospino J. and di Prisco A. All static spherically symmetric anisotropic solutions of Einstein's equations // *Physical Review D*. – 2008. – Vol. 77. – P. 027502.
- 199 Mak M.K. and Harko T. Anisotropic stars in general relativity // *Proceedings of the Royal Society of London Series A*. – 2003. – Vol. 459. – P. 393-408.
- 200 Boshkayev K., Konysbayev T., Kurmanov E. et al. Effects of non-vanishing dark matter pressure in the Milky Way Galaxy // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2021. – Vol. 508. – P. 1543-1554.
- 201 Rahmansyah A. and Sulaksono A. TOV equations form of anisotropic pressure on two fluid models // *Journal of Physics Conference Series*. – 2021. – Vol. 1816. – P. 012025.
- 202 Fayos F., Senovilla J.M. and Torres R. General matching of two spherically symmetric spacetimes // *Physical Review D*. – 1996. – Vol. 54. – P. 4862-4872.
- 203 Horvat D., Ilijic, S. and Marunovic. A. Radial pulsations and stability of anisotropic stars with a quasi-local equation of state // *Classical and Quantum Gravity*. – 2011. – Vol. 28. – P. 1-12.
- 204 Folomeev V. and Dzhunushaliev V. Magnetic fields in anisotropic relativistic stars // *Physical Review D*. – 2015. – Vol. 91. – P. 044040.
- 205 Israel W. Singular hypersurfaces and thin shells in general relativity // *Nuovo Cimento B Serie*. – 1966. – Vol. 44. – P. 1-14.
- 206 Israel W. Singular hypersurfaces and thin shells in general relativity // *Il Nuovo Cimento B Serie*. – 1967. – Vol. 48. – P. 463.
- 207 Page D.N. and Thorne K.S. Disk-Accretion onto a Black Hole. Time-Averaged Structure of Accretion Disk // *The Astrophysical Journal*. – 1974. – Vol. 191. – P. 499-506.
- 208 Kurmanov E., Boshkayev K., Giambo R., Konysbayev T., Luongo O., Malafarina D. and Quevedo H. Accretion Disk Luminosity for Black Holes Surrounded by Dark Matter with Anisotropic Pressure // *The Astrophysical Journal*. – 2022. – Vol. 925. – P. 1-8.
- 209 Einstein A. On a stationary system with spherical symm // *Annals of Mathematics*. – 1939. – Vol. 40. – P. 922-936.

210 Gilbert C. Stellar Clusters, Nebulae, Milky Way: The stability of a spherically symmetric cluster of stars describing circular orbits // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1954. – Vol. 114. – P. 628–634.

211 Hogan P.A. A Note on the Escape of Neutrinos from within Einstein's Spherical Cluster of Gravitating Masses // Proceedings of the Royal Irish Academy. Section A: Mathematical and Physical Sciences. – 1973. – Vol. 73. – P. 91-97.

212 Di Paolo C., Salucci P., Erkurt A. The universal rotation curve of low surface Bottomness galaxies - IV. The interrelation between dark and luminous matter // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2019. – Vol. 490. – P. 5451-5477.