

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті

ӘОЖ

524.45

Қолжазба құқығында

ӨТЕБАЙ АЙГЕРІМ БАЙНҰРҚЫЗЫ

**ШАШЫРАҢҚЫ ЖҰЛДЫЗДЫҚ ШОҒЫРЛАРДЫҢ ТҮЗІЛУІ МЕН
ЭВОЛЮЦИЯСЫ**

6D061100 – Физика және астрономия

Философия докторы (PhD)
дәрежесін алу үшін дайындалған диссертация

Отандық ғылыми кеңесші:
ф.-м.ғ.к., Наурзбаева А. Ж.

Шетелдік ғылыми кеңесші:
жаратылыстану ғылымдарының
докторы, Гейдельберг
университетінің профессоры
Шпурцем Райнер
(Rainer Spurzem)

Қазақстан Республикасы
Алматы, 2022

МАЗМҰНЫ	
АНЫҚТАМАЛАР, БЕЛГІЛЕУЛЕР МЕН ҚЫСҚАРТУЛАР.....	3
КІРІСПЕ.....	6
1 ЖҰЛДЫЗДЫҚ ШОҒЫРЛАРДЫҢ ТҮЗІЛУІ.....	10
1.1 Жұлдыздардың түзілуі	11
1.2 Жұлдыздық шоғырлардың эволюциясы.....	15
1.3 N-дене есебін сандық есептеу	17
1.4 Жұлдыз түзу тиімділігін өлшеу әдістері	23
1.5 Жергілікті тығыздықтан тәуелді жұлдыз түзу моделі	27
2 ОҚШАУЛАНҒАН ЖҰЛДЫЗДЫҚ ШОҒЫРЛАР.....	31
2.1 Шоғырлардың қарқынды релаксация барысында ұлғаюы.....	31
2.2 Шоғырдың N-дене моделін дайындау	33
2.3 Оқшауланған жұлдыздық шоғырлардың гравитациялық байланыстырылған мөлшерін есептеу әдісі	36
2.4 Оқшауланған жұлдыздық шоғырлардың эволюциялық моделі	39
3 ШАШЫРАҢҚЫ ЖҰЛДЫЗДЫҚ ШОҒЫРЛАР. ДЕНЕН МОДЕЛІ	45
3.1 Жұлдыздар мен газдың тығыздық таралулары	45
3.2 Денен модельдер тобы	48
3.3 Денен моделіне сәйкес қалдық газдың тығыздық профилі мен жұлдыз түзу тиімділіктерін анықтау.....	51
3.4 Жұлдыздар эволюциясының жаңартылған алгоритмдері	58
3.5 Шоғырлардың лездік газ үрленуінен аман қалуы	60
3.6 Шоғырдың ішкі тығыздық профилінің көлбеулігінің маңызы	65
4 ШАШЫРАҢҚЫ ШОҒЫРЛАР МЕН ЛЕЗДІК РАДИО ЖАРҚЫЛДАРЫ.....	69
4.1 Лездік радиожарқылдар және олардың мүмкін көздері	69
4.2 Жас шоғыр эволюциясын компьютерлік модельдеу	72
4.3 Лездік радиожарқыл көзі бола алатын жас нейтрон жұлдыздардың таралуы.....	73
ПАЙДАЛАНЫЛҒАН ӘДЕБИЕТТЕР	83

АНЫҚТАМАЛАР, БЕЛГІЛЕУЛЕР МЕН ҚЫСҚАРТУЛАР

Диссертациялық жұмыста келесі терминдер, анықтамалар, белгілеулер және қысқартулар пайдаланылады:

Жұлдыздық шоғыр немесе жұлдыздық кластер – жастары мен бастапқы химиялық құрамдары ұқсас, бір бірімен гравитациялық байланыста болған жұлдыздар тобы;

Шашыраңқы жұлдыздық шоғыр – құрамындағы жұлдыздарының жасы алты миллиард жылдан аспаған, галактикамыздың дискісінің бойында орналасқан жұлдыздық шоғырлар;

Газ үрленуі – массивті жұлдыздардың газға кері әсері себебінен жұлдызға айналып үлгермеген қалдық газдың жұлдыз түзуші аймақтан ығыстырылуы;

Газға кіріктірілген шоғыр – қалдық газы әлі үрленбеген жас жұлдыздық шоғар;

Қарқынды релаксация – жұлдыздық шоғырдың газ үрленуі себепті тепе-теңдігін жоғалтқаннан вириалдық тепе-теңдікке қайта оралғанға дейінгі динамикалық құбылуы;

N-дене есебі – бір-бірімен гравитациялық күш есебінен әсерлескен көп денелердің өзара қозғалысын сипаттайтын математикалық модель;

N-дене симуляциясы – N-дене есебін уақыт бойынша компьютерде сандық әдіспен есептеу;

Вириалдық тепе-теңдік - гравитациялық әсерлесуші N-дене жүйесінің толық кинетикалық энергиясы толық потенциалдық энергиясының абсолют мәнінің жартысына тең болған кезде динамикалық тепе-теңдігі;

Вириалдық қатынас - гравитациялық әсерлесуші N-дене жүйесінің толық кинетикалық энергиясының толық потенциалдық энергиясының абсолют мәніне қатынасы;

Денен (Dehnen) моделі – вириалдық тепе-теңдікте орналасқан, кеңістіктегі тығыздықтары бойынша таралуы қос көлбеулі дәрежелік функциямен сипатталатын сфералық симметриялық жұлдыздық жүйелерді сипаттайтын математикалық модель;

Плаummer (Plummer) моделі – вириалдық тепе-теңдікте орналасқан, кеңістіктегі тығыздықтары бойынша таралуы центрінде тұрақты, ал сырт бөлігінде көрсеткіші беске тең дәрежелік функциямен сипатталатын сфералық симметриялық жұлдыздық жүйелерді сипаттайтын математикалық модель;

ЖТТ – жұлдыз түзу тиімділігі, яғни жұлдыз түзуші газ бұлтының жұлдызға айналған массалық мөлшері;

пк – парсек;

млн. жыл – миллион жыл;

ЛРЖ – Лездік радио жарқыл;

БМТ - Бастапқы масса таралуы;

АЖ – Аса жаңа (жарылыс), бұл жұмыс аясында АЖ қысқартуы ядросының коллапстануынан болатын екінші типті аса жаңа жарылыстарды сипаттауға ғана қолданылады;

НЖ - Нейтрондық жұлдыз;
 ДӨ (DM) – Дисперция өлшемі (dispersion measure) ;
 АРТ – айналмалы радио транзиент;
 КМБ – кіші магеллан бұлты;
 ҮМБ – үлкен магеллан бұлты;
 ϵ_{abs} – абсолюттік жұлдыз түзі тиімділігі;
 $\epsilon_{\text{loc}}(r)$ – берілген аймақтағы жергілікті жұлдыз түзі тиімділігі;
 $\epsilon_r(r)$ – берілген радиуспен қамтылған жиынтық жұлдыз түзі тиімділігі;
 ϵ_{ff} – еркін құлау уақытындағы жұлдыз түзу тиімділігі;
 ϵ_J – Якоби радиусының ішіндегі жұлдыз түзу тиімділігі;
 ϵ_{10} – 10 масштабтық радиус ішіндегі жинақталған жұлдыз түзу тиімділігі;
 ϵ_{LSF} – жергілікті жұлдыздар мөлшері, яғни жарты масса радиус ішіндегі есептелген жұлдыз түзу тиімділігі;
 ϵ_{eff} – эффективті ЖТТ, яғни лездік газ үрілуі орын алғаннан кейінгі шоғырдың вириалдық күйіне негізделіп анықталған жұлдыз түзу тиімділігі;
 M_{\odot} – Күн массасы;
 M_{Jeans} – Джинс массасы;
 M_{gas} – жұлдызға айналмаған қалдық газ массасы;
 M_{\star} – пайда болған жұлдыздардың толық массасы;
 r_h – жарты масса радиусы, жұлдыздық шоғыр массасының жартысын қамтитын радиус;
 R_J – Якоби радиусы, яғни шоғырдың гравитациялық потенциалының галактика потенциалына теңесетін радиусы;
 M_J – Якоби массасы, Якоби радиусының ішінде қамтылған жұлдыздық масса;
 λ – галактика толысу өрісінің шоғырға әсерінің өлшемі, жарты масса радиусының Якоби радиусына қатынасымен беріледі;
 $F_{\text{b,M}}$ – Гравитациялық байланыстырылған массалық мөлшер;
 $F_{\text{b,N}}$ – Гравитациялық байланыстырылған жұлдыздар санының мөлшер;
 a_{\star} – жұлдыздық шоғырдың тығыздық профилінің масштабтық радиусы;
 a_p – Пламмер тығыздық профилінің масштабтық радиусы;
 a_D – Денен тығыздық профилінің масштабтық радиусы;
 γ – Денен тығыздық профилінің ішкі бөлігінің көлбелілік дәрежесінің көрсеткіші;
 R_{out} – Жалпы жұлдыз түзу тиімділігін анықтайтын кезде қойылатын шектік радиус;
 t_{SF} – Жұлдыз түзу ұзақтығы, яғни жұлдыз түзу басталғаннан аяқталғанға дейінгі уақыт аралығы;
 t_{exp} – Газ үрленуінің ұзақтығы;

t_{VR} – Қарқынды релакцияның аяқталу уақыты;

phi-GRAPE/GPU – N-дене есебін жұлдыздық жүйелердің қасиеттерін сипаттап ескере отырып графикалық карталар мен процессорлар арасында параллельді есептейтін бағдарламалық код;

ALADIN – интерактивтік аспан атласы;

NEMO – астрономиялық бағдарламалық құралдар кешені;

falcON – N-дене есебін модельдеуге арналған бағдарламалар пакеті;

mkhalo – falcON пакетінің құрамына кіретін, берілген қосымша потенциалдың ішінде вириалдық тепе-теңдікте болатын N-дене жүйесін модельтейтін бағдарлама;

Плагин (Plug-in) – бағдарламаға қосымша жасалатын код;

GasPotential плагині – mkhalo бағдарламасына Пламмер тығыздық профилімен таралған жұлдыздық шоғырға сәйкес келетін қалдық газдың потенциалын есептеп беретін қосымша бағдарламалық код;

GPDehnen плагині – mkhalo бағдарламасына Денен тығыздық профилімен таралған жұлдыздық шоғырға сәйкес келетін қалдық газдың потенциалын есептеп беретін қосымша бағдарламалық код;

SSE – жұлдыздар эволюциясы себепті дара жұлдыздардың массасын жоғалтуын есептейтін phi-GRAPE/GPU бағдарламасына енгізілген арнайы код.

КІРІСПЕ

Жұмыстың жалпы сипаттамасы

Диссертациялық жұмыс суық әрі тығыз газ-тозаң бұлттарынан пайда болған шашыраңқы жұлдыздық шоғырлардың эволюциясын зерттеуге бағытталған. Жұлдыз түзілу тиімділігі төмен болған шоғырлардың газ үрілуі себепті ыдырап кетпей, гравитациялық байланыстырылған шоғырға айналатын сандық үлгілері ұсынылған.

Тақырыптың өзектілігі

Көзге көрінетін Әлемнің үлкен жарылыстан бері дамуы жұлдыздардың бар болуымен тығыз байланысты. Жұлдыздардың пайда болуы мен эволюциясының механизмдерін түсіну арқылы ғана Әлемнің дамуын толық қанды түсінуге болады. Ал жұлдыздардың жеке-жекеден емес, шоғырларда топтасып пайда болуы галактикалардың жұлдыз түзілу тарихын сипаттайтын бірден-бір құбылыс. Алайда, шоғырлар даму барысында бастапқы күйлерінен көп өзгеріске ұшырап, тіпті өз галактикасының толысу өрісінде ыдырап кетіп жатады. Бұндай өзгерістер жұлдыз түзу тарихын шоғырларды бақылау арқылы тікелей зерттеуге кедергі келтіреді. Сондықтан жұлдыздық шоғырлардың пайда болуын, дамуын және ыдырауын жан-жақты зерттеу қазіргі таңдағы өзекті мәселелердің бірі болып табылады. Әсіресе Джеймс Вэбб ғарыш телескобының іске қосылуы, және ол арқылы ең алыс галактикалардағы шоғырлардың бақылануы, бұл мәселелердің шешімін табуды қажет етеді.

Жұлдыздық шоғырлар суық газ бұлттарының коллапсы нәтижесінде тығыздалған бөліктерінде түзіледі. Қойнауында термоядролық реакциялар басталған массасы жоғары жұлдыздар айналасындағы газ бөлшектеріне кері әсерін бере бастайды, атап айтқанда, олар газ жентектерін қыздырып, иондап, жарық қысымы мен жұлдыздық желі арқылы ығыстырады. Осылайша, шамамен 10 км/с жылдамдықпен үрленген газ-тозаң бөлшектері миллион жыл шамасында кластерден кетіп қалады. Бұл үрленіп шығарылған қалдық газ шоғырдың бастапқы массасының көп бөлігін алып кеткендіктен, жұлдыздық шоғыр динамикалық тепе-теңдігін жоғалтады да қарқынды релаксация басталады. Жұлдыздық шоғырдың түзілу шарттарына тәуелді, қарқынды релаксация барысында оның массасы мен құрылымы өзгеріске ұшырайды. Мұның бәрі шоғырдың кейінгі эволюциясына айтарлықтай әсер етеді.

Шоғырдың пайда болуы мен эволюциясының моделін жасауда осындай құбылыстарды барынша ескеру өте маңызды. Сонымен қатар модельдер тек бір-екі арнайы кластерлерді ғана емес, кең параметрлер кеңістігіндегі кластерлерді сипаттай алатын болуы қажет. Диссертациялық жұмыстың маңыздылығы – құрылымдары әр түрлі шоғырлардың түзілу шарттарын ескере отырып, кластерлердің ұзақ мерзімді эволюциясының сандық моделін дайындау және сол модель көмегімен соңғы кезде көп қызығушылық тудыратын кейбір бақыланатын құбылыстарға байланысты мәселелерді зерттеу.

Жұмыстың мақсаты

Шашыраңқы жұлдыздық шоғырлардың пайда болғаннан ыдырауына дейінгі барлық эволюциялық кезеңдерін түсіндіретін сандық модельді дайындау және оны кейбір бақыланатын құбылыстарды түсіндіруге қолдану.

Зерттеудің міндеттері

1. Өте жас шоғырлардың құрылымын жақсырақ сипаттау үшін Денен тығыздық профилін қолданып, жұлдыздық шоғырлардың жаңа моделін дайындау.

2. Жұлдыздық кластердің қарқынды релаксация кезеңінен кейінгі эволюциясына Денен тығыздық профилінің ішкі көлбеулігінің әсерін зерттеу.

3. Ұсынылып отырған модельді лездік радио жарқылдарының дисперсиялық өлшемін түсіндіруге қолдану.

Зерттеу нысандары: центрлік концентрленген сфералық симметриялық газ бұлтынан бір еркін құлау уақыты ішінде тұрақты болып табылатын тиімділікпен түзілген жұлдыздық шоғырлар.

Зерттеу пәні: жұлдыз түзілу тиімділігі әр түрлі жұлдыздық шоғырлардың динамикалық эволюциясы, шоғырдың түрлі параметрлерінің оған әсері.

Зерттеу әдісі: Дифференциалдық теңдеулерді сандық шешу, N-дене есебін төртінші ретті Эрмит әдісімен сандық интегралдау, phi-GRAPE/GPU кодымен CUDA/C, MPI, OpenMP технологияларын қолдана отырып параллельді есептеу, Python ортасында NumPy, SciPy, Pandas пакеттерін қолдана отырып, үлкен мәліметтерді өңдеу.

Қорғауға шығарылатын тұжырымдар

1. Жұлдыздық шоғырларды N-body модельдеу барысында бастапқы тығыздық профилі ретінде Денен моделін қолдану кластердің қарқынды релаксациядан кейін сақталып қалуына жеткілікті жұлдыз түзу тиімділігінің мәнін бұрында алынған 15%-дан бақылауларға жақсы сәйкес келетін 3% -ға дейін түсіреді.

2. Жұлдыздық кластердің қос еңісті тығыздық профилінің ішкі бөлік көлбеулігін жоғарылату лездік газ үрілуінен кейін сақталатын гравитациялық байланыстырылған масса үлесінің өсуіне алып келеді.

3. Лездік радио жарқылдарының көздері бола алатын жас нейтрондық жұлдыздардың 80%-ы өздері пайда болған шоғырдан шамамен 100 парсектен әрі кете алмайды, сол себепті бұл жарқылдар сәулеленуінің жұлдыз түзу аймағынан шыққан иондалған газбен әсерлесуі олардың дисперсия өлшемінің жоғары болуына айтарлықтай үлес қоса алады.

Жұмыстың ғылыми жаңалығы келесі жұмыстардың алғаш рет жасалуында болып табылады:

1. Денен модельдері жас жұлдыздық шоғырларды адекватты және тиімді түрде сипаттай алатыны көрсетілді;

2. шашыраңқы шоғырлар моделін жасауда қос көлбеулі тығыздық профилі мен жұлдыздар эволюциясының жаңартылған алгоритмдері қолданылды;

3. лездік радио жарқылдарының көздері бола алатын, аса жаңа жарылыстардың қалдықтары болып табылатын жас нейтрондық жұлдыздардың өздері пайда болған шоғырдың айналасындағы таралуы зерттелді.

Жұмыстың теориялық және практикалық маңыздылығы

Диссертациялық жұмыста алынған нәтижелер жұлдыздық шоғырлардың пайда болуы мен эволюциясын білу арқылы галактикалардың жұлдыз түзілу тарихын, жалпы Әлемнің даму тарихын түсінуге жол ашады. Сонымен қатар, жұмыс барысында жасалған аса ауқымды параллельді есептеу әдістері сан алуан салаларда қолданысын таба алады. Компьютерлік симуляциялардан шыққан нәтижелерді талдау үшін жасалған үлкен мәліметтерді өңдеу құралдары астрономия саласында ғана емес, үлкен мәліметтермен жұмыс жасайтын кез-келген салаға адаптацияланып, қолданыла алады.

Автордың жеке қосқан үлесі

Автор диссертациялық жұмыстың барлық кезеңдеріндегі зерттеу жұмыстарына толықтай қатысты. Есептің бастапқы шарттарын дайындауды және компьютерлік симуляциялардың шығыс мәліметтерін өңдеуді автор жеке өзі жасады. Компьютерлік симуляцияларды орындау өте ауқымды жұмыс пен ресурсты талап ететіндіктен, ол кейбір коллабораторлармен бөлісіп жасалды. Есепті қою мен нәтижелерді талдау кеңесшілермен, сонымен қатар отандық және шетелдік коллабораторлармен бірлесіп іске асырылды.

Нәтижелердің сенімділігі мен негізділігі

Зерттеу барысында алынған нәтижелер мен қорытындылар диссертацияның барлық бөлімдерінің мазмұнына сәйкес келеді және негізгі ғылыми нәтижелерді рецензияланатын халықаралық және отандық ғылыми журналдарда, оның ішінде Web of Science және Scopus дерекқорларының 1-квартіліне (Q1) енгізілген импакт-факторы жоғары журналда жариялануымен қамтамасыз етіледі

Жұмысты апробациялау

Диссертациялық жұмыстың нәтижелері үш мақалада және бірнеше халықаралық конференция материалдарында жарияланды. Атап айтқанда

Clarivate (Web of Science) деректер базасы бойынша және Scopus халықаралық ғылыми деректер базасына енетін басыламдарда жоғары импакт-факторлы мақалалар:

1. Shukirgaliyev, B., Otebay, A., Sobolenko, M., Ishchenko, M., Borodina, O., Panamarev, T., Myrzakul, S., Kalambay, M., Naurzabayeva, A., Abdikamalov, E., et al. Bound mass of Dehnen models with a centrally peaked star formation efficiency // *Astronomy and Astrophysics*. – 2021. – Vol. 654. – P. A53. doi: 10.1051/0004-6361/202141299. [Q1, IF=5.803, 85%]

ҚР БҒМ Білім және ғылым саласындағы бақылау комитеті ұсынған басылымдардағы мақалалар:

1. Shukirgaliyev, B., Otebay, A., Just, A., et al. Violent relaxation in isolated star clusters // *News of the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan, Physico-mathematical series*. – 2019. – Vol. 3. – № 325. – P. 130.

2. Otebay, A., Kalambay, M., Shukirgaliyev, B. How far can get FRB progenitor neutron stars from their birthplace? // Recent Contributions to Physics. – 2021. – Vol.4. – №79. – P. 33.

Тезистер жинақтарындағы жарияланымдар:

1. Өтебай А.Б., Қаламбай М.Т., Шукиргалиев Б.Т. Оқшауланған жұлдыздық шоғырлардағы қарқынды релаксация. //“Фараби Әлемі” атты халықаралық ғылыми конференция тезистер жинағы - Алматы, 2019.-277 бб.

2. Бегалы З., Өтебай А.Б., Қаламбай М.Т. Жұлдызтүзу тиімділігінің шоғырдың бастапқы тығыздық профиліне тәуелділігі. //“Фараби Әлемі” атты халықаралық ғылыми конференция тезистер жинағы – Алматы, 2020.-275 бб.

3. Өтебай А.Б., Бегалы З., Қаламбай М.Т., Шукиргалиев Б.Т. Жұлдыздық шоғырлардың тығыздық профильдері мен лездік газ ығыстырудан кейінгі өмірсүргіштігі. //“Фараби Әлемі” атты халықаралық ғылыми конференция тезистер жинағы – Алматы, 2020.-307 бб.

4. Абдраманова А.Е., Өтебай А.Б., Тлеубек А.Н., Әбдінәсілім А.Т., Гравитация арқылы байланысқан жұлдыздық шоғырланулардың динамикасын сандық моделдеу. //“Фараби Әлемі” атты халықаралық ғылыми конференция тезистер жинағы – Алматы, 2021.-274 бб.

5. Өтебай А.Б., Қаламбай М.Т., Шукиргалиев Б.Т., Жұлдыздық шоғырдың ерте өлімін тоқтатуда көлбеулігі жоғары жұлдыз түзу тиімділік профильдің әсері. //“Фараби Әлемі” атты халықаралық ғылыми конференция тезистер жинағы – Алматы, 2021.-214 бб.

6. Әбдінәсілім А.Т., Нұржұма М.М., Тыныштық А.Б., Өтебай А.Б. Сандық есептеуден шыққан жұлдызды шоғырлар аспан сферасындағы көрінісі // «Фараби Әлемі» атты халықаралық ғылыми конференция тезистер жинағы – Алматы, 2022.-182 бб.

Диссертация тақырыбының ғылыми жұмыстар жоспарларымен байланысы

Диссертациялық жұмыста алынған нәтижелер мен әдістер ғылыми-зерттеу жұмыстарының жоспарына сәйкес АР08856149 «Құс Жолы тәріздес галактикалардағы жұлдыздық шоғырлардың ыдырау механизмдері» тақырыбы бойынша ҚР БҒМ «Іске асыру мерзімі 27 ай 2020-2022 жылдарға арналған ғылыми және (немесе) ғылыми-техникалық жобалар бойынша гранттық қаржыландыру» тапсырысын іске асыруда қолданылуда.

Диссертациялық жұмыстың құрылымы мен көлемі

Диссертациялық жұмыс кіріспеден, 4 тараудан және қорытындыдан құралған. 100 беттен тұратын жұмыста 29 сурет, 93 формула, 1 кесте және 222 атаудан тұратын әдебиеттер тізімі қамтылған.

1 ЖҰЛДЫЗДЫҚ ШОҒЫРЛАРДЫҢ ТҮЗІЛУІ

Бізге көрінетін әлемнің дамуы – жұлдыздардың пайда болуы және эволюциясымен тығыз байланысты. Үлкен жарылыстан кейінгі пайда болған бариондық материя суып, молекулалық газ бұлттарын түзеді, суық газ бұлттар тығыздалып, коллапсталып, жұлдыздар түзеді. Жаңадан пайда болған жұлдыздар эволюция барысында, бойындағы бариондық материяның бір бөлігін жұлдызаралық, тіпті галактика-аралық, ортаға қайтарады. Бұл жұлдызаралық газдардың қайтадан тығыздалып, коллапстануы арқылы жаңадан жұлдыздар пайда болады. Осылайша жұлдыз түзу циклінің жалғасуы арқылы әлемдегі бариондық материяның жаңа зат элементтерімен байытылуы іске асады. Көріп тұрғанымыздай әлемдегі бариондық материяның жалпы дамуымен қатар, әлем құрылымының да дамуы жұлдыз түзу үрдісіне тікелей тәуелді. Сондықтан, жұлдыз түзу процесін толыққанды түсіну әлем құрылымдарының пайда болу мен дамуын білуімізге үлкен жол ашады. Оған қоса, жұлдыздық шоғырлар, бір материалдан бір мезетте пайда болған жұлдыздардан құралғандықтан жұлдыздар эволюциясын, галактикамыздың жұлдыз түзу тарихын зерттеуде өте маңызды нысандар болып табылады. Ал басқа галактикаларды зерттеуде галактиканың ең жарық құраушы бөліктері ретінде де өздері орналасқан галактика жайында ең егжей-тегжей ақпарат бере алатын бірден-бір нысандар осы жұлдыздық шоғырлар. Әлемнің жас кезінде пайда болып, әлі күнге өмірін жалғастырып келе жатқан шар тәріздес көне жұлдыздық шоғырлар да космологиялық масштабта әлем тарихын зерттеуде маңызды орын алады. Алайда, сол шоғырлардың қалай түзілгенін, оның қаншасы бүгінге жетіп, қаншасы ыдырап кеткенін білмесек, бүгінгі күнде бақыланған сипаттарына ғана қарап, аталған тарихи мәліметтерге қол жеткізу мүмкін емес. Жұлдыздық шоғырлар көбіне оқшауланып емес, галактиканың гравитациялық өрісінде жұлдыздармен, бір-бірімен, молекулалық бұлттармен динамикалық әсерлесіп өмір сүрген соң, өзгерістерге ұшырап, тіпті ыдырап кетуге душар болып жатады. Оған қоса, шоғырлардың түзілу шарттары алуан түрлі бола алатындықтан, олардың эволюциялық трэкттері де түрлі болуы мүмкін. Сондықтан, жұлдыздық шоғырлардың түзілуі мен галактика өрісіндегі ұзақ мерзімді эволюцияларын толыққанды бірыңғай модель аясында түсіну қазіргі заманғы астрономияның өте маңызды мәселелерінің бірі болып табылады. Әсіресе, соңғы жылдары астрономиялық бақылау инструменттерінің дамуы, және олардың роботтандырылуы, ғарыштық обсерваториялардың көбейуі мульти-хабарламалық астрономиялық бақылау мәліметтерінің орасан зор шамада жинақталуына алып келді. Бұл мәліметтердің бәрін өңдеп, олардың ішіндегі физикалық құбылыстар жайлы ақпаратты дұрыс тарқатып алуымыз үшін сапалы модельдер мен компьютерлік симуляциялар өте қажетті болып тұр.

1.1 Жұлдыздардың түзілуі

Галактикаларда негізінен суыған сутегі молекулаларынан құралған газдар тартылыс күші әсерінен алып молекулалық бұлттарды түзеді. Алып молекулалық бұлттардың әдеттегі салмағы $10^4 - 10^9 M_{\odot}$ шамасында болады [1-3]. Мұндай алып салмақтың гравитациясына газдың ішкі қысымы төтеп бере алмағандықтан, турбуленттілік әсерінен паршаланып кішігірім жентектерге тығыздала бастайды (Сурет 1.1, а және д панельдері). Мысал ретінде Сурет 1.1-дің а) – ғ) панелдерінде жұлдыз түзу үрдісінің кезеңдері сипатталған. Ал д) панелінде W3/W4/W5 молекулалық бұлт кешендерінің Хершель ғарыштық телескобынан көрінісі кескінделген. Суық газ бұлттың коллапстануы Джинс тұрақсыздығы орнаған кезде болады. Яғни радиусы Джинс ұзындығына λ_{Jeans} тең сфераның ішіне массасы Джинс массасына M_{Jeans} тең изотермиялық газ жиналған кезде, қысымы өз гравитациясына төтеп бере алмай, коллапс басталады. Бұл жерде

$$\lambda_{\text{Jeans}} = \left(\frac{\pi c_s^2}{G \rho} \right)^{\frac{1}{2}} \sim 2.2 \text{ пк} \left(\frac{c_s}{0.2 \text{ км с}^{-1}} \right) \left(\frac{n}{10^2 \text{ см}^{-3}} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (1.1)$$

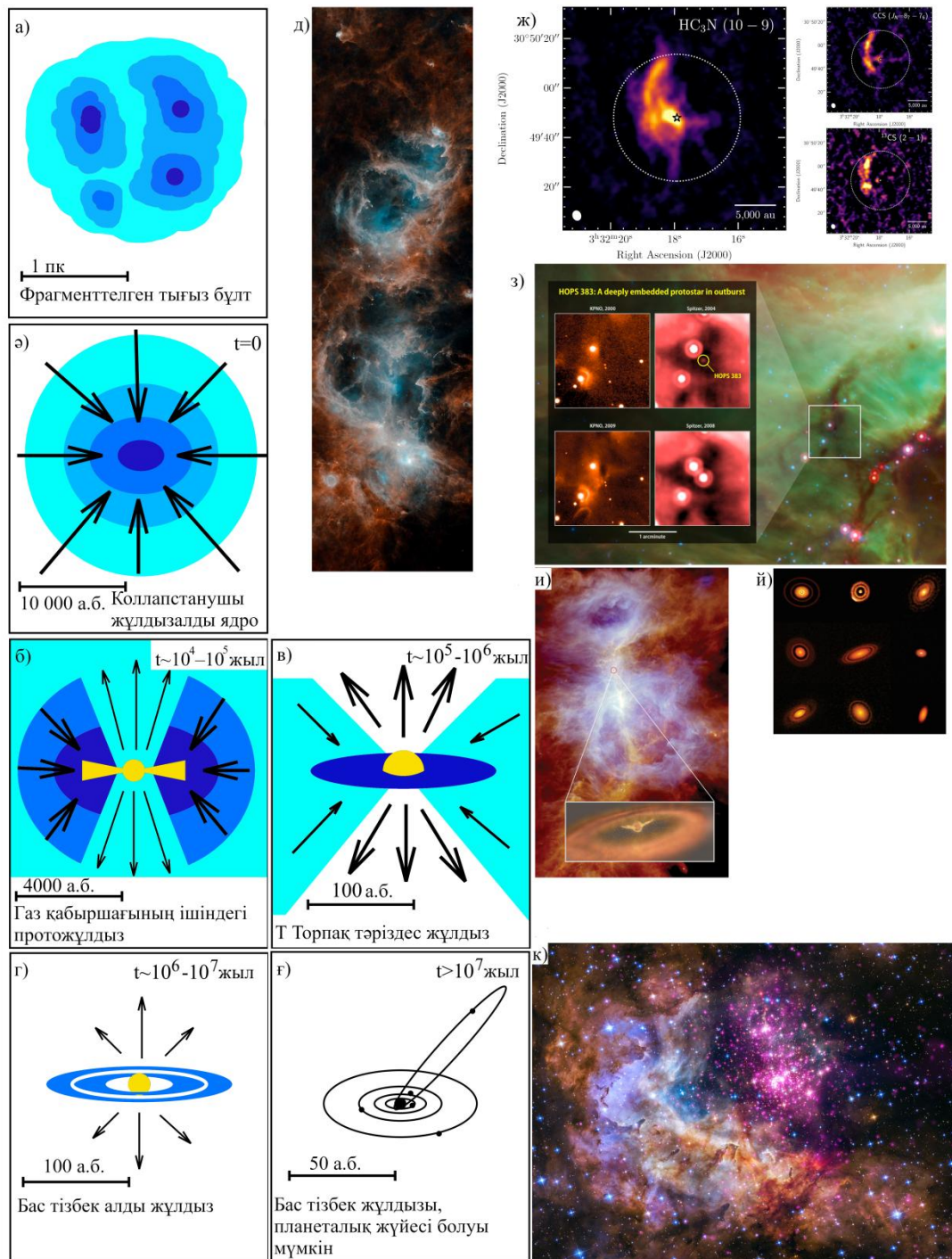
және

$$M_{\text{Jeans}} = \frac{4\pi}{3} \rho \left(\frac{\lambda_{\text{Jeans}}}{2} \right)^3 \sim 34 M_{\odot} \left(\frac{c_s}{0.2 \text{ км с}^{-1}} \right)^3 \left(\frac{n}{10^2 \text{ см}^{-3}} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (1.2)$$

мұндағы c_s – дыбыс жылдамдығы, G – гравитациялық тұрақты, ρ - газдың тығыздығы және n – газ концентрациясы. Осындай физикалық жағдайға тап болған газдың коллапсының ұзақтығы кемінде еркін құлау уақытына тең болады:

$$\tau_{\text{ff}} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho_{\text{gas}}}} = \sqrt{\frac{3}{32}} \frac{\lambda_{\text{Jeans}}}{c_s} \sim 3 \text{ млн. жыл} \left(\frac{n}{10^2 \text{ см}^{-3}} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (1.3)$$

Шындығында қысым градиентінің коллапсты тежеуінен оның ұзақтығы еркін құлау уақытынан бірнеше есе ұзақ болады [4, 5]. Газ коллапсталған сайын оның тығыздығы өсіп (1.1) және (1.2) теңдеулері көрсеткендей Джинс ұзындығы мен Джинс массасы шамалары азайып, бұлттың фрагменттелуіне алып келеді [6]. Ең тығыз жентектерде өз кезегінде жұлдыздар пайда болады [7]. Радиусы шамамен бірнеше астрономиялық бірлік болатын осындай ең тығыз құрылымдарды *жұлдызалды ядро (Pre-stellar core)* деп атайды (Сурет 1.1, ә және ж панельдері). Сурет 1-дің ж панелінде IRAS 03292+3039 жұлдыз



Суреттің а) – г) панельдерінде тығыз молекулалық жентектерде жұлдыздың пайда болу схемасы [8] жұмысынан алынып өзгертілген. Ал д) – к) панельдерінде диаграммада бейнеленген кезеңдердің астрономиялық бақылаулардан көріністері. Авторлық құқықтар: д) ESA/Herschel/NASA/JPL-Caltech [9]; ж) IRAS 03292+3039 [10]; з) NASA/JPL-Caltech/Univ. of Toledo [11]; и) ESA/Herschel/ATG medialab [12]; й) : ALMA (ESO/NAOJ/NRAO) және NRAO/AUI/NSF, S. Dagnello [13]; к) рентгендік сурет: NASA/CXC/SAO/Sejong Univ./Hur et al; оптикалық: NASA/STScI [14].

Сурет 1.1 – Жұлдыздардың пайда болуын суреттейтін диаграмма.

алды ядросының радио аймақта бақылануы бейнеленген. Жұлдызалдыдроларды температурасы жоғары болмағандықтан, көбіне радиоаймақта ғана бақылай аламыз. Барған сайын ортасындағы тығыздалған ядросының массасы өсіп, айналасындағы газ бөлшектеріне үлкен потенциалдық энергиямен әсер етеді. Сыртынан ортасына қарай құлаған газ бөлшектерінің потенциалдық энергиясы кинетикалық энергияға айналып, ядроға құлай бастайды. Үлкен жылдамдықпен келіп құлаған газ бөлшектерінің орасан зор кинетикалық энергиясы ядроның ішкі энергиясына айналады. Мұндай процесс нәтижесінде ядро температурасы шамамен миллион градус Кельвинге дейін өсе алады. Осы кезеңде коллапсталып жатқан ыстық ядро *протожұлдыз* болып табылады (Сурет 1.1, б және з панельдері). Сурет 1.1-дің з) панелінде Орион жұлдыз тұзуші кешенінде жаңа протожұлдыздың жанғанын көрсететін инфрақызыл аймақта бақыланған кескіндердер келтірілген. Айналасында құлап жатқан газ әлі суық болғандықтан протожұлдыздан шыққан жылулық сәулеленуді жұтып, жиілігі төмен аймақта қайта сәулелендіреді. Сондықтан протожұлдыздарды оптикалық аймақта көре алмаймыз, сәйкесінше Герцшпрунг-Рассел диаграммасына орналастыру мүмкін емес. Уақыт өте қыздырылған газ қабыршағының тығыздығы төмен бөлігі үріліп, тығыздығы жоғарғы бөлігі *аккрециялық диск* түзеді. Осы кезде протожұлдыздың айналасы мөлдірленіп ол бас тізбек алдындағы жұлдызға (Pre main sequence star) айналады (Сурет 1.1, в, г, и және й панельдері). Сурет 1.1-дің и және й панельдерінде Орион А жұлдыз тұзуші жентекте жаңадан пайда болып жатырған жұлдыздан газ үрленуін көрсететін кескін және ALMA радио обсерваториясынан бақыланған протопланеталық дискілері бар бас тізбек алдындағы жұлдыздар бейнеленген. Ядроның әрі қарай сығылуынан температурасы мен тығыздығының өсуі кванттық тунельдену көмегімен протон - протон термоядролық реакция тізбегінің басталуына алып келеді. Бұл өз кезеңінде ядро температурасын күрт өсіріп гравитациялық коллапсты тоқтатады [15]. Тепе – теңдікке келген жұлдызды *бас тізбек жұлдызы* деп атаймыз (Сурет 1.1, ғ және к панельдері). Сурет 1.1-дің к) панелінде жасы 1-2 млн жыл шамасындағы жас шоғырдың композитті бейнесі келтірілген. Жасыл және көк түс аймақтыры Хаббл ғарыш телескобынан алынған оптикалық суреті болса, алқызық түс аймағында Чандра ғарыш обсерваториясынан алынған рентгендік кесікіні салынған Бұл кезең тек массасы үлкен емес ($< 8M_{\odot}$) жұлдыздар үшін ғана болады. Массивті жұлдыздар протожұлдыз кезеңінен бас тізбекке бірден өтеді [16, 17]. Жұлдызалды ядроның массасы 13 Юпитер массасынан үлкен, бірақ $0.08M_{\odot}$ -нан аспаған кезде, температурасымен бірге өскен қысымы бұлттың өздік гравитациялануына төтеп беріп коллапс тоқтайды [18]. Мұндай термоядролық реакция басталмай тепе – теңдікке келген жұлдыздар *қоңыр ергежейлілер* деп аталады. Пайда болған жұлдыздың құрылымымен бас тізбектен ары қарай дамуы оның массасынан тікелей тәуелді. Массасы төмен жұлдыздар ($0.08 - 0.1M_{\odot}$) яғни қызыл ергежейлілер бас

тізбекте 6-12 триллион жыл бойы бола алады [19, 20]. Ал жоғары массалы жұлдыздар ($8M_{\odot}$ -нан жоғары) ядролары конвекцияланатын болуы себепті бойындағы сутегісін тез арада жағып бітіреді [21]. Массасы неғұрлым жоғары болса термоядролық реакция қарқыны соғұрлым тез болып 3 – 4 млн. жыл аралығында сутегі жанып бітеді. Мұндай массивті жұлдыздардың бас тізбектегі өмірінің ең ұзағы 54 млн. жыл шамасына дейін созылады [22]. Сутегісін жағып біткен массивті жұлдыздар бойындағы түзілген элементтерді тез арада термоядролық жағып темір ядросын түзеді. Жұлдыз массасының тым үлкен болғанынан жұлдыздың темір ядросы өзіне артылған салмақты көтере алмай, гравитациялық коллапсқа ұшырайды да, өмірін *аса жаңа жарылысымен* аяқтайды [15, 21-11 б.]. Мұны екінші типті ядро коллапсынан болған аса жаңа жарылыс деп атайды [23]. Аса жаңа жарылыс нәтижесінде коллапсталған ядродан массасының үлкендігіне байланысты *қарақұрдым* немесе *нейтрон* жұлдыз түзіледі [22, 27-2 б., 23, 148 б.]. Қарақұрдым түзілуіне қажетті масса шегі дәл анықталмаған. Ол жұлдыздың эволюция нәтижесінде массасын жоғалтуына, ал бұл өз кезегінде жұлдыздың металлдылығынан тәуелді [24, 25]. Жалпы массасы $20 - 25M_{\odot}$ жоғары болған жұлдыздар аса жаңа жарылыс нәтижесінде *қарақұрдым* түзеді, ал массасы оған жетпегендері *нейтрон* жұлдыз түзеді деп есептелінеді [26]. Массасы $8M_{\odot}$ -нан төмен болған жұлдыздар бойындағы сутегісін жағып біткенде *қызыл алыпқа* айналады [22, 16-1 б.]. Мұндай жұлдыздар бойындағы ауыр элементтерін жағып біткенде термоядролық реакциялар аяқталып өмірін ақ ергежейлі болуымен тамамдайды. Жұлдыздардың түрлері мен құрылымдары жайында толығырақ мына сілтемелерден оқуға болады [21-24, 27].

Молекулалық бұлтта пайда болған жұлдыздардың массалары бойынша таралуын Салпитер [28] $0.4M_{\odot} < m_{*} < 10M_{\odot}$ массалары аралығында көрсеткіштік функциямен сипаттаған:

$$\xi(m) \propto m^{-\alpha}, \quad (1.4)$$

$$\alpha = 2.35. \quad (1.5)$$

Крупа [29] әр түрлі массалар үшін таралу функциясының көрсеткіші түрлі болатынын алға тартқан:

$$\xi(m) \propto m^{-\alpha_i}, \quad (1.6)$$

$$\alpha_0 = 0.3, \quad (m_{*} < 0.08M_{\odot}), \quad (1.7)$$

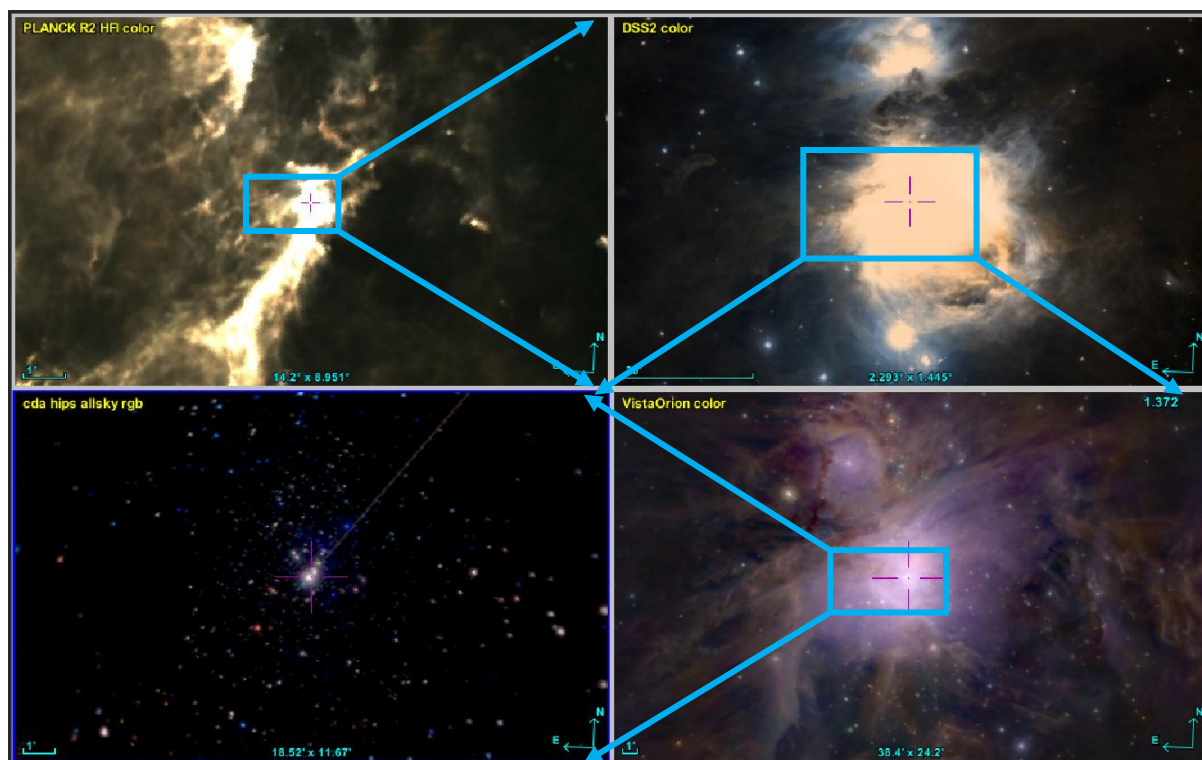
$$\alpha_1 = 1.3, \quad (0.08M_{\odot} < m_{*} < 0.5M_{\odot}), \quad (1.8)$$

$$\alpha_2 = 2.3, \quad (m_{*} > 0.5M_{\odot}). \quad (1.9)$$

Кейінірек Шабрие [30] жұлдыздардың масса бойынша таралуы жұлдыздардың қоршаған ортасына қарай әр түрлі болатынын көрсеткен. Ол жекелеген жұлдыздардың масса функциясы $1M_{\odot}$ -нан жеңіл жұлдыздар үшін лог-нормальді, ал одан үлкен жұлдыздар үшін көрсеткіштік функция болатын бақылауларға негізделген теориясын ұсынған. Дегенмен Крупа ұсынған жұлдыздардың бастапқы масса таралуы функциясы, жұлдыздық шоғырларды модельдеуде кеңінен қолданылып келеді [31-33].

1.2 Жұлдыздық шоғырлардың эволюциясы

Жұлдыздар молекулалық бұлттардың коллапстануы нәтижесінде дараланып емес, шоғырланып, топтасып пайда болатыны белгілі [34-36]. Өзара гравитациялық байланыста болған, бір молекулалық бұлттан пайда болған жұлдыздар тобын *жұлдыздық шоғыр* деп атаймыз. Жұлдыз түзуші газы тарамалан жұлдыздық шоғырларды газға *кіріктірілген шоғыр* деп атаймыз (Gas embedded cluster) [37]. Мұндай газға кіріктірілген шоғырларға мысал ретінде Орион жұлдыз түзу аймағындағы шоғырларды айтсақ болады. Сурет 1.2-де Орион А жұлдыз түзуші аймағы және ондағы жас жұлдыздық шоғыр ($d = 414$ пк қашықтықта орналасқан [38]) әр түрлі масштабтарда, әр түрлі



Сурет 1.2 – Орион жұлдыз түзуші аймағының бақылаулардан көрінісі. ALADIN интерактивтік аспан атласынан алынған.

бақылау құралдарымен қалай көрінетіні ALADIN интерактивтік аспан атласының [39] көмегімен суреттелген. Суреттің сол жақ жоғарғы кескінінен сағат тілінің бағытымен үлкен масштабтан кіші масштабқа қарай көріністерді

бақылаймыз. Бірінші кескінінде (Сурет 1.2, сол жақ жоғарғы панель) Планк ғарыштық телескобының микротолқындық аймақтағы бақылауынан [40] алынған үлкен масштабты ($14.2^\circ \times 8.9^\circ \equiv 102\text{пк} \times 64\text{пк}$) суық (шамамен 4 Кельвин) газ бұлттарының суреті көрсетілген. Келесі кескінде (Сурет 1.2, оң жақ жоғарғы панель) орталық $2.3^\circ \times 1.5^\circ (\equiv 16.5\text{пк} \times 10.5\text{пк})$ аумағының оптикалық аймақтағы суреті бейнеленген [41]. Одан кішірек масштабты Чилиде орналасқан Өте үлкен телескобына (Very Large Telescope – VLT) орнатылған инфрақызыл аймақты көретін VISTA құралының [42] көмегімен көруге болады. Бұл үшінші кескінде (Сурет 1.2, оң жақ төменгі панель) Орион А шоғырының $38.4' \times 24.2' \equiv 4.6\text{пк} \times 2.9\text{пк}$ аумағындағы суреті көрсетілген. Ең соңғы кескінде (Сурет 1.2, сол жақ төменгі панель) Чандра ғарыштық телескобының [43] ренгендік аймақта бақылаған $18.52' \times 11.67' \equiv 2.2\text{пк} \times 1.4\text{пк}$ аумағының суреті берілген. Бұл суретте шоғыр ортасында орналасқан ренген аймағында көп жарық шығаратын массивті жас жұлдыздарды көруге болады [44].

Жұлдыз түзу аймағындағы алғашқы массасы жоғары ($> 8M_\odot$) жұлдыздардың бас тізбекке өтуімен жұлдыз түзуші *газдың үрілу* кезеңі басталады [45]. Бұл ыстық жұлдыздардың жарқырауы өте жоғары болғандықтан айналасындағы газ бөлшектеріне кері әсерлері өте күшті болады [46, 47]. Олардың интенсивті ультракүлгін сәулелері айналасындағы газды қыздырып, иондайтын болса [48], фотондардың сәулелену қысымы [49, 50] мен жылдамдығы жоғары жұлдыздық желі, [51, 52] газды жұлдыздардан үрлейді. Осылайша массасы жоғары жұлдыздар жұлдыз түзу аймағын газдан тазартып, жұлдыз түзу процесін тоқтатады [53, 54]. Жұлдыз түзу аймағынан қалдық газдың үрілу жылдамдығы теориялық және бақылау нәтижелерінен шамамен 10 км/с болатыны анықталған [55, 56]. Мұндай жылдамдықпен радиусы 10 парсек болған шоғырды шамамен 1 миллион жыл ішінде газдан тазартуға болады. Көршілес галактикаларда жұлдыз түзілу аймақтары шамамен 1,5 млн жыл ішінде газдан тазартылатын анықталған [57].

Жұлдыздық шоғырлардың суық газ бұлттарының сығылуынан пайда болуын өте үлкен супер-компьютерлерде гидродинамикалық симуляция жасау арқылы түсінуге тырысқан бірнеше топтар бар [58-69]. Алайда парсектік масштабтан атомдық масштабтағы құбылыстарды бір мезетте қарастырудың қажеттілігінен мұндай симуляциялар барлық құбылыстарды қамти алмай кейбір жағдайларды жуықтап есептеуге қалдырады. Мәселен бір жұлдыздың пайда болуының өзі әлі күнге гидродинамикалық кодтардың көмегімен іске асырылмаған есептердің бірі болып табылады [58-60, 70]. Сол себепті соңғы жұмыстарда магниттік гидродинамикалық кодтарды N-дене есебінің симуляцияларымен қосып қарастыруда [62-69]. Бұл симуляцияларда сығылған газ ядроларының тығыздығы мен массалары белгіленген межеден асқанда, жұлдыз пайда болды деп есептеліп, газ ұяшықтары нүктелік дене болған жұлдыз бөлшегімен алмастырылады [63, 69, 71]. Бұндай нүктелік жұлдызға газ аккрециясы жуықтау әдістерін пайдаланып қарастырылады [64]. Көп жағдайда

жұлдыздың газға кері әсері есепке алынып бұндай жұлдыздар қалдық газды ығыстыра бастайды [66, 1058 б., 68, 5514 б.].

Мұндай гибридті (газдинамикалық және N-дене) симуляциялар көптеген құбылыстарды егжей-тегжейлі қарастыратындықтан, есептеу уақыты айтарлықтай ұзақ болады. Мәселен 1000-2000 M_{\odot} шамасындағы бір шоғырдың пайда болуын есептеудің өзі бірнеше аптадан бірнеше айға дейін созылады [59, 610 б.]. Сондықтан жұлдыздық шоғыр жүйелерін қарастыруда бұл әдіс тиімсіз болып табылады. Әсіресе шоғырдың ұзақ мерзімді (бірнеше миллиард жыл) эволюциясын қарастыруда гидродинамикалық симуляциялар тіпті жарамсыз болады [72].

Жұлдыздық шоғырлардың ұзақ мерзімді эволюциясы тек N-дене есебі симуляцияларымен қарастылып келген [73-77]. Мұндай зерттеу жұмыстарында шоғырлардың газдан пайда болу құбылыстары ескерілмей, вириалды тепе-теңдікте тұрған кезінен бастап қарастырылады [74, 235 б., 76, 3281 б.]. Сөйтіп шоғырдың пайда болу шарттары ескерілмей қалады [72, 35 б.]. Бірқатар жұмыстар жұлдыздық шоғырдың пайда болу шарттарын жуықтау әдістерімен қарастырып, қалдық газдың үрілуінің шоғырға әсерін N-дене симуляциялары аясында қарастырған [78-91]. Бұл жұмыстарда қалдық газ үрілуі салдарынан шоғырдың тепе-теңдігін жоғалтып қарқынды релаксация кезіндегі эволюциясына көңіл аударылады. Сөйтіп, қарқынды релаксациядан кейін, гравитациялық байланыстырылған кластер ретінде аман қалуының жұлдыз түзу шарттарынан тәуелділігін зерттелді. N-дене симуляцияларында лездік және адиабаттық газ үрілулері қарастырылған. Газдың біртіндеп үрілу уақыты шоғырдың динамикалық уақытынан (кесіп өту уақытынан) он еседей ұзақ болмаса, шоғырға беретін әсері лездік газ үрілудің әсерінен айтарлықтай өзеше болмайды [86, 1593 б.]. Ал шашыраңқы жұлдыздық шоғырлардың кесіп өту уақыты орташалағанда 1.5 млн жыл шамасында болып табылады [92]. Бұл жерде кластердің динамикалық уақыты немесе кесіп өту уақыты деп отырғанымыз шоғырдың динамикасын сипаттайтын өзіндік уақыт $t_{cr} = r_h / \sigma$. Мұндағы r_h шоғырдың массасының жартысын қамтитын жарты масса радиусы, ал σ шоғырды құрайтын жұлдыздардың жылдамдық дисперсиясы. Фуджий және басқалар [66, 1066 б., 67, 1086 б.] өздерінің газдинамикалық және N-дене әдістерін қосып жасаған компьютерлік симуляцияларында газ бұлтынан жұлдыздардың пайда болуын, жұлдыздардың кері әсерінен газдың үрілуін және одан әрі шоғырдың тепе-теңдікке келуін қарастырған. Нәтижесінде шоғырлардың масса таралуы мен ұзақ уақыттық эволюциясын зерттеуде лездік газ үрілуі жуықтауын қолдануға болатынын айтқан [66, 1070 б.].

1.3 N-дене есебін сандық есептеу

Жұлдыздық шоғырлардың құрамындағы жұлдыздар нүктелік дене жуықтауын қолдануға болатындай өзара жеткілікті қашықтықта орналасқандықтан, шоғырдың динамикалық эволюциясын N-дене есебі аясында қарастыруға болады [93-96]. Гравитациялық N-дене есебі қарапайым

Ньютондық динамика аясында тартылыс күшімен ғана әсерлесетін көп дене болып табылады. Мұндай жүйенің математикалық моделі келесі қозғалыс теңдеулері жүйесімен сипатталады:

$$\ddot{\mathbf{r}}_i = -G \sum_{j=1, j \neq i}^{j=N} m_j \frac{\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^3}, \quad (1.10)$$

мұнда \mathbf{r}_j – j -ші дененің t уақытындағы координатасын сипаттайтын вектор болса, m_j оның массасын сипаттайды. Гравитациялық тұрақты – G , ал үдеу векторы $\mathbf{a} = \ddot{\mathbf{r}} = \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2}$ радиус вектордың уақыт бойынша екінші ретті туындысы болып табылады. Жүйедегі денелер саны екіден көп болғанда есептің жалпы шешімі тек сандық әдіспен ғана табылады.

N -дене есебін шешудің бірнеше сандық әдістері бар: 1) Масштабтау моделі; 2) Сұйықтық немесе газ моделі; 3) Фоккер-Планк моделі; 4) N -дене модельдеу [95, 113 б].

Масштабтау моделі [97] ең қарапайым, алайда жуықтауы үлкен болып табылады. Бұл модель аясында жұлдыздық жүйе үш іргелі параметрлерімен сипатталады, олар массасы, өлшемі және ондағы жұлдыздардың орташа квадраттық жылдамдығы. Мұндай жүйені инерция моментінің, I , дамуы арқылы сипаттауға болады [95, 115 б]:

$$\dot{I} = 4E - 2W, \quad (1.11)$$

$$E = K + W. \quad (1.12)$$

мұндағы E – жүйенің толық энергиясы, K және W – жүйенің толық кинетикалық және потенциалдық энергиялары. Тепе-теңдіктегі жүйе үшін

$$0 = 4E - 2W, \quad (1.13)$$

Вириал теоремасы орын алады

$$2K + W = 0. \quad (1.14)$$

Газ моделінің [98-101] шеңберінде бір жұлдыз өзара гравитацияланушы газ шары деп, ал жұлдыздық жүйе өзара гравитацияланушы жұлдыздарға толы шар деп қарастырылады. Бұл да өте қарапайымдалған модель болғанымен, өте көп жұлдыздардан құралған галактикалар мен галактика кластерлерін қарастыруды оңайлататын жуықтау болып табылады. Сфералық симметриялық жуықтауда жүйені радиусқа тәуелді тығыздық, ρ , пен температура, T , арқылы сипаттауға болады. Бұл жерде температура жұлдыздардың жылдамдық

дисперсиясының, σ^2 , орнына қолданылып, жұлдыздардан құралған газға, идеал газдың кинетикалық теориясынан $p = nkT$ орнына $p = \rho\sigma^2$ түрлендіруі арқылы қысым енгізуге мүмкіндік береді. Сөйтіп, көп дене жүйесінің динамикалық тепе-теңдік күйін келесі формуламен сипаттауға болар еді:

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{GM(r)}{r^2} \rho, \quad (1.15)$$

мұнда $M(r)$ – r радиусының ішінде қамтылған масса, сәйкесінше $dM / dr = 4\pi r^2 \rho$ болады.

Фоккер-Планк моделі [101-106] соқтығыссыз Больцман теңдеулеріне негізделіп жасалған. Бұл модельде жұлдыздық жүйе соқтығыспайтын бөлшектердің кеңістік пен жылдамдықтың фазалық кеңістігінде таралуымен сипатталады. Жалпы жүйенің құрылымы жылдамдықтары изотропты таралған квази-динамикалық тепе-теңдіктегі сфералық жүйе түрінде сипатталады. Мұнда f таралу функциясы толық энергия мен уақыттан ғана тәуелді деп ұйғарылады да, Фоккер-Планк теңдеуінің түрі мынадай болады [102, 1045 б, 103, 596 б]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} \frac{\partial s}{\partial E} - \frac{\partial f}{\partial E} \frac{\partial s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial E} (D_E f) + \frac{\partial^2}{\partial E^2} (D_{EE} f). \quad (1.16)$$

Бұл жерде D_E және D_{EE} жұлдыздардық өзара әсерлесулері арқылы бір-бірін кішкентай бұрыштарға шашыратуларын сипаттайтын диффузия коэффициенттері. Ал s дегеніміз, энергиясы E болған гипербеттің ішіндегі фазалық кеңістіктің көлемі, яғни бет $0.5v^2 + \phi(r, t) = E$ теңдеуі арқылы сипатталады [95, 120 б, 105, 85 б].

N-дене моделі (N-body simulation) [107-110] көп дене жүйесін ең егжей-тегжейі сипаттайтын модель болып табылады. Бұл модельде жүйедегі әр бөлшектің массалары және уақытқа тәуелді орындары мен жылдамдықтары есепке алынады. Динамикалық теңдеулері әдеттегі (1.10) теңдеуі түріндегі Ньютон тартылыс заңымен сипатталады. Есепте денелердің бір-бірімен тікелей соқтығысуын болдырмау үшін әдетте (1.10) теңдеуіндегі екі жұлдыздың қашықтығын $r_{ij} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$ орнына $r_{ij} = \sqrt{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^2 + \varepsilon^2}$ ауыстыру арқылы, мәні өте кішкентай болған потенциалды тегістеу параметрі, ε , (softening parameter) енгізіледі. N-дене моделі тікелей интегралдау және трикод (Tree-code) деп екіге бөлінеді. Тікелей интегралдау моделінде операциялар саны бөлшектер санының квадратына пропорционал өседі $\mathcal{O}(N^2)$ [107-109, 44б., 1339б., 415 б.]. Ал трикод әдісінде өте алыста орналасқан жұлдыздар біріктіріліп, бір нүкте

ретінде әсер беретіндей алгоритм жасалған. Сол себепті операциялар саны бөлшектер санымен жайырақ өсетін болады $\mathcal{O}(N \log N)$ [110, 111].

Дегенмен, соңғы жылдары параллельді есептеу технологияларының дамуымен, компьютерлердегі параллельді есептеуіш ядролардың да санының артуы тікелей интегралдау арқылы N -дене есебімен миллион дене есебін шығару шындыққа айналдырды [31, 1460 б., 112]. N -дене есебін шешу әдістерінің ішінде қателігі ең аз әдіс осы тікелей интегралдау арқылы шешілетін N -дене моделі болып табылады [113].

N -дене моделінде дифференциалдық теңдеулерді шешуде Верлет (немесе Липфрэг) [114, 115], 4-ші және одан жоғары ретті Рунге-Кутта [95, 60 б., 116, 117], 4-ші, 6-шы және 8-ші ретті Эрмит [118, 119] интегралдау әдістері сияқты бірнеше әдістер қолданылады. Бұл әдістердің арасында ең көп тарағаны 4-ші ретті Эрмит интеграторы болып табылады [31, 1053 б., 108, 1337 б., 109, 410 б., 112, 40075 б.]. Бұл әдіс бастамасында Липфрэг әдісінің көмегімен қозғалыс орбитасын жобалап, кейін жоғары ретті туындылардың көмегімен орбитаға түзету енгізу арқылы жасалғандықтан кейде жобалаушы-түзетуші (predictor-corrector) интегралдау әдісі деп те аталады. Эрмит әдісінде жүйедегі жұлдыздардың келесі уақыт қадамындағы координаталары мен жылдамдықтың мәндері келесі формуламен анықталады:

$$\mathbf{r}_{i+1} = \mathbf{r}_i + \frac{1}{2}(\mathbf{v}_i + \mathbf{v}_{i+1})dt + \frac{1}{12}(\mathbf{a}_i - \mathbf{a}_{i+1})(dt)^2, \quad (1.17)$$

$$\mathbf{v}_{i+1} = \mathbf{v}_i + \frac{1}{2}(\mathbf{a}_i + \mathbf{a}_{i+1})dt + \frac{1}{12}(\mathbf{j}_i - \mathbf{j}_{i+1})(dt)^2, \quad (1.18)$$

бұл жерде \mathbf{a} үдеу болса,

$$\mathbf{a}_i = -G \sum_{j=1, j \neq i}^{j=N} m_j \frac{\mathbf{r}_{ji}}{r_{ji}^3}, \quad (1.19)$$

$$\mathbf{r}_{ji} = \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i, \quad (1.20)$$

$$r_{ji} = |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|, \quad (1.21)$$

оның уақыт бойынша туындысы

$$\mathbf{j} = \frac{d\mathbf{a}}{dt} = \frac{d^3}{dt^3} \mathbf{r}. \quad (1.22)$$

джерк (jerk – жұлқы) деп аталады. Оны Ньютондық гравитация теңдеулерін (1.21) тікелей дифференциалдау арқылы алуға болады:

$$\mathbf{j}_i = G \sum_{j=1, j \neq i}^N m_j \left[\frac{\mathbf{v}_{ji}}{r_{ji}^3} - 3 \frac{(\mathbf{r}_{ji} \cdot \mathbf{v}_{ji}) \mathbf{r}_{ji}}{r_{ji}^5} \right], \quad (1.23)$$

мұндағы $\mathbf{v}_{ji} = \mathbf{v}_j - \mathbf{v}_i$. Жоғарыдағы (1.17)-(1.23) теңдеулерінің қайдан алынғанын түсіну үшін, радиус-вектордың жоғарғы ретті туындыларын таныстырып өтейік:

$$\mathbf{s} = \frac{d^4}{dt^4} \mathbf{r}; \quad \mathbf{c} = \frac{d^5}{dt^5} \mathbf{r}; \quad \mathbf{p} = \frac{d^6}{dt^6} \mathbf{r}. \quad (1.24)$$

Хат пен Макино [120] бұларға сәйкесінше снэп (snap – ұру), кракл (crackle – сықырлау) және поп (pop – тарс ету) деген атаулар берген. Жоғарыдағы (1.17)-(1.23) теңдеулерінде байқалатын негізгі төрт айнымалыларды Тэйлор қатарына жіктейік:

$$\mathbf{r}_{i+1} = \mathbf{r}_i + \mathbf{v}_i dt + \frac{1}{2} \mathbf{a}_i (dt)^2 + \frac{1}{6} \mathbf{j}_i (dt)^3 + \frac{1}{24} \mathbf{s}_i (dt)^4 + \frac{1}{120} \mathbf{c}_i (dt)^5, \quad (1.25)$$

$$\mathbf{v}_{i+1} = \mathbf{v}_i + \mathbf{a}_i dt + \frac{1}{2} \mathbf{j}_i (dt)^2 + \frac{1}{6} \mathbf{s}_i (dt)^3 + \frac{1}{24} \mathbf{c}_i (dt)^4, \quad (1.26)$$

$$\mathbf{a}_{i+1} = \mathbf{a}_i + \mathbf{j}_i dt + \frac{1}{2} \mathbf{s}_i (dt)^2 + \frac{1}{6} \mathbf{c}_i (dt)^3, \quad (1.27)$$

$$\mathbf{j}_{i+1} = \mathbf{j}_i + \mathbf{s}_i dt + \frac{1}{2} \mathbf{c}_i (dt)^2. \quad (1.28)$$

Соңғы (1.27) - (1.28) теңдеулерінен снэп пен кракл мәндерін үдеу мен джерк арқылы сипаттайтын болсақ келесі теңдеулерді аламыз:

$$\mathbf{s}_i = 6(\mathbf{a}_{i+1} - \mathbf{a}_i)(dt)^{-2} - 2(\mathbf{j}_{i+1} + 2\mathbf{j}_i)(dt)^{-1}, \quad (1.29)$$

$$\mathbf{c}_i = -12(\mathbf{a}_{i+1} - \mathbf{a}_i)(dt)^{-3} + 6(\mathbf{j}_{i+1} + \mathbf{j}_i)(dt)^{-2}. \quad (1.30)$$

Сәйкесінше бұлардың мәндерін (1.26) теңдеуіне қойсақ жылдамдық үшін

$$\mathbf{v}_{i+1} = \mathbf{v}_i + \frac{1}{2}(\mathbf{a}_i + \mathbf{a}_{i+1})dt + \frac{1}{12}(\mathbf{j}_i - \mathbf{j}_{i+1})(dt)^2, \quad (1.31)$$

теңдеуін ала аламыз. Осылайша (1.18) теңдеуін қайталап алдық. Енді әрі қарай, (1.25) теңдеуіне снәп пен краклдың мәндерін (1.29) және (1.30) теңдеулерінен әкеліп қойсақ, мынаны табамыз:

$$\mathbf{r}_{i+1} = \mathbf{r}_i + \mathbf{v}_i dt + \left(\frac{7}{20} \mathbf{a}_i + \frac{3}{20} \mathbf{a}_{i+1} \right) (dt)^2 + \left(\frac{1}{20} \mathbf{j}_i - \frac{1}{30} \mathbf{j}_{i+1} \right) (dt)^3. \quad (1.32)$$

Бұл жерге (1.31) алып келіп теңдеуімізді былай түрлендірсек болады:

$$\mathbf{r}_{i+1} = \mathbf{r}_i + \frac{1}{2} (\mathbf{v}_i + \mathbf{v}_{i+1}) dt + \frac{1}{10} (\mathbf{a}_i - \mathbf{a}_{i+1}) (dt)^2 + \frac{1}{120} (\mathbf{j}_i + \mathbf{j}_{i+1}) (dt)^3. \quad (1.33)$$

Әрі қарай оң жағындағы жоғарғы ретті туындыларды тек $t = t_i$ үшін ғана жазып шықсақ:

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_{i+1} &= \mathbf{r}_i + \frac{1}{2} (\mathbf{v}_i + \mathbf{v}_{i+1}) dt + \frac{1}{10} \mathbf{a}_i (dt)^2 - \frac{1}{10} \left(\mathbf{a}_i + \mathbf{j}_i dt + \frac{1}{2} \mathbf{s}_i (dt)^2 \right) (dt)^2 + \\ &\quad + \frac{1}{120} \mathbf{j}_i (dt)^3 + \frac{1}{120} (\mathbf{j}_i + \mathbf{s}_i dt) (dt)^3 = \quad (1.34) \\ &= \mathbf{r}_i + \frac{1}{2} (\mathbf{v}_i + \mathbf{v}_{i+1}) - \frac{1}{12} \mathbf{j}_i (dt)^3 - \frac{1}{24} \mathbf{s}_i (dt)^4. \end{aligned}$$

Бұл теңдеуде ең жоғары ретті туынды \mathbf{s}_i -ге сәйкес қосылғыштарын, олар кемінде уақыт бойынша бесінші ретті туындыға $(dt)^5$ пропорционал болып тек қателіктер шуылы шамасында ғана үлес беретіндіктен ескермей тастадық. Енді (1.17) теңдеуінің соңғы қосылғышын былай түрлендіріп жазып көрейік:

$$\begin{aligned} \frac{1}{12} (\mathbf{a}_i - \mathbf{a}_{i+1}) (dt)^2 &= \frac{1}{12} \left(\mathbf{a}_i (dt)^2 - \frac{1}{12} \left(\mathbf{a}_i + \mathbf{j}_i dt + \frac{1}{2} \mathbf{s}_i (dt)^2 \right) \right) (dt)^2 \\ &= -\frac{1}{12} \mathbf{j}_i (dt)^3 - \frac{1}{24} \mathbf{s}_i (dt)^4. \end{aligned} \quad (1.35)$$

Демек, қалаған нәтижемізге жетіп келесі формуланы аламыз:

$$\mathbf{r}_{i+1} = \mathbf{r}_i + \frac{1}{2} (\mathbf{v}_i + \mathbf{v}_{i+1}) dt + \frac{1}{12} (\mathbf{a}_i - \mathbf{a}_{i+1}) (dt)^2. \quad (1.36)$$

Осы төртінші ретті Эрмит интегралдау әдісі негізінде атақты NBODY6++ [112, 40070 б.] және phi-GRAPe/GPU [121, 122] параллельді есептеуіш N-body кодтары жасалған. Бұл бағдарламалық кодтар жұлдыздық жүйелерде болатын көптеген астрофизикалық құбылыстарды ескеретін алгоритмдер жинағынан

құралған. Заманауи супер-компьютерлерде CUDA/C, CUDA/FORTRAN, MPI, OpenMP сияқты параллельді есептеу технологияларын қолдана отырып осы бағдарламалық кодтардың көмегімен $N=1\,000\,000$ жұлдыздан құралған жұлдыздық жүйелердің эволюциялары есептелген [31, 1457 б., 123].

1.4 Жұлдыз түзу тиімділігін өлшеу әдістері

Шоғырдың газ бұлтынан пайда болу шарттарын жұлдыз түзу тиімділігі арқылы сипаттауға болады. *Жұлдыз түзу тиімділігі* (ЖТТ) дегенміз – жұлдыз түзу аяқталғаннан кейінгі жұлдыздардың массасының жұлдыздар мен газдардың толық массасына қатынасын айтамыз. ЖТТ көбіне практикалықтан гөрі теориялық шама болып табылады. Шынайы жұлдыз түзу аймағында газ акрециясы, кері үрілу жұлдыз түзумен қатар жүріп жатқандықтан ЖТТ нақты өлшеу оңай емес [124]. Ал теориялық тұрғыдан ЖТТ өлшеудің бірнеше әдістері қарастырылған. Ең қарапайымы *абсолютті ЖТТ* яғни жұлдыздық шоғыр массасының бастапқы жұлдыз түзуші газдың массасына қатынасы

$$\epsilon_{\text{abs}} = \frac{M_{*}}{M_{*} + M_{\text{gas}}}. \quad (1.37)$$

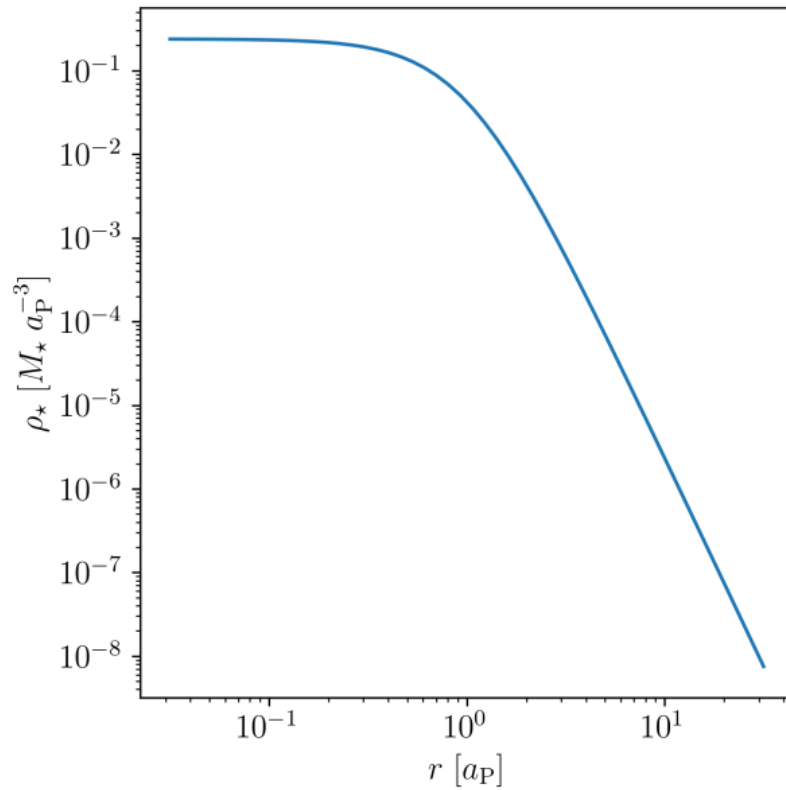
Мұндағы M_{*} - пайда болған жұлдыздардың толық массасы, M_{gas} - жұлдызға айналмаған қалдық газ. Абсолютті ЖТТ анықтамасы жағынан қарапайым болса да, бақылаудан анықтау мүмкін емес. Себебі жұлдыз түзу аймақтары оқшауланбаған және алып молекулалық бұлттың ішінде бір-біріне көршілес орналасқандықтан бір шоғырдың бастапқы жұлдыз түзуші газының массасын дәл анықтау мүмкін емес [125].

Баумгард пен Крупа [86, 1594 б.] өздерінен алдын жасалған жұмыстарды [78, 57 б., 85, 754 б., 126] қорытындылап лездік газ үрілуінің салдырынан жаңа пайда болған шоғырдың аман қалуы үшін оның ЖТТ-і кемінде 33 пайыздан асуы керектігі айтылған. Бұл көзқарас әлі күнге дейін кейбір жұмыстарда кеңінен қолданылып келеді [127, 128]. Алайда жұлдыз түзу аймақтарын бақылаудан бағаланған ЖТТ 30 пайыздан аспайды [129-131]. Бақылау нәтижелерімен сәйкестендіру үшін Баумгард пен Крупа [86, 1594 б.] адиабатты газ үрілуін қарастырып ЖТТ төмен кластерлер газ үрілуінен аман қалуы үшін газ үрілуі 10 динамикалық кесіп өту уақытына дейін созылуы қажет екенін көрсеткен.

Баумгард пен Крупаның [86, 1596 б.] жұмысында жұлдыздық шоғыр мен қалдық газдың тығыздық бойынша таралулары Пламмер профиліне [132] сәйкес және пішін бойынша бір бірін қайталайтын модель қарастырылған. Мұндай шоғырда ЖТТ радиалды тұрақты және абсолютті ЖТТ-не тең болады. Массасы M_{*} , өлшем радиусы a_p болған кластердің Пламмер тығыздық профилі келесі формуламен сипатталады [132]:

$$\rho_p(r) = \frac{3M_*}{4\pi a_p^3} \left(1 + \frac{r^2}{a_p^2}\right)^{-5/2}. \quad (1.38)$$

Көрнекілік үшін (1.38) формуласымен берілген тығыздық профилінің графигін Сурет 1.3-те келтіреміз. Бұл суретте абсцисса және ордината өстері ондық логарифмдік шкалада салынған. Суретте көрініп тұрғандай шоғырдың өлшем радиусынан көп кіші бөлігінде тығыздық тұрақты, ал көп үлкен бөлігінде тығыздық $\rho_p \propto r^{-5}$ түрінде күрт төмендейді.



Сурет 1.3 – Массасы M_* , өлшем радиусы a_p болған кластердің Пламмер тығыздық профилі.

Гудвин мен Бастиан [85, 753 б.] (кейінірек [133, 261 б.]) газ үрілу кезінде кластер қалдық газбен бірге вириалдық тепе-теңдікте болмауы мүмкін екенін алға тартып, газдан тазарған кластердің вириалдық пропорциясына негізделген эффективті ЖТТ ұғымын енгізді:

$$\epsilon_{\text{eff}} = \frac{1}{2Q}. \quad (1.39)$$

Бұл жерде Q вириалдық пропорциясы шоғырдың K толық кинетикалық энергиясының W толық потенциалдық энергиясының абсолют мәніне қатынасымен анықталады

$$Q = \frac{K}{|W|}. \quad (1.40)$$

Вириалды тепе-теңдік вириалды пропорцияның мәні $Q = 1/2$ болғанда орнайды. Сөйтіп, Гудвин мен Бастиан [85, 755 б.] кластер газ үрілуінен кейін түбегейлі ыдырап кетпесі үшін кемінде $\epsilon_{\text{eff}} > 0.3$ болуы қажет екенін тапқан. Баумгард пен Крупаның [86, 1596 б.] моделінде жұлдыздар мен газдың тығыздық профилдерінің пішіні бірдей және газ үрілуі алдын жұлдыздар газдың потенциалының ішінде вириалды тепе-теңдікте болғандықтан эффективті ЖТТ мен абсолют ЖТТ бір-біріне эквивалентті болады. Егер шоғыр газ үрілуі алдын газ потенциалымен вириалды тепе-теңдікте болмаса бұл екі ЖТТ-тері эквивалентті болмайды [133, 263 б.]. Суб-вириалды болған жағдайда, яғни кинетикалық энергиясы вириалды тепе-теңдіктен төмен болса ($2K < -W$), абсолют ЖТТ төмен шоғырлар да қарқынды релаксациядан соң ыдырап кетпейді [62, 375 б., 82, 115 б., 83, 161 б., 87, 2999 б.].

Адамс [84, 969 б.] жартылай аналитикалық түрде, егер жұлдыздардың тығыздық профилінің көлбеулігі қалдық газға қарағанда тіктеу болса, ЖТТ төмен кластерлер газдың лездік үрілуіне төтеп бере алатынын көрсетті. Бұл жағдайда кластер ішіндегі кез-келген жерде жергілікті өлшенген ЖТТ, яғни жергілікті ЖТТ ($\epsilon_{\text{loc}}(r)$) радиалды тұрақты емес болады. $\epsilon_{\text{loc}}(r)$ мәнін жұлдыздық тығыздықтың берілген аймақтағы жалпы тығыздыққа қатынасы ретінде анықтауға болады [134]:

$$\epsilon_{\text{loc}}(r) = \frac{\rho_*(r)}{\rho_*(r) + \rho_{\text{gas}}(r)} = \frac{\rho_*(r)}{\rho_0(r)}, \quad (1.41)$$

мұндағы $\rho_*(r)$, $\rho_{\text{gas}}(r)$ және $\rho_0(r)$ сәйкесінше жұлдыздардың, қалдық газ және жалпы бастапқы жұлдызсыз газ жергілікті тығыздықтары. Жиынтық ЖТТ радиус бойынша айнымалы, яғни қалдық газдың жинақталған массасы жұлдыздарға қарағанда радиуспен жылдамырақ өскендіктен радиус бойынша азаяды [135]:

$$\epsilon_r(r) = \frac{M_*(< r)}{M_*(< r) + M_{\text{gas}}(< r)}, \quad (1.42)$$

Бұл әсіресе [84, 971 б.] жағдайында жарамды, мұнда қалдық газ тығыздығы $\rho_{\text{gas}} \propto r^{-2}$, ал массасы радиуспен шексіз өсе беретіндіктен $\epsilon_r(r)$ радиуспен

үздіксіз азаяды. Сондықтан [84, 973 б.] сыртқы шектеу радиусын енгізді, мұнда жұлдыздық тығыздық ρ_* өз үлгілерінде ЖТТ-ін өлшеу үшін нөлге дейін төмендейді. Дегенмен, жұлдыздар үшін қолданылатын тығыздық профиліне байланысты шектеу радиусының бұл түрі (мысалы, Пламмер [132] үлгісі үшін) шексіздікке дейін кетуі мүмкін.

Смит және басқалар [88, 39 б., 136, 137] құрылымы әр түрлі қалдық газдың фонындағы суб-кластерлердің иерархиялық бірігуі арқылы қалыптастырылатын шоғырлар моделін ұсынды. Бұл авторлар абсолютті ЖТТ $\epsilon_{\text{abs}} = 0.20$ болған еркінше таңдалған әртүрлі қалдық газ (Пламмер таралуынан біртекті сфераларға дейін) фонына енгізілген, жұлдыздық құраушысы фракталды субкластерлерден [138] немесе бірнеше кішігірім Пламмер сфераларынан құралған жұлдыздық шоғырларды қарастырды. Олар кластердің лездік газ үрленуінен аман қалуын көрсететін негізгі параметр абсолютті ЖТТ емес, жергілікті жұлдыздар мөлшері (ϵ_{LSF} , local stellar fraction) болып табылады деген қорытындыға келді [139]. Жергілікті жұлдыздар мөлшері, ϵ_{LSF} , дегеніміз жарты масса радиусының (r_h) ішінде өлшенген жинақталған ЖТТ, $\epsilon_r(r_h)$, яғни:

$$\epsilon_{\text{LSF}} = \frac{M_*(< r_h)}{M_*(< r_h) + M_{\text{gas}}(< r_h)}. \quad (1.43)$$

Біркелкі таралған газ бұлтынан басталатын газдинамикалық компьютерлік симуляцияларда да шоғырлардың субкластерлердің иерархиялық бірігуінен пайда болатыны көрсетілген болатын (мысалы [62-64, 68-69, 375 б, 63 б., 193 б, 5530 б., 2222 б.]). Дегенмен, жақында Чен және басқалар [65, 6163 б.] ортасына қарай концентрацияланған (яғни тығыздықтары дәрежелік функциямен $\rho_0(r) \propto r^{-\alpha}$ сипатталатын) газ бұлттары көбіне бұлт центрінде жалғыз массивті шоғыр түзетінін, және оның айналасындағы газды аккрециялау арқылы массасын өсіретінін көрсетті. Яғни, иерархиялық бірігу сценарийінен гөрі монолиттік шоғыр түзу сценарийіне жақынырақ [140, 141]. Оған қоса, бастапқы газдың тығыздық профилінің дәрежелік көрсеткіші жоғары болған сайын орталық шоғырдың да массасы жоғары болатынын байқаған [65, 6165 б.].

Жалпы алғанда гибридті (газдинамикалық+N-дене) симуляциялары газ динамикасын жақсы суреттегенімен симуляцияланатын уақыты миллиард жылға жетпейді [62, 370б., 69, 2217 б.]. Және де мұдай модельдер шеңберінде қарастырылатын жұлдыздар саны да бірнеше мыңнан аспайды. Әр модельді компьютерде есептеу уақыты да ұзақ болғандықтан жұлдыздық шоғырлардың барлық эволюциялану кезеңдерін бір гибридті симуляция шеңберінде қарастыру мүмкін болмай тұр [64, 193 б.].

Шүкірғалиев және басқалар [32, 173 б., 90, 4 б., 142] жұлдыздардың бұлттан түзілу кезеңін физикалық негізделген жартылай аналитикалық жұлдыз түзілуі моделімен сипаттап, шоғырдың лездік газ үрілуінен кейінгі

эволюциясын N-дене есебін тікелей интегралдау арқылы сандық есептеу моделін ұсынды.

1.5 Жергілікті тығыздықтан тәуелді жұлдыз түзу моделі

Парментье мен Пфальцнер [134, 5 б.] центрлік концентрацияланған сфералық симметриялық газ жентегінде бір еркін құлау уақытында (τ_{ff}) тұрақты тиімділікпен жұлдыз түзу нәтижесінде пайда болатын жұлдыздық шоғырлардың тығыздық профилдерін есептеді. Газдың еркін құлау уақыты оның тығыздығына тәуелділігі (1.3). Бұл жерде газ коллапсының нәтижесінде болатын жұлдыз түзілу құбылысының жұлдыз түзуші газдың еркін құлау уақытына пропорционал болуы логикалық көзқараста өте орынды ұйғарым болып табылады. Центрлік концентрацияланған бұлттың ішкі тығыз аймағында газдың еркін құлау уақыты бұлттың сыртқы аймақтарына салыстырғанда біраз қысқа болады. Сәйкесінше, берілген физикалық уақыт ішінде бұлттың ішкі бөлігінде бірнеше еркін құлау уақыты өткенде сыртқы бөлігінде әлі бір еркін құлау уақыты болып үлгермеген болуы мүмкін. Демек, егер газ бұлтының бір еркін құлау уақытындағы жұлдыз түзу тиімділігі тұрақты ($\epsilon_{ff} = \text{const}$) болса, жұлдыз түзілуі басталғаннан t_{SF} уақыт ішінде тығыз газ бұлттың сырт жағындағы газға қарағанда көбірек жұлдыз түзеді [21, 150 б., 35, 235 б.]. Нәтижесінде жұлдыздық шоғырдың тығыздық профилінің көлбеулігі, газдікімен салыстырғанда тіктеу болады [134, 7 б.]. Бастапқы жұлдызсыз газдың тығыздық профилі, $\rho_0(r)$, жұлдыз түзу барысында өзгеріске ұшырамайды деген ұйғарым жасап,

$$\rho_0(r) = \rho_{\text{gas}}(r) + \rho_*(r), \quad (1.44)$$

t_{SF} уақыт ішінде түзілген жұлдыздар мен қалдық газдың тығыздық профилдерін Парментье мен Пфальцнердің [134, 9 б.] (19-20) теңдеулеріне сәйкес былай анықтауға болады:

$$\rho_*(t_{SF}, r) = \rho_0(r) - \left(\rho_0(r)^{-1/2} + \sqrt{\frac{8G}{3\pi}} \epsilon_{ff} t_{SF} \right)^{-2}, \quad (1.45)$$

$$\rho_{\text{gas}}(t_{SF}, r) = \left(\rho_0(r)^{-1/2} + \sqrt{\frac{8G}{3\pi}} \epsilon_{ff} t_{SF} \right)^{-2}. \quad (1.46)$$

Шүкірғалиев және басқалар [90, 4 б.] жұлдыздық шоғырдың тығыздық профилі белгілі болған жағдайда бастапқы және қалдық газ тығыздық таралуларын қалай анықтауға болатынын (1.44)-(1.46) теңдеулер жүйесін шешу арқылы тапты [90, 5 б., A1-A7 теңдеулерінен]:

$$\rho_{\text{gas}}(r) = \frac{1}{k^2} - \frac{1}{2}\rho_*(r) - \frac{1}{2}\sqrt{K_2 + \frac{8}{k^6 K_1}} + K_1, \quad (1.47)$$

мұндағы

$$k = \sqrt{\frac{8G}{3\pi}} \epsilon_{\text{ff}} t_{\text{SF}}, \quad (1.48)$$

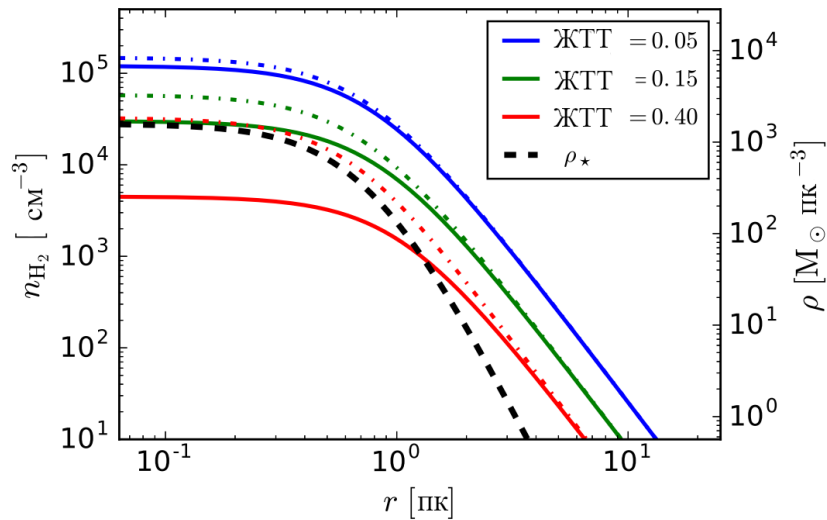
$$\alpha = k^4 \rho_*(r)^2, \quad (1.49)$$

$$K_0 = \sqrt[3]{\alpha^3 + 36\alpha^2 + 216\alpha + 24\alpha\sqrt{3(\alpha + 27)}}, \quad (1.50)$$

$$K_1 = \sqrt{\frac{\alpha^2 + \alpha(K_0 + 24) + K_0(K_0 + 12)}{12k^4 K_0}}, \quad (1.51)$$

$$K_2 = \frac{(\alpha - K_0 + 24)(K_0 - \alpha)}{3k^4 K_0}. \quad (1.52)$$

Мысал ретінде Сурет 1.4-те жұлдыздары Пламмер профилімен [132, 167 б.] таратылған шоғырдың жұлдыз түзу уақыттары $t_{\text{SF}} = 0.39, 2.21$ және 12.7 млн. жыл болған кезде қалдық газдарының тығыздық профильдері сәйкесінше көк, жасыл және қызыл сызықтармен келтірілген. Жұлдыздардың тығыздық профилі қара үзік сызықпен келтірілген болса, бастапқы газдың тығыздық профильдері пунктирлі сызықпен келтірілген. Абсцисса өсіндегі шоғыр



Сурет 1.4 – Массасы $3000M_{\odot}$, жарты масса радиусы $r_h = 1$ пк болған шоғырдың жұлдыздық, бастапқы және қалдық газ тығыздық профильдері.

центрінен қашықтық парсекпен берілген. Ал ордината өсіндегі тығыздықтың өлшемдері сол жағында бір текше сантиметрдегі сутегі молекуласының концентрациясымен, ал оң жағында текше парсектегі күн массасымен берілген. Бұл модельде (1.47) теңдеуінің еркін параметрлерін – еркін құлау уақытындағы ЖТТ, ϵ_{ff} , мен жұлдыз түзу уақыты, t_{SF} , мәндерін өзгерте отырып шоғырдың жалпы ЖТТ-ін өзгертуге болады. Шүкірғалиев және басқалар [90, 7 б.] $\epsilon_{ff} = 0.05$ мәнін әдепкі мән ретінде қабылдап тек t_{SF} , жұлдыз түзу уақытын ерікті параметр ретінде қалдырған. Парментье мен Пфальцнердің [134, 4 б.] моделіне сәйкес пайда болған кластерлердің жиынтық ЖТТ Адамс [84, 970 б.] моделіндегідей, жұлдыздар мен қалдық газдың тығыздық профильдерінің пішіндерінің бір-бірін қайталамайтындығы себепті ішінен сыртына қарай кеміп отырады. Пламмер моделінің шекті радиусы болмағандықтан бұл шоғырлардың абсолютті ЖТТ-тері ЖТТ-ің шынайы мәндерін суреттей алмайды. Сол себепті авторлар шоғырдың 98%-нан астам жұлдыздарын қамтитын 10 өлшем радиусына тең ойша шектеу радиусын қойып, соның ішінде өлшенген жиынтық ЖТТ-ін жалпы ЖТТ деп анықтады [90, 6 б.]:

$$\epsilon_{10} = \frac{M_*(< 10a_p)}{M_*(< 10a_p) + M_{gas}(< 10a_p)}. \quad (1.53)$$

Олардың [90, 5-8 б.] 1-ші және 4-кестелерінде жалпы ЖТТ мәндеріне сәйкес жұлдыз түзу уақытының ұзақтылықтары жариялаған. Түсінікті болуы үшін сол кестелердегі мәліметтердің бір бөлігін осы жерге алып келдік. Кесте 1.1-де бір еркін құлау уақытындағы жұлдыз түзу тиімділігі тұрақты $\epsilon_{ff} = 0.05$ болғанда жұлдыздық құраушысы Пламмер профилімен (1.38) сипатталатын жалпы ЖТТ (1.53) берілген шоғырды түзу үшін жұлдыз түзу процессі қанша уақытқа (t_{SF}) созылуы қажет екені берілген. 2-ші бағанда шоғырдың массасымен өлшеміне тәуелді әмбебап мөлшерлері берілген болса, 3-ші бағанда орташа тығыздығы белгілі шоғырлар үшін көрсетілген. Мысалы, шоғырдың жұлдыздық массасы $M_* = 3000M_{\odot}$, ал жарты масса радиусы $r_h = 1$ пк, болса, оның жарты-масса радиусының ішіндегі орташа тығыздығы $\bar{\rho}_h = \frac{3M_*}{8\pi r_h^3} \approx 358M_{\odot} \text{ пк}^{-3}$ болар еді.

Пламмер сферасы үшін $r_h = (2^{2/3} - 1)^{-1/2} a_* \approx 1.3a_*$ болғандықтан [132, 463 б.] берілген орташа тығыздық үшін Пламмер масштабтық радиусының кубының шоғыр массасына қатынасы тұрақты $a_*^3/M_* \approx 1.5 \cdot 10^{-4}$ болады. Яғни бұндай шоғырдың массасы $M_* = 10\,000M_{\odot}$ болса, оның жарты масса радиусы $r_h = 1.49$ пк болар еді. Кесте 1.1-дің екінші бағанында орташа тығыздығы бекітілген шоғыр үшін жұлдыз түзу ұзақтығы млн жыл физикалық шамасында берілген. Шашыраңқы жұлдыздық шоғырлардың құрамындағы жұлдыздардың жас айырмашылықтары 300 мың жылдан көп, 5 млн. жылдан аз екені белгілі

[143, 144]. Және де жасы 10 млн. жылдан асқан шоғырлар әрдайым газдан таза күйінде бақыланады [145-147]. Демек жұлдыз түзу ұзақтығы 300 мың жылдан аз, 5 млн. жылдан көп болмауы керек. Ең әрі кеткені 10 млн. жылдан аса алмайтыны көреміз. Олай болса Кесте 1.1-де көрсетілген модельдердің тек қана жалпы ЖТТ $0.05 \leq \epsilon_{10} \leq 0.25$ болған шоғырлар ғана шындыққа жақын деуге болады. Алайда, бұл тек белгілі бір модельдік параметрлер үшін ғана осындай болып тұр. Егер еркін құлау уақытындағы жұлдыз түзу тиімділігі көбірек болса, берілген жалпы ЖТТ мәніне сәйкес жұлдыз түзу ұзақтығы азаяды, немесе керісінше. Сол сияқты, шоғырдың орташа тығыздығы берілгеннен екі есе жоғары болса, жұлдыз түзу ұзақтығы екі есе қысқарады, және керісінше. Ал енді 4-ші және 5-ші бағандарда келтірілген шоғырдың лездік газ үрленуінен кейінгі вириалдық қатынасы мен одан анықталатын эффективті ЖТТ мәндері жалпы ЖТТ мәнімен әрдайым сәйкес болады. Яғни, эффективті ЖТТ еркін құлау уақытындағы ЖТТ мен шоғырдың тығыздығынан тәуелді емес [72, 43 б.].

Кесте 1.1. Жұлдыздық құраушысының тығыздық профилі Пламмер профилімен сипатталатын газға кіріктірілген шоғырдың параметрлері.

Жалпы ЖТТ	Жұлдыз түзу ұзақтығы	Жұлдыз түзу ұзақтығы $a_*^3/M_* \approx 1.5 \cdot 10^{-4}$ үшін	Вириалдық қатынас	Эффективті ЖТТ
ϵ_{10}	$t_{SF} \left[\sqrt{\frac{a_*^3}{GM_*}} \right]$	$t_{SF} [10^6 \text{ ЖЫЛ}]$	$Q_* = K_* / W_* $	ϵ_{eff}
0,05	2,14	0,39	4,34	0,12
0,10	6,30	1,15	2,26	0,22
0,13	9,58	1,75	1,77	0,28
0,15	12,09	2,21	1,55	0,32
0,20	19,53	3,56	1,21	0,41
0,25	28,74	5,25	1,00	0,50
0,30	39,96	7,29	0,87	0,58
0,35	53,53	9,77	0,77	0,65
0,40	69,94	12,77	0,71	0,70
0,45	89,85	16,40	0,66	0,76
0,50	114,22	20,85	0,62	0,81

2 ОҚШАУЛАНҒАН ЖҮЛДЫЗДЫҚ ШОҒЫРЛАР

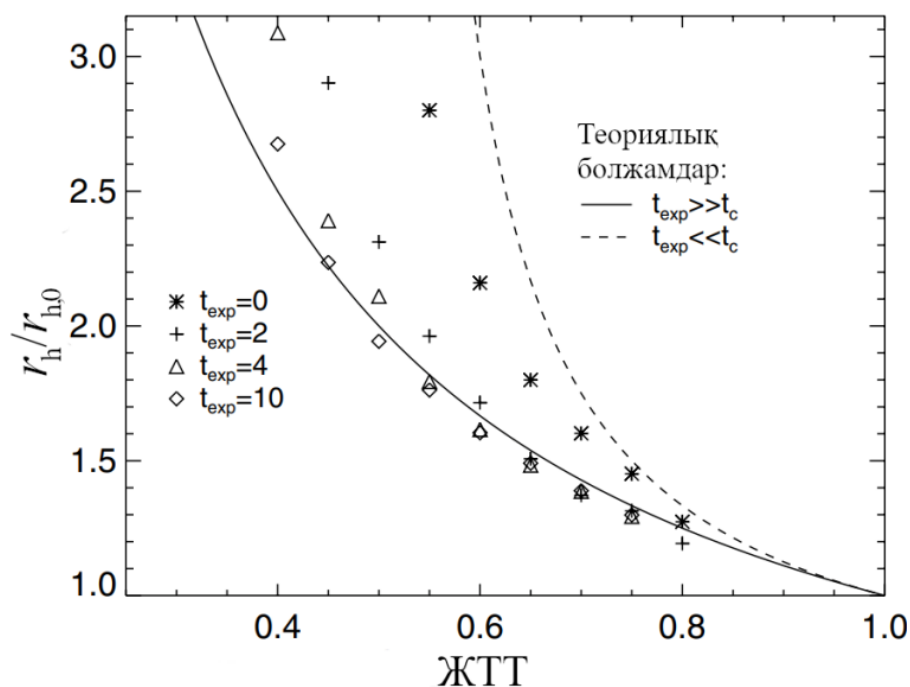
Бұл таpау Shukirgaliyev, B., Otebay, A., Just, A., et al. Violent relaxation in isolated star clusters // News of the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan, Physico-mathematical series. – 2019. – Vol. 3. – № 325. – P. 130. [148] мақаласына негізделіп жазылған.

2.1 Шоғырлардың қарқынды релаксация барысында ұлғаюы

Центріне қарай жұлдыз түзу тиімділігі арта пайда болған шоғырлар лездік газ үлренуінің салдарынан аман қалуына жалпы ЖТТ-нің 15% дан асуы жеткілікті екені дәлелденген [90, 12 б.]. Яғни центрге концентрацияланған газ жентегінен жұлдыздардың бір еркін құлау уақытында тұрақты тиімділікпен пайда болуы бақылаудан алынған ЖТТ мәндерінің гравитациялық байланыстырылған жұлдыздық шоғыр түзуге қабілетті екені көрсетілді. Алайда, ЖТТ 15% шамасында болған шоғырлар жаңадан түзілген жұлдыздардың бар болғаны 6-9% массасын ғана қарқынды релаксация соңында сақтап қала алатыны көрсетілген [32, 178 б.]. Оған қоса ЖТТ-нің төмен мәнінде пайда болған шоғырлар өлшемдерін әлдеқайда ұлғайтатыны да белгілі [86, 1593 б., 149]. Мысалы, Гейер мен Буркерт [149, 990 б.] лездік газ үрілуінен аман қалған шоғырлардың радиустары бастапқыдан еке есе немесе одан аз ұлғаятын кластерлер 60%-дан жоғары тиімділікпен түзілетінін баяндаған. Гейер мен Буркерттің [149, 991 б.] зерттеу жұмыстарынан алынған Сурет 2.1-де ЖТТ төмендеген сайын шоғырлардың ұлғаюы да артатыны көрсетілген. Бұл суретте абсцисса өсінде ЖТТ, ордината өсінде шоғырдың қарқынды релаксация соңындағы радиусының бастапқы радиусқа қатынасы. Нүктелердің түрлері симуляцияда газ үрілуіне кеткен уақыт бойынша түрленген. Үзік сызықпен лездік газ үрілуі үшін, ал үздіксіз сызықпен газ үрілуі айтарлықтай ұзақ уақытта болған модельдер үшін болжамдар көрсетілген. Нүктелердің түрлері газ үрілуінің ұзақтығы әр түрлі болған модельдерге сәйкес келеді. Бұл жердегі t_{exp} газ үрілуінің симуляция өлшем бірлігіндегі ұзақтықтарына сәйкес келеді [149, 989 б.].

Баумгарт пен Крупаның [86, 1597 б.] зерттеулерінде газ үрілуіне көп уақыт жұмсалғанда аман қалатын ЖТТ-і 30%-дан шоғырлардың қарқынды релаксация соңында өлшемдерін ең кемінде еке еседен артық ұлғайтатыны көрсетілген. Ал ең қатты ұлғаюлары галактикалық толысу өрісінің әсері өте аз және ЖТТ өте төмен болған кезде екені орын алатыны баяндалған. Мәселен, газ үрілуі 10 динамикалық кесіп өту уақытына дейін созылған модельде қарқынды релаксациядан аман қалуға жеткілікті болған ең төмен ЖТТ ($\epsilon_{\text{abs}} = 0.1$) моделдік кластер радиусын 10 еседей ұлғайтады екен [86, 1597 б.]. Бұл модельдер шоғырлардың газ үрілуі салдарынан аман қалуына жеткілікті шарттарды кей жақтарынан түсіндіре алғанымен, қазіргі күні массивті кәрі шоғырлардың пайда болуына қажетті шарттарды дұрыс суреттей алмайды [148, 135 б.]. Бұл кәрі массивті шоғырлар, өз кезегінде қарқынды релаксациядан айтарлықтай

массивті де тығыз болып шықпаса ұзақ өмір сүре алмайтыны түсінікті [32, 180 б., 74, 242 б., 77, 4444 б.]. Аталған модельдерде [86, 1596 б., 149, 992 б.] (мейлі лездік, мейлі тым ұзақ) газ үрілуінен соң өлшемін қатты ұлғайтпай массасының көп бөлігін сақтап қала алатын шоғырлардың пайда болуына ЖТТ 40%-дан жоғары болуы керек. Алайда бұл бақылаудан көрініп отырған ЖТТ мәндеріне айтарлықтай жоғары. Шүкірғалиев және басқалар [90, 10 б.] газ үрілуі салдарынан аман қалуға қажетті ЖТТ мәнін 15%-ға дейін азайтқанымен массивті де тығыз шоғырлардың пайда болуына қандай шарттар керек екеніне жауап бермеді. Сондықтан бұл жұмыста біз [90, 4 б.] жұмысының бастапқы шарттарын пайдаланып оқшауланған шоғырлардың лездік газ үрілуінен кейін қаншалықты ұлғаятынын зерттейміз. Бұл жұмыста шоғырдың қатты ұлғаюына кедергі болатын галактикалық толысу өрісінің әсері өте аз болған жағдайды қарастыру үшін оқшауланған шоғырларды назарға аламыз [142, 1047 б.].



Сурет 2.1 – Шоғырлардың газ үрілуінен соң ұлғаюының ЖТТ-нен тәуелділігі [149, 991 б.] мақаласынан алынған.

Сөйтіп қарқынды релаксация соңында барынша көп массасын сақтап, өлшемін мейлінше аз өсіретін шоғырдың пайда болуын ең қиын шарттар аясында зерттейміз. [90, 4 б.] оқшауланған шоғырларды қарастырған кезінде массалары бірдей, эволюцияланбайтын, 10 мың бөлшектен тұратын қарапайым модельді ғана қарастырған. Ал бұл жұмыста біз жұлдыздарының массалары Крупаның [29, 243 б.] бастапқы масса таралу функциясына сәйкес таралған, жұлдыздық эволюция себебінен уақыт өте массаларын жоғалтып отыратын [150] жұлдыздардың құралған оқшауланған шоғыр модельдерін қарастырамыз.

2.2 Шоғырдың N-дене моделін дайындау

Жұлдыздық шоғырдың N-дене модельдеулерін компьютерде іске асыру үшін өлшемсіз N-дене бірліктерінің келісі түріне өтеміз [72, 21 б.]:

$$G' = 1, \quad (2.1)$$

$$r' = \frac{r}{a_*}, \quad (2.2)$$

$$m' = \frac{m}{M_*}, \quad (2.3)$$

$$v \sqrt{\frac{a_*}{GM_*}}, \quad (2.4)$$

$$t' = t \sqrt{\frac{GM_*}{a_*^3}}. \quad (2.5)$$

Мұнда N-дене бірліктерінде $G = M_* = a_* = 1$ болады. Бұл шамаларды физикалық өлшем білікке айналдыру үшін G, M_*, a_* мәндерін қалаған өлшем бірлігіндегі шамаға көбейту арқылы жасай аламыз. Мысалы, жоғарыда келтірілген массасы $M_* = 3000M_\odot$, ал жарты масса радиусы $r_h = 1$ пк, болған кластерді алайық. Оның N-дене бірліктеріндегі массасы $M_*' = 1M_* = 1$, $r_h' = 1.3a_* = 1.3$ болады. Сонда, 1 км/с жылдамдықпен 1 млн. жылда шамамен 1 пк қашықтықты жүріп өткен жұлдыз N-дене моделіндегі сипаты былай болмақ:

$$m' = m_*/M_* = 1/3000 \times (3000M_\odot) = 1M_\odot = 2 \times 10^{30} \text{ кг}; \quad (2.6)$$

$$r' = r/a_* = 1 / 0.7664 \times (0.7664 \text{ пк}) = 1 \text{ пк} = 2.364 \times 10^{16} \text{ м}; \quad (2.7)$$

$$v' = v \sqrt{\frac{a_*}{GM_*}} = 1 \sqrt{\frac{(0.7664 \text{ пк})}{(4.3009 \times 10^{-3} \text{ пк } M_\odot^{-1} (\text{км} / \text{с})^2)(3000M_\odot)}} = 4.1 \text{ км} / \text{с}; \quad (2.8)$$

$$v' = \sqrt{\frac{(0.7664 \times 3.0856 \times 10^{16} \text{ м})}{(6.6743 \times 10^{-11} \text{ м}^3 \text{ кг}^{-1} \text{ с}^{-2})(3000 \times 1.9884 \times 10^{30} \text{ кг})}} = 4103 \text{ м/с}; \quad (2.9)$$

$$t' = t \frac{r'}{v'} = 0.1826 \text{ млн. жыл} = 5.7 \times 10^{12} \text{ с.} \quad (2.10)$$

Бұл N-дене өлшем бірліктері кластердің лездік газ үрілуінен кейінгі массасы мен өлшеміне тәуелді екенін және әдеттегі N-дене модельдерінің өлшем бірліктерінен өзгеше екенін ескертеміз. Әдеттегі N-дене модельдерінің бастапқы шарттары тепе-теңдіктегі жүйе болып табылады [31, 1453 б., 73, 21 б., 108, 1339 б.]. Ондай жүйелер үшін Хегги мен Мэтью стандартталған бірліктерді қолдануды ұсынған [151]:

$$G = M = 1, \quad (2.11)$$

$$E = -\frac{1}{4}. \quad (2.12)$$

Онда массаның, ұзындықтың және уақыттың өлшем бірліктері

$$U_m = M, \quad U_l = -\frac{GM^2}{4E}, \quad U_t = \frac{GM^{5/2}}{(-4E)^{3/2}}, \quad (2.13)$$

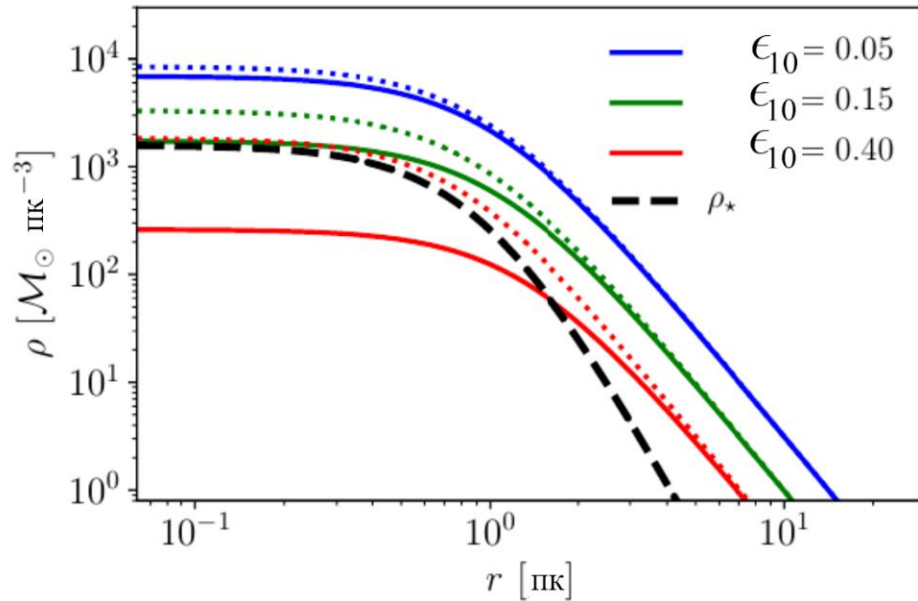
болар еді [152]. Алайда біздің қарастырғалы отырған моделімізде жұлдыздық шоғырдың бастапқы шарты, үрілмеген газбен тепе-теңдікте болған жүйе, газ үрілісімен-ақ супер-вириалды болып тепе-теңдіктен шығып кетеді. Түзілу шарттары әр түрлі болған шоғырларды қарастырғанда, егер газ бен жұлдыздың бірге болған кезін барлығына бірдей бастапқы шарт етіп алатын болсақ, газ үрілуінен кейін пайда болған шоғырларымыз бір-бірінен массасы жағынан, өлшемі жағынын, тіпті құрылымы жағынан түрлі-түрлі болып шығар еді де, оларды өзара салыстыру қиынға соғады. Түзілу шарттары әр түрлі болған шоғырларды бір-бірімен салыстыруды оңайлату үшін, лездік газ үрілуінен кейінгі шоғырлардың масса, өлшем және тығыздық таралулары бірдей болуы ұсынылған [90, 4 б.]. Ал түзілу шарттары қалпына келтірілген қалдық газ тығыздық таралуын ескере отырып, жұлдыздардың кинетикалық энергияларын газ бен жұлдыздардың ортақ гравитациялық потенциалында вириалды тепе-теңдікте болатындай етіп өсіру арқылы жүзеге асырылады. Мұндай шоғырлар бір-бірінен тек әр түрлі ЖТТ-не сәйкес келетін толық кинетикалық энергияларының мәндерімен ғана өзгеше болады. Бұл жағдайда, (2.12)-(2.13) түріндегі Хенон бірліктерін [151, 233 б., 152, 151 б.] қабылдау әр модельді өзіне ғана тән өлшемдерін енгізу арқылы есепті қиындатып жібереді. Сондықтан, барлық модельдерге ортақ болатын (2.5) түріндегі N-дене өлшем бірліктері таңдалды. Әлбетте, мұндай өлшем бірліктер жүйесі не шоғырдың динамикалық уақытын көрсетпейді, себебі онда газдың потенциалынан туындаған қосымша динамикалық әсер бар; не де газ бен жұлдыздардың ортақ динамикалық уақытына да сәйкес келмейді – себебі, әр ЖТТ мәніне сәйкес келетін бастапқы

бұлттардың массалары, өлшемдері және құрылымдары бір-біріне ұқсамайды. Алайда, шоғырдың шамалары басынан физикалық өлшемдермен байланыстырылған болса, есептің нәтижелері өте түсінікті болып табылады.

Жұлдыздық шоғырларымыздың N-дене моделіне бастапқы шарттарды дайындауға NEMO астрономиялық бағдарламалық құралдар кешенінің [153] falcON бағдарламалық пакетінің [154, 155] құрамындағы mkhalo бағдарламасын [156] қолдандық. Бұл mkhalo бағдарламасы массасы, өлшемі және тығыздық таралуы берілген N денеден тұратын жүйені қосымша плагинмен берілетін гравитациялық потенциалдың ішінде тепе-теңдікте болатындай етіп массалары $m_* = 1/N$ болатын бөлшектердің әр қайсысының координаталары мен жылдамдықтарын есептеп беретін бағдарлама. Жұлдыздар Пламмер профилі бойынша таралатын болса, берілген жалпы ЖТТ ϵ_{10} мәніне сәйкес келетін ϵ_{ff} және t_{SF} мәндері арқылы қалдық газдың потенциалын GasPotential арнайы плагинімен [90, 5 б.] mkhalo бағдарламасына қосамыз. Бұл бағдарламаның шығысында N жолдан және 6 бағаннан тұратын кестелік файл болады. Әр жұлдыз бір жолмен, ал бағандарда декарттық координаталары мен жылдамдықтарының үш-үштен құраушылары берілген.

Бұл жұмыста жұлдыздар саны шамамен 10 мың, болатын шоғырды қарастыруды ұйғардық. Сондықтан, [90, 6 б.] жұмысында қарастырылған $N = 10455$ жұлдыздан құралған, массасы $M_* = 6000M_\odot$ жарты-масса радиусы $r_h = 1.26$ пк шоғыр модельдерін алдық. Жұлдыздардың массаларын жоғары шегі $m_{*,max} = 100M_\odot$, ал төменгі шегі $m_{*,min} = 0.08M_\odot$, болатындай Крупаның бастапқы масса таралу функциясына [29, 243 б.] сәйкестендіріп алдық. Массалары тең болған бөлшектерден құралған шоғыр моделіміздегі жұлдыздардың массаларын Крупаның бастапқы масса таралу функциясына [29, 243 б.] сәйкес таратылған массалармен алмастырғанымыздан жалпы жүйенің қасиеттері өзгеріссіз қалады. Оған себеп жұлдыздар санының айтарлықтай көп болуында, және массасын өзгерту арқылы әр жұлдыздың потенциалдық және кинетикалық энергиялары өзгергендерімен, масса мөлшеріне шаққандағы энергиялары мен вириалдық қатынастары өзгеріссіз қалады. Және жүйедегі жұлдыздар саны көп болғандықтан жалпы жүйенің тығыздық бойынша таралуы, сәйкесінше потенциалы аса өзгеріске ұшырамайды [90, 6 б.]. Жалпы ЖТТ-нің $\epsilon_{10} = 0.13, 0.15, 0.20, 0.30, 0.40$, және 0.50 мәндері үшін ϵ_{ff} және t_{SF} параметрлерінің Кесте 1.1-дегі мәндерін пайдаланып есебіміздің бастапқы шарттарын дайындадық. Бұл бастапқы шарттарға сәйкес шоғырдың, бастапқы және қалдық газ бұлттарының тығыздық профилдерін Сурет 2.2-де келтіреміз. Бұл жерде массасы $M_* = 6000M_\odot$ жарты-масса радиусы $r_h = 1.26$ пк шоғырдың Пламмер профиліне сәйкес болған тығыздық профилі қара үзік сызықпен келтірілген. Мысал үшін жалпы ЖТТ-нің тек үш мәні үшін мұндай шоғырды түзуге қажетті тығыз молекулалық газдың және қалдық газдың тығыздық профилдері түрлі түсті сызықтармен көрсетілген. Мұнда нүктелі сызықтар бастапқы газды білдірсе, үздіксіз сызықтар қалдық газдың тығыздығын

суреттейді. Дайындалған бастапқы шарттарды модельдік шоғырлардың лездік газ үрілуінен кейінгі эволюциясын зерттеу мақсатында phi-GRAP/GPU бағдарламасының [121, 359 б., 122, 11 б.] кіріс файлына жазамыз. phi-GRAP/GPU бағдарламасының көмегімен модельдік кластерлеріміздің 1 млрд. жыл эволюциясын есептедік. Шоғыр жұлдыздары нөлдік жастағы бас тізбек кезеңіне лездік газ үрілуі кезінде кірді деп есептеп, phi-GRAP/GPU бағдарламасына енгізілген SSE жұлдыздар эволюциясы алгоритмінің [157] көмегімен модельдік жұлдыздарымыздың уақытқа тәуелді масса жоғалтуларын ескердік.



Сурет 2.2 – Дайындалған шоғыр модельдерінің кейбірінің тығыздық профилдері.

2.3 Оқшауланған жұлдыздық шоғырлардың гравитациялық байланыстырылған мөлшерін есептеу әдісі

Жұлдыздық шоғырдың гравитациялық байланыстырылған мөлшері (қысқаша байланыстырылған мөлшер) деп газы үріліп шығарылғаннан кейін жұлдыздық массасының белгілі бір уақытта кластерге байланысқан мөлшерін айтамыз

$$F_{b,M}(t) = \frac{M_*(t)}{M_*(0)}. \quad (2.14)$$

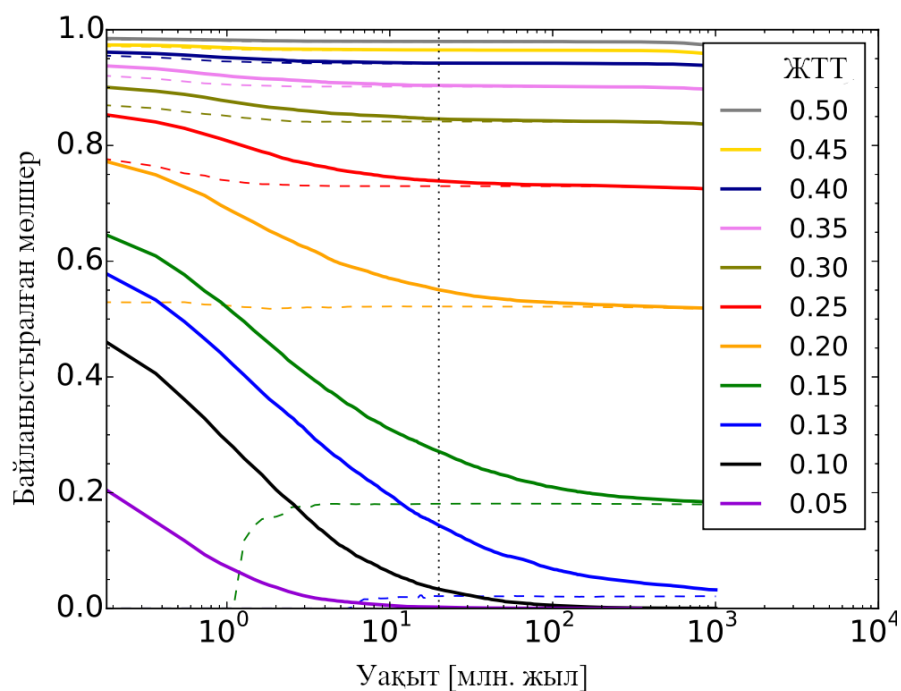
Байланыстырылған мөлшерді шоғырға гравитациялық байланысқан жұлдыздардың санының мөлшері ретінде де қарастыруға болады

$$F_{b,N}(t) = \frac{N_*(t)}{N_*(0)}. \quad (2.15)$$

Модельдік кластерлер массалары бірдей әрі тұрақты жұлдыздардан тұратын жағдайда, массасы мен жұлдыздар саны бойынша байланысқан мөлшерлер бір-біріне пара-пар болады. Бірақ шоғырлар эволюцияланатын жұлдыздардан тұратынын ескерсек, уақыт өте келе жұлдыздар массаларын жоғалтады, сөйтіп екі байланысқан мөлшерлер бірдей болмайды. Сондықтан бұл зерттеуде [90, 12 б.] жұмысынан айрықшалығымыз біз модельдік оқшауланған шоғырлардың байланысқан массалық мөлшерін де, байланысқан сандық мөлшерін де қарастырамыз.

Біз қолданатын phi-GRAPE/GPU кодында бастапқы шартпен енгізілген жұлдыздар компьютерлік симуляцияның соңына дейін сақталады, NBODY6++ кодындағыдай жылдамдығы кластердан қашып шығу жылдамдығынан асқанда жүйеден жойылмайды. Сол себепті кластерға гравитациялық байланысы бар жұлдыздарды, кластерден кетіп қалған жұлдыздардан ажыратып алу маңызды. NBODY6++ кодында жұлдыз шоғырдың шетіне жеткенде жылдамдығы қашып шығу жылдамдығынан асса, шоғырдан шығып кетті деп жүйеден жойылады. Ал phi-GRAPE/GPU кодында ондай жұлдыздар шоғырдан шығып біраз ұзаған соң басқа жұлдыздармен әсерлесіп шоғырға қатысты жылдамдығы азайып кинетикалық энергиясы потенциалдық энергиясынан аса алмай энергиясы жағынан шоғырға байланысты болып көрінуі мүмкін. Біздің модельдік шоғырлар бастапқы шартта супер-вириалды болғандықтан симуляция басталғанда көп жұлдыздар, тіпті ЖТТ төмен болғанда жұлдыздардың басым бөлігі, энергиясы жағынан кластерге гравитациялық байланысты емес болады. Сурет 2.3-те массалары бірдей және тұрақты бөлшектерден тұратын шоғырлардың [90, 12 б.] жұмысында келтірілген байланыстырылған мөлшерінің уақыт бойы өзгерістері суреттелген. Мұнда түрлі түстер шоғырдың жалпы ЖТТ-ін көрсетеді ал вертикальді тік сызық қарқынды релаксацияның аяқталу уақытына ($t_{VR} = 20$ млн. жыл) сәйкес келеді. Толық сызықтармен байланыстырылған мөлшердің әдеттегі әдіспен есептелгендегісі көрсетілген. Яғни бұл әдісте әр уақыт мезетінде жұлдыздардың потенциалдық және кинетикалық энергиялары есептеліп, кинетикалық энергиясы потенциалдық энергиясының абсолютті мәнінен аспаған жұлдыздар шоғырға гравитациялық байланысты деп ұйғарылады [90, 12 б., 158]. Бұл суретте шоғырдың ерте эволюциясы мен ұзақ уақыт дамуын бірге қарастыру мақсатында уақыт өсі логарифмдік шкалада берілген. Суретте көрініп тұрғанындай, ЖТТ төмен шоғырлардың байланысқан мөлшерлері 1 млрд. жылға дейін кемулерін тоқтатпайды. Бұның себебі кеңіп жатырған кластер оқшауланған болғандықтан кейбір жұлдыздар шоғырдан тым алыстап кетсе де гравитациялық потенциалын есептеуде барлық жұлдыздар ескерілгендіктен энергиясы жағынан шоғырға байланысты болып тұрады. Ондай жұлдыздарды алып тастау үшін [90, 12 б.] кеңіп жатырған шоғырлардың байланыстырылған мөлшерін есептеудің жаңа әдісін ұсынды. Байланыстырылған мөлшерді анықтаудың жаңа әдісінде де жұлдыздардың шоғырға байланыстылығы энергиясы жағынан бағаланады. Алайда, бұл әдісте итерациялық түрде, жұлдыздардың потенциалдық энергияларын есептеуде тек шоғырға байланысты жұлдыздар қалдырылып

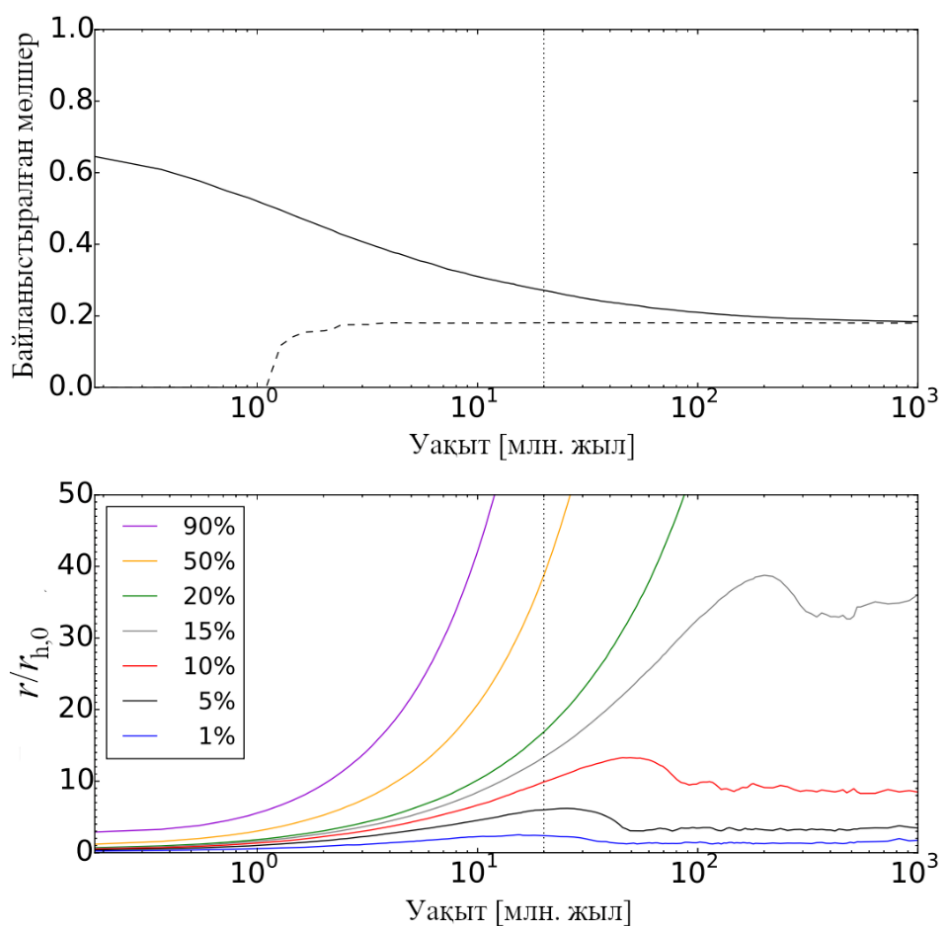
отырады. Сөйтіп әр итерацияда толық энергиясы теріс болған жұлдыздар ғана қалып отырады. Итерациялар, гравитациялық байланыстырылған мөлшерінің мәні тұрақталғанға дейін жалғасады. Бұл шоғырдың нақты гравитациялық байланыстырылған мөлшерін шоғырдың қарқынды релаксациясын аяқтау



Сурет 2.3 – Оқшауланған шоғыр модельдерінің лездік газ үрленуінен кейінгі гравитациялық байланыстырылған мөлшерінің уақыт эволюциясы.

уақытында анықтауға мүмкіндік береді. Алайда кеңеюші шоғырдың тым ерте уақытында, лездік газ үрілуінен соң жаңадан кеңейіп жатырған кезінде, көп жұлдыздардың кинетикалық энергиялары тым жоғары болғандықтан, бұл әдіс бойынша анықталған байланыстырылған мөлшер ЖТТ төмен болған шоғырлар үшін нөлге қарай ұмтылады. Бірақ шоғырдың ішкі аймақтары кеңеюін тоқтатып бастағанда қайтадан өсіп, тез арада сАоңғы мәніне жетеді. Жаңаша әдіспен есептелген байланыстырылған мөлшерлер Сурет 2.3-те үзік сызықтармен белгіленген. Жалпы ЖТТ-тері 0.13 және 0.15 болған шоғырлардың байланыстырылған мөлшерлері жаңа әдісті қолдану арқылы миллиард жыл эволюцияларын күтпей-ақ олардың 20 миллион жылдық қарқынды релаксациясының аяғында анықталатыны көрсетілген. Мысал ретінде Сурет 2.4-те жалпы ЖТТ $\epsilon_{10} = 0.15$ шоғырдың дамуы байланыстырылған мөлшер және бастапқы Лагранж радиустарының өзгерісімен көрсетілген. Сурет 2.4-тің жоғарғы панелінде оқшауланған кластердің екі түрлі әдіспен анықталған байланыстырылған мөлшерінің эволюциясы бейнеленген. Үздіксіз сызық ескі әдіспен, үзік сызық жаңаша әдіспен анықталған байланыстырылған мөлшерлер. Төменгі панелінде шоғырдың лездік газ үрілуі алдыңғы жарты масса радиусына нормаланған Лагранж радиустарының эволюциясы берілген. Сурет 2.4 [90, 12 б.] жұмысынан алынған. Бұл екі параметрлері бір-бірлерімен сәйкес салыстыра алуымыз үшін абсцисса өстері айнымай жасалған. Бұл суретте көрсетілген

шоғырдың бастапқы Лагранж радиустары шоғырдың дездік газ үрілген кезде 1%, 5%, 10%, 15%, 20%, 50% және 90% масса мөлшерлері қамтылған бөлінің радиустары болып табылады. Бұл Лагранж радиустары шоғырдың лездік газ үрілген кездегі жарты масса радиусының өлшемімен берілген. Лагранж радиустарының өзгерістерінен көрініп тұрғанындай, шоғырдың 15% массалық мөлшері біраз кеңейгеннен кейін кеңеюін тоқтатқаны, ал 20% және одан жоғырлары бастапқы жарты масса радиусынан 50 есе және одан әрі кеңейіп кеткені ол бөлігінің кластерге байланысты емес екенін көрсетеді. Лагранж радиустарынан көретініміз, шоғыр кеңеюін 200-300 млн. жылда ғана тоқтататыны көрінеді. Ескі әдіс байланыстырылған мөлшердің соңғы мәнін шоғырдың сырт бөлігі кеңеюін тоқтатпайынша анықталмайды екен. Ал жаңаша әдіс болса, шоғыр әлі кеңейіп жатырған кездің өзінде байланыстырылған мөлшердің соңғы мәнін дәл анықтай алатынына куә боламыз.

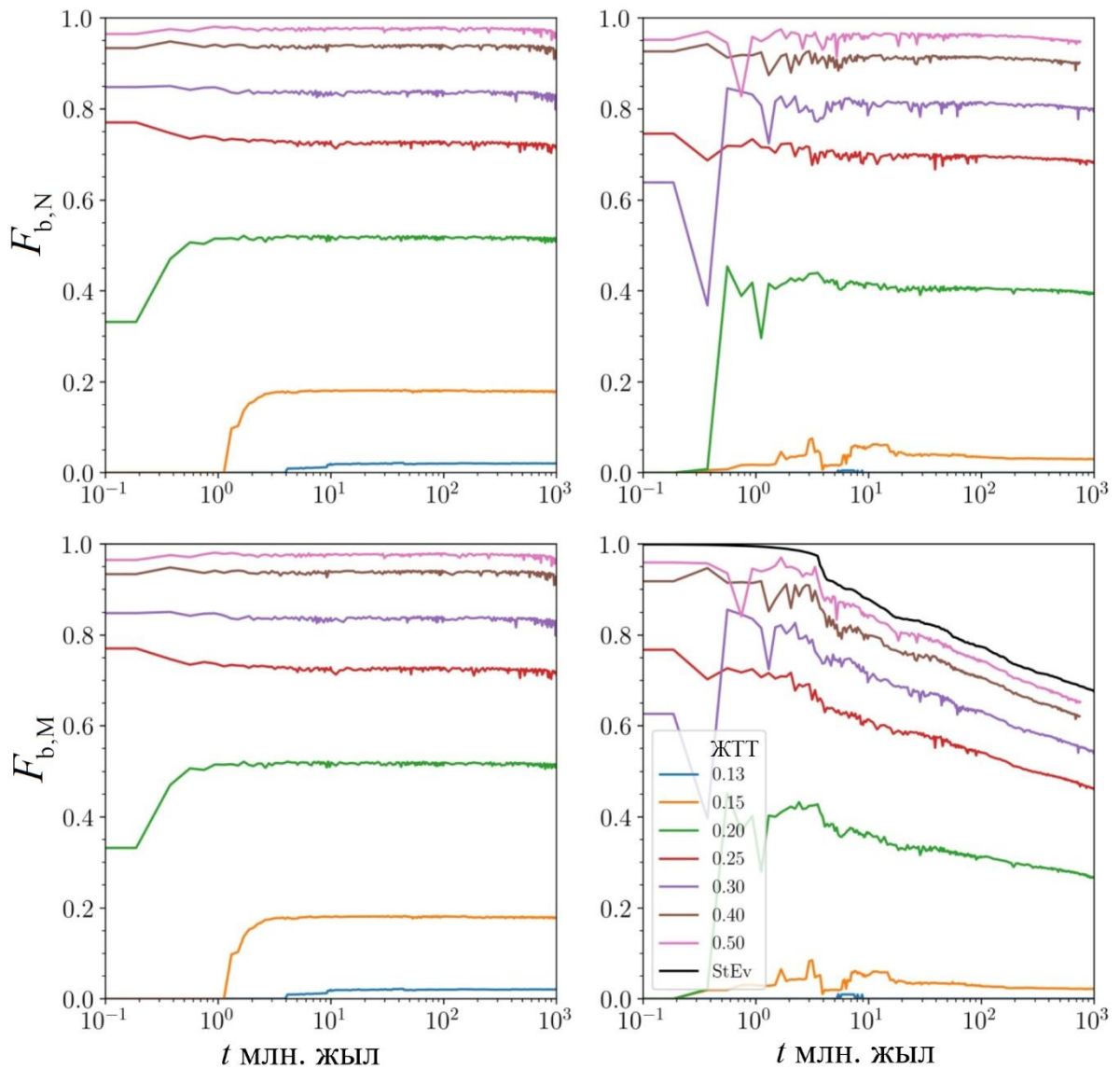


Сурет 2.4 – Жалпы ЖТТ $\epsilon_{10} = 0.15$ шоғырдың байланыстырылған мөлшерлері мен Лагранж радиустарының уақыт бойынша өзгерістері.

2.4 Оқшауланған жұлдыздық шоғырлардың эволюциялық моделі

Біз жаңадан жасалған жұлдыздық кластерлердің байланыстырылған мөлшерлерін табу үшін жоғарыда сипатталған жаңа әдісті ғана қолданамыз. Қарастырып отырған шоғырларымыздың жұлдыздары уақыт өте жұлдыздық эволюция себепті массаларын жоғалтатындықтан масса бойынша

байланыстырылған мөлшері, $F_{b,M}$, жұлдыздар саны бойынша байланыстырылған мөлшерден, $F_{b,N}$, өзгешелене береді. Сол себепті [90, 12 б.] жұмысынан өзгеше, байланыстырылған мөлшердің екі түрін бірдей

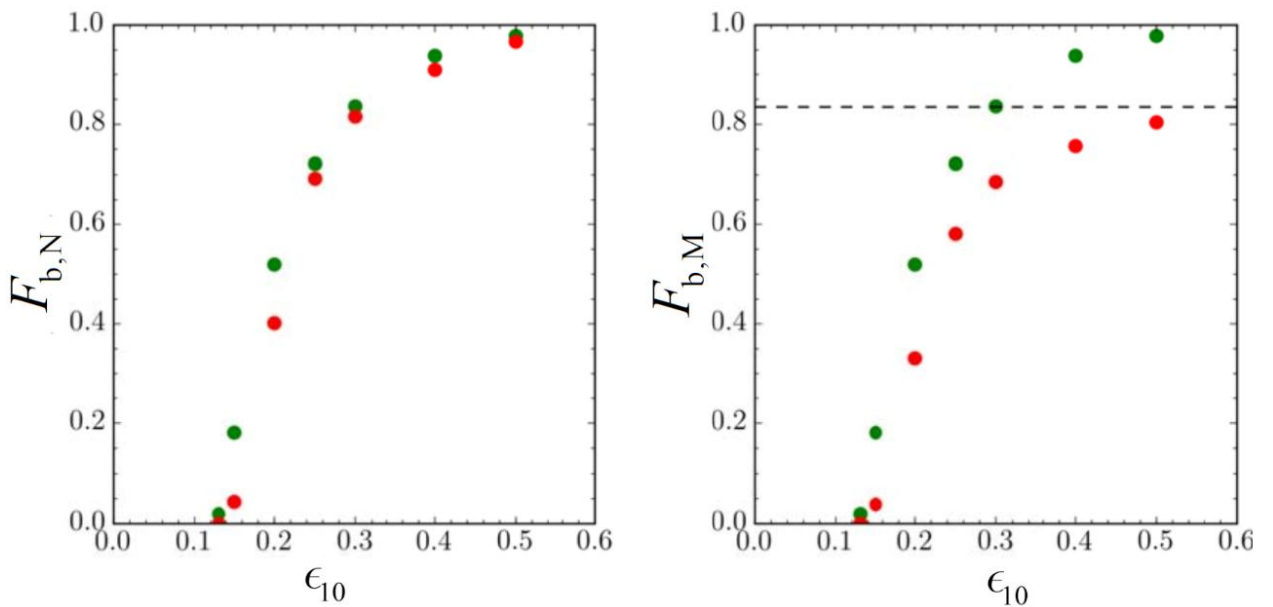


Сурет 2.5 – Оқшауланған кластерлердің байланысқан мөлшерлерінің эволюциясы.

қарастырамыз. Жаңадан жасалған эволюцияланатын, массалары әр түрлі жұлдыздардан құралған оқшауланған шоғырларымыздың байланыстырылған мөлшерлерінің уақыт өте өзгерістерін Сурет 2.5-те [90, 12 б.] жұмысында қарастырылған массалары бірдей және өзгермейтін оқшауланған шоғыр модельдерімен салыстырамыз [159]. Үстіңгі панельдер жұлдыздар саны бойынша байланыстырылған мөлшер эволюциясын, ал төменгі панельдер гравитациялық байланыстырылған масса мөлшерінің эволюциясын көрсетеді. Сол жақ панельдерде [90, 12 б.] жұмысында қарастырылған массалары тең әрі өзгермейтін шоғыр модельдері, ал оң жақтағы панельдерде массалары Крупа

бастапқы масса таралу функциясымен үлестірілген, жұлдыздар эволюциясы ескерілген жаңа модельдер. Абсцисса өсі уақыт бойынша эволюцияны бастапқы кезеңдері мен соңғы кезеңдерін бірдей қарастыра алу үшін логарифмдік масштабта берілген. Қистықтардың түстері төменгі оң жақ панельдегі легендада көрсетілген жалпы ЖТТ мәндерін сипаттайды. Төменгі оң жақ панельдегі қара сызық шоғырдың тек қана жұлдыз эволюциясы себепті масса жоғалтуын көрсетеді. Суреттің оң жақ бөлігінде [90, 12 б.] жұмысынан алынған ескі модельдер келтірілген. Ал біздің жаңа модельдеріміз Сурет 2.5-тің оң жақ бөлігінде келтірілген. Жоғарғы панельдер жұлдыздар саны бойынша байланыстырылған мөлшерді, ал төменгі панельдер жұлдыздар массасы бойынша байланыстырылған мөлшерді көрсетеді. Модельдік шоғырлардың жалпы ЖТТ мәндері әр түрлі түстермен белгіленген. Бұл жерде айта кететін бір жәйт, оқшауланған шоғырлардың жаңа моделінде, шоғыр бірде-бір жұлдызын жоғалтпаған күннің өзінде жұлдыздар эволюциясы себепті оның байланыстырылған массалық мөлшері азаяр еді. Сурет 2.5-тің оң жақ төменгі панелінде қара сызықпен осы жұлдыздық эволюциясы себепті ғана массалық байланыстырылған мөлшердің уақыт өте азаюы суреттелген. Бұл жерде 2-5 млн. жыл арасында массалық байланыстырылған мөлшердің күрт төмендеуі шоғырдағы ең массивті жұлдыздардың аса жаңа болып жарылулыра арқылы массаларының орасан зор бөлігін жоғалтуларымен байланысты. Модельдік шоғырлардың барлығының байланыстырылған мөлшерлері $t = 20$ млн. жылдан әрі тұрақты болатыны көрінеді. Бұл алдыңғы жұмыстарда [90, 12 б.] қарқынды релаксацияның аяқталу уақыты $t_{VR} = 20$ млн. жыл деген тұжырыммен сәйкес келеді. Жұлдыздар эволюциясы себепті шоғырдың масса жоғалтуы оқшауланған шоғырлар үшін лездік газ үрілуі салдарынан аман қалуға қажетті жалпы ЖТТ мәнін 13%-дан 15%-ға дейін жоғарылатады. Жаңа модельдерде $\epsilon_{10} = 0.13$ болған шоғырлар лездік газ үрілуінің салдарына төтеп бере алмайды (оң жақ панельдердегі көк сызықтарды қараңыз). Жалпы, жұлдыздардың массаларының біркелкі таралмайтынын және жұлдыздық эволюциясы себепті масса жоғалтуын ескеру, жалпы ЖТТ мәні төмен шоғырлар үшін кері әсерін көрсететіні анықталды. Ал жалпы ЖТТ мәні жоғары шоғырлардан өзгеше, бұлар үшін байланыстырылған мөлшердің массалық та, жұлдыздар саны бойынша да мәндері ескі модельдерге салыстырғанда аздау болатыны көрінеді (Сурет 2.5-тегі көк, сары және жасыл қисықтарға назар салыңыз). Жалпы ЖТТ мәні жоғары шоғырлардың, массалық байланыстырылған мөлшерлері азайғандарымен жұлдыздар саны бойынша байланыстырылған мөлшерлері ескі модельдегі нұсқаларынан аса айрықшаланбайды. Бұл әсіресе Сурет 2.6-да, $t_{VR} = 20$ млн. жыл болғанда қарқынды релаксация соңындағы нақты байланыстырылған мөлшерлерінің өлшемдері жалпы ЖТТ мәндерінен тәуелді функциялар ретінде салыстырылған кескінде анық көрінеді. Сурет 2.6-ның сол жақ бөлігінде екі модельдің жұлдыздар саны бойынша байланыстырылған мөлшерлері салыстырылған болса, оң жақ бөлігінде массалық байланыстырылған мөлшерлері келтірілген. Массалары біркелкі жұлдыздық

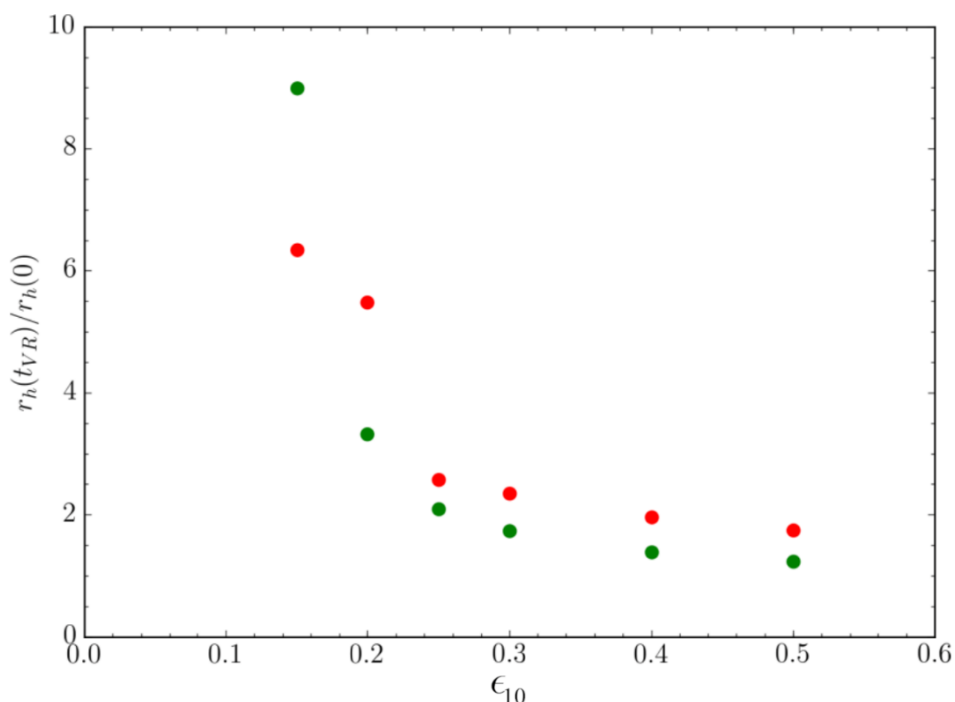
шоғырлар жасыл дөңгелектермен, ал жұлдыздар эволюциясы ескерілген кластерлер қызыл дөңгелектермен көрсетілген. Оң жақ панельдегі горизонтальді үзік сызық жұлдыздар саны бойынша массалық байланыстырылған мөлшері $F_{b,N} = 1.0$ болған шоғырдың жұлдыздық эволюция әсерінен азайған қарқынды релаксация соңындағы массалық байланыстырылған мөлшерін көрсетеді. Жалпы ЖТТ мәні төмен шоғырлардың байланыстырылған мөлшерлері де бір-бірінен көп айрықшаланады. Алайда жалпы ЖТТ мәні өскен сайын жұлдыздар саны бойынша байланыстырылған мөлшер мәндері екі модель арасында бір-біріне жақындай түседі. Оң жақ панельде жалпы ЖТТ төмен шоғырлар алайда массалық байланыстырылған мөлшерлері бойынша сандық байланыстырылған мөлшердегі айырмашылық пен жұлдыздық эволюциясы себепті айырмашылықтардың қосындысынан аз көрінеді. Мұның бірден бір себебі, бұл жалпы ЖТТ мәні төмен шоғырларда массасы үлкен жұлдыздардың үлесі сәл көбірек болуынан болып табылады.



Сурет 2.6 – Оқшауланған шоғырлардың нақты байланыстырылған мөлшерлері жалпы ЖТТ функциясы ретінде.

Сөйтіп, олардың орташа массалары басқаларына салыстырғанда көбірек болады. Жалпы ЖТТ мәндері $\epsilon_{10} \geq 0.3$ болған шоғыр модельдері шоғырдың о бастағы жұлдыздарының 80%-ын бойларында сақтап қала алатыны көрінеді. Яғни, ескі жұмыстарда лездік газ үрленуінен аз ғана мөлшерін гравитациялық байланыстырылған күйінде сақтап, қарқынды релаксация соңына ыдырап кетпей жетуіне қажетті 30% ЖТТ мәні [89, 7 б.], жаңа модельдерде қарқынды релаксациядан аман қалуға ғана емес [90, 12 б.], тіпті одан жұлдыздарының басым бөлігін гравитациялық байланыстырылған күйде алып шығуына жеткілікті болатыны көрсетілді [148, 135 б.]. Бұл демек, жұлдыз түзілу аймақтарын бақылаулардан өлшенген ЖТТ мәндерінің 30%-дан аспауы [57, 520 б., 81, 65 б., 131, 183 б.] массивті шоғырлардың түзілуіне [96, 450 б.] кедергі

емес екенінің дәлелі. Яғни, қазіргі бақыланған жұлдыз түзуші аймақтардың ЖТТ мәні жоғары болғандарынан қалдық газ үріліп кеткенде, ол шоғырлар 60-80% жұлдыздарын сақтап қалуға қабілетті болады деген сөз. Жұлдыздық шоғырдың қарқынды релаксациядан жоғары байланыстырылған мөлшермен ғана аман қалуы оның ұзақ уақыт өмір сүре алатынына жеткілікті емес, сонымен қатар оның айтарылықтай тығыз болуы қажетті [96, 452 б., 113, 13 б.]. Сол себепті, біз жұлдыздық шоғырларымыздың қарқынды релаксация барысында ұлғаюларын зерттедік. Әдетте жұлдыздық шоғырлардың өлшемін сипаттауға жарты масса радиусы – яғни 50% Лагранж радиусы қолданылады [74, 230 б., 96, 440 б.]. Сурет 2.7-де шоғырлардың қарқынды релаксация соңындағы ($t_{VR} = 20$ млн. жыл) жарты масса радиусының бастапқы жарты масса радиусына қатынасының – $r_h(t_{VR})/r_h(0)$ – жалпы ЖТТ мәндерінен тәуелділігін суреттейміз. Модельдік шоғырлардың бастапқы жарты масса радиустары $r_h(0) = 1.26$ пк. Ескі модельдер жасыл дөңгелектермен, ал жаңа модельдер қызыл дөңгелектермен белгіленген.



Сурет 2.7 – Жалпы ЖТТ-і әртүрлі оқшауланған шоғырлардың қарқынды релаксация кезіндегі кеңеюлері.

Бұл суреттен байқайтынымыз, жалпы ЖТТ мәні $\epsilon_{10} \geq 0.25$ болған шоғырлар байланыстырылған мөлшерлері жоғары болуымен қатар, радиустарын да екі есе немесе одан да аз кеңейтеді екен. Ескі жұмыстарда өлшемі 3 еседен аз кеңейетін шоғырды түзу үшін, газ үрілуі жай өтетін кезде ЖТТ 40%-дан жоғары, ал лездік газ үрілуі кезінде 50%-дан астам болуы керек еді. Бұл мәндер бақылаудан бағаланған ЖТТ мәндерінен біраз жоғары болатын. Біздің физикалық тұрғыдан негізделген, жергілікті тығыздыққа тәуелді жұлдыз түзу теориясына сәйкес түзілген модельдік шоғырларымыз бұл ЖТТ-нің төменгі

мәнін лездік газ үрілуі жағдайы үшін 50%-дан 25%-ға дейін төмендетті (Сурет 2.1 және Сурет 2.7 нәтижелерін салыстырыңыз). Яғни, бақылаудан байқалған ЖТТ-нің 30%-дан аспайтын ең жоғарғы мәндері, байланыстырылған мөлшері жоғары әрі кеңеюі екі есе шамасында болған, салыстырмалы түрде ықшам да массивті шоғыр түзуге жеткілікті болып табылады. Бұның бәрі, жұлдыз түзуші газдың еркін құлау уақытында тұрақты тиімділікпен жұлдыз түзуінің салдары болып табылады. Яғни, берілген жұлдыз түзу уақытының ішінде центрлік концентрацияланған газ бұлтының орталық тығыз бөлігінде көптеген еркін құлау уақыттары орын алғанда, тығыздығы аз сыртқы бөлігінде бірнеше ғана, немесе бір ғана еркін құлау уақыты болып үлгереді. Сәйкесінше, молекулалық жентектің центріндегі тығыз бөлігі массасының едәуір мөлшерін жұлдызға айналдырып үлгергенде, сыртқы бөлігіндегі тығыздығы аз молекулалық газдың аз ғана мөлшері жұлдызға айналады. Сөйтіп, Сурет 2.2-де көрсетілгеніндей, жұлдыз түзу аймағының жұлдыздық массасы көбіне центріне қарай шоғырланса, қалдық газда қалған массасы көбіне шоғырдың сырт жағында қалады. Газға кіріктірілген шоғырдың мұндай конфигурациясы газ үрілуі салдарына төтеп беруді оңайлатып, бақылау нәтижелерін жақсырақ түсінуге жол ашады.

3 ШАШЫРАҢҚЫ ЖҰЛДЫЗДЫҚ ШОҒЫРЛАР. ДЕНЕН МОДЕЛІ

Бұл тарау, жұлдыз түзуші аймақтардың тығыздық таралуларын жақсырақ түсінуге, және бақылаудан алынған ЖТТ мәндерінің өте төмен болған жағдайларының өзі шоғырларға бұрын ойлағандай жойқын әсер бере алмайтынын көрсетеді. Бұл тарау Shukirgaliyev, B., Otebay, A., Sobolenko, M., Ishchenko, M., Borodina, O., Panamarev, T., Myrzakul, S., Kalambay, M., Naurzbayeva, A., Abdikamalov, E., et al. Bound mass of Dehnen models with a centrally peaked star formation efficiency // Astronomy and Astrophysics. – 2021. – Vol. 654. – P. A53. [Q1, IF=5.803, 85%] мақаласына негізделіп жазылған.

3.1 Жұлдыздар мен газдың тығыздық таралулары

Күн маңайында орналасқан жұлдыз түзуші аймақтарда жас жұлдыздық объектілер мен молекулалық газдың аспанға проекцияланған беттік тығыздықтарының арасында дәрежелік функциямен сипатталатын корреляция бар екені анықталды [160,161]:

$$\Sigma_* \propto \Sigma_{\text{gas}}^2. \quad (3.1)$$

Мұнда жас жұлдыздық объектілердің жергілікті беттік тығыздығы Σ_* және газ бағанасының тығыздығы беттік тығыздығы Σ_{gas} . Демек, газдың тығыздығы артқан сайын ЖТТ-нің мәні де ұлғаятынына сәйкес келеді. Яғни жұлдыздық тығыздық профилінің көлбеулігі газға қарағанда тік еңісті екенін көрсетеді. Парментье мен Пфальцнер [134, 6 б.] мұндай корреляция олардың жергілікті тығыздыққа тәуелді кластерленген жұлдыз түзілу моделімен еркін түсу уақытында тұрақты тиімділікпен орын алатын жұлдыз түзілуінің салдары деп түсіндірді.

Кластерленген жұлдыз түзілуінің заманауи гибриді гидродинамикалық/N-дене модельдеуінде қалдық газ және жаңадан пайда болған жұлдыздар сәйкесінше шамамен көрсеткіштері 2 және 3 болған дәрежелік функциямен сипатталатын тығыздық профильдеріне ие болатыны көрсетілген [62, 374 б., 66, 1071 б.]. Шын мәнінде, Парментье мен Пфальцнер [134, 1 б.] өздері ұсынған жұлдыз түзілу теориясының шеңберінде жаңадан пайда болған жұлдыздар шоғырының тығыздық профилінің дәрежелік функциясының сыртқы көлбеулігінің көрсеткіші бастапқы жұлдызсыз газға қарағанда 1,5 есе үлкен (тік) болатынын байқады. Яғни, егер бастапқы жұлдызсыз газдың тығыздық профилі

$$\rho_0 \propto r^{-p}, \quad (3.2)$$

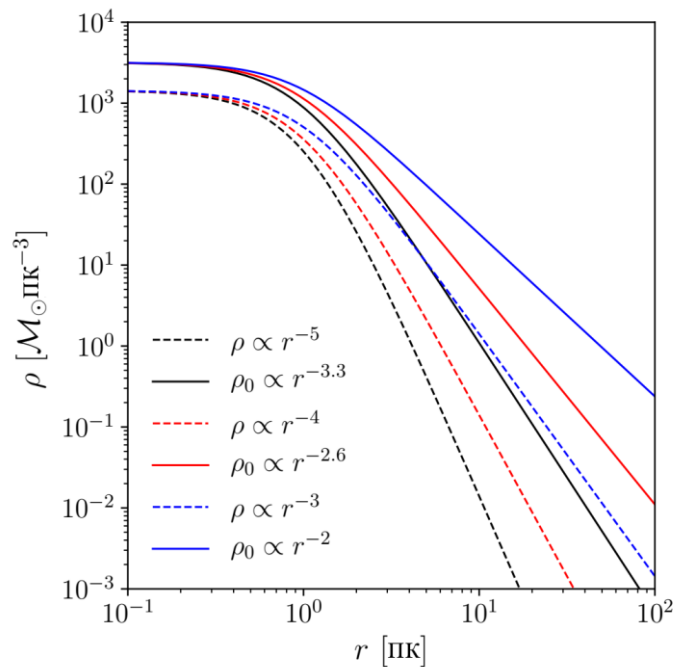
ал жаңадан түзілген жұлдыздар

$$\rho_* \propto r^{-q} \quad (3.3)$$

дәрежелік функцияларымен сипатталатын болса, Парментье мен Пфальцнер [134, 3 б.] ұсынған жұлдыз түзі теориясына сәйкес

$$q \leq \frac{3}{2} p, \quad (3.4)$$

заңдылығы орындалады. Бастапқы газдың тығыздық приофилі изотермиялық сфера $p = 2$ болса, онда жұлдыздардың тығыздық профилінің көлбеулігі $q \leq 3p/2 = 3$ болар еді. Ал Шүкірғалиевтердің қарастырған моделінде [90, 5 б.] жаңадан қалыптасқан кластер Пламмер тығыздық профиліне ($q = 5$) сәйкес таралған. Ондай шоғырды түзуге қажетті жұлдыз түзуші газдың тығыздық профилінің көлбеулігі шамамен $p \approx 3.3$ болуы қажет. Сурет 3.1-де, Пламмер



Сурет 3.1 – Көлбеуліктері әр түрлі Пламмер тәріздес тығыздық профилімен таралған шоғырлар мен оларды түзетін бастапқы газ тығыздық профилдері.

тәріздес жұлдыздық тығыздық профилдеріне сәйкес таралған

$$\rho_* \propto (1 + r^2 / a_*^2)^{-q/2}, \quad (3.5)$$

масштабтық радиусы $a_* = 1$ пк және массасы $M_* = 6000 M_\odot$ болған шоғырлардың $q = 3, 4, 5$ мәндері үшін тығыздық профилдерін (сәйкесінші көк, қызыл және қара үзік сызықтар) және оларды түзетін бастапқы газ тығыздық профилдері (үздіксіз сызықтармен)

$$\rho_0 \propto (1 + r^2 / a_*^2)^{-p/2}, \quad (3.6)$$

берілген q мәндеріне сәйкес келетін $p = 2, 2.6, 3.3$ жағдайларын келтіреміз. Бұл жерде бастапқы газ профилі,

$$\rho_0 = \rho_* + \rho_{\text{gas}}(\epsilon_{\text{ff}} t_{\text{SF}}) \quad (3.7)$$

деп есептеп, мұндағы ρ_{gas} қалпына келтірілген қалдық газдың тығыздық профилін еркін құлау уақытындағы ЖТТ $\epsilon_{\text{ff}} = 0.05$ жұлдыз түзуге кеткен уақыт ұзақтығы $t_{\text{SF}} = 3$ млн. жыл деп ұйғарып есептедік. Жұлдыз түзуші аймақтарындағы газ бұлттарының бақылаудан бағаланған тығыздық профильдерінің көлбеулік дәрежелері әдетте $1 \leq p \leq 2.2$ арасында жатады [131, 183 б., 162, 163]. Дегенмен, Шнайдер бастаған топ [164] тығыз молекулалық газ бұлттарын бақылауларынан олардың тығыздық профильдерінің көлбеуліктері $p < 4$ шамасына дейін болатынын анықтады. Бұл дегеніміз Сурет 3.1-де көрсетілген үш эталондық модельдердің кез келгені бақылауларға сәйкес болуы мүмкін.

N-дене модельдеулерін пайдалана отырып, жұлдыз шоғырларының эволюциясын зерттейтін барлық дерлік зерттеулер газдың шығарылуына дейінгі жұлдыздық тығыздықтың таралуын көрсету үшін Пламмер профилін қолданып келген [89, 3 б., 90, 4 б.]. Дегенмен, әдетте бақыланатын тығыз газ жентектері Пламмер профиліне сәйкес, қалдық газбен салыстырғанда біршама таяз тығыздық профиліне ие болады ($p < 3.3$). Бұл жұлдыз шоғырларының газды шығаруға дейін пайда болған кездегі Пламмер профиліне қарағанда тығыздық профилінің көлбеуліктері таязырақ болуы мүмкін бе деген сұрақ туындатады. Егер солай болса, бұрын қарастырылған Пламмер үлгісіне қарағанда мұндай кластерлер газдың лездік шығарылуынан аман қалуына қаншалықты көмектесетінін қарастырамыз.

Ли бастаған зерттеушілер тобы [62, 364 б.] N-дене модельдеулерімен жалғастырылған гидродинамикалық модельдеулерінен тығыздық профилі таяз ($2 < q < 3.5$) болып түзілген жұлдыз шоғырлар толық ЖТТ мәнінің 10% шамасындағы төмен мәндерінің өзінде жұлдыздардың кері әсеріне негізделген газдың шығарылуына төтеп бере алатынын байқаған. ЖТТ 10%-дан төмен. Ал Фуджий бастаған зерттеушілер тобы [66, 1057 б.], өздерінің соңғы кластер түзілудің гибриді (газдинамикалық+N-дене) модельдеулерінің нәтижелерін қорытындылай келе, кластер массасының таралу функциясын және газды шығарудан кейінгі жұлдыз шоғырларының динамикалық эволюциясын зерттеу үшін жұлдыз түзілудің қарапайым модельдері мен газды лездік шығару жуықтауларын [61, 7 б. 90, 4 б.] пайдалану жеткілікті екенін айтты. Гибриді (газдинамикалық+N-дене) модельдеулері есептеу тұрғысынан қымбат болғандықтан, олар бірнеше үлгілермен, массасы аз немесе ажыратымдылығы төмен жағдайларымен шектеліп отырады [62, 375 б.]. Сондықтан, осы тұжырымдарға сүйене отырып біз [90, 4 б.] ұсынған әдістермен газды

шығарудан кейінгі жұлдыз шоғырының динамикалық эволюциясын зерттеуді жалғастыруды шештік. Газға кіріктірілген шоғырдың жұлдыздық құрамдас бөлігін сипаттауға Пламмер моделінің көлбеулігі тым тік болғандықтан, оның орнына (сыртқы көлбеулігі $q=4$ болатын) Денен тығыздық профилдері тобын [165] қолданатын жаңа сандық эксперименттер жинағын ұсынамыз. Денен моделінің тығыздық профилдерінің сыртқы көлбеулігі Пламмердікіне карағанда таязырақ, және де $p=2$ изотермиялық газ сферасына сәйкес келетін $q=3$ дәрежелік функциямен сипатталатын жұлдыздық тығыздық профилі жағдайына салыстырғанда массасы шектеулі болып табылады. Сондай-ақ, жұлдыз түзетін газдың тығыздық профилінің көлбеулік көрсеткіші молекулалық тығыз газдар үшін бақыланған мәндер [164, 4 б.] аймағында $p \geq 8/3 \approx 2.6$ болады деп күтілуде.

Бұл жұмыста біз жұлдыздық тығыздық профилдерінің сыртқы және ішкі көлбеуліктерінің түрлі мәндерінің газдың лездік шығарылуынан кейінгі жұлдыз шоғырларының өмір сүру қабілетіне әсерін зерттейміз. Біз газдың лездік шығарылуын қарастырамыз, өйткені бұл газды шығарудан кейінгі кластердің өмір сүруінің ең нашар сценарийі, осылайша кластердің өмір сүру мүмкіндігінің төменгі шегін білдіреді. Газды бірте-бірте шығару кластерлерге лездік газ үрленуіне карағанда қарқынды релаксациядан кейін көбірек жұлдыздарды гравитациялық байланыстырылған күйде алып қалуға мүмкіндік береді [86, 1596 б., 149, 993 б.]. Дегенмен, нақты жұлдыздық жүйелерде газды шығару қалай болатыны әлі белгісіз [49, 1360 б., 67, 1090 б.].

Соған қарамастан, негізінен массивті О-В жұлдыздардың себебінен болған газдың үрлену фазасы жұлдыз түзетін шоғырының еркін құлау уақытынан көп ұзағырақ емес [62, 371 б.], сондықтан шоғырдың динамикалық уақытымен шамалас уақытта газ үрленуінің нәтижелері жұлдыздардан лездік газ шығару салдарынан тым ерекшеленбейді [86, 1595 б.]. Сондай-ақ, газды шығаруға тек массивті жұлдыздар жауапты болғандықтан, кластерден газды шығаруды бастау үшін ең массивті жұлдыздардың бірнешеуінің қысқа уақыт аралығында жұлдыздық желін қосуы жеткілікті [47, 31 б., 55, 2553 б.].

3.2 Денен модельдер тобы

Газға кіріктірілген кластердің жұлдыздық құраушысының қасиеттері (мысалы, масса, тығыздық профилі, өлшемі) белгілі болатын әртүрлі қалыптасу жағдайларымен түзілген (яғни, ЖТТ мәндері әртүрлі) жұлдыздық шоғырлардың сандық үлгілерін жасадық. Мұнда бастапқы жұлдыз түзуші және қалдық газдың берілген жалпы ЖТТ мәндеріне сәйкес қасиеттерін (мысалы, тығыздық профилі, массасы) модельдік кластерлер жартылай аналитикалық жергілікті тығыздыққа тәуелді жұлдыз түзу моделіне [134, 3 б.] сәйкес түзілген деген ұйғарымға негізделіп анықтадық. Бұл Парментье мен Пфальцнердің [134, 3 б.] жұмысына салыстырғанда кері тәсіл болып табылады. Яғни, қасиеттері бірдей жұлдыз түзуші бұлттан бастамай, керісінше әр түрлі бұлттардан қасиеттері ұқсас жұлдыздық шоғырлар түзілетін жағдайы қарастыруымыз ЖТТ-лары әр түрлі жұлдыздық кластер үлгілерін бір-бірімен салыстыра

алуымыз үшін қажет. Егер массасы мен өлшемі берілген молекулалық бұлттан бастайтын болсақ, ЖТТ-лары әртүрлі жаңадан түзілген жұлдыздық шоғырлардың өлшемдері, массалары және тығыздық профильдері де әр түрлі болар еді. Мұның бәрі оларды бір-бірімен мүлдем салыстыруға келмейтіндей қылады. Екінші жағынан, біздің әдісіміз жұлдыз түзу жағдайларын тек бір параметрмен суреттеу арқылы, жұлдыздық шоғырлардың галактика толысу өрісінде толық ыдырауына дейін ұзақ мерзімді эволюциясын ауқымды параметрлер (жұлдыздық шоғыр массасы, өлшемі, орбитасы, т.с.с.) кеңістігінде зерттеуге мүмкіндік береді.

Денен [165] тығыздық профильдері қос еңісті дәрежелік функциямен сипатталатын сфералық симметриялы жұлдыздық жүйе модельдер тобын енгізді. Бұл модельдер бастапқыда галактикалардың тығыздық профильдерін сипаттауға арналған. Жүйенің сыртқы радиусының үлкен болуына байланысты бұған дейін тепе-теңдік күйінде болған жұлдыздық шоғырларды сипаттауға Денен моделі пайдаланылмаған. Алайда газға кіріктірілген шоғырға пайдаланатын болсақ, шоғыр тығыздық профилінің мұндай созылыңқы келуі тіпті жақсырақ болып табылады. Біз бұл жерде Денен моделінің тығыздық профилінің өрнегін келтіреміз :

$$\rho_D(r) = \frac{(3-\gamma)M_*}{4\pi} \frac{a_D}{r^\gamma (r+a_D)^{4-\gamma}}, \quad (3.8)$$

$$0 \leq \gamma < 3, \quad (3.9)$$

мұндағы M_* – жұлдыздық шоғыр массасы, a_D – Денен моделінің масштабтау радиусы және γ – Денен модельдер тобының ішкі тығыздық профилінің көлбеулігін сипаттайтын еркін параметр. Сурет 3.2-де Денен модельдерінің $\gamma = 0, 1, 2$ мәндері үшін (сәйкесінше қызыл, жасыл және көк үздіксіз сызықтармен белгіленген) және Пламмер моделінің (қара үзік сызықпен берілген) тығыздық профильдері көрсетілген. Тығыздықтың және ұзындықтың өлшем бірліктері әмбебап түрдегі кластердің массасы M_* мен жарты масса радиусының r_h өлшемдерімен берілген. Бұл суретте массалары мен жарты масса радиустары тең шоғырлар қарастырылған. Модельдік кластерлердің массалары мен жарты масса радиустары тең болғандықтан, олардың масштабтық радиустары бір-бірінен өзгеше болады. Вертикальды түрлі түсті тік сызықтар түстеріне сәйкес модельдердің өзіндік масштабтық радиустарын көрсетеді. Сызықтардың осы стилистикасын қолданып Сурет 3.3-те аталған модельдердің радиус бойынша жинақталған (кумулятивті) массалық үлестірімдерін келтіреміз. Жартылай масса мен масштабтық радиус арасындағы қатынас Пламмер моделі (1.38) үшін

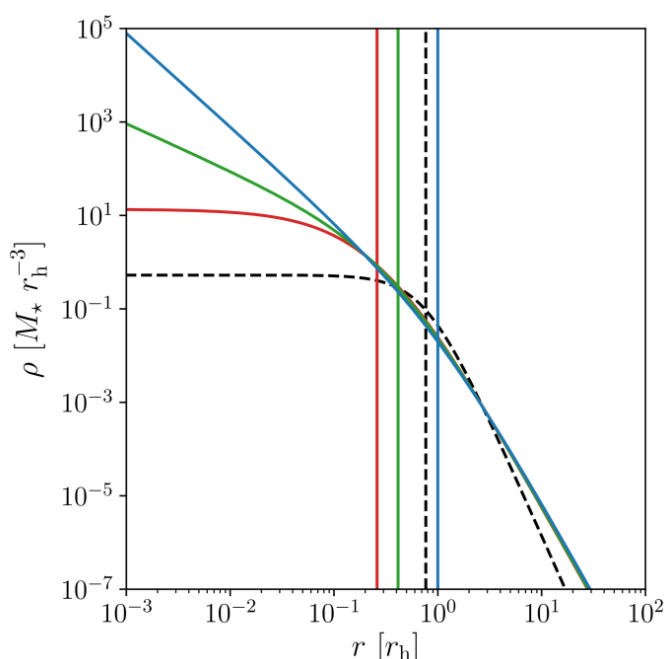
$$r_h = a_p \left(2^{2/3} - 1 \right)^{-1/2} \approx 1.3 a_p, \quad (3.10)$$

және Денен (3.8) модельдері үшін

$$r_h = a_D \left(2^{1/(3-\gamma)} - 1 \right)^{-1}, \quad (3.11)$$

болады. Мұнда Денен модельдерінің белгілі ішкі тығыздық профильдерінің көлбеуліктеріне байланысты жарты массалары келесідей болады:

$$\begin{aligned} \gamma = 0: \quad r_h &\approx 3.84 a_D, \\ \gamma = 1: \quad r_h &\approx 2.41 a_D, \\ \gamma = 2: \quad r_h &= a_D. \end{aligned} \quad (3.12)$$

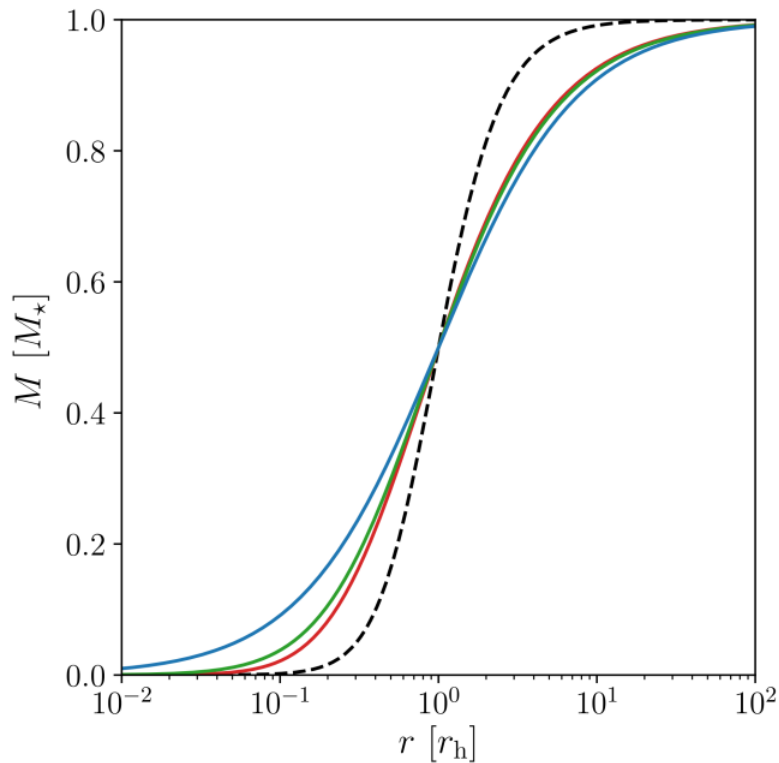


Сурет 3.2 – Денен және Пламмер модельдеріне сәйкес келетін жұлдыздық шоғырлардың тығыздық профильдері.

Бір ескерте кететін жәйт, Пламмер және $\gamma = 0$ Денен моделдерінің масштабтық радиустары тең болған жағдайда, олардың орталық тығыздықтары да тең болар еді. Алайда, жарты масса радиустары өзгеше болып шығып, бір-бірімен салыстыруды қиындатар еді. Жоғарыда ескергеніміздей, көп жағдайда жұлдыздық шоғырларды сипаттау үшін олардың массалары мен жарты масса радиустары қолданылады. Сол себепті, құрылымдары әр түрлі кластерлерді қарастырғанда оларды бір-бірімен сәйкестендіру үшін массалары мен жарты масса радиустарын тең қылып аламыз.

Денен модельдерінің Пламмер модельдерінен тағы бір екершелігі, оларда ішкі тығыздық профилінен және сыртқы тығыздық профиліне ауысуы бірқалыпты тегіс болып табылады. Сондықтан Денен модельдері газға кіріктірілген шоғырлардың құрылымдарын жақсырақ сипаттайды. Сурет 3.3-тен тағы байқайтын ерекшелік, Денен моделіне сәйкес кластерлер массасының

шамамен 90 пайызын радиусы $10r_h$ немесе одан үлкенірек сфера ішінде қамтиды. Пламмер моделі бұл жағынан өте ықшам болып табылады – оның массасының 90 пайызы $3r_h$ ішінде қамтылған. Дегенмен, Денен кластерлерінің ядросы Пламмерге қарағанда тығыз екенін атап өткен жөн.



Сурет 3.3 – Денен және Пламмер модельдеріне сәйкес келетін жұлдыздық шоғырлардың жиынтық (кумулятивті) масса профилдері.

Газдинамикасын ескеретін гибридіті симуляцияларында [62, 365 б.] және [66, 1058 б.] шоғырларда газдың енгізілген фазасында тығыздығы тұрақты ядро болмайтыны байқалған. Бұл бізді зерттеуімізде $\gamma > 0$ болатын, яғни каспіті (cuspy) профилі бар Денен модельдерін қарастыруға ынталандырады.

3.3 Денен моделіне сәйкес қалдық газдың тығыздық профилі мен жұлдыз түзу тиімділіктерін анықтау

Осы жұмыста бұрын айтылғандай, біз модельдік кластерлерде жұлдыздардың пайда болуы Парментье мен Пфальцнердің [134, 5 б.] моделіне сәйкес еркін түсу уақытында тұрақты ЖТТ-мен ($\epsilon_{ff} = \text{const}$) болады деп есептейміз. Осылайша, біз газдың үрілуіне дейінгі қалдық газ жентегінің тығыздық профилін берілген $\rho_*(r)$ жұлдыздық тығыздық профилі, ϵ_{ff} еркін түсу уақытындағы ЖТТ және t_{SF} жұлдыздың пайда болу ұзақтығы үшін (1.47) формуласын қолданып қалпына келтіре аламыз. Бұл шешім жұлдыздық тығыздық профилінің центрге концентрацияланған кез келген функция болуына мүмкіндік береді [90, 12 б., 166].

Денен үлгісіндегі кластерлерді модельдеу үшін NEMO/falcON бағдарламалық пакетінің [155, 30 б., 167] mkhalo бағдарламасына [156, 542 б.] жаңа модельдік кластерлерге сәйкес келетін қалдық газ гравитациялық потенциалын енгізу үшін арнайы GPDenhen плагинін [135, 6 б.], алдыңғы GasPotential плагиніне [90, 12 б.] негізделе отырып дайындадық. Бұл GPDenhen плагині кірісінде төрт параметр талап етеді: ϵ_{ff} , t_{SF} , γ , және a_{D} . Осы параметрлер арқылы GPDenhen плагині қалдық газдың тығыздық профилін қалпына келтіріп, оның масса таралуы мен гравитациялық потенциалын есептеп mkhalo бағдарламасына береді. Сөйтіп mkhalo бағдарламасы жұлдыздар мен газдың ортақ гравитациялық потенциалында вириалды тепе-теңдікте болатын N-дене жүйесінің математикалық моделіне қажетті бастапқы шарттарды дайындайды. Сондай-ақ, жанама шешім ретінде Agama коды [168] арқылы арнайы бастапқы шарттарымызды жасаудың әдісін әзірледік. Екі әдіс те өте жақсы жұмыс істейді және түзілген N-дене жүйелері (1.47) теңдеуі бойынша қалпына келтірілген қалдық газдың потенциалымен бірге вириалдық тепе-теңдікте тұрақты болады. Біз жалпы массаны тұрақты түрде сақтай отырып, таңдалған бастапқы массалық функцияға (1.6) сәйкес жеке бөлшектердің массаларын қайта тағайындай аламыз. Бұл кейбір локальді ұйытқуларды енгізгенімен, бөлшектер саны айтарлықтай көп болғанда N-дене жүйесінің вириалдық күйін өзгертпейді. Сондықтан мұндай жүйе жұлдыздардың БМТ-ы енгізілгеннен кейін де сыртқы потенциалмен вириалдық тепе-теңдікте қала береді.

Бұл зерттеуде, алдыңғы зерттеулерге ұқсас, еркін құлау уақытындағы ЖТТ $\epsilon_{\text{ff}} = 0.05$ деп аламыз. Алайда, (1.47)-(1.52) теңдеулерден анық көрінетіндей, қалдық газдың тығыздық профилі ϵ_{ff} және t_{SF} жеке мәндеріне емес, мәндерінің көбейтіндісіне тәуелді болып табылады. Сондықтан мәндерінің көбейтіндісінің мәні өзгермейтіндей етіп жалпы ЖТТ мәнін сақтай отырып ϵ_{ff} және t_{SF} параметрлерінің кез-келген мәндерін қабылдауға болады. Жұлдыз түзуші аймақтарды бақылау нәтижесінде еркін түсу уақытындағы ЖТТ шамамен $\epsilon_{\text{ff}} \approx 0.01$ деп бағаланды. Крумхольцтың [35, 240 б.] көрсеткеніндей өлшеу әдістеріне байланысты $\log \epsilon_{\text{ff}}$ бақылаудан алынған мәндері -2.5 пен -1.5 аралығында өзгереді. Сәйкесінше егер біз еркін құлау уақытындағы ЖТТ $\epsilon_{\text{ff}} = 0.01$ болғанын қаласақ, $\epsilon_{\text{ff}} = 0.05$ жағдайында қабылданған t_{SF} мәндерін бес есе ұзағырақ қылсақ болады. Ол жүйенің вириалдық күйін өзгертпегендіктен, лездік газ үрленуінен кейін орын алатын N-дене модельдеулері үшін ештеңені өзгертпейді.

Біздің модельдік кластерлерде жұлдыздардың еркін құлау уақытында тұрақты тиімділікпен пайда болуының нәтижесінде жұлдыздардың газға қарағанда тығыздық профилінің тік болуы себебінен шоғыр центріне қарай жоғарылайтын ЖТТ профильдеріне ие болады. Яғни бұл радиус ұлғайған сайын жергілікті ЖТТ азаяды дегенді білдіреді. Пламмер моделі жағдайында жинақталған ЖТТ шексіздікте жалпы ЖТТ мәніне ұмтылады, өйткені қалдық

газ массасы да ($p \approx 3,3$) радиуспен бірге шексіз өспейді. Ал Денен үлгілері жағдайында жалпы ЖТТ шексіз радиуста нөлге ұмтылады. Себебі қалдық газдың көлбеулігі $p \approx 2,6 < 3$ болғандықтан радиуспен массасы шексіз өсе береді. Сондықтан модельдік кластерлердің жалпы ЖТТ-сын сипаттайтын ЖТТ мәнін өлшеу үшін кластердің сыртқы радиусын айқын түрде анықтауды қажет етеді. Тіпті Пламмер моделі жағдайында басқа зерттеулермен сәйкестікті сақтау үшін жалпы ЖТТ-ны кейбір сыртқы радиуста анықтаған. Шынайы жұлдыз түзетін аймақтар жағдайында сыртқы радиус шексіз үлкен бола алмайды. Себебі молекулалық бұлттар әдетте бір-біріне жақын бірнеше жұлдыз түзетін аймақтарды қамтығандықтан, сыртқы радиусты ұлғайту көрші жұлдыз түзуші аймақтарының да ЖТТ-ларын есепке ала бастайды. Жалпы ЖТТ өлшеуге арналған кластердің сыртқы радиусының әмбебап анықтамасы жоқ, оны теориядан да, бақылаулардан да табуға болмайды. Бұл сондай-ақ модельдерді бақылаулармен салыстыру кезінде кейбір қиындықтар туғызады.

Алдыңғы зерттеу жұмыстарында [90, 4 б.] Пламмер моделі үшін симуляциялар жиынын параметрлеу үшін пайдаланылған жалпы ЖТТ мәнін өлшеу үшін сыртқы радиус ретінде $R_{\text{out}} = 10a_p = 7,66r_h$ алынған. Дегенмен, $R_{\text{out}} = 10a_p$ мәні де, $R_{\text{out}} = 7.66r_h$ мәні де Денен модельдеріне қатысы жоқ болып табылады. Сондықтан біз Денен моделінің кластерлерін параметрлеу үшін жалпы ЖТТ мәнін өлшейтін әмбебап шекті радиусты анықтауда қиын мәселеге тап болдық.

Егер біз бұрынғыдай логиканы қолданып, Денен модельдері үшін жұлдыздық массаның кем дегенде 98 пайызын қамтуға тырыссақ, сыртқы радиус кластер кеңістігінен тым алыс кетуі мүмкін (мысалы, $\gamma = 0$ үшін $> 38.5r_h$, немесе $\gamma = 2$ үшін $> 49r_h$). Сондықтан, біз осы жұмыстың аясында кластерлердің жалпы ЖТТ мәндерін өлшеудің келесі екі нұсқасын ұсынамыз:

Біріншіден, [90, 4 б.] жұмысында енгізілген (1.53) жалпы ЖТТ анықтау әдісін Денен модельдеріне кеңітіп қолданамыз:

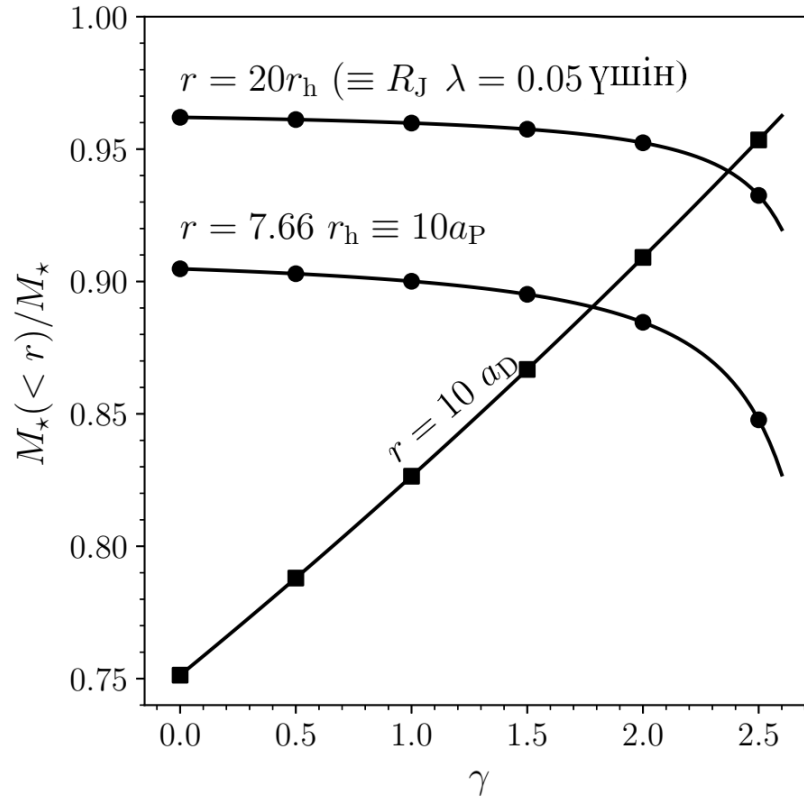
$$\epsilon_{10} = \frac{M_* (< 10a_*)}{M_* (< 10a_*) + M_{\text{gas}} (< 10a_*)}, \quad (3.13)$$

мұндағы a_* – таңдалған жұлдыздық тығыздық профилінің масштабтық радиусы. Денен үлгілері үшін $10a_* \equiv 10a_D$ шегінде қамтылған массалық үлес әр түрлі γ мәндері үшін 0,75-тен 0,96-ға дейін өзгереді (Сурет 3.4-ті қараңыз).

Тағы бір нұсқа – қалдық газ массасын елемеген кездегі жұлдыздық шоғырдың Якоби радиусында (R_J) өлшеу (басқаша Якоби ЖТТ деп атаймыз). Бір жұлдыздық шоғырдың Якоби радиусы галактика толысу өрісінің әсерінен тәуелді болғандықтан, бұл Якоби ЖТТ анықтамасы әмбебап бола алмайтынын түсінеміз. Жаңа нәтижелерімізді [90, 5 б., 142, 3 б.] жұмыстарының «әдепкі» (немесе «стандартты» деп аталатын) үлгілерімен салыстыруды мақсат еткендіктен, біз модельдік шоғырларымыз үшін галактикалық толысу өрісінің әсерінің келесі түрін қарастырамыз:

$$\lambda = \frac{r_h}{R_J} = 0.05. \quad (3.14)$$

Галактика толысу өрісінің қабылданған $\lambda = 0.05$ мәні шашыраңқы шоғырларды бақылаудан алынатын, көбінесе $\lambda = 0.1 \div 0.2$ арасындағы мәндерімен [61, 4 б., 96, 450 б.] салыстырғанда тым кішкентай болып көрінуі мүмкін.



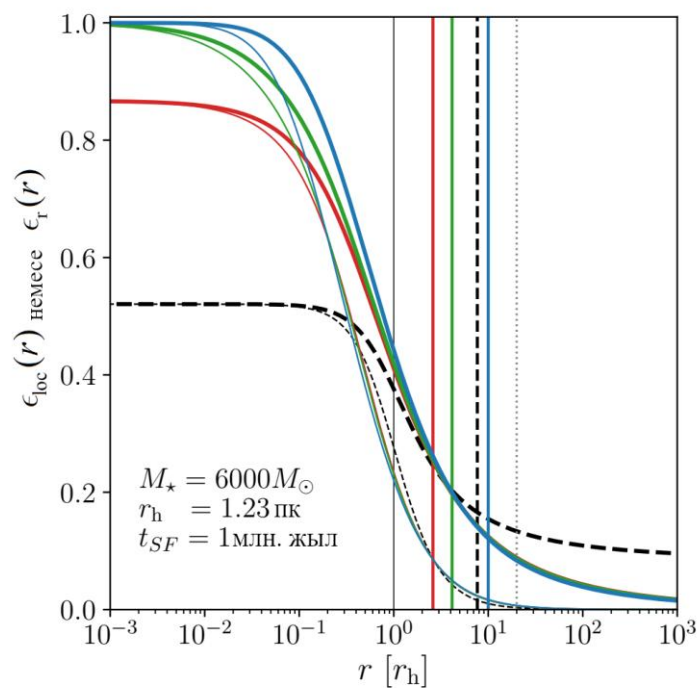
Сурет 3.4 – Денен моделінің әртүрлі радиустарда қамтылған массалық үлесінің ($R_J \equiv 20r_h, 10a_P \equiv 7.66r_h, 10a_D$) γ параметрінен тәуелділігі.

Дегенмен, $\lambda = 0.05$ Күн маңы үшін жарты массалық радиустың ішіндегі орташа тығыздығының $\rho_h \approx 388 M_\odot \text{пк}^{-3}$ мәніне сәйкес келеді. Бұл өз кезегінде жасы 5 млн. жылдан аспаған кластерлер үшін байқалатын орташа тығыздықтардың диапазонында жатыр [96, 450 б.]. Және де Маркс пен Крупаның [170] деректері бойынша, бақыланған шашыраңқы кластерлер газға кіріктірілген фазаларында әлдеқайда тығыз (шамамен $10^4 M_\odot \text{пк}^{-3}$) болады. Сондай-ақ, [61, 5 б., 67, 1080 б.] жұлдыз түзу сандық модельдеулері жұлдыз түзуші қалдық газы үрленіп кеткен кластерлерге қарағанда, газға кіріктірілген кластерлер тығызырақ ($> 10^2 M_\odot \text{пк}^{-3}$) болып келетінін байқаған. Сондықтан қабылданған $\lambda = 0.05$ мәні газға кіріктірілген жас шоғырларға сәйкес келеді. Осы зерттеудің аясында біз жұлдыздық массасы $M_* = 6000 M_\odot$ және жұлдыздық жарты масса радиусы

$r_h \approx 1.23$ пк болған модельдік жұлдыз шоғырларын қарастырдық. Осылайша, біздің модельдік кластерлеріміздің Якоби ЖТТ мәні

$$\epsilon_J = \epsilon_r(R_J) \equiv \epsilon_r(20r_h) \quad (3.15)$$

болады. Біз Денен модельдерімізді параметрлеу үшін Якоби ЖТТ таңдадық, себебі ол γ -ның барлық дерлік мәндері ($\gamma \leq 2.1$) үшін жұлдыздық массасының 95 пайызынан астамын қамтиды (Сурет 3.4-ті қараңыз). Оған қоса, Денен модельдері үшін жергілікті ЖТТ Якоби радиус шамасында $\epsilon_{loc}(R_J) \approx 0.006$ мәніне дейін төмендейді (Сурет 3.5-ке назар салыңыз). Және бұл ЖТТ түрі γ -параметрінің мәндерінен тәуелді емес, әрі біздің модельдік кластерлеріміз үшін физикалық мағынаға ие. Төмендегі Сурет 3.5-те модельдік шоғырларымыздың



Сурет 3.5 – Денен және Пламмер моделдеріне сәйкес келетін шоғырлардың жинақталған және жергілікті ЖТТ профильдері.

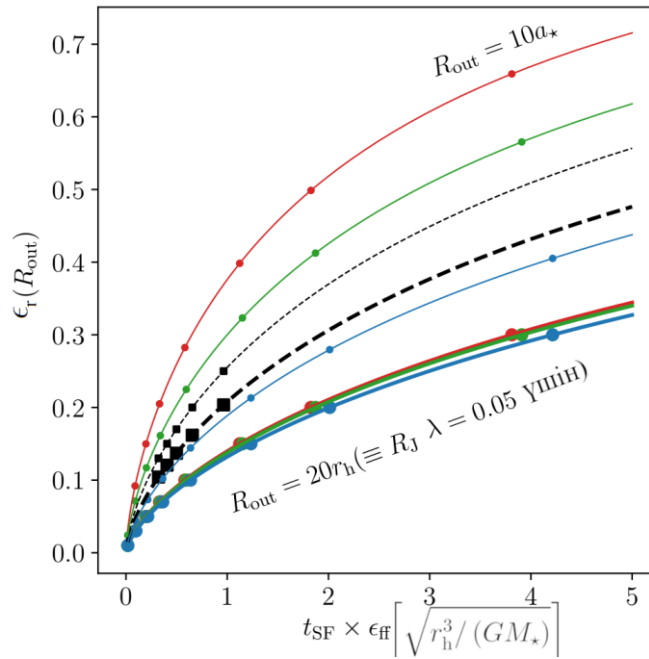
жергілікті (1.41) және жинақталған (1.42) ЖТТ-терінің профильдерін сәйкесінше жіңішке және жуан сызықтармен келтіреміз. Пламмер үлгісі қара үзік сызықтармен, Денен үлгілері $\gamma = 0, 1, 2$ үшін сәйкесінше қызыл, жасыл және көк үздіксіз сызықтармен берілген. ЖТТ профильдері $M_* = 6000 M_\odot$ және $r_h = 1,23$ пк болатын кластер үшін қалдық газдың тығыздық профилін қалпына келтіру үшін еркін құлау уақытындағы ЖТТ $\epsilon_{ff} = 0.05$ және жұлдыз түзу ұзақтығы $t_{SF} = 1$ млн. жыл (немесе баламалы $\epsilon_{ff} = 0.01$ және $t_{SF} = 5$ млн. жыл) деп қабылданған. Тік сызықтар солдан оңға қарай: шоғырдың жарты масса радиусына, r_h (қара тұтас сызық), $10a_D$ ($\gamma = 0, 1, 2$ сәйкес қызыл, жасыл және көк

тұтас сызықтар), $10a_p$ (қара үзік сызық) және Якоби радиусы, R_J (қара нүктелі сызық) мәндеріне сәйкес келеді. Бір қызығы, γ мәндері әр түрлі Денен модельдері радиус r_h бірліктерімен берілген болса, $r > r_h$ кезінде өте ұқсас жинақталған ЖТТ-теріне әкеледі. Жергілікті ЖТТ тіпті шамамен $r > r_h / 2$ үшін бір-бірлеріне өте ұқсас келеді. Сондықтан, ішкі көлбеуліктері әртүрлі Денен үлгілері үшін жалпы ЖТТ-ін u және x кез-келген бүтін сандар болса $r = ua_D$ радиусына қарағанда $r = xr_h$ радиусында өлшеу қолайлырақ болады. Бұл таңдалған жарты масса радиусының $r_h = 1,23$ пк мәні орбиталық радиусы күннің галактика центрінен қашықтығына тең ($R_{orb} = 8178$ пк [171]) шеңбер орбитада қозғалатын шоғырға галактикалық толысу өрісінің әсері $\lambda = 0.05$ болғандағысына сәйкес келеді. Біз модельдік шоғырлардың Якоби радиустарын [172] жұмысының (13)-теңдеуіне сәйкес есептедік, және ол теңдеуді түсінікті болуы үшін осы жерде қайталаймыз:

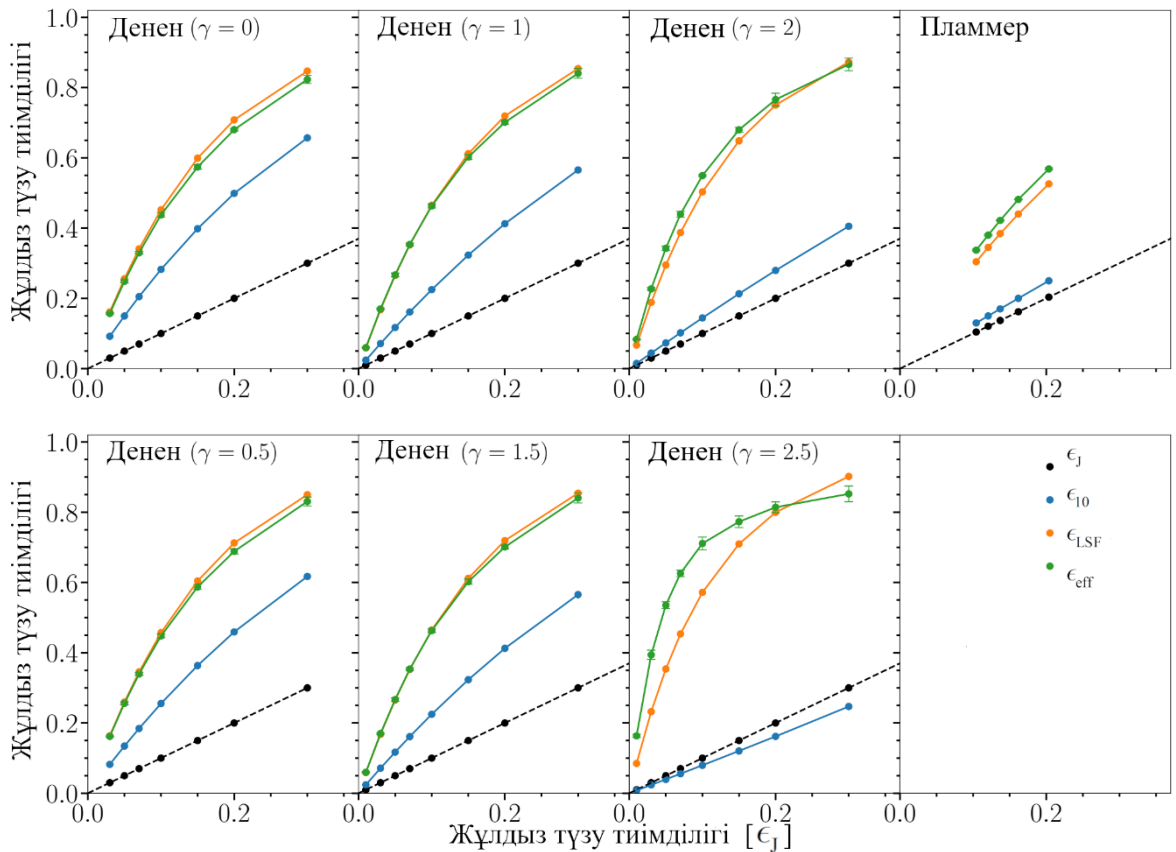
$$R_J = \left(\frac{GM_*}{(4 - \beta^2)\Omega^2} \right)^{1/3} \approx 24.52 \text{ пк.} \quad (3.16)$$

Мұнда $\beta = 1.37$ – нормаланған эпициклді жиілік, $\Omega = V_{orb} / R_{orb}$ – шеңберлік орбитадағы жұлдыздар шоғырының бұрыштық жылдамдығы [172, 4 б.], $V_{orb} = 234,73 \text{ км с}^{-1}$ - $R_{orb} = 8178$ пк радиустағы шеңбер орбитаға сәйкес келетін ілгерілемелі жылдамдық. Бұл жерде біз жұлдыздардың барлық массасы Якоби радиусының ішінде орналасқан деп есептейміз, бірақ тығыздық профиліне байланысты жұлдыздардың аз бөлігі оның сыртында болуы мүмкін екенін ескереміз.

Сурет 3.6 Якоби ЖТТ ϵ_J (жуан сызықтар) және жалпы ЖТТ ϵ_{10} (жіңішке сызықтар) мәндерін t_{SF} және ϵ_{ff} функциясы ретінде көрсетеді. Пламмер моделі қара түспен, ал Денен модельдері қызыл, жасыл және көк түстермен $\gamma = 0,1,2$ сәйкес берілген. Нүктелер параметрленген ЖТТ мәндеріне сәйкес келеді. Олар Пламмер үшін ϵ_{10} , ал Денен модельдері үшін ϵ_J болып табылады. Сурет 3.7-те Пламмер және Денен үлгілері үшін әртүрлі өлшенген ЖТТ-тері (ϵ_J , ϵ_{10} , ϵ_{eff} , және ϵ_{LSF}) арасындағы қатынас көрсетілген. Якоби ЖТТ (ϵ_J) әр түрлі өлшенген ЖТТ параметрлерін анықтау үшін таңдалған және қара түспен берілген. Мұнда ϵ_J , галактикалық толысу өрісінің әсеріне тәуелді ЖТТ-нің жалғыз өлшемі екенін ескереміз. Басқа ЖТТ-лер негізгі галактиканың толқындық өрісінің әсерінен тәуелсіз, бірақ сәйкесінше кластердің тығыздық профиліне байланысты болады. Сондықтан, ϵ_J дегенге сілтеме жасағанда, осыдан кейін $\lambda = 0.05$ үшін Якоби ЖТТ мәнін айтамыз, яғни $\epsilon_J = \epsilon_r(20r_h)$.



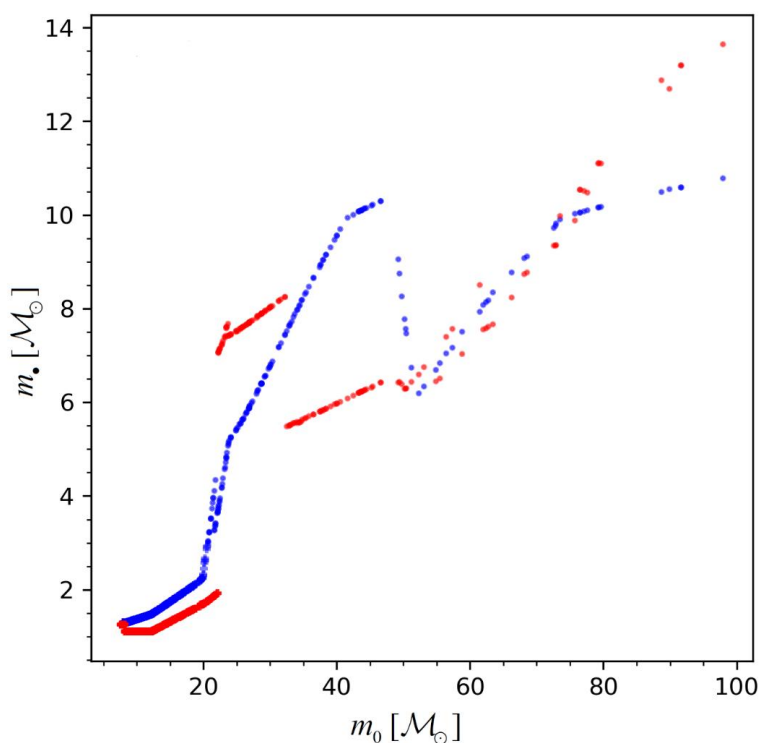
Сурет 3.6 – Әр түрлі R_{out} үшін жиынтық ЖТТ $\epsilon_r(R_{\text{out}}) t_{\text{SF}} \epsilon_{\text{eff}}$ көбейтіндісінің функциялары ретіндегі үлестірілімі.



Сурет 3.7 – Қарастырылып отырған кластерлік үлгілер үшін әртүрлі өлшенген ЖТТ-тері: (ϵ_J , ϵ_{10} , ϵ_{eff} , және ϵ_{LSF}) арасындағы қатынас.

3.4 Жұлдыздар эволюциясының жаңартылған алгоритмдері

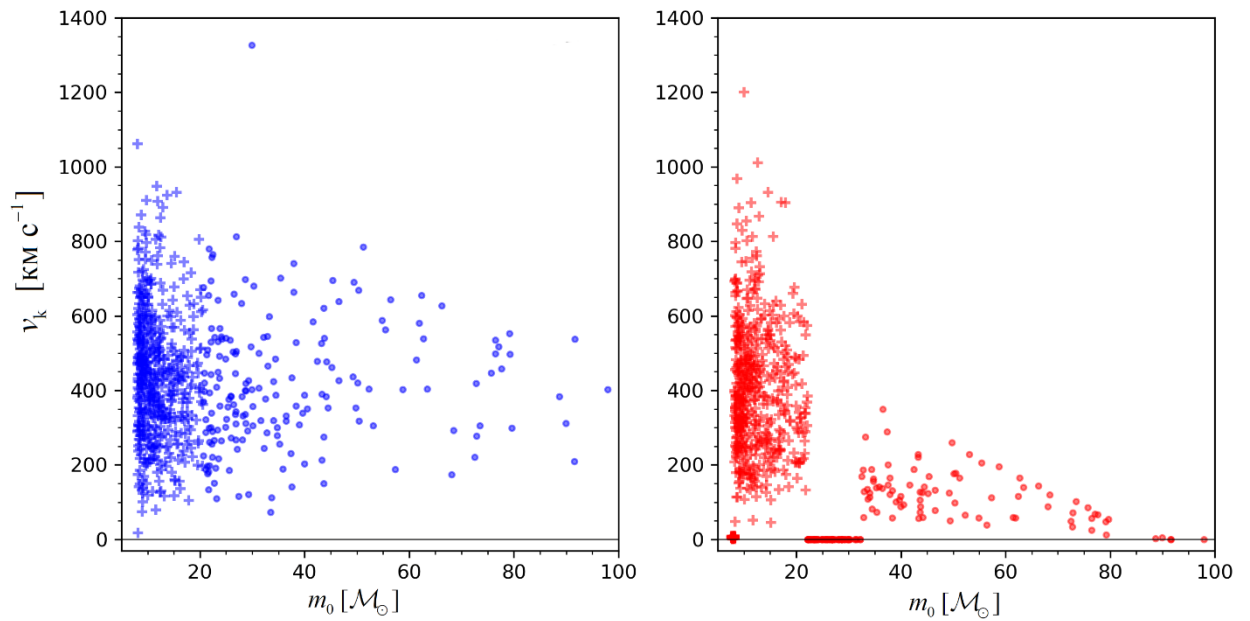
Біз N-дене модельдеулерін орындау үшін GPU/CUDA негізіндегі GRAPE [173, 174] карталарын эмуляциялайтын YEBISU кітапханасын [118, 170 б., 119, 500 б.] пайдаланатын төртінші ретті Эрмит интеграторы бар жоғары дәлдіктегі phi-GRAPE/GPU [122, 12 б.] кодын қолданамыз. Қос жұлдыздар бұл кодта қарастырылмаған, оның орнына жұлдыздардың жақын кездесуін болдырмау үшін $\varepsilon = 10^{-4} r_h$ нүктелік потенциалды тегістеу параметрі енгізілді. Дара жұлдыздардың эволюциясы phi-GRAPE/GPU кодына интеграцияланған жаңартылған SSE коды [150, 565 б., 175, 176] арқылы есепке алынады. Атап айтқанда, біз Камла және басқалардың [176, 4063 б.] C деңгейіндегі SSE кодын қолданамыз, ол негізінен жұлдыздар эволюциясының бастапқы SSE кодынан [150, 565 б.] массивті жұлдыздар эволюциясы алгоритмдеріне қатысты ерекшеленеді. Жаңартылған алгоритмдер жарылыс материалының аса жаңа қалдығына кері құлауын ескеретін жылдам және кешіктірілген аса жаңа [177] мен жұптық тұрақсыздықты аса жаңа [178] жарылыстарының модельдерін және нейтрондық жұлдыздардың тебіс жылдамдығын азайтатын электронды қарпып алатын аса жаңалардың үлгілерін [179] ескереді. Сурет 3.8-де жұлдыздар



Сурет 3.8 – Жұлдыздар эволюциясының ескі және жаңа алгоритмдерінде аса жаңа жарылыстар қалдықтарының массаларының жұлдыздың бастапқы массаларына қатынасы

эволюциясының ескі (көк нүктелер) және жаңа (қызыл нүктелер) алгоритмдеріне сәйкес аса жаңа жарылыстың қалдықтары – нейтрондық жұлдыздар мен қара құрдымдар массаларының аса жаңа жарылыс көзі болған жұлдыздың нөлдік жастағы бас тізбек кезіндегі бастапқы массаларына

қатынастары бейнеленген. Көріп тұрғанымыздай жаңа алгоритмдер массаның қайта құлауы, электрондарды қарпып алу сияқты құбылыстар себебінен массалары жоғарырақ қара құрдымдар түзуге қабілетті. Сонымен қатар, **Сурет 3.9**-да жұлдыздар эволюцияларының ескі және жаңа алгоритмдерінің нәтижесінде аса жаңа жарылыс қалдығына жарылыстың асимметриялығы себепті берілетін тебіс жылдамдықтары көрсетілген. Нейтрон жұлдыздардың жоғары тебіс жылдамдықтары бақылаулардан алынған пульсарлар жылдамдық таралуына [180] сәйкес болып табылады. Ал қарақұрдымдардың тебіс жылдамдықтары жаңа алгоритмдерде төмендетілген. Кейбір массаларында тіпті қара құрдымдарға еш тебіс жылдамдық берілмеуі жарылыс материалдарының аса жаңа жарылысының қалдығы қара құрдымға қайта құлауының себебінен болып табылады.



Сурет 3.9 – Ескі және жаңа жұлдыздар эволюциясы алгоритмдерінде аса жаңа жарылыстарының қалдықтарының тебіс жылдамдықтары

Алдыңғы [90, 5 б., 142, 3 б.] жұмыстарының модельдеулерінен айрықша, бұл зерттеуде аса жаңа қалдықтарының тебіс жылдамдықтары ескерілген. Жұлдыздар эволюциясының алгоритмдеріндегі аталған айырмашылықтарға байланысты біз осы зерттеу аясында Пламмер кластерлерінің модельдеулерін жаңа алгоритмдерімен қайта есептеуді шештік. Модельдеулерімізде галактикалық потенциал үшін біз бұрын [172, 5 б.] және алдыңғы жұмыстарымызда қолданылған үш компонентті (балдж-диск-гало) осьтік симметриялық Пламмер-Кузмин [181] моделін қолданамыз. Атап айтқанда [142, 3 б.]:

$$\Phi(R, z) = -\frac{GM}{\sqrt{R^2 + \left(a + \sqrt{b^2 + z^2}\right)^2}}, \quad (3.17)$$

мұндағы M, a, b – компонентінің массасы, тегістеу параметрі және ядро радиусы ([142, 3 б.] жұмысында 1-кестені қараңыз). Дегенмен, бұл зерттеуде Күннің галактоцентрлік қашықтықтағы, $R_{\text{orb}} = 8178$ пк [171, 5 б.] шеңбер орбитадағы $V_{\text{orb}} = 234,73$ км с⁻¹ айналмалы жылдамдығын алу үшін гало массасын $M_{\text{halo}} = 7,2535 \times 10^{11} M_{\odot}$ етіп алдық. Басқа параметрлер [142, 5 б.] жұмысындағы 1-кестесіндегідей сақталады.

Кездейсоқ жүзеге асырулар

Біз әртүрлі $\epsilon_j = [0.01, 0.03, 0.05, 0.07, 0.1, 0.15, 0.2, 0.3]$ және $\gamma = 0, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5$ үшін Денен жұлдыздық кластерлерінің модельдеулерін қарастырамыз Ал Пламмер профилі үшін әртүрлі $\epsilon_{10} = [0.13, 0.15, 0.17, 0.2, 0.25]$ деп қарастырамыз. Біз $\gamma = 0$ және $\gamma = 0.5$ бар Денен профильдері үшін $\epsilon_j = 0.01$ өте төмен үлгілерді қарастырмадық. Әрбір модель үшін біз тоғыз кездейсоқ есептеулерді іске асырдық: онда біз үш кездейсоқ бастапқы шартпен жұлдыздардың фазалық-кеңістіктік таралуын және үш кездейсоқ бастапқы шартпен жұлдыздық БМТ қарастырдық. Яғни берілген параметрлер жиыны үшін m_{halo} бағдарламасынан алынған бір массалық N-дене жүйелерінің үш түрлі моделін аламыз (модель, яғни, берілген γ және Пламмер немесе Денен. ЖТТ ϵ_{ff} және t_{SF} көбейтіндісі арқылы анықталады). Содан кейін әрбір модель үшін біз жұлдызды Крупа БМТ-сына [29, 242 б.] сәйкес жұлдыздық массаларды тағайындадық. Барлығы 459 модельдеу орындадық ($9 \cdot (7 \cdot 2 + 8 \cdot 4) + 5 \cdot 9$), оның ішінде Денен үлгілерінің 414 және Пламмер үлгілерінің 45 симуляциясы бар. Нәтижелерімізді ұсынған кезде біз қарастырылған параметрлердің (мысалы, байланыстырылған массалық үлес) берілген үлгінің тоғыз кездейсоқ іске асыру үлгісінен орташа және стандартты ауытқуын көрсетеміз.

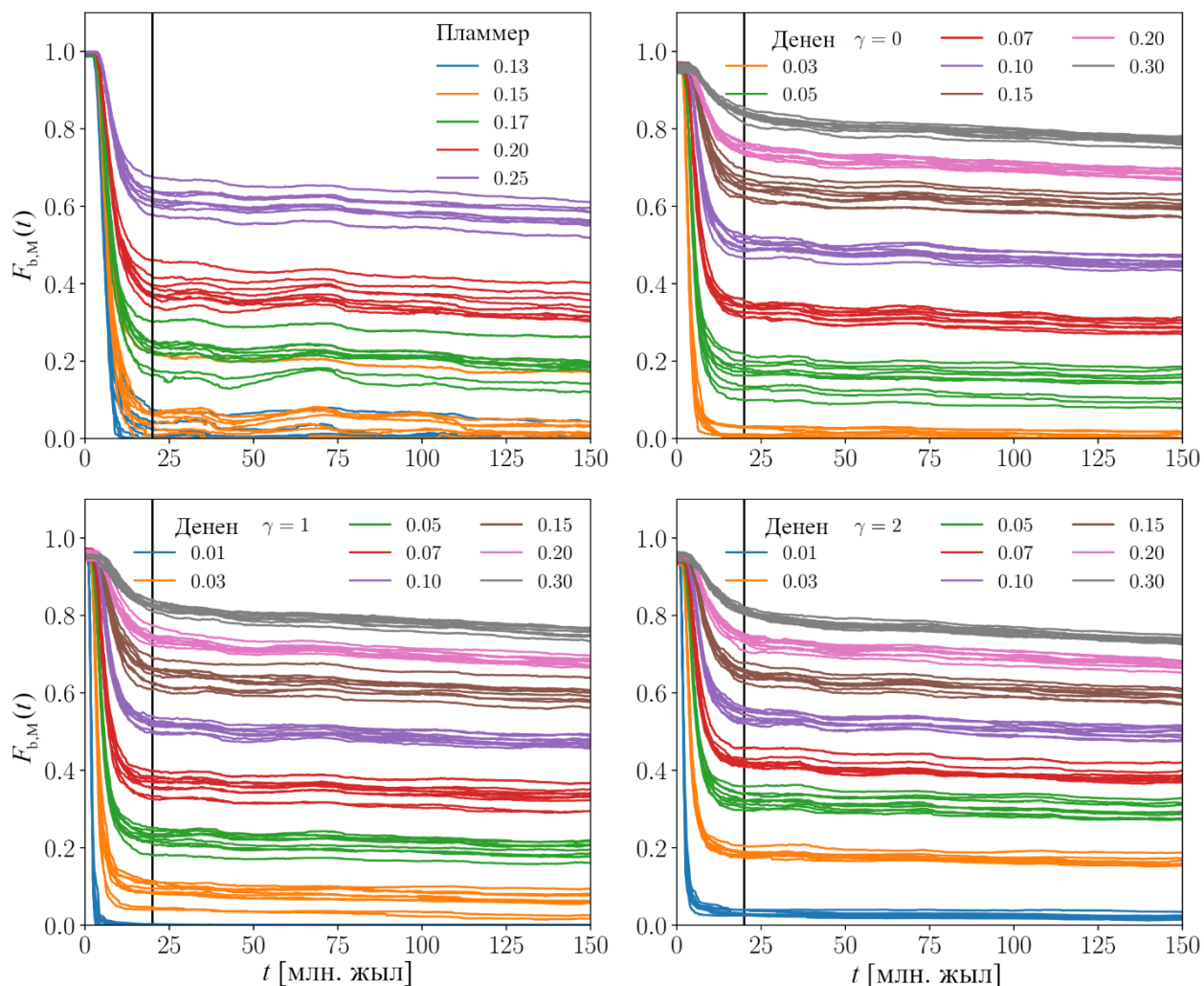
3.5 Шоғырлардың лездік газ үрленуінен аман қалуы

Сурет 3.10-те көрсетілгендей алғашқы 150 млн. жыл уақыт аралығының ішіндегі байланысқан массалық үлестердің эволюциясын қарастырдық [182-183]. Байланысқан массалық үлесті әр уақыт мезетіндегі шоғырдың Якоби массасының M_J лездік газ үрленуі сәтіндегі жұлдыздық массасына M_* қатынасы ретінде анықтадық:

$$F_b(t) = \frac{M_J(t)}{M_*}. \quad (3.18)$$

Сурет 3.10-ның жоғарғы сол жақ панелі жаңадан жасалған Пламмер (жаңартылған SSE кодына сәйкес аса жаңа жарылысынан тебілу жылдамдықтары ескерілген) моделіне және басқа панельдер Денен ($\gamma = 0, 1, 2$) модельдеріне сәйкес келеді. Бұл суретте жалпы ЖТТ ретінде Пламмер кластерлері үшін ϵ_{10} , ал Денен кластерлері үшін ϵ_j пайдаланылды. Қарқынды релаксацияның соңы $t_{\text{VR}} = 20$ млн. жыл деп қабылданған және тік қара

сызықпен көрсетілген. Жалпы ЖТТ мәндері бірдей шоғырлар бірдей түспен белгіленген.

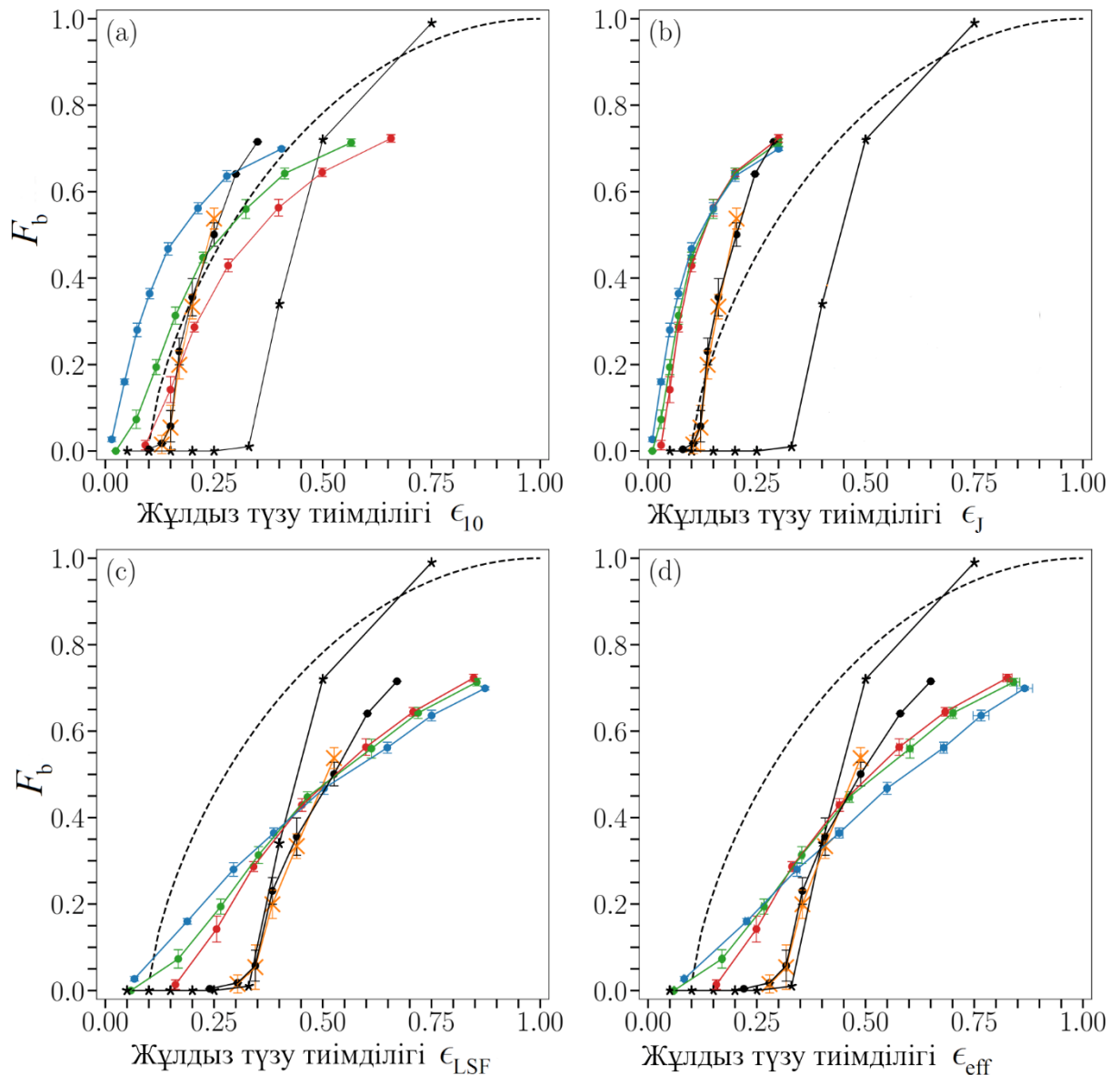


Сурет 3.10 – Газдың лездік үрленуінен кейінгі алғашқы 150 млн. жыл кезіндегі Пламмер үлгісіне және Денен ($\gamma = 0, 1, 2$) үлгілеріне сәйкес келетін кластерлердің байланыстырылған массалық үлесінің эволюциясы.

Көріп отырғанымыздай Сурет 3.10-ның барлық панельлерінде модель рандомизациясы себепті байланыстырылған мөлшер мәнінің айтарлықтай шашырауы бар. Лездік газ үрленуінен кейін кластердің эволюциясының ерте кеңею фазасында ең массивті жұлдыздар субқұрылымдардың пайда болуына себепші болуы мүмкін екені [32, 173 б.] жұмысында көрсетілген. Кейбір жағдайларда бұл ең массивті жұлдыздар кластерлердің берілген жалпы ЖТТ мәні үшін орташадан жоғары байланыстыралған мөлшерін сақтап қалуға себепші болса, кейде керісінше шоғырдан ерте шығып кету арқылы кластердің байланыстырылған мөлшерін төмендете алады [32, 173 б.]. Пламмер модельдік шоғырлар үшін [142, 3 б.] жұмысы шоғырдың массасының өзгеріс қарқынын мен жұлдыздар эволюциясы себепті масса жоғалту қарқынымен салыстыру негізінде қарқынды релаксациясының аяқталуын уақытын анықтаған. Қарқынды релаксацияның аяқталу уақыты кластердің массасын жоғалу темпі

мен жұлдыздар эволюциясы себепті масса жоғалту қарқынымен шамалас болатын сәтке сәйкес келеді деп есептелген. Олар [142, 3 б.] стандартты модельдері үшін (яғни, $\lambda = 0.05$ болған S0-модельдері) қарқынды релаксациясының ұзақтығы $t_{VR} = 17,9 \pm 2,3$ млн. жыл деп бағалағанды. Біздің зерттеуімізде аталған бағалаумен сәйкестікте болған, [90, 5 б.] жұмысындағыдай қарқынды релаксация ұзақтығы ретінде $t_{VR} = 20$ млн. жыл мөлшерін қарапайымдылық үшін таңдадық. Сурет 3.10-нан қарқынды релаксациясының аяқталу уақыты қабылданған мән шамасында екені анық көрінеді. Бұл $t_{VR} = 20$ млн. жыл уақыты Сурет 3.10-да вертикальды қара сызықпен белгіленген, ал оның оң жағында байланысқан массалық үлес тұрақты-дерлік болады. Екі модельде де байланысқан массалық үлес эволюциясының пішіндері алдыңғы зерттеулерде берілгендерге өте ұқсас. Байланыстырылған мөлшердің осцилляциялануы шоғыр орбитасына перпендикуляр бағытта кластерден ұшып шыққан жұлдыздардың галактикалық диск потенциалы себепті вертикальды тербеліске түсіп кластердің Якоби радиусын кесіп өтулеріне сәйкес келеді. Бұл тербелістер Пламмер үлгісімен салыстырғанда лездік газ үрленуінен соң салыстырмалы түрде ықшам байланысқан кластерге айналатын Денен модельдерінде әлсіздеу болып келеді.

Сурет 3.11-суретте біз үлгі кластерлеріміздің соңғы (яғни, қарқынды релаксацияның соңында $t_{VR} = 20$ млн. жыл) байланысқан массалық үлесінің әртүрлі тәсілдермен өлшенген ЖТТ мәндерінен тәуелділігі көрсетілген. Бұл суретте әр нүкте кластердің бір моделінің барлық кездейсоқ іске асыруларынан алынған нәтижелердің орташа мәнін, ал қателіктері стандарттық ауытқуларына сәйкес келеді. Модельдік кластерлер төрт түрлі ЖТТ-лармен сипатталған: Сурет 3.11 (а) панелінде ЖТТ Пламмер үлгілері үшін $10a_p$ шегінде, Денен үлгілері үшін a_D шегінде өлшенетін жалпы ЖТТ $\epsilon_{10} = \epsilon_r(10a_*)$. (б) панелінде Якоби радиусында өлшенген жалпы ЖТТ $\epsilon_j = \epsilon_r(R_j) \equiv 20r_h$. (с) және (д) панельдерінде біз ϵ_{LSF} (яғни, жарты масса радиусындағы ЖТТ) және ϵ_{eff} (яғни, вириалдық қатынасқа негізделген ЖТТ). Қызыл, жасыл және көк нүктелермен $\gamma = 0, 1, 2$ Денен кластерлерінің, ал қызғылт сары крест таңбаларымен жаңадан жасалған Пламмер кластерлерінің нәтижелері ұсынылған. Қара дөңгелектер Пламмер үлгісінің жұмыстарындағы әдепкі (немесе «стандартты» деп аталатын) үлгілеріне сәйкес келеді. Сонымен қатар, барлық панельдерде [84, 970 б.] жұмысының (үзік сызық) және [86, 1590 б.] жұмысының (қара жұлдыз таңбалары, олардың лездік газ үрлену жағдайы) нәтижелері салыстыру үшін ешбір өзгеріссіз түпнұсқасы түрінде берілген. [86, 1590 б.] моделі жағдайында әртүрлі әдістермен өлшенген ЖТТ бір-біріне эквивалентті, өйткені жұлдыздар мен газдың тығыздық профильдері бірдей пішінге ие. Сондықтан, ЖТТ өлшенетін радиус маңызды емес, өйткені ол берілген үлгі ауқымында жалпы немесе жергілікті күйде тұрақты болады. Олардың үлгілері үшін ϵ_{eff} жалпы ЖТТ-ның [133, 260 б.] баламасы болып табылады. Сондықтан олардың ЖТТ-лері Сурет 3.11-де көрсетілген мәндеріне сәйкес келеді.



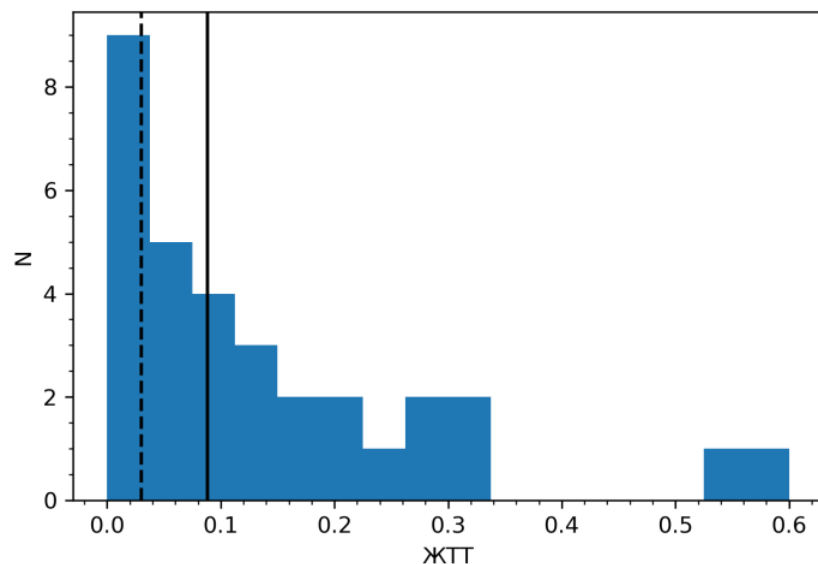
Сурет 3.11 – Денен үлгілері ($\gamma = 0, 1, 2$ қызыл, жасыл және көк нүктелер) және Пламмер үлгісі (қызылт сары кресттер) үшін қарқынды релаксацияның соңындағы ($t = t_{VR}$) байланысқан массалық үлестің ЖТТ-нен тәуелділігі.

:Қайта жасалған Пламмер кластерлерін модельдеуімізде аса жаңа қалдықтары үшін тебіс жылдамдықтары ескерілгенімен, тебіс жылдамдықтары ескерілмеген ескі модельдермен салыстырғанда байланыстырылған мөлшерлері аса өзгеріске ұшырамаған (Сурет 3.11-де қызғылт сары кресттерді қара нүктелермен салыстырыңыз). Бұл кластерлердің динамикасы кеңеюдің алғашқы бірнеше млн. жылы шегінде анықталғандықтан, лездік газ үрленуінен үш млн. жыл немесе одан да кеш орын алатын аса жаңалардың ісерінің аздығымен түсіндіріледі. Сондай-ақ, жаңартылған жұлдыздар эволюциясы алгоритмдерінде, кейбір аса жаңа қалдықтары болып табылатын қара құрдымдардың кері құлау механизмі [176, 4063 б., 179, 250 б.] арқасында массалары бұрынғы бағалаулардан жоғарырақ, ал тебіс жылдамдықтары

жоқтың қасы болғандықтан, барлық қарақұрдымдар бірдей шоғырдан шығып кетпейді. Сондықтан ескі және жаңа модельдеу арасындағы қарқынды релаксациясы соңындағы байланысқан массалық үлестерінің айырмашылықтар көп емес. Пламмер кластерлерінің лездік газ үрленуіне төтеп беруі үшін қажетті ең аз ЖТТ $10a_p$ шегінде өлшенсе, 0.15 шегінде қалады, ал, Якоби радиусында өлшенсе, 0.12-ге дейін төмендейді (тек өлшеу әдісінің өзгешелігі себепті ғана). Ал ϵ_{LSF} және ϵ_{eff} түрлерінде өлшенген ЖТТ сәйкес мәндері Сурет 3.11-дің төменгі панельдерінде көрсетілген, және Пламмер кластерлері үшін сәйкесінше шамамен 0.34 және 0.32 құрайды. Осылайша, олар жұлдызды кластер модельдеулерінің бастапқы шарты ретінде Пламмер үлгісін пайдаланған басқа модельдеулерге сәйкес келеді.

Денен кластерлері Пламмер кластерлеріне қарағанда (Сурет 3.11-дегі қызыл, жасыл және көк нүктелерді қараңыз) ЖТТ-нің барлық аспектілерінде, әсіресе төмен ЖТТ жағдайларында лездік газ үрленуіне жақсырақ төтеп беру қабілетін көрсетеді. Газдың лездік үрленуінен аман қалу үшін жеткілікті ЖТТ, өлшеу әдісіне байланысты, Денен $\gamma = 0$ үлгісі үшін $\epsilon_J = 0.03$ немесе $\epsilon_{10} \approx 0.09$ болады. Ал ішкі көлбеулігі $\gamma = 2$ және $\gamma = 2.5$ болған Денен шоғырлары үшін $\epsilon_J = 0.01$ мәніне дейін төмен болады екен. Ал, сәл ЖТТ-лары жоғары ($\epsilon_J = 0.05$) үлгі кластерлері қарқынды релаксация соңында бастапқы жұлдыздық массасының кемігде 10%-нан жоғары байланысқан массалық үлесін аман алып қала алады [184].

Бұлай болса бақыланған жұлдыз түзуші аймақтардың көп бөлігі гравитациялық байланыстырылған шоғыр түзуге қабілетті болады екен. Мысалы, Мюррей [130, 135 б.] бақылаған газға кіріктірілген шоғырлардың жартысының ЖТТ мәндері 8.8%-дан аспайды (Сурет 3.12-ны қараңыз). Ескі



Сурет 3.12 – Жұлдыз түзу аймақтарын бақылаудан алынған ЖТТ мәндерінің таралуы.

модель бойынша бұл шоғырлардың тек 1/3 бөлігі ғана қарқынды релаксация соңында гравитациялық байланыстыралған шоғырға айналар болса, жаңа модельге сәйкес, тағы жартысы лездік газ үрленуінің салдарынан аман қала алатын болады. Ал бұл бақыланған шоғырлардың тығыздық таралулары ішкі көлбеулігі жоғары Денен модельдеріне сәйкес болатын болса, лездік газ үрленуі салдарынан 93%-ы аман қала алады екен [185]. Сурет 3.12-де үзік сызықпен лездік газ үрленуінен шоғырдың сақталып қалуына жеткілікті жалпы ЖТТ ($\epsilon_J = 0.03$), ал үздіксіз вертикал сызықпен Мюррейдің бақылауларынан алынған ЖТТ-лардың медиандық мәні берілген.

Сурет 3.11-де Денен үлгілерінің нәтижелері ϵ_J аспектісінде қарастырған кезде өте ұқсас, бірақ жалпы ЖТТ ϵ_{10} арқылы ұсынылғанда мүлдем басқаша болады. Бұл айырмашылық тек ЖТТ өлшеу әдісіне байланысты болып табылады. Сурет 3.5-суретте байқағанымыздай, Денен модельдері үшін жинақталған ЖТТ жарты масса радиусының еселігі шегінде өлшенгенде өте ұқсас ЖТТ мәндерін көрсетеді.

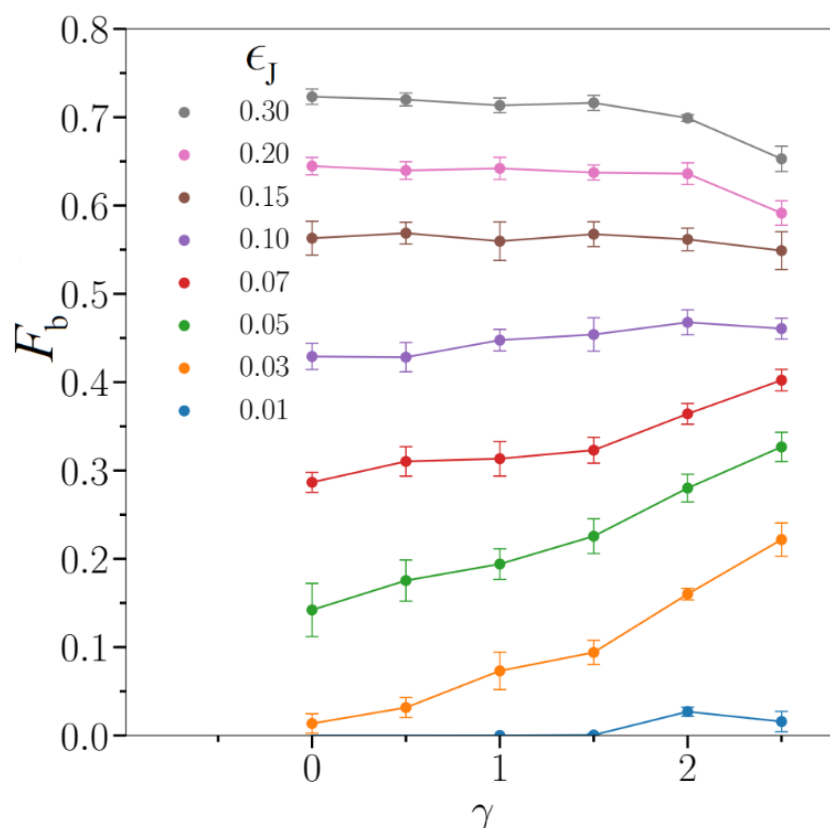
Денен үлгілері ϵ_{LSF} және эффективті ЖТТ аспектілерінде де лездік газ үрленуінен ЖТТ-ның төменірек мәндерінде аман қала алатыны көрсетілген (Сурет 3.11-дің төменгі панельдерін қараңыз). Осы мағынада ϵ_{LSF} аспектісінде Денен модельдерінен алынған нәтижелер үрленіп жатырған газдың потенциалын сипаттайтын айнымалы фонға енгізілген [158, 120 б.] иерархиялық бірігу арқылы қалыптасқан кластерлік модельдерден алынған нәтижелерге немесе N-дене модельдеуімен жалғастырылған жұлдыз шоғырының пайда болуының гидродинамикалық модельдеулерінен [62, 375 б.] алынған нәтижелерге ұқсайды. Біздің модельдер лездік газ үрленуі үшін есептелсе де, жұлдыздық кері байланыс негізінде газды біртіндеп шығару жағдайлары ескерілген зерттеулермен бірдей нәтиже көрсетуде.

3.6 Шоғырдың ішкі тығыздық профилінің көлбеулігінің маңызы

Денен модельдерінің ішкі тығыздық профилінің көлбеулігінің лездік газ үрленуінен соң шоғырдың байланыстырылған мөлшеріне әсері Сурет 3.13-те бейнеленген. Бұл суреттен байқағанымыздай қос еңісті тығыздық профилінің ішкі көлбелігінің тіктігі қарқынды релаксация соңында гравитациялық байланыстырылған мөлшердің жоғары мәндеріне алып келетіні анықталды. Бұл әсіресе жалпы ЖТТ-ның төмен мәндерінде ($\epsilon_J < 0.1$) қаттырақ байқалады. Демек, қаспты профильдің болуы, шоғырдың центріндегі жергілікті ЖТТ-ның жоғары болуына әкелетіндіктен, шоғырдың ішкі бөлігіне газ үрленуінің әсерінің аз болуына алып келеді. Сәйкесінше лездік газ үрленуінің жойқын салдарына төтеп беруге көмектеседі. Сурет 3.13-те жоғары мәнді ЖТТ-лар үшін кері тренд байқалады, алайда бұл шындығында γ -ның жоғары мәндері кезінде масштабтық радиустарының мәндері жарты масса радиусынан үлкен болуымен шоғырдың біраз массасы модельдеу басында-ақ Якоби радиусының сыртында қалып қоятынымен түсіндіріледі. Яғни, жұлдыздардың бір бөлігі кластер центрінен үлкен қашықтықта болғандықтан газ үрленуінен кейін тез арада

шоғырмен гравитациялық байланысын жоғалтады. Денен моделінде $\gamma = 2.5$ үшін жұлдыз массасының 6 пайызы газ массасын ескермегенде шоғырдың Якоби радиусынан тыс қалады екен (Сурет 3.13-ті қараңыз).

Пламмер үлгісімен салыстырғанда Денен кластерлерінің лездік газ үрленуіне жақсырақ төтеп бере алуы газдың да, жұлдыздардың да тығыздық профилдерінің көлбеуліктерінің төмен болуынан туындайды. Бұл көлбеуліктің төмен болуы Денен кластерлері жағдайында ЖТТ профилінің көлбелігінің тік болуына себеп болады (Сурет 3.5-суретін қараңыз).



Сурет 3.13 – Денен кластерлерінің қарқынды релаксация соңындағы байланысқан массалық мөлшерлерінің γ -параметрінен тәуелділігі.

Кластер тығыздығын өзгерту арқылы Галактикалық толысу өрісінің әсерінің күші шоғырларға қарқынды релаксация барысында айтарлықтай әсер етпейтіні [142, 1050 б.] жұмысында көрсетілген. Сондықтан, біздің ойымызша, ЖТТ профилі еңістігінің тіктігі шоғырдың орташа тығыздығынан гөрі, газ үрленуі мен қарқынды релаксацияның жойқын әсерлеріне төтеп берулерінде маңызды рөл атқарады.

Тараудың қорытындысы

Зерттеудің бұл кезеңінде лездік газ үрленуінен кейін әртүрлі тығыздық профилі бар жұлдыз шоғырларының өмір сүру мүмкіндіктері қарастырылды. Атап айтқанда, жұлдыздық құраушылары Пламмер моделіне және γ -параметрі 0-ден 2,5-ке дейін өзгертін Денен моделіне сәйкес келетін, лездік газ үрленуі алдында қалдық газ бен жұлдыздардың ортақ потенциалында вириалдық тепе-

теңдікте болатын жұлдыздық кластерлер қарастырылған. Қалдық газдың берілген жалпы ЖТТ-ға сәйкес келетін тығыздық профилдері жұлдыздардың еркін құлау уақытында тұрақты тиімділікпен түзіледі деген ұйғарымға негізделіп анықталады. Мұндай шоғырлардың Галактика дискісінің жазықтығында Күн орбитасына орналастырылып, лездік газ үрленуінен кейінгі эволюциясы тікелей N-дене модельдеуімен қарастырылды.

Пламмер үлгісінің кластерлері жаңартылған жұлдыздар эволюциясы алгоритмімен аса жаңа жарылысының қалдықтарының тебіс жылдамдықтары ескеріле отырып қайта симуляцияланды. Модельдеу нәтижелерінен көріп отырғанымыздай, аса жаңа қалдықтарының тебіс жылдамдығын есепке алу немесе елемеу жұлдыздық шоғырлардың газ үрленуінен кейінгі қарқынды релаксация барысындағы эволюциясына айтарлықтай әсер етпейді. Себебі, модельдік кластерлердегі барлық жұлдыздар бас тізбекке лездік газ үрленуі кезінде кіреді деп ұйғарылғандықтан, аса жаңа жарылыстар лездік газ үрленуінен үш млн. жыл кейін немесе одан да кеш орын алады да, олардың қалдықтарының тебіс жылдамдықтары кластер динамикасына айтарлықтай әсерін бере қоймайды. Бақыланған шашыраңқы шоғырлардың құрамындағы жұлдыздарының өзара жас айырмашылықтары ең көбі бес млн. жыл шамасына сәйкес келеді [143, 5 б., 144, 7 б.]. Яғни тығыз жентектің бойындағы жұлдыз түзу үрдісінің ұзақтығы 5 млн. жылдан аспайды. Жұлдыз түзуші аймақта ең массивті (O-B) жұлдыздарының бірнешеуі ғана бас тізбекке енетін болса ол арадағы газды бірден үрлей бастайды. Сөйтіп салыстырмалы аз уақыт ішінде қалдық газдың үрленіп, жұлдыз түзу процесінің аяқталуына себепкер болады. Ал, аса жаңа жарылыстар болса кеңейіп жатқан кластерде немесе қарқынды релаксациядан кейін болады. Сондай-ақ, жаңартылған жұлдыздар эволюциясы алгоритмдерінде, жоғары массалы қалдық қара құрдымдардың кері құлау механизмінің арқасында тебіс жылдамдықтары нөлге ұмтылып, массалары артады [175, 10 б.]. Сондықтан аса жаңа қалдықтарының тебіс жылдамдықтарын ескеру, шоғырдың соңғы байланыстырылған массалық үлесіне әсер етпейді. Алайда, ол кластер құрылымына қатысты маңызды болуы және ұзақ мерзімді эволюцияға әсер етуі мүмкін.

Денен кластерлерінің Пламмер үлгісіндегі кластерлерге қарағанда лездік газ үрленуіне өте төмен ЖТТ мәндерінде жақсырақ төтеп бере алатынын анықтадық. Қарқынды релаксациядан гравитациялық байланыстыралған шоғыр ретінде аман қалуға жеткілікті ЖТТ Денен моделінің кластерлері үшін $\epsilon_j = 0.03$, $\gamma \leq 2$ жағдайында тіпті $\epsilon_j = 0.01$ -ға дейін төмен болуы мүмкін. Бұл Денен моделінің Пламмер үлгісімен салыстырғанда ішкі бөлігінде жоғары ЖТТ және сыртқы бөлігінде төмен ЖТТ болатындығына байланысты. Өз кезегінде, бұл Пламмер модельдеріне қарағанда Денен модельдеріндегі газ және жұлдыздар үшін тығыздық профилінің көлбеулігінің төмен болуымен түсіндіріледі. Демек, жұлдыздық тығыздық профилінің еңісі неғұрлым таяз болса, газдың лездік ығысуынан аман қалу үшін қажет маңызды жалпы ЖТТ соғұрлым төмен болады. Бұл тұжырымдама бір еркін құлау уақытында тұрақты

тиімділікпен центрге концентрацияланған және сфералық симметриялы газ шоғырларында түзілген жұлдыздық кластерлер үшін ақиқат болып табылады.

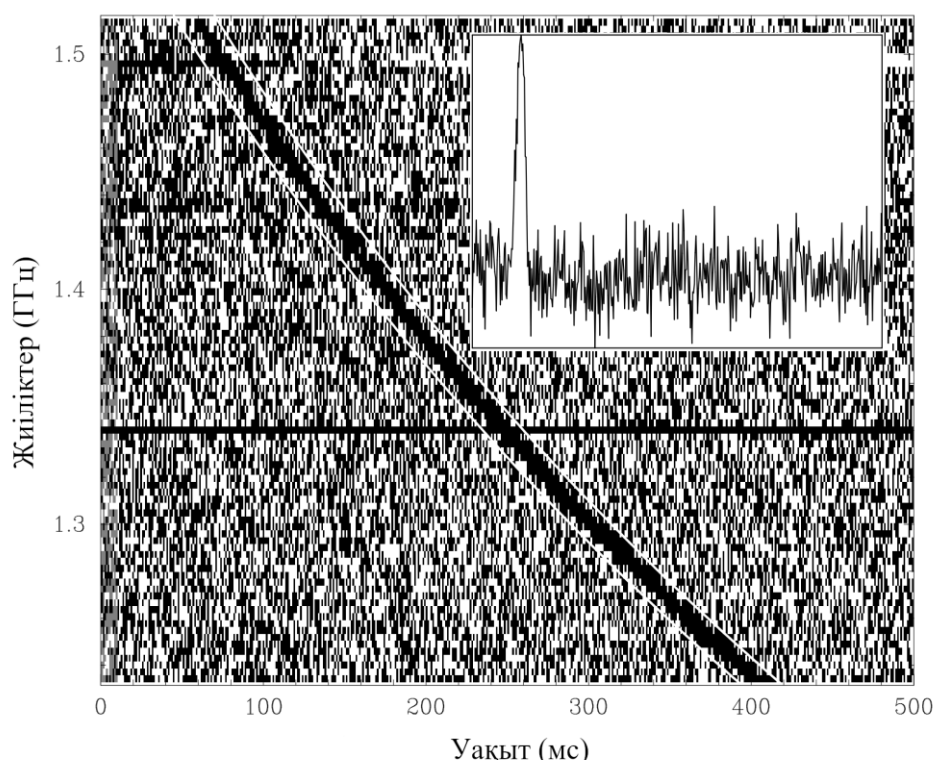
Жұлдыздық шоғырдың дәрежелік функциямен сипатталатын тығыздық профилінің сыртқы көлбеулігінің төмен болуы, лездік газ үрленуінен ЖТТ-ның төмен мәндерінде де аман қалуға көмектеседі деген қорытындыға келдік. Сондай-ақ, қарастырған модельдеріміздің аясында шоғырдың қос еңісті тығыздық профилінің ішкі көлбеулігі жоғары болған сайын, қарқынды релаксация соңында сақталып қалатын гравитациялық байланыстырылған мөлшердің де жоғары болады деген тұжырымға келдік.

4 ШАШЫРАҢҚЫ ШОҒЫРЛАР МЕН ЛЕЗДІК РАДИО ЖАРҚЫЛДАРЫ

Бұл тарау Otebay, A., Kalambay, M., Shukirgaliyev, B. How far can get FRB progenitor neutron stars from their birthplace? // Recent Contributions to Physics. – 2021. – Vol.4. – №79. – P. 33. Мақаласына негізделіп жазылған.

4.1 Лездік радиожарқылдар және олардың мүмкін көздері

Лездік радио жарқылдар (ЛРЖ) – ұзақтығы миллисекунд шамасында болатын, көздері белгісіз, көбіне сырт галактикалардан келетін радиосигналдар [186, 187]. Бұл ЛРЖ феноменының сыры алғаш 2007 жылы Лоример және басқалар [188] ең бірінші анықтағаннан (Сурет 4.1 қараңыз) бері ашылмай келеді. Қазіргі уақытта Паркес [189-192], Аресибо [193], UTMOST [194, 195], CHIME [196-199], ASKAP [200, 201], FAST [202, 203] және Apertif [204-206] сынды радиотелескоптардың көмегімен жүзден астам ЛРЖ көздері тіркелген. Бұл жарқылдардың көбі қайталанбайтын дара оқиғалар болғанымен, арасында қайталанған бірнеше (он шақты) ЛРЖ көздері байқалды [199, 5 б., 207]. Бақыланған ЛРЖ-лардың жарықтығы шамамен 10^{39} эрг/с, ал бақылану жиілігі аса жаңа (АЖ) жарылыстарының жиілігінен едәуір жоғары болып табылады [187, 430 б., 208].



Сурет 4.1 – ЛРЖ 010724-тің жиілік бойынша спектрі мен импульсінің интегралды формасы

Басқа бақыланатын радио жарқылдардан, ЛРЖ-ның ерекшелігі - олардың тым жоғары дисперсия өлшемінде (ДӨ) болып табылады [186, 15 б.]. Яғни, радио толқындарының импульстары плазма бұлты арқылы өткенде, радиожиілігі төмен сигналдар бақылаушыға вакууммен келгендегіге қарағанда кешігіп келеді. Бұл радиожиіліктердің уақытта айрықша созылу дәрежесі ДӨ ретінде анықталады. Радио толқындарының ДӨ мәні иондалған орта арқылы өтетін жолдың ұзындығына және ортаның электрондық тығыздығына тәуелді болады. ДӨ радио астрономияда пульсарларды зерттеуде кеңінен қолданылып келді. Иондалған орта арқылы өтетін радиотолқындардың дисперсиясына байланысты уақыт бойынша кідірісін, бақыланатын толқындарының жиілігі ν үшін иондалған газдың сыну көрсеткішін μ қолдану арқылы алуға болады

$$\mu = \sqrt{1 - \frac{v_p^2}{v^2}}, \quad (4.1)$$

мұнда плазмалық жиілік

$$v_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\pi m_e}}, \quad (4.2)$$

мұндағы n_e – электрондардың концентрациясы, m_e – электрон массасы және e заряды болып табылады. Әрі қарай d қашықтықтан, вакуум арқылы келу уақытына қатысты жарқ етудің кідірісін

$$t = \int_0^d \frac{dl}{c\mu} - \frac{d}{c}, \quad (4.3)$$

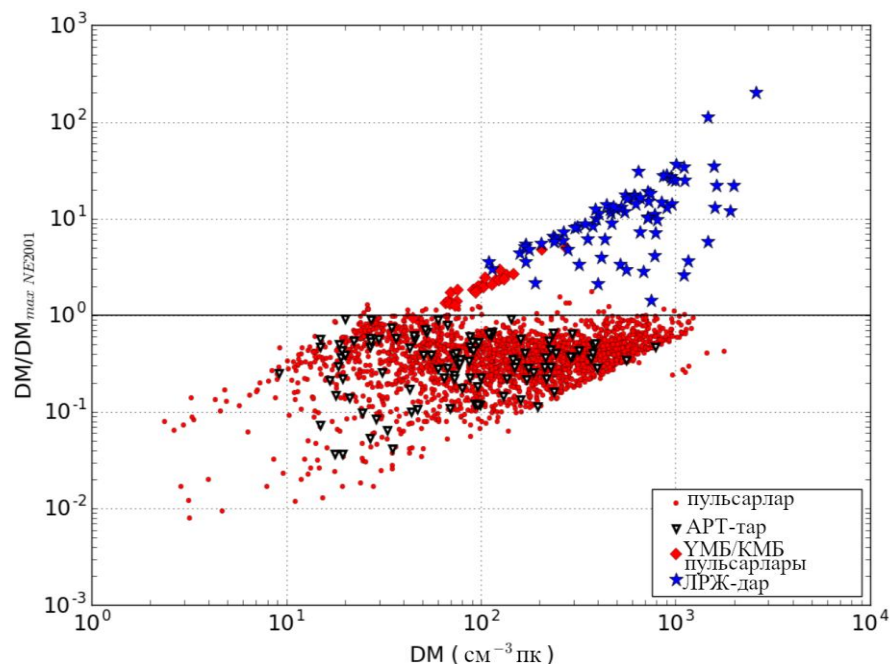
формуласында μ сыну көрсеткішін орнына қойып өрнектейміз

$$t = \frac{e^2}{2\pi m_e c} \int_0^d \frac{n_e dl}{v^2} - \frac{d}{c}. \quad (4.4)$$

Сөйтіп көру сәулесі бойындағы бос электрондар бағанының тығыздығынан алынған интеграл – дисперсия өлшемі болып табылады (төменде келтірілген формулаларда ДӨ=DM):

$$DM = \int_0^d n_e dl. \quad (4.5)$$

Біздің Галактикамыздағы бос электрондардың тығыздығының n_e таралуын Кордес пен Лацио [209] модельдеген болатын. Олардың NE2001 моделі галактикалық пульсарлардың қашықтықтарын ДӨ арқылы анықтау үшін кеңінен қолданылып келеді. Галактикалық пульсарлардан алынған радио импульстардың ДӨ мәндері шамамен 1-ден 1700 пк см⁻³ диапазонда жатыр, мұнда өлшем бірліктері см⁻³-те көрсетілген электронд тығыздығынан және парсектегі қашықтықтан алынады [186, 17 б.]. ЛРЖ-дың ДӨ-лері Галактикалық көздердікінен тым үлкен болуларымен ерекшеленеді, сондықтан олар экстрагалактикалық көздер ретінде қарастырылады [187, 460 б.]. Сурет 4.2-де галактикалық радио пульсарлардың, галактикалық айналмалы радио транзиенттердің (АРТ-тар), кіші және үлкен Магеллан бұлттарындағы (КМБ және ҮМБ) пульсарлардың және тіркелген ЛРЖ-дардың ДӨ мәндері көрсетілген. Суреттің ордината өсінде ДӨ мәндері NE2001 моделінен алынатын максималды галактикалық ДӨ мәндеріне нормализацияланған. Бұл жерде $DM/DM_{\max, \text{NE2001}} > 1$ болған радиожарқыл көздері экстрагалактикалық қашықтықта болады және интергалактикалық орта мен өз галактикасынан қосымша ДӨ қосып алады деп саналады. Бұл сурет Петроф және басқалар [186, 8 б.] мақаласынан алынған, ал ол бастапқыдағы Спитлер және басқалар [193, 203 б.] суретіне негізделген. Мұнда ЛРЖ көздерінің шығу тегінің космологиялық негіздері бар екені өте жақсы көрсетілген.



Сурет 4.2 – Бақыланған радиожарқылдардың ДӨ мәндерінің NE 2001 моделінен [209] алынған максималды Галактикалық ДӨ-не қатынастары.

ЛРЖ Космологиялық қашықтықты өлшеуіш құрал ретінде

Кумар мен Линдер [210] ЛРЖ-лардың ДӨ-сін қашықтықтың жаңа космологиялық өлшемі ретінде ұсынды. Қашықтағы көздердің ДӨ-лері былай сипатталады:

$$DM = \int_{t_e}^{t_o} c dt n_e(t) [1 + z(t)]^{-1}, \quad (4.6)$$

мұндағы t_e және t_o сәулеленудің шығу және бақылану уақыттары, c – жарық жылдамдығы, $c dt$ – нағыз қашықтық, z – космологиялық қызыл ығысу, ал соңғы көбейткіш сәуле көзі мен бақылаушы жүйелері арасындағы уақыт пен жиіліктің өзгеруі нәтижесінде пайда болады. Бақыланатын ДӨ (DM_{obs}) бірнеше үлестерден құралады:

$$DM_{\text{obs}} = DM_{\text{env}} + DM_{\text{host}} + DM_{\text{cosmo}} + DM_{\text{MW}}. \quad (4.7)$$

Бірінші үлес – көздің жергілікті маңынан (DM_{env}), екіншісі – өз галактикасынан (DM_{host}), үшіншісі – космологиялық құраушыдан (DM_{cosmo}) және соңғысы – біздің галактикамыздан (DM_{MW}) келеді. Космологиялық үлес космологиялық қашықтыққа, интергалактикалық ортаға және қабылданған космологиялық модельге тәуелді. Егер біз ДӨ-нің барлық үлескерлерін білетін болсақ, онда біз бақыланатын ЛРЖ көзіне дейінгі космологиялық қашықтықты дұрыс таба алар едік.

Жас нейтрондық жұлдыздар ЛРЖ ықтимал көздері ретіне

ЛРЖ көздерінің көбісі белгісіз болғанымен бірнеше қайталанатын ЛРЖ көздерінің алыс галактикаларды орналасқандары анықталды [211-214]. Кейін Құс Жолының ішінен ЛРЖ бақылануы [215], және оның SGR1935+2154 жұмсақ қайталанатын гамма жарқылының көзі болып табылатын магнетармен ассоциациялануы ЛРЖ көздерінің сырын ашуға жаңа мүмкіндіктер ашты [216]. ЛРЖ ықтимал көздері жайлы алуан түрлі ұсыныстар көп болғанымен соңғы кездері ол магнетарлар болуы мүмкін деген пікір басымдылық танытуда [217]. Ядро коллапсынан болатын аса жаңалар магнетарлардың пайда болуына әкелетіні белгілі [218]. Бақылаудан белгілі магнетарлардың барлығы біздің Галактикамызда орналасқан, және олардың жас шамалары $10^3 \div 10^5$ жыл арасында болатыны анықталған [219-220]. Егер ЛРЖ ықтимал көзі болып табылатын магнетар II-типті аса жаңа жарылысынан пайда болатын және жасы 100 мың жылдан аспайтын нейтрон жұлдыз болса, ол жұлдыз түзу аймағына жақын орналасып, ДӨ мәнін сол айналадағы иондалған газ есебінен біраз жоғарылатуы мүмкін. Мұндай болжамның негізділігін тексеру үшін, жас нейтрон жұлдыздардың өздері пайда болған шоғырларының айналасында таралуын қарастыруды шештік.

4.2 Жас шоғыр эволюциясын компьютерлік модельдеу

Бұл зерттеуде [142, 3 б.] жұмысының S0 модельдеріне ұқсас модельдік шоғырларды қарастырамыз. Нақтырақ айтсақ, біз олардың бастапқы жағдайларын $M_* = 3000M_{\odot}$, $M_* = 6000M_{\odot}$, массалары бар және

$\epsilon_{10} = 0.15, 0.17$ және 0.25 болатын Пламмерлік модельдік шоғырлар үшін қолданамыз. Әр модельге бастапқы шарттары кездейсоқ үлестірілген үш модельдеумен іске асырдық [221]. Модельдеріміздің [90, 5 б.] жұмыста қарастырылған шоғырлардан айырмашылығы, біз аса жаңа жарылыс қалдықтарының тебіс жылдамдықтарын қарастырамыз. Оған қоса жас нейтрон жұлдыздардың магнетар болуы мүмкін кезеңдерінде орбиталары туралы қосымша ақпарат алуды қосамыз. Нейтрондық жұлдыздардың (НЖ) қарқынды магниттік белсенділік фазасы аса жаңа жарылысынан 10^3 жылдан кейін басталып, 10^5 жылға созылады деп ұйғарамыз [220, 4100 б.]. АЖ қалдықтарының тебіс жылдамдықтары Максвеллдің таралуы бойынша $\sigma = 265$ км/с [157, 565 б., 180, 990 б.] үлестіріледі деп есептейміз.

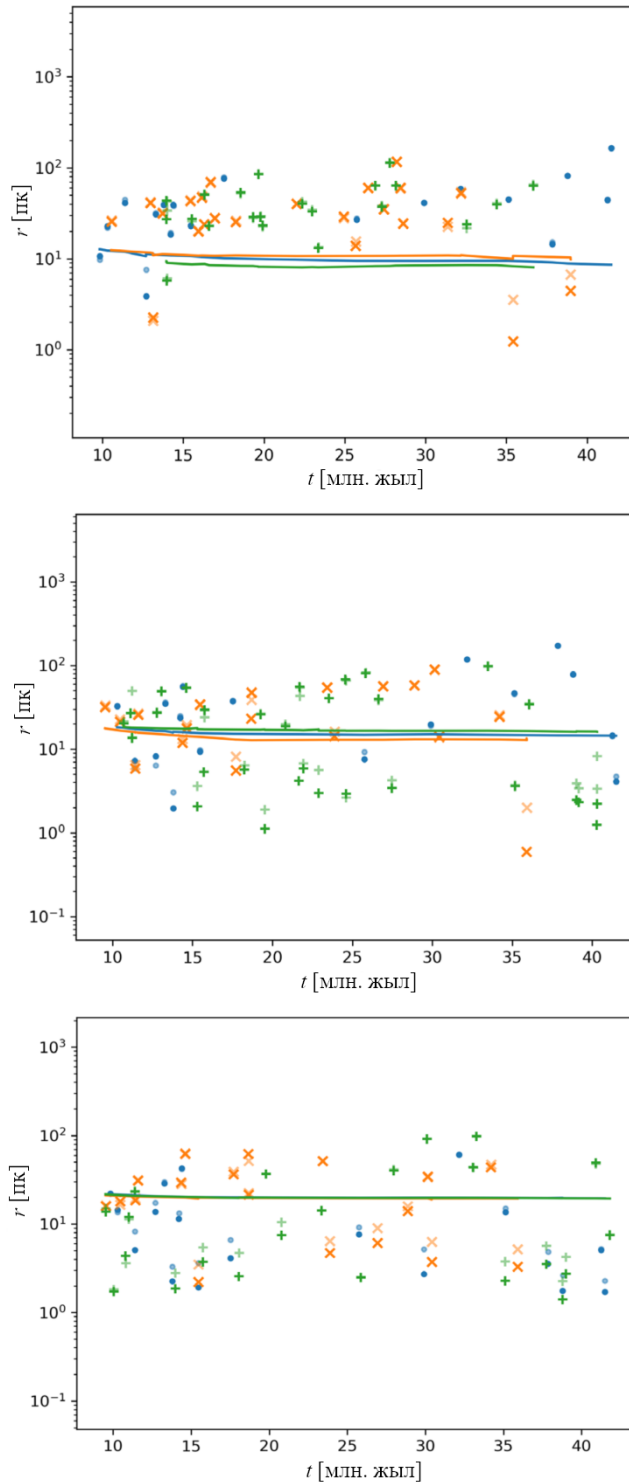
N-дене кодтарында ақпарат шығару уақыттары әдетте динамикалық уақытпен масштабталады, бұл галактикалық шашыраңқы шоғырлар үшін бір млн. жыл шамасында [222]. Алайда, магнетардың өмір сүру ұзақтығы оған салыстырғанда өте қысқа болып табылады. Сондықтан біз нейтрондық жұлдыздың магнетар фазасында болған кезінде кем дегенде бірнеше сәтін тіркеп алу үшін N-денен кодына арнайы өзгеріс енгіздік. Осылайша phi-GRAPE/GPU кодының [122, 12 б.] әр бірнеше мың жыл сайын жас нейтрондық жұлдыздардың физикалық және кинематикалық мәліметтерін жоғары жиілікпен қосымша шығысқа беріп тұратындай етіп өзгертілді.

Біздің модельдеуіміз газдың үрлену сәтінен басталады және шамамен 90 миллион жылға созылады. Осы 90 млн. жылдық эволюция уақытында ядро коллапсының нәтижесінде болған барлық АЖ жарылыстарынан пайда болған нейтрондық жұлдыздар магнетар болу үшін тым кәрі болып қалады. Біз барлығы 18 модельдеу іске асырдық: шоғырдың бастапқы массасы $M_* = 3000M_\odot$ болатын 9 модель, онда біз ЖТТ-де 3 кездейсоқ есептеулер (0.15, 0.17, 0.25) және шоғырдың массасы $M_* = 6000M_\odot$ болатын 9 модельдеуді қарастырамыз. ЖТТ мәні $\epsilon_{10} = 0.15$ модельдердің гравитациялық байланыстырылған мөлшерлері ең төмен болады (шамамен 7%). Сондықтан олар радиусы жағынан ең көп ұлғаятын модельдік шоғырлар болып табылады. ЖТТ мәні ең жоғары $\epsilon_{10} = 0.25$ шоғырлар лездік газ үрленуінен шамамен 50%-60% орташа байланыстырылған мөлшермен аман қалып, модельдеріміздің арасында ең ұзақ өмір сүретін шоғырлар болып табылады [32, 180 б.]. ЖТТ $\epsilon_{10} = 0.17$ жоғарыда аталған екеуінің арасында болғандықтан орташа жағдайды білдіреді.

4.3 Лездік радиожарқыл көзі бола алатын жас нейтрон жұлдыздардың таралуы

Біздің модельдік шоғырларымыз модельдеудің басында, яғни лездік газ үрлену кезінде супер-вириалдық динамикалық күйде болады. Жалпы ЖТТ неғұрлым төмен болса, шоғырдың бастапқы вириалды қатынасы соғұрлым жоғары болады. Яғни, біздің модельдік шоғырларымыз N-дене модельдеуінде бірден кеңейе бастайды да кейбір массасы жоғары жұлдыздар аса жаңа

жарылысына дейін шоғырлардан шығып кетеді. Сурет 4.3-тегі үш панель



Сурет 4.3 – Массасы $M_* = 3000M_\odot$ шоғырлар айналасында ЛРЖ-ға ықтимал үміткерлердің таралуы.

массасы $M_* = 3000M_\odot$ модельдік шоғырлардың айналасындағы ЛРЖ ықтимал көздерінің (яғни, мүмкін болатын магнетарлардың) кеңістік (яғни, кластердің

ортасынан қашықтығы бойынша) пен уақытта таралуын көрсетеді. Мысалы, магнетардың мүмкін фазаларының басталуы мен аяқталуы сәйкесінше қою және мөлдірлеу нүктелермен белгіленген. Тұтас сызықтар уақыт бойынша шоғырдың Якоби радиусының өзгерісін көрсетеді. Әр түрлі түстер әр түрлі кездейсоқ реализацияларға сәйкес келеді. Жоғарыдан төменге қарай панельдер сәйкесінше $\epsilon_{10} = 0.15, 0.17$ және 0.25 модельдеріне сәйкес келеді. Аздап мөлдір нүктелер 10^5 жыл жасында магнетардың мүмкін белсенділігінің аяқталу нүктесіне, ал қою нүктелер 10^3 жыл жасында басталу нүктесіне сәйкес келеді.

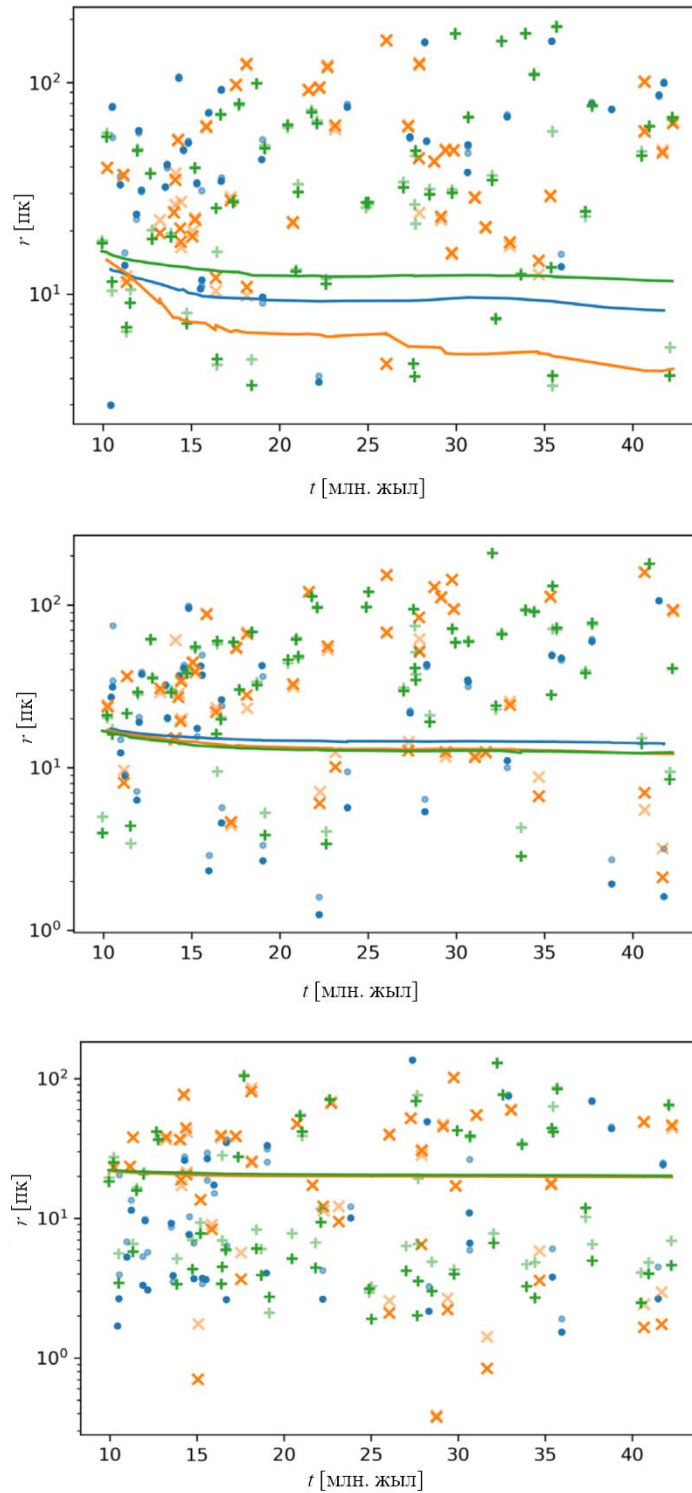
Сурет 4.4-те $M_* = 6000M_{\odot}$ массалы шоғырлар үшін алдыңғы суреттегідей магнеталардың таралуы көрсетілген. Көріп отырғанымыздай, барлық модельдерде ЛРЖ-дың шоғыр ішінде немесе сыртында болуының уақытпен корреляциясы байқалмайды. Яғни ерте пайда болған ЛРЖ-лар шоғырдың ішінде, кеш болғандары сыртында дегендей еш заңдылық байқалмайды. Шынында да, жалпы ЖТТ мәні ең төмен болған шоғырлардың жағдайында ЛРЖ-лардың басым бөлігі шоғыр сыртында орын алады. Себебі бұл ең көп ұлғаятын, гравитациялық байланыстырылған мөлшері ең аз шоғырлар болып табылады. Алайда, соның өзінде, кейбір ЛРЖ-лар кішкентай шоғыр ішінде мүмкін болған ең кеш уақыттарында да орын ала алады (Сурет 4.3 және Сурет 4.4-тің жоғарғы панельдерін қарасаңыздар Якоби радиусынан төмен сары және жасыл нүктелер шамамен 35-40 миллион жыл сәтінде пайда болады).

Нейтрондық жұлдыздардың магнетар болу кезеңінің мерзімі 10^5 жылдан аспайтындықтан, бірнеше жүз км/с шамасындағы тебіс жылдамдығы ЛРЖ ықтимал көздердің өздері пайда болған шоғырларының ішінде ЛРЖ шығаруына мүмкіндік береді. Әсіресе, жалпы ЖТТ мәні жоғары болған шоғырларда барлық ЛРЖ ықтимал көздерінің шамамен 50-60 пайызы шоғыр маңында болуы мүмкін.

Біз Сурет 4.5-суретте барлық мүмкін болған магнетарлардың шоғырлар шетінен (яғни Якоби радиусына) қашықтықтарының жиынтық таралуын көрсетеміз. Егер қашықтық мәндері теріс болса, бұл ЛРЖ ықтимал көзінің шоғыр ішінде екенін білдіреді. Жоғарғы панельдерде массалары $M_* = 3000M_{\odot}$, төменгі панельдерде массалары $M_* = 6000M_{\odot}$ шоғырлар келтірілген. Ал әр жолындағы панельдер солдан оңға қарай жалпы ЖТТ-ның $\epsilon_{10} = 0.15, 0.17, 0.25$ мәндеріне сәйкес келеді. Сызықтардың стильдері әртүрлі кездейсоқ модельдік іске асыруларын көрсетеді. Көк сызықтар мен қызғылт сары сызықтар НЖ 10^3 жыл және 10^5 жыл жастағыларға сәйкес келетін магнетар фазаларының басталуы мен соңын сипаттайды.

Барлық 18 модельдеулерімізді талдай отырып, ЛРЖ-ның ықтимал көздері өз шоғырынан ең алысы 206 пк-ке дейінгі қашықтықта бола алатынын анықтадық. Бұл $M_* = 6000M_{\odot}$, $\epsilon_{10} = 0.17$, модельдік шоғырлардың бірінде болды. Бұл ЖТТ-ның мәні ең төмен болған (яғни, лездік газ үрленуінен кейінгі көп ұлғаятын) шоғырлар ЛРЖ ықтимал көздерін ең алыс қашықтыққа теуіп

жіберетінін білдірмейді. Бірақ жалпы ЖТТ-сы ең аз шоғырлар нейтрондық жұлдыздардың басым бөлігін өз шоғырларынан шығарып жібереді.



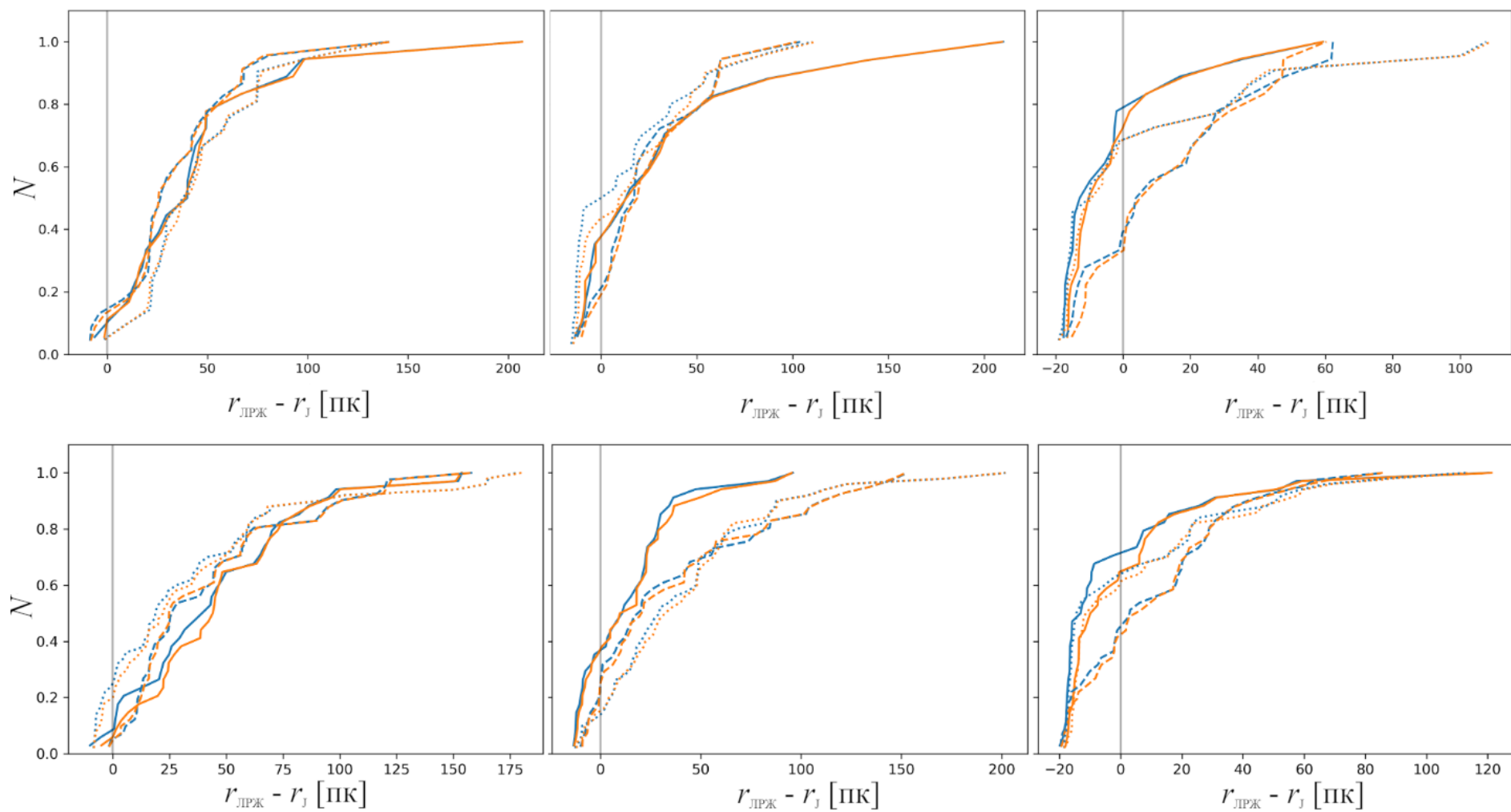
Сурет 4.4 – Массасы $M_* = 6000M_\odot$ шоғырлар айналасында ЛРЖ-ға ықтимал көздердің таралуы.

Сурет 4.5-суреттен көріп отырғанымыздай, ЛРЖ ықтимал көздерінің 80%-ы өздері шыққан шоғырларынан 100 пк қашықтықтан әрі кетпейтінін анықтадық. Тек кейбіреулері ғана шоғырдан 150 пк қашықтықтан асады, бірақ

ЛРЖ үміткер көздерінің ешқайсысы өз шоғырларынан 250 пк қашықтықта табылмады.

Зерттеудің бұл кезеңінде массалары мен жұлдыз түзілу тиімділіктері әр түрлі жұлдыздық шоғырлардың түзілулері мен эволюцияларының N-денелерін модельдеулерін жасадық. Ядросы коллапстанушы аса жаңа жарылысынан түзілген барлық нейтрондық жұлдыздардың 10^3 - 10^5 жас аралығындағы диапозонында таралуын қарастырдық. Бұл нейтрондық жұлдыздардың магнетар белсенділігі болуы мүмкін кездегі жас аралығы деп саналады. Сондықтан біз бұл нейтрондық жұлдыздарды ЛРЖ көздеріне үміткерлер ретінде қарастырамыз.

ЛРЖ ықтимал көздері шоғырлардың ішінде де, өз шоғырларының маңында да болуы мүмкін екенін көрсетілді. Өз шоғырының ішінде қалатын ЛРЖ ықтимал көзінің үлесі ЖТТ мәнімен артады, бірақ шоғыр массасымен корреляцияланбайды. Кластердің ішінде немесе одан тыс жерде болатын ЛРЖ оқиғаларына қолайлы уақыт жоқтығын да байқадық. Біз ЛРЖ мүмкін көздерінің көпшілігі өз шоғырларынан шамамен 100 пк қашықтықтан аспайтындығын және тек бірнеше үміткер ғана шоғырдан 150 пк қашықтықта табылатынын анықтадық. Модельдеуімізде шоғырдан 206 пк-тен алыс болатын ЛРЖ-ға бірде-бір үміткер таба алмадық. Бұл дегеніміз, ЛРЖ көздеріне үміткерлердің барлығы дерлік ыдыраған аталық алып молекулалық бұлт арасында қалады, ал ол бұлттың құрамында жұлдыздардың пайда болу аймағынан үрленіп шыққан иондалған газ көп, сондықтан ЛРЖ дисперсиясын өлшеуге көмектеседі.



Сурет 4.5– Модельдердегі барлық мүмкін болатын лездік радиожарқылдардың ықтимал көздерінің таралуының кумулятивті профильдері.

ҚОРЫТЫНДЫ

Бұл жұмыста біз шашыраңқы жұлдыздық шоғырлардың молекулалық бұлттан түзілген кезінен басталатын ұзақ уақыт бойындағы эволюциясын бірыңғай қарастырудың бірнеше модельдерін ұсындық. Ол модельдердің бірін лездік радио жарқылдарының көздері бола алатын жас нейтрон жұлдыздардың жұлдыз түзу аймағындағы таралуын зерттеуге қолдандық.

1. Жұмыстың бастапқы кезеңінде жалпы тақырыпқа кіріспе, шашыраңқы жұлдыздық шоғырларды зерттеу жұмыстарына шолу және қолданылатын әдістерге түсіндірмелер жасалған. Бөлімнің кіріспесінде дара жұлдыздардың түзілуі мен эволюциясының негіздерін талқылаумен қатар, жұлдыздық шоғырлардың да пайда болуы мен эволюциясы жайлы негізгі қажетті мағлұматтар баяндалған. Әрі қарай жұлдыздық шоғырдың салқын молекулалық бұлттан пайда болатынына, ыстық O-B жұлдыздары болып табылатын массивті жас жұлдыздардың жұлдыз түзу аймағын шамамен 1,5 млн. жыл ішінде [57, 519б.] қалдық газдан тазарта алатынына назар аудардық. Бұндай уақыт аралығы шашыраңқы шоғырлардың динамикалық уақытынан көп ұзақ болмағандықтан, жас шоғырдан газ ығыстырылуын лездік газ үрленуі арқылы сипаттауға болатыны көрсетілген. Сонымен қатар жұлдыздық шоғырлардың ұзақ мерзімді эволюциясын зерттеулерде кеңінен қолданылатын N-дене модельдеуінің негізгі түрлеріне шолу жасалған. Осы зерттеу жұмысында қолданылған тікелей интегралдау арқылы N-дене модельдеуінің негізгі теңдеулері мен принциптері де келтіріп өтілген.

Жұлдыз түзуші газға кіріктірілген шоғырлардың ЖТТ-ін өлшеудің не теория, не бақылаулар арқылы алынған әмбебап әдісі жоқ. Сол себепті, әр-түрлі әдістермен анықталған ЖТТ-нің мәндерін бір бірімен салыстыруда қиындықтар бар екені көрсетілген. Физика тұрғысынан қисынды болып табылатын ұйғарымдарға негізделген, жұлдыз түзуші газдың жергілікті тығыздығына тәуелді, жұлдыз түзу моделіне түсініктеме беріліп, оны зерттеуімізде қалай қолдана алатынымыз сипатталған.

2. Диссертациялық жұмыстың екінші кезеңінде ЖТТ-тері әр түрлі оқшауланған шоғырлардың эволюциясы N-дене модельдеу әдісімен қарастырылған. Зерттеуіміздің бұл кезеңінде осындай қарапайым модельді қарастыру арқылы диссертациялық жұмыста қолданылған негізгі әдістердің апробациясы жасалды. Атап айтқанда, N-дене модельдеуін жүзеге асыру, бастапқы шарттарды дайындау сияқты техникалық-әдістемелік мәселелерге көбірек көңіл аударылды. Статистикалық қателер аз болуы үшін 10 мыңнан астам жұлдыздан құралған шоғыр қарастырылған. Жүйеміздің жұлдыздарының бастапқы массаларын Крупаның [29, 242 б.] БМТ-сына сәйкес етіп алынған. Центрлік концентрацияланған сфералық симметриялық бұлттан бір еркін құлау уақыты ішінде тұрақты болып табылатын ЖТТ-мен түзілген шоғырлар қарастырылған. Олардың жалпы ЖТТ мәндері 5% бен 50% дейінгі аралығында өзгертін N-дене модельдері жасалған. Әр түрлі жұлдыз түзу шарттарымен пайда болған модельдік шоғырларымызды бір бірімен салыстыра алуымыз үшін, біз олардың массалары, радиустары және тығыздық таралулары лездік газ

үрленуі кезінде бірдей болады деп есептейміз. Сөйтіп, жұлдыздар лездік газ үрленуінің алдында газ бен шоғырдың ортақ потенциалында вириалдық тепе-теңдікте болғандықтан, ЖТТ мәндері әр түрлі шоғырлар бір-бірінен тек кинетикалық энергияларының мәндерімен ерекшеленеді. N-дене модельдеуімізде эволюциясы себебінен жұлдыздар уақыт өте массаларын жоғалтып отырғандықтан, шоғыр жұлдыздарының орташа массасы өзгеріп отырады. Сондықтан, оқшауланған шоғырлар үшін гравитациялық байланыстырылған бөлік екі мағынада қарастырылған: жұлдыздардың саны және массалары бойынша. Байланыстырылған масса бөлігі шоғыр еш жұлдызды жоғалтпаса да, жұлдыздық эволюциясы себебінен үздіксіз азайып отырады. Бақылаулардан алынған ЖТТ мәндерінің жоғары шегі болып табылатын 30% шоғырдағы барлық дерлік жұлдыздардың (шамамен 80%) қарқынды релаксациядан кейін кластерде сақталып қалуына жеткілікті екені анықталды. Яғни, қарастырылған модель бойынша гравитациялық байланыстырылған бөлігі жоғары, ұзақ уақыт өмір сүре алатын шоғыр түзілуі үшін бақыланған ЖТТ мәндері жеткілікті екені көрсетілді. Бұл нәтижелер галактика толысу өрісінің әсері аз болған жағдайдағы шоғырлар үшін жарамды. Сөйтіп, қолданған әдістеріміздің жұлдыздық шоғырдың динамикалық эволюциясын адекватты сипаттай алатынына көз жеткіздік.

3. Үшінші кезеңде газ бұлтына кіріктірілген жас шоғырлардың жұлдыздық тығыздығы Денен профиліне сәйкес келетін жаңа моделі ұсынылды. Ұйғарылған жұлдыз түзу моделінің аясында кеңінен қолданылатын Пламмер профиліне сәйкес келетін қалдық газдың тығыздық таралуының көлбеулігі тым жоғары болып табылады. Оған қарағанда Денен профилін қолданған жаңа моделіміз жас шоғырлар мен ондағы қалдық газдың құрылымдарын сипаттауға жақсырақ келетіні көрсетілді. Жұлдыздық тығыздық Денен моделіне сәйкес болған жағдайда қалдық газ тығыздық профилдері жалпы ЖТТ функциясы ретінде анықталды. Және m_{Khalo} бағдарламасына жалпы ЖТТ берілген мәні үшін қалдық газдың потенциалын есептеп беретін $GPDehnen$ атты арнайы плагині жасақталды.

Ұсынылған модельдік шоғырлар галактиканың толысу өрісіне, күн маңайындағы шеңбер орбитасына орналастырылып, жұлдыздар эволюциясының жаңартылған алгоритмдері қолданыла отырып N-дене модельдеу арқылы зерттелді. Осы жаңартылған алгоритмдерде жұлдыздар эволюциясын зерттеудің соңғы нәтижелерін ескере отырып аса жаңа жарылыстан пайда болатын қара құрдымдардың тебілу жылдамдықтары төмендетілген [176, 4063 б.].

Ұсынылып отырған модельдеріміздің көмегімен алынған нәтижелерді басқа жұмыстармен салыстыру үшін ең алдымен шоғырды сипаттайтын жалпы ЖТТ-ін өлшеу әдісін анықтау керек. Әсіресе, жұлдыздары мен қалдық газының тығыздық профилдерінің пішіндері бір-біріне ұқсамайтын шоғырларды сипаттайтын жалпы ЖТТ мәнін өлшеудің әдісі айқын емес. Мұндай жүйелерде жергілікті ЖТТ мен жалпы ЖТТ мәндері бір-бірінен өзгеше болып табылады. Сондай-ақ жалпы ЖТТ мәні радиустың өсуімен азайып отырады. Бұл жұмыста

шоғырлардың жалпы ЖТТ-нің екі түрі қарастырылған: біреуі шоғырдың тек жұлдыздық массасынан анықталатын Якоби радиусының R_J ішіндегі Якоби ЖТТ (ϵ_J), ал екіншісі [90, 5 б.] жұмысында ұсынылған әдісімен өлшенетін он масштабтық радиус ішіндегі жалпы ЖТТ, $\epsilon_{10} = \epsilon_r(10a_*)$. Оған қоса, кластердің лездік газ үрленуінен кейінгі вириалдық күйіне негізделген ЖТТ (эффektivті ЖТТ, ϵ_{eff}) және жұлдыздық шоғырдың жарты масса радиусының r_h ішіндегі ЖТТ (жергілікті жұлдыздық үлес, ϵ_{LSF}) қарастырылады. Бұрынғы жұмыстарда (мысалы [80, 150 б., 86, 1595 б., 89, 10 б.]) барлық аталып өткен ЖТТ-нің мәндері бір-біріне тең болғандықтан, бұл мәселе қарастырылмаған.

Бұл кезеңнің соңғы бөлімінде жұлдыздық шоғырларымыздың гравитациялық байланыстырылған масса мөлшерінің қарқынды релаксация кезінде өзгерісі зерттелген. Барлық модельдік кластерлеріміз үшін қарқынды релаксацияның аяқталу уақыты $t_{\text{VR}} = 20$ млн. жыл болатыны көрсетілді. Денен моделімен сипатталатын шоғырдың лездік газ үрілуіне төтеп беруге қажетті ЖТТ-нің минимал мәні Пламмер кластеріне қарағанда айтарлықтай төмен екені анықталды. Атап айтсақ *жұлдыздық шоғырдың бастапқы тығыздық профилі ретінде Денен моделін қолдану кластердің қарқынды релаксациядан кейін сақталып қалуына жеткілікті жалпы (Якоби) ЖТТ мәнін бұрын алынған 15%-дан бақылауларға жақсы сәйкес келетін 3% -ға дейін түсіреді*. Ал Денен моделінің ішкі көлбеулігі экстремалды жоғары болғанда ($\gamma = 2$ және $\gamma = 2.5$ жағдайларында) бұл минимал ЖТТ $\epsilon_J = 0.01$ дейін төмендей алады екен. Бақылаумен салыстырсақ, бұрынғы модельдер [78-81, 85-90] бойынша бақыланған жас шоғырлардың 2/3 бөлігі (немесе одан да көбі) лездік үрілуден кейін ыдырауға тиіс еді. Ал біздің моделіміз бойынша шамамен 84% (ішкі көлбеулігі экстремал жоғары жағдайды ескерсек тіпті 93%) бақыланған жұлдыз түзуші аймақтар қарқынды релаксациядан өтіп, гравитациялық байланыстырылған шоғыр түзе алады.

Денен кластерінің сақталып қалуына жеткілікті ЖТТ мәнінің Пламмер кластерлеріне қарағанда төмен болуының себебі – жергілікті ЖТТ-ның ішкі бөлігінде жоғары, ал сыртқы бөлігінде төмен болуы. Бұл Пламмер моделіне қарағанда Денен моделіндегі газ бен жұлдыздардың тығыздық профилінің еңістігі аз болуының салдары болып табылады.

Кейбір газдинамикалық симуляциялар газға кіріктірілген кезеңінде шоғырлар өз центрінде тығыздығы тұрақты ядро қалыптастырмайтынын көрсетті. Бұл біздің модельдік шоғырларымыздың $\gamma > 0$ жағдайына сәйкес келеді. Сол себепті, Денен профилінің ішкі көлбеулігінің қарқынды релаксация соңында қалатын байланыстырылған масса мөлшеріне әсері зерттелді. Нәтижесінде *жұлдыздық кластердің қос еңісті тығыздық профилінің ішкі бөлік көлбеулігін жоғарылату лездік газ үрілуінен кейін сақталатын гравитациялық байланыстырылған масса үлесінің өсуіне алып келетіні* көрсетілді.

4. Зерттеудің соңғы кезеңінде жаңадан дайындалған шоғыр модельдері қолданылып, лездік радио жарқылдарының көздері бола алатын жас

нейтрондық жұлдыздардың өздері пайда болған кластерлерінің айналасында таралуы қарастырылды. Бұл ЛРЖ дисперсия өлшемінің жоғары мәніне жұлдыз түзілу аймағындағы иондалған газдың әсері бар-жоғын анықтау үшін маңызды. N-дене моделімізді есептеуге қолданылған phi-GRAPE/GPU кодына жасы $10^3 \div 10^5$ жыл арасындағы жас нейтрондық жұлдыздардың қозғалыстарын мұқият қарауға арналған өзгертулер енгізілді. Бұл жас аралығында нейтрондық жұлдыздардың магниттік белсенділігі жоғары болып, олар магнетар бола алады, ал магниттік өрісі ең қарқынды магнетарлар ЛРЖ шығара алады. Массалары $3000M_{\odot}$ және $6000M_{\odot}$ болған шоғырлардың эволюциясы симуляцияланды. Мұндай нейтрон жұлдыздардың өздері пайда болған кластер ішінде, немесе оның айналасында болатындары көрсетілді. Кластер ішінде қалатын ЛРЖ-ның ықтимал көздерінің үлесі ЖТТ-мен бірге артады, бірақ кластер массасына тәуелділігі байқалмайды. Оған қоса, *лездік радио жарқылдарының көздері бола алатын жас нейтрондық жұлдыздардың 80%-ы өздері пайда болған шоғырдан шамамен 100 парсектен әрі кете алмайтыны, сол себепті бұл жарқылдар сәулеленуінің жұлдыз түзу аймағынан шыққан иондалған газбен әсерлесуі олардың дисперсия өлшемінің жоғары болуына айтарлықтай үлес қоса алатыны* көрсетілді.

Алға қойылған міндеттердің толықтай шешілуін бағалау

Диссертациялық жұмыста қойылған барлық міндеттер толығымен шешілді. Жұмыста алынған нәтижелер, жұлдыздық шоғырлардың пайда болуы мен эволюциясын жаңа моделін ұсыну арқылы галактикалардың жұлдыз түзілу тарихын, жалпы Әлемнің даму тарихын жақсырақ түсінуге жол ашады. Сонымен қатар, диссертациялық жұмыс аясында жасалған аса ауқымды параллельді есептеу әдістері көптеген салаларда қолданысын таба алады. Компьютерлік симуляциялардан шыққан нәтижелерді талдау үшін жасалған үлкен мәліметтерді өңдеу құралдары астрономия саласында ғана емес, үлкен мәліметтермен жұмыс жасайтын кез-келген салаға адаптацияланып, қолданыла алады. Диссертациялық жұмысты ЖОО-да «Физика және астрономия» мамандығын оқытуда қолдануға болады.

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 бұрыннан белгілі теориялық жұмыстардың нәтижелерімен және бақылаудан алынған мәліметтермен салыстырылды. Сонымен қатар, алынған нәтижелер жұлдыздық шоғырлардың түзілуі мен эволюциясының бірыңғай жаңа моделін ұсыну арқылы жұлдыз түзілу теориясына өз үлесін қосады. Зерттеу барысында алынған нәтижелер мен қорытындылар рецензияланатын халықаралық және отандық ғылыми журналдарда, оның ішінде Web of Science және Scopus дерекқорларының 1-квартіліне (Q1) енгізілген импакт-факторы жоғары журналда жарияланды.

ПАЙДАЛАНЫЛҒАН ӘДЕБИЕТТЕР

1. Dessauges-Zavadsky M., Richard J., Combes F., Schaerer D., Rujopakarn W., Mayer L., Cava A., Boone F., Egami E., Kneib J.-P., et al. Molecular clouds in the Cosmic Snake normal star-forming galaxy 8 billion years ago // *Nature Astronomy*. – 2019. – Vol. 3. – №. 12. – P. 1115-1121. doi: 10.1038/s41550-019-0874-0
2. Swinbank A. M., Dye S., Nightingale J. W., Furlanetto C., Smail I., Cooray A., Dannerbauer H., Dunne L., Eales S., Gavazzi R., et al. ALMA Resolves the Properties of Star-forming Regions in a Dense Gas Disk at $z \sim 3$ // *The Astrophysical Journal Letters*. – 2015. – Vol. 806. – №. 1. – P. L17. doi: 10.1088/2041-8205/806/1/L17
3. Adamo A., Östlin G., Bastian N., Zackrisson E., Livermore R. C., & Guaita L. High-resolution Study of the Cluster Complexes in a Lensed Spiral at Redshift 1.5: Constraints on the Bulge Formation and Disk Evolution // *The Astrophysical Journal*. – 2013. – Vol. 766. – №. 2. – P. 105. doi: 10.1088/0004-637X/766/2/105
4. Larson R. B. Numerical calculations of the dynamics of collapsing proto-star // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1969. – Vol. 145. – №. 3. – P. 271. doi: 10.1093/mnras/145.3.271
5. Galván-Madrid R., Vázquez-Semadeni E., Kim J., & Ballesteros-Paredes J. Statistics of Core Lifetimes in Numerical Simulations of Turbulent, Magnetically Supercritical Molecular Clouds // *The Astrophysical Journal*. – 2007. – Vol. 670. – №. 1. – P. 480-488. doi: 10.1086/522081
6. Hoyle F. On the Fragmentation of Gas Clouds into Galaxies and Stars. // *The Astrophysical Journal*. – 1953. – Vol. 118. – P. 513. doi: 10.1086/145780
7. Chevance M., Kruijssen J. M. D., Vazquez-Semadeni E., Nakamura F., Klessen R., Ballesteros-Paredes J., Inutsuka S.-. ichiro ., Adamo A., & Hennebelle P. The Molecular Cloud Lifecycle // *Space Science Reviews*. – 2020. – Vol. 216. – №. 4. – P. 50. doi: 10.1007/s11214-020-00674-x
8. Hogerheijde M. The molecular environment of low-mass protostars // Ph. D. Thesis. – 1998.
9. Hurt R., Llamas J., Wyatt R. J., & Christensen L. Expert Images for All Audiences: The AstroPix Archive // *American Astronomical Society Meeting Abstracts #231*. – 2018. – Vol. 231. – P. 360.10.
10. Pineda J. E., Segura-Cox D., Caselli P., Cunningham N., Zhao B., Schmiedeke A., Maureira M. J., & Neri R. A protostellar system fed by a streamer of 10,500 au length // *Nature Astronomy*. – 2020. – Vol. 4. – №. 12. – P. 1158-1163. doi: 10.1038/s41550-020-1150-z
11. Safron E. J., Fischer W. J., Megeath S. T., Furlan E., Stutz A. M., Stanke T., Billot N., Rebull L. M., Tobin J. J., Ali B., et al. Hops 383: an Outbursting Class 0 Protostar in Orion // *The Astrophysical Journal*. – 2015. – Vol. 800. – №. 1. – P. L5. doi: 10.1088/2041-8205/800/1/L5
12. André P., Men'shchikov A., Bontemps S., Könyves V., Motte F., Schneider N., Didelon P., Minier V., Saraceno P., Ward-Thompson D., et al. From filamentary clouds to prestellar cores to the stellar IMF: Initial highlights from the Herschel

- Gould Belt Survey // *Astronomy and Astrophysics*. – 2010. – Vol. 518. – №. – P. L102. doi: 10.1051/0004-6361/201014666
13. Andrews S. M. Observations of Protoplanetary Disk Structures // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. – 2020. – Vol. 58. – №. – P. 483-528. doi: 10.1146/annurev-astro-031220-010302
 14. Hur H., Park B.-G., Sung H., Bessell M. S., Lim B., Chun M.-Y., & Sohn S. T. Reddening, distance, and stellar content of the young open cluster Westerlund 2 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2015. – Vol. 446. – №. 4. – P. 3797-3819. doi: 10.1093/mnras/stu2329
 15. MacDonald J. *Structure and Evolution of Single Stars* // Morgan & Claypool Publishers. – 2015. doi: 10.1088/978-1-6817-4105-5
 16. Larson R. B. The physics of star formation // *Reports on Progress in Physics*. – 2003. – Vol. 66. – №. 10. – P. 1651-1697. doi: 10.1088/0034-4885/66/10/R03
 17. Levesque E. M. *Astrophysics of Red Supergiants*. – IOP Publishing, 2017. doi: 10.1088/978-0-7503-1329-2
 18. Bodenheimer P., D'Angelo G., Lissauer J. J., Fortney J. J., & Saumon D. Deuterium Burning in Massive Giant Planets and Low-mass Brown Dwarfs Formed by Core-nucleated Accretion // *The Astrophysical Journal*. – 2013. – Vol. 770. – №. 2. – P. 120. doi: 10.1088/0004-637X/770/2/120
 19. Chabrier G., & Baraffe I. Theory of Low-Mass Stars and Substellar Objects // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. – 2000. – Vol. 38. – №. 1. – P. 337-377. doi: 10.1146/annurev.astro.38.1.337
 20. Adams F. C., Bodenheimer P., & Laughlin G. M dwarfs: planet formation and long term evolution // *Astronomische Nachrichten*. – 2005. – Vol. 326. – №. 10. – P. 913-919. doi: 10.1002/asna.200510440
 21. Krumholz M. R. *Star Formation*. Edited by Mark R Krumholz. Published by World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. – 2017. doi: 10.1142/10091
 22. Lamers H., Levesque E. M. Understanding Stellar Evolution, 2514-3433. – 2017. doi: 10.1088/978-0-7503-1278-3
 23. Woosley S., & Janka T. The physics of core-collapse supernovae // *Nature Physics*. – 2005. – Vol. 1. – №. 3. – P. 147-154. doi: 10.1038/nphys172
 24. Heger A., Fryer C. L., Woosley S. E., Langer N., & Hartmann D. H. How Massive Single Stars End Their Life // *The Astrophysical Journal*. – 2003. – Vol. 591. – №. 1. – P. 288-300. doi: 10.1086/375341
 25. Nomoto K., Maeda K., Tanaka M., & Suzuki T. Gamma-Ray Bursts and magnetar-forming Supernovae // *Astrophysics and Space Science*. – 2011. – Vol. 336. – №. 1. – P. 129-137. doi: 10.1007/s10509-011-0658-1
 26. Vink J. *Physics and Evolution of Supernova Remnants*. – Berlin: Springer, 2020. doi: 10.1007/978-3-030-55231-2
 27. Schulz N. S. *The Formation and early evolution of stars: from dust to stars and planets*. – Springer Science & Business Media, 2012.
 28. Salpeter E. E. The Luminosity Function and Stellar Evolution. // *The Astrophysical Journal*. – 1955. – Vol. 121. – P. 161. doi: 10.1086/145971

- 29.Kroupa P. On the variation of the initial mass function // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2001. – Vol. 322. – №. 2. – P. 231-246. doi: 10.1046/j.1365-8711.2001.04022.x
- 30.Chabrier G. Galactic Stellar and Substellar Initial Mass Function // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*. – 2003. – Vol. 115. – №. 809. – P. 763-795. doi: 10.1086/376392
- 31.Wang L., Spurzem R., Aarseth S., Giersz M., Askar A., Berczik P., Naab T., Schadow R., & Kouwenhoven M. B. N. The DRAGON simulations: globular cluster evolution with a million stars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2016. – Vol. 458. – №. 2. – P. 1450-1465. doi: 10.1093/mnras/stw274
- 32.Shukirgaliyev B., Parmentier G., Just A., & Berczik P. The Long-term Evolution of Star Clusters Formed with a Centrally Peaked Star Formation Efficiency Profile // *The Astrophysical Journal*. – 2018. – Vol. 863. – №. 2. – P. 171. doi: 10.3847/1538-4357/aad3bf
- 33.Giersz M., Askar A., Wang L., Hypki A., Leveque A., & Spurzem R. MOCCA survey data base- I. Dissolution of tidally filling star clusters harbouring black hole subsystems // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2019. – Vol. 487. – №. 2. – P. 2412-2423. doi: 10.1093/mnras/stz1460
- 34.Madau P., & Dickinson M. Cosmic Star-Formation History // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. – 2014. – Vol. 52. – №.. – P. 415-486. doi: 10.1146/annurev-astro-081811-125615
- 35.Krumholz M. R., McKee C. F., & Bland-Hawthorn J. Star Clusters Across Cosmic Time // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. – 2019. – Vol. 57. – P. 227-303. doi: 10.1146/annurev-astro-091918-104430
- 36.Ballesteros-Paredes J., André P., Hennebelle P., Klessen R. S., Kruijssen J. M. D., Chevance M., Nakamura F., Adamo A., & Vázquez-Semadeni E. From Diffuse Gas to Dense Molecular Cloud Cores // *Space Science Reviews*. – 2020. – Vol. 216. – №. 5. – P. 76. doi: 10.1007/s11214-020-00698-3
- 37.Ascenso J., Stahler S. The Birth of Star Clusters // *Astrophys. Space Sci. Libr.* – 2018. – Vol. 424. – P. 1. doi: 10.1007/978-3-319-22801-3_1
- 38.Menten K. M., Reid M. J., Forbrich J., & Brunthaler, A. The distance to the Orion Nebula // *Astronomy and Astrophysics*. – 2007. – Vol. 474. – №. 2. – P. 515-520. doi: 10.1051/0004-6361:20078247
- 39.Bonnarel F., Fernique P., Bienaymé O., Egret D., Genova F., Louys M., Ochsenbein F., Wenger M., & Bartlett J. G. The ALADIN interactive sky atlas. A reference tool for identification of astronomical sources // *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*. – 2000. – Vol. 143. – №.. – P. 33-40. doi: 10.1051/aas:2000331
- 40.Planck Collaboration, Aghanim N., Akrami Y., Arroja F., Ashdown M., Aumont J., Baccigalupi C., Ballardini M., Banday A. J., Barreiro R. B., Bartolo et al. Planck 2018 results. I. Overview and the cosmological legacy of Planck // *Astronomy and Astrophysics*. – 2020. – Vol. 641. – P. A1. doi: 10.1051/0004-6361/201833880
- 41.Lasker B. M., Doggett J., McLean B., Sturch C., Djorgovski S., de Carvalho R. R., & Reid I. N. The Palomar--ST ScI Digitized Sky Survey (POSS--II): Preliminary Data

- Availability // *Astronomical Data Analysis Software and Systems V.* – 1996. – Vol. 101. – P. 88. doi:
42. Meingast S., Alves J., Mardones D., Teixeira P. S., Lombardi M., Großschedl J., Ascenso J., Bouy H., Forbrich J., Goodman A., et al. VISION - Vienna survey in Orion. I. VISTA Orion A Survey // *Astronomy and Astrophysics.* – 2016. – Vol. 587. – P. A153. doi: 10.1051/0004-6361/201527160
 43. Weisskopf M. C., Brinkman B., Canizares C., Garmire G., Murray S., & Van Speybroeck L. P. An Overview of the Performance and Scientific Results from the Chandra X-Ray Observatory // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific.* – 2002. – Vol. 114. – №. 791. – P. 1-24. doi: 10.1086/338108
 44. Feigelson E. D., Broos P., Gaffney J. A., Garmire G., Hillenbrand L. A., Pravdo S. H., Townsley L., & Tsuboi Y. X-Ray-emitting Young Stars in the Orion Nebula // *The Astrophysical Journal.* – 2002. – Vol. 574. – №. 1. – P. 258-292. doi: 10.1086/340936
 45. Krause M. G. H., Offner S. S. R., Charbonnel C., Gieles M., Klessen R. S., Vázquez-Semadeni, E., Ballesteros-Paredes, J., Girichidis, P., Kruijssen, J. M. D., Ward, J. L., et al. The Physics of Star Cluster Formation and Evolution // *Space Science Reviews.* – 2020. – Vol. 216. – №. 4. – P. 64. doi: 10.1007/s11214-020-00689-4
 46. Hopkins P. F., Narayanan D., Murray N., & Quataert E. Dense molecular gas: a sensitive probe of stellar feedback models // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* – 2013. – Vol. 433. – №. 1. – P. 69-77. doi: 10.1093/mnras/stt688
 47. Rahner D. Stellar feedback and the self-regulation of star formation in giant molecular clouds: A new semi-analytic approach. Ph.D. Thesis. – Universität Heidelberg, 2019. doi: 10.11588/heidok.00026665
 48. Goldbaum N. J., Krumholz, M. R., Matzner, C. D., & McKee, C. F. The Global Evolution of Giant Molecular Clouds. II. The Role of Accretion // *The Astrophysical Journal.* – 2011. – Vol. 738. – №. 1. – P. 101. doi: 10.1088/0004-637X/738/1/101
 49. Krumholz M. R., & Matzner C. D. The Dynamics of Radiation-pressure-dominated H II Regions // *The Astrophysical Journal.* – 2009. – Vol. 703. – №. 2. – P. 1352-1362. doi: 10.1088/0004-637X/703/2/1352
 50. Silich S., Tenorio-Tagle G. How significant is radiation pressure in the dynamics of the gas around young stellar clusters? // *The Astrophysical Journal.* – 2013. – Vol. 765. – №. 1. – P. 43. doi: 10.1088/0004-637X/765/1/43
 51. Lamers H. J., Cassinelli J. P., Cassinelli J. Introduction to stellar winds. – Cambridge university press, 1999.
 52. Owocki S. Stellar Winds // *Planets, Stars and Stellar Systems. Volume 4: Stellar Structure and Evolution.* – 2013. – Vol. 4. – №.. – P. 735. doi: 10.1007/978-94-007-5615-1_15
 53. Colín P., Vázquez-Semadeni, E., & Gómez, G. C. Molecular cloud evolution - V. Cloud destruction by stellar feedback // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* – 2013. – Vol. 435. – №. 2. – P. 1701-1714. doi: 10.1093/mnras/stt1409
 54. Dib S., Gutkin J., Brandner W., & Basu S. Feedback-regulated star formation - II. Dual constraints on the SFE and the age spread of stars in massive clusters // *Monthly*

- Notices of the Royal Astronomical Society. – 2013. – Vol. 436. – №. 4. – P. 3727-3740. doi: 10.1093/mnras/stt1857
55. Rahner D., Pellegrini E. W., Glover S. C. O., & Klessen R. S. WARPFIELD 2.0: feedback-regulated minimum star formation efficiencies of giant molecular clouds // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2019. – Vol. 483. – №. 2. – P. 2547-2560. doi: 10.1093/mnras/sty3295
56. Grasha K., Calzetti D., Bittle L., Johnson K. E., Donovan Meyer J., Kennicutt R. C., Elmegreen B. G., Adamo A., Krumholz M. R., Fumagalli M., et al. Connecting young star clusters to CO molecular gas in NGC 7793 with ALMA-LEGUS // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2018. – Vol. 481. – №. 1. – P. 1016-1027. doi: 10.1093/mnras/sty2154
57. Kruijssen J. M. D., Schruha A., Chevance M., Longmore S. N., Hygate A. P. S., Haydon D. T., McLeod A. F., Dalcanton J. J., Tacconi L. J., & van Dishoeck E. F. Fast and inefficient star formation due to short-lived molecular clouds and rapid feedback // Nature. – 2019. – Vol. 569. – №. 7757. – P. 519-522. doi: 10.1038/s41586-019-1194-3
58. Bonnell I. A., Clark P., & Bate M. R. Gravitational fragmentation and the formation of brown dwarfs in stellar clusters // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2008. – Vol. 389. – №. 4. – P. 1556-1562. doi: 10.1111/j.1365-2966.2008.13679.x
59. Bate M. R. Stellar, brown dwarf and multiple star properties from hydrodynamical simulations of star cluster formation // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2009. – Vol. 392. – №. 2. – P. 590-616. doi: 10.1111/j.1365-2966.2008.14106.x
60. Bonnell I. A., Smith R. J., Clark P. C., & Bate M. R. The efficiency of star formation in clustered and distributed regions // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2011. – Vol. 410. – №. 4. – P. 2339-2346. doi: 10.1111/j.1365-2966.2010.17603.x
61. Fujii M. S., & Portegies Zwart S. The Formation and Dynamical Evolution of Young Star Clusters // The Astrophysical Journal. – 2016. – Vol. 817. – №. 1. – P. 4. doi: 10.3847/0004-637X/817/1/4
62. Li H., Vogelsberger M., Marinacci F., & Gnedin O. Y. Disruption of giant molecular clouds and formation of bound star clusters under the influence of momentum stellar feedback // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2019. – Vol. 487. – №. 1. – P. 364-380. doi: 10.1093/mnras/stz1271
63. Wall J. E., McMillan S. L. W., Mac Low M.-M., Klessen R. S., & Portegies Zwart S. Collisional N-body Dynamics Coupled to Self-gravitating Magnetohydrodynamics Reveals Dynamical Binary Formation // The Astrophysical Journal. – 2019. – Vol. 887. – №. 1. – P. 62. doi: 10.3847/1538-4357/ab4db1
64. Wall J. E., Mac Low M.-M., McMillan S. L. W., Klessen R. S., Portegies Zwart S., & Pellegrino A. Modeling of the Effects of Stellar Feedback during Star Cluster Formation Using a Hybrid Gas and N-Body Method // The Astrophysical Journal. – 2020. – Vol. 904. – №. 2. – P. 192. doi: 10.3847/1538-4357/abc011

65. Chen Y., Li H., & Vogelsberger M. Effects of initial density profiles on massive star cluster formation in giant molecular clouds // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2021. – Vol. 502. – №. 4. – P. 6157-6169. doi: 10.1093/mnras/stab491
66. Fujii M. S., Saitoh T. R., Wang L., & Hirai Y. SIRIUS project. II. A new tree-direct hybrid code for smoothed particle hydrodynamics/N-body simulations of star clusters // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. – 2021. – Vol. 73. – №. 4. – P. 1057-1073. doi: 10.1093/pasj/psab037
67. Fujii M. S., Saitoh T. R., Hirai Y., & Wang L. SIRIUS project. III. Star-by-star simulations of star cluster formation using a direct N-body integrator with stellar feedback // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. – 2021. – Vol. 73. – №. 4. – P. 1074-1099. doi: 10.1093/pasj/psab061
68. Fukushima H., & Yajima H. Radiation hydrodynamics simulations of massive star cluster formation in giant molecular clouds // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2021. – Vol. 506. – №. 4. – P. 5512-5539. doi: 10.1093/mnras/stab2099
69. Grudić M. Y., Guszejnov D., Hopkins, P. F., Offner S. S. R., & Faucher-Giguère C.-A. STARFORGE: Towards a comprehensive numerical model of star cluster formation and feedback // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2021. – Vol. 506. – №. 2. – P. 2199-2231. doi: 10.1093/mnras/stab1347
70. Murray D. W., Chang P., Murray N. W., & Pittman J. Collapse in self-gravitating turbulent fluids // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2017. – Vol. 465. – №. 2. – P. 1316-1335. doi: 10.1093/mnras/stw2796
71. Hirai Y., Fujii M. S., & Saitoh T. R. SIRIUS project. I. Star formation models for star-by-star simulations of star clusters and galaxy formation // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. – 2021. – Vol. 73. – №. 4. – P. 1036-1056. doi: 10.1093/pasj/psab038
72. Shukirgaliyev B. The life of star clusters, from birth to dissolution: a new approach. Ph.D. Thesis. – Universität Heidelberg, 2018. doi: 10.11588/heidok.00025699
73. Spurzem R., & Aarseth S. J. Direct collisional simulation of 10000 particles past core collapse // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1996. – Vol. 282. – №. – P. 19. doi: 10.1093/mnras/282.1.19
74. Baumgardt H., & Makino J. Dynamical evolution of star clusters in tidal fields // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2003. – Vol. 340. – №. 1. – P. 227-246. doi: 10.1046/j.1365-8711.2003.06286.x
75. Ernst A., Just A., Berczik P., & Olczak C. Simulations of the Hyades // *Astronomy and Astrophysics*. – 2011. – Vol. 536. – №. – P. A64. doi: 10.1051/0004-6361/201118021
76. Webb J. J., & Leigh N. W. C. Back to the future: estimating initial globular cluster masses from their present-day stellar mass functions // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2015. – Vol. 453. – №. 3. – P. 3278-3287. doi: 10.1093/mnras/stv1780
77. Rossi L. J., Hurley J. R., & Bekki K. Long-term evolution of initially unvirialized, clumpy, mass-segregated star clusters in tidal fields // *Monthly Notices of the Royal*

- Astronomical Society. – 2017. – Vol. 468. – №. 4. – P. 4441-4449. doi: 10.1093/mnras/stx663
78. Tutukov A. V. Early Stages of Dynamical Evolution of Star Cluster Models // *Astronomy and Astrophysics*. – 1978. – Vol. 70. – №.. – P. 57.
79. Hills J. G. The effect of mass loss on the dynamical evolution of a stellar system - Analytic approximations // *The Astrophysical Journal*. – 1980. – Vol. 235. – P. 986-991. doi: 10.1086/157703
80. Lada C. J., Margulis M., & Dearborn D. The formation and early dynamical evolution of bound stellar systems. // *The Astrophysical Journal*. – 1984. – Vol. 285. – №.. – P. 141-152. doi: 10.1086/162485
81. Lada C. J., & Lada E. A. Embedded Clusters in Molecular Clouds // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. – 2003. – Vol. 41. – №.. – P. 57-115. doi: 10.1146/annurev.astro.41.011802.094844
82. Verschueren W., & David M. The effect of gas removal on the dynamical evolution of young stellar clusters. // *Astronomy and Astrophysics*. – 1989. – Vol. 219. – №.. – P. 105-120. doi:
83. Verschueren W. Collapse of young stellar clusters before gas removal. // *Astronomy and Astrophysics*. – 1990. – Vol. 234. – №.. – P. 156-163. doi:
84. Adams F. C. Theoretical Models of Young Open Star Clusters: Effects of a Gaseous Component and Gas Removal // *The Astrophysical Journal*. – 2000. – Vol. 542. – №. 2. – P. 964-973. doi: 10.1086/317052
85. Goodwin S. P., & Bastian N. Gas expulsion and the destruction of massive young clusters // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2006. – Vol. 373. – №. 2. – P. 752-758. doi: 10.1111/j.1365-2966.2006.11078.x
86. Baumgardt H., & Kroupa P. A comprehensive set of simulations studying the influence of gas expulsion on star cluster evolution // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2007. – Vol. 380. – №. 4. – P. 1589-1598. doi: 10.1111/j.1365-2966.2007.12209.x
87. Lee P. L., & Goodwin S. P. Surviving gas expulsion with substructure // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2016. – Vol. 460. – №. 3. – P. 2997-3001. doi: 10.1093/mnras/stw988
88. Smith R., Fellhauer M., Goodwin S., & Assmann P. Surviving infant mortality in the hierarchical merging scenario // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2011. – Vol. 414. – №. 4. – P. 3036-3043. doi: 10.1111/j.1365-2966.2011.18604.x
89. Brinkmann N., Banerjee S., Motwani B., & Kroupa P. The bound fraction of young star clusters // *Astronomy and Astrophysics*. – 2017. – Vol. 600. – №.. – P. A49. doi: 10.1051/0004-6361/201629312
90. Shukirgaliyev B., Parmentier G., Berczik P., & Just A. Impact of a star formation efficiency profile on the evolution of open clusters // *Astronomy and Astrophysics*. – 2017. – Vol. 605. – №.. – P. A119. doi: 10.1051/0004-6361/201730607
91. Farias J. P., Fellhauer M., Smith R., Domínguez R., & Dabringhausen J. Gas expulsion in highly substructured embedded star clusters // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2018. – Vol. 476. – №. 4. – P. 5341-5357. doi: 10.1093/mnras/sty597

92. Angelo M. S., Corradi W. J. B., Santos J. F. C., Maia F. F. S., & Ferreira F. A. Characterizing dynamical states of Galactic open clusters with Gaia DR2 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2021. – Vol. 500. – №. 4. – P. 4338-4353. doi: 10.1093/mnras/staa3192
93. Wielen R. Dynamical Evolution of Star Clusters as an N-Body Problem // *Celestial Mechanics*. – 1970. – Vol. 2. – №. 3. – P. 353-354. doi: 10.1007/BF01235131
94. Aarseth S. J. Dynamical evolution of simulated star clusters. I. Isolated models. // *Astronomy and Astrophysics*. – 1974. – Vol. 35. – №. 2. – P. 237-250.
95. Heggie D. C., Hut P. *The Gravitational Million-Body Problem*. – Cambridge University Press, 2002.
96. Portegies Zwart S. F., McMillan S. L. W., & Gieles M. Young Massive Star Clusters // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. – 2010. – Vol. 48. – №.. – P. 431-493. doi: 10.1146/annurev-astro-081309-130834
97. Chernoff D. F., & Shapiro S. L. Globular Cluster Evolution in the Galaxy: A Global View // *The Astrophysical Journal*. – 1987. – Vol. 322. – №.. – P. 113. doi: 10.1086/165708
98. Larson R. B. A method for Computing the evolution of star clusters // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1970. – Vol. 147. – №.. – P. 323. doi: 10.1093/mnras/147.4.323
99. Lynden-Bell D., & Eggleton P. P. On the consequences of the gravothermal catastrophe // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1980. – Vol. 191. – №.. – P. 483-498. doi: 10.1093/mnras/191.3.483
100. Louis P. D., & Spurzem R. Anisotropic gaseous models for the evolution of star clusters // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1991. – Vol. 251. – №.. – P. 408-426. doi: 10.1093/mnras/251.3.408
101. Giersz M., & Spurzem R. A stochastic Monte Carlo approach to model real star cluster evolution - II. Self-consistent models and primordial binaries // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2000. – Vol. 317. – №. 3. – P. 581-606. doi: 10.1046/j.1365-8711.2000.03727.x
102. Cohn H. Numerical integration of the Fokker-Planck equation and the evolution of star clusters // *The Astrophysical Journal*. – 1979. – Vol. 234. – №.. – P. 1036-1053. doi: 10.1086/157587
103. Takahashi K. Fokker-Planck Models of Star Clusters with Anisotropic Velocity Distributions I. Pre-Collapse Evolution // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. – 1995. – Vol. 47. – №.. – P. 561-573.
104. Giersz M. Monte Carlo simulations of star clusters - I. First Results // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1998. – Vol. 298. – №. 4. – P. 1239-1248. doi: 10.1046/j.1365-8711.1998.01734.x
105. Einsele C., & Spurzem R. Dynamical evolution of rotating stellar systems - I. Pre-collapse, equal-mass system // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1999. – Vol. 302. – №. 1. – P. 81-95. doi: 10.1046/j.1365-8711.1999.02083.x

106. Joshi K. J., Rasio F. A., & Portegies Zwart S. Monte Carlo Simulations of Globular Cluster Evolution. I. Method and Test Calculations // *The Astrophysical Journal*. – 2000. – Vol. 540. – №. 2. – P. 969-982. doi: 10.1086/309350
107. Makino J., & Taiji M. *Scientific Simulations with Special-Purpose Computers-the GRAPE Systems*. – Wiley, Chichester, 1998.
108. Aarseth S. J. From NBODY1 to NBODY6: The Growth of an Industry // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*. – 1999. – Vol. 111. – №. 765. – P. 1333-1346. doi: 10.1086/316455
109. Spurzem R. Direct N-body Simulations // *Journal of Computational and Applied Mathematics*. – 1999. – Vol. 109. – №.. – P. 407-432.
110. Barnes J., & Hut P. A hierarchical $O(N \log N)$ force-calculation algorithm // *Nature*. – 1986. – Vol. 324. – №. 6096. – P. 446-449. doi: 10.1038/324446a0
111. McMillan S. L. W., & Aarseth S. J. An $O(N \log N)$ Integration Scheme for Collisional Stellar Systems // *The Astrophysical Journal*. – 1993. – Vol. 414. – №.. – P. 200. doi: 10.1086/173068
112. Wang L., Spurzem R., Aarseth S., Nitadori K., Berczik P., Kouwenhoven M. B. N., & Naab T. NBODY6++GPU: ready for the gravitational million-body problem // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2015. – Vol. 450. – №. 4. – P. 4070-4080. doi: 10.1093/mnras/stv817
113. Renaud F. Star clusters in evolving galaxies // *New Astronomy Reviews*. – 2018. – Vol. 81. – №.. – P. 1-38. doi: 10.1016/j.newar.2018.03.001
114. Hut P., Makino J., & McMillan S. Building a Better Leapfrog // *The Astrophysical Journal*. – 1995. – Vol. 443. – №.. – P. L93. doi: 10.1086/187844
115. Wang L., & Nitadori K. Step-size effect in the time-transformed leapfrog integrator on elliptic and hyperbolic orbits // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2020. – Vol. 497. – №. 4. – P. 4384-4389. doi: 10.1093/mnras/staa2295
116. Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., & Flannery B. P. *Numerical Recipes in C++: The Art of Scientific Computing (2nd edn) 1 Numerical Recipes Example Book (C++)(2nd edn) 2 Numerical Recipes Multi-Language Code CD ROM with LINUX or UNIX Single-Screen License Revised Version3*. – 2003.
117. Hernandez D. M., Hadden S., & Makino J. Are long-term N-body simulations reliable? // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2020. – Vol. 493. – №. 2. – P. 1913-1925. doi: 10.1093/mnras/staa388
118. Nitadori K., Makino J., & Hut P. Performance tuning of N-body codes on modern microprocessors: I. Direct integration with a Hermite scheme on x86_64 architecture // *New Astronomy*. – 2006. – Vol. 12. – №. 3. – P. 169-181. doi: 10.1016/j.newast.2006.07.007
119. Nitadori K., & Makino J. Sixth- and eighth-order Hermite integrator for N-body simulations // *New Astronomy*. – 2008. – Vol. 13. – №. 7. – P. 498-507. doi: 10.1016/j.newast.2008.01.010
120. Hut P., Makino J. Moving stars around // *The Art of Computational Science*. – 2007.

121. Harfst S., Gualandris A., Merritt D., Spurzem R., Portegies Zwart S., & Berczik P. Performance analysis of direct N-body algorithms on special-purpose supercomputers // *New Astronomy*. – 2007. – Vol. 12. – №. 5. – P. 357-377. doi: 10.1016/j.newast.2006.11.003
122. Huang S.-Y., Spurzem R., & Berczik P. Performance analysis of parallel gravitational N-body codes on large GPU clusters // *Research in Astronomy and Astrophysics*. – 2016. – Vol. 16. – №. 1. – P. 11. doi: 10.1088/1674-4527/16/1/011
123. Panamarev T., Just A., Spurzem R., Berczik P., Wang L., & Arca Sedda M. Direct N-body simulation of the Galactic centre // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2019. – Vol. 484. – №. 3. – P. 3279-3290. doi: 10.1093/mnras/stz208
124. Hu Z., Krumholz M. R., Pokhrel R., & Gutermuth R. A. High-precision star-formation efficiency measurements in nearby clouds // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2022. – Vol. 511. – №. 1. – P. 1431-1438. doi: 10.1093/mnras/stac174
125. Szakacs R., Péroux C., Zwaan M. A., Nelson D., Schinnerer E., Lahén N., Weng S., & Fresco A. Y. The column densities of molecular gas across cosmic time: bridging observations and simulations // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2022. – Vol. 512. – №. 4. – P. 4736-4751. doi: 10.1093/mnras/stac510
126. Fellhauer M., Wilkinson M. I., & Kroupa P. Merging time-scales of stellar subclumps in young star-forming regions // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2009. – Vol. 397. – №. 2. – P. 954-962. doi: 10.1111/j.1365-2966.2009.15009.x
127. Megeath S. T., Gutermuth R. A., & Kounkel M. A. Low Mass Stars as Tracers of Star and Cluster Formation // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*. – 2022. – Vol. 134. – №. 1034. – P. 042001. doi: 10.1088/1538-3873/ac4c9c
128. Pang X., Yu Z., Tang S.-Y., Hong J., Yuan Z., Pasquato M., & Kouwenhoven M. B. N. Disruption of Hierarchical Clustering in the Vela OB2 Complex and the Cluster Pair Collinder 135 and UBC 7 with Gaia EDR3: Evidence of Supernova Quenching // *The Astrophysical Journal*. – 2021. – Vol. 923. – №. 1. – P. 20. doi: 10.3847/1538-4357/ac2838
129. Higuchi A. E., Kurono Y., Saito M., & Kawabe R. A Mapping Survey of Dense Clumps Associated with Embedded Clusters: Evolutionary Stages of Cluster-forming Clumps // *The Astrophysical Journal*. – 2009. – Vol. 705. – №. 1. – P. 468-482. doi: 10.1088/0004-637X/705/1/468
130. Murray N. Star Formation Efficiencies and Lifetimes of Giant Molecular Clouds in the Milky Way // *The Astrophysical Journal*. – 2011. – Vol. 729. – №. 2. – P. 133. doi: 10.1088/0004-637X/729/2/133
131. Kainulainen J., Federrath C., & Henning T. Unfolding the Laws of Star Formation: The Density Distribution of Molecular Clouds // *Science*. – 2014. – Vol. 344. – №. 6180. – P. 183-185. doi: 10.1126/science.1248724
132. Plummer H. C. On the problem of distribution in globular star clusters // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1911. – Vol. 71. – №. 1. – P. 460-470. doi: 10.1093/mnras/71.5.460

133. Goodwin S. P. The effect of the dynamical state of clusters on gas expulsion and infant mortality // *Astrophysics and Space Science*. – 2009. – Vol. 324. – №. 2-4. – P. 259-263. doi: 10.1007/s10509-009-0116-5
134. Parmentier G., & Pfalzner S. Local-density-driven clustered star formation // *Astronomy and Astrophysics*. – 2013. – Vol. 549. – №.. – P. A132. doi: 10.1051/0004-6361/201219648
135. Shukirgaliyev B., Otebay A., Sobolenko M., Ishchenko M., Borodina O., Panamarev T., Myrzakul S., Kalambay M., Naurzbayeva A., Abdikamalov E., et al. Bound mass of Dehnen models with a centrally peaked star formation efficiency // *Astronomy and Astrophysics*. – 2021. – Vol. 654. – P. A53. doi: 10.1051/0004-6361/202141299
136. Smith R., Slater R., Fellhauer M., Goodwin S., & Assmann P. Formation rates of star clusters in the hierarchical merging scenario // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2011. – Vol. 416. – №. 1. – P. 383-390. doi: 10.1111/j.1365-2966.2011.19039.x
137. Smith R., Goodwin S., Fellhauer M., & Assmann P. Infant mortality in the hierarchical merging scenario: dependence on gas expulsion time-scales // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2013. – Vol. 428. – №. 2. – P. 1303-1311. doi: 10.1093/mnras/sts106
138. Goodwin S. P., & Whitworth A. P. The dynamical evolution of fractal star clusters: The survival of substructure // *Astronomy and Astrophysics*. – 2004. – Vol. 413. – №.. – P. 929-937. doi: 10.1051/0004-6361:20031529
139. Farias J. P., Smith R., Fellhauer M., Goodwin S., Candlish G. N., Blaña M., & Dominguez R. The difficult early stages of embedded star clusters and the importance of the pre-gas expulsion virial ratio // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2015. – Vol. 450. – №. 3. – P. 2451-2458. doi: 10.1093/mnras/stv790
140. Banerjee S., & Kroupa P. The formation of NGC 3603 young starburst cluster: 'prompt' hierarchical assembly or monolithic starburst? // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2015. – Vol. 447. – №. 1. – P. 728-746. doi: 10.1093/mnras/stu2445
141. Banerjee S., & Kroupa P. Formation of Very Young Massive Clusters and Implications for Globular Clusters // *The Birth of Star Clusters*. – 2018. – Vol. 424. – №.. – P. 143. doi: 10.1007/978-3-319-22801-3_6
142. Shukirgaliyev B., Parmentier G., Berczik P., & Just A. The star cluster survivability after gas expulsion is independent of the impact of the Galactic tidal field // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2019. – Vol. 486. – №. 1. – P. 1045-1052. doi: 10.1093/mnras/stz876
143. Reggiani M., Robberto M., Da Rio N., Meyer M. R., Soderblom D. R., & Ricci L. Quantitative evidence of an intrinsic luminosity spread in the Orion nebula cluster // *Astronomy and Astrophysics*. – 2011. – Vol. 534. – №.. – P. A83. doi: 10.1051/0004-6361/201116946
144. Kudryavtseva N., Brandner W., Gennaro M., Rochau B., Stolte A., Andersen M., Da Rio N., Henning T., Tognelli E., Hogg D., et al. Instantaneous Starburst of the

- Massive Clusters Westerlund 1 and NGC 3603 YC // *The Astrophysical Journal*. – 2012. – Vol. 750. – №. 2. – P. L44. doi: 10.1088/2041-8205/750/2/L44
145. Leisawitz D., Bash F. N., & Thaddeus P. A CO Survey of Regions around 34 Open Clusters // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. – 1989. – Vol. 70. – №.. – P. 731. doi: 10.1086/191357
146. Engargiola G., Plambeck R. L., Rosolowsky E., & Blitz L. Giant Molecular Clouds in M33. I. BIMA All-Disk Survey // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. – 2003. – Vol. 149. – №. 2. – P. 343-363. doi: 10.1086/379165
147. Kawamura A., Mizuno Y., Minamidani T., Filipović M. D., Staveley-Smith L., Kim S., Mizuno N., Onishi T., Mizuno A., & Fukui Y. The Second Survey of the Molecular Clouds in the Large Magellanic Cloud by NANTEN. II. Star Formation // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. – 2009. – Vol. 184. – №. 1. – P. 1-17. doi: 10.1088/0067-0049/184/1/1
148. Shukirgaliyev B., Otebay A., Just A., et al. Violent relaxation in isolated star clusters // *News of the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan, Physico-mathematical series*. – 2019. – Vol. 3. – № 325. – P. 130.
149. Geyer M. P., & Burkert A. The effect of gas loss on the formation of bound stellar clusters // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2001. – Vol. 323. – №. 4. – P. 988-994. doi: 10.1046/j.1365-8711.2001.04257.x
150. Hurley J. R., Pols O. R., & Tout C. A. Comprehensive analytic formulae for stellar evolution as a function of mass and metallicity // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2000. – Vol. 315. – №. 3. – P. 543-569. doi: 10.1046/j.1365-8711.2000.03426.x
151. Heggie D. C., & Mathieu R. D. Standardised Units and Time Scales // *The Use of Supercomputers in Stellar Dynamics*. – 1986. – Vol. 267. – №.. – P. 233. doi: 10.1007/BFb0116419
152. Hénon M. H. The Monte Carlo Method // *Astrophysics and Space Science*. – 1971. – Vol. 14. – №. 1. – P. 151-167. doi: 10.1007/BF00649201
153. Barnes J., Hut P., & Teuben P. NEMO: A Stellar Dynamics Toolbox // *Astrophysics Source Code Library*. – 2010. – ascl:1010.051.
154. Dehnen W. A Very Fast and Momentum-conserving Tree Code // *The Astrophysical Journal*. – 2000. – Vol. 536. – №. 1. – P. L39-L42. doi: 10.1086/312724
155. Dehnen W. A Hierarchical O (N) Force Calculation Algorithm // *Journal of Computational Physics*. – 2002. – Vol. 179. – №. 1. – P. 27-42. doi: 10.1006/jcph.2002.7026
156. McMillan P. J., & ДЕНЕН, W. Initial conditions for disc galaxies // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2007. – Vol. 378. – №. 2. – P. 541-550. doi: 10.1111/j.1365-2966.2007.11753.x
157. Hurley J. R., Pols O. R., & Tout C. A. Comprehensive analytic formulae for stellar evolution as a function of mass and metallicity // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2000. – Vol. 315. – №. 3. – P. 543-569. doi: 10.1046/j.1365-8711.2000.03426.x

158. Farias J. P., Tan J. C., & Chatterjee S. Star Cluster Formation from Turbulent Clumps. I. The Fast Formation Limit // *The Astrophysical Journal*. – 2017. – Vol. 838. – №. 2. – P. 116. doi: 10.3847/1538-4357/aa63f6
159. Өтебай А.Б., Қаламбай М.Т., Шукиргалиев Б.Т. Оқшауланған жұлдыздық шоғырлардағы қарқынды релаксация. //“Фараби Әлемі” атты халықаралық ғылыми конференция тезистер жинағы - Алматы, 2019.-277 бб.
160. Gutermuth R. A., Pipher J. L., Megeath S. T., Myers P. C., Allen L. E., & Allen T. S. A Correlation between Surface Densities of Young Stellar Objects and Gas in Eight Nearby Molecular Clouds // *The Astrophysical Journal*. – 2011. – Vol. 739. – №. 2. – P. 84. doi: 10.1088/0004-637X/739/2/84
161. Pokhrel R., Gutermuth R. A., Betti S. K., Offner S. S. R., Myers P. C., Megeath S. T., Sokol, A. D., Ali, B., Allen, L., Allen, T. S., et al. Star-Gas Surface Density Correlations in 12 Nearby Molecular Clouds. I. Data Collection and Star-sampled Analysis // *The Astrophysical Journal*. – 2020. – Vol. 896. – №. 1. – P. 60. doi: 10.3847/1538-4357/ab92a2
162. Lada C. J., Lombardi M., & Alves J. F. On the Star Formation Rates in Molecular Clouds // *The Astrophysical Journal*. – 2010. – Vol. 724. – №. 1. – P. 687-693. doi: 10.1088/0004-637X/724/1/687
163. Parmentier G., & Pasquali A. A New Parameterization of the Star Formation Rate Dense Gas Mass Relation: Embracing Gas Density Gradients // *The Astrophysical Journal*. – 2020. – Vol. 903. – №. 1. – P. 56. doi: 10.3847/1538-4357/abb8d3
164. Schneider N., Bontemps S., Girichidis P., Rayner T., Motte F., André P., Russeil D., Abergel A., Anderson L., Arzoumanian D., et al. Detection of two power-law tails in the probability distribution functions of massive GMCs. // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2015. – Vol. 453.– P. L41-L45. doi: 10.1093/mnras/slv101
165. Dehnen W. A Family of Potential-Density Pairs for Spherical Galaxies and Bulges // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1993. – Vol. 265.– P. 250. doi: 10.1093/mnras/265.1.250
166. Бегалы З., Өтебай А.Б., Қаламбай М.Т. Жұлдызтүзу тиімділігінің шоғырдың бастапқы тығыздық профиліне тәуелділігі. //“Фараби Әлемі” атты халықаралық ғылыми конференция тезистер жинағы – Алматы, 2020.-275 бб.
167. Teuben P. The Stellar Dynamics Toolbox NEMO // *Astronomical Data Analysis Software and Systems IV*. – 1995. – Vol. 77.– P. 398.
168. Vasiliev E. AGAMA: action-based galaxy modelling architecture // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2019. – Vol. 482. – №. 2. – P. 1525-1544. doi: 10.1093/mnras/sty2672
169. Piskunov A. E., Schilbach, E., Kharchenko, N. V., Röser, S., & Scholz, R.-D. Tidal radii and masses of open clusters // *Astronomy and Astrophysics*. – 2008. – Vol. 477. – №. 1. – P. 165-172. doi: 10.1051/0004-6361:20078525
170. Marks M., & Kroupa P. Inverse dynamical population synthesis. Constraining the initial conditions of young stellar clusters by studying their binary populations //

- Astronomy and Astrophysics. – 2012. – Vol. 543. – №.. – P. A8. doi: 10.1051/0004-6361/201118231
171. Gravity Collaboration, Abuter R., Amorim A., Bauböck M., Berger J. P., Bonnet H., Brandner W., Clénet Y., Coudé Du Foresto V., de Zeeuw P. T., Dexter et al. A geometric distance measurement to the Galactic center black hole with 0.3% uncertainty // *Astronomy and Astrophysics*. – 2019. – Vol. 625. – №.. – P. L10. doi: 10.1051/0004-6361/201935656
172. Just A., Berczik P., Petrov M. I., & Ernst A. Quantitative analysis of clumps in the tidal tails of star clusters // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2009. – Vol. 392. – №. 3. – P. 969-981. doi: 10.1111/j.1365-2966.2008.14099.x
173. Fukushige T., Makino J., & Kawai A. GRAPE-6A: A Single-Card GRAPE-6 for Parallel PC-GRAPE Cluster Systems // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. – 2005. – Vol. 57. – №.. – P. 1009-1021. doi: 10.1093/pasj/57.6.1009
174. Makino J. GRAPE Accelerators // *Computational Star Formation*. – 2011. – Vol. 270. – №.. – P. 389-396. doi: 10.1017/S174392131100069X
175. Banerjee S., Belczynski K., Fryer C. L., Berczik P., Hurley J. R., Spurzem R., & Wang L. BSE versus StarTrack: Implementations of new wind, remnant-formation, and natal-kick schemes in NBODY7 and their astrophysical consequences // *Astronomy and Astrophysics*. – 2020. – Vol. 639. – №.. – P. A41. doi: 10.1051/0004-6361/201935332
176. Kamlah A. W. H., Leveque A., Spurzem R., Arca Sedda M., Askar A., Banerjee S., Berczik P., Giersz M., Hurley J., Belloni D., et al. Preparing the next gravitational million-body simulations: evolution of single and binary stars in NBODY6++GPU, MOCCA, and MCLUSTER // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2022. – Vol. 511. – №. 3. – P. 4060-4089. doi: 10.1093/mnras/stab3748
177. Fryer C. L., Belczynski K., Wiktorowicz G., Dominik M., Kalogera V., & Holz D. E. Compact Remnant Mass Function: Dependence on the Explosion Mechanism and Metallicity // *The Astrophysical Journal*. – 2012. – Vol. 749. – №. 1. – P. 91. doi: 10.1088/0004-637X/749/1/91
178. Belczynski K., Heger A., Gladysz W., Ruitter A. J., Woosley S., Wiktorowicz G., Chen H.-Y., Bulik T., O'Shaughnessy R., Holz D. E., et al. The effect of pair-instability mass loss on black-hole mergers // *Astronomy and Astrophysics*. – 2016. – Vol. 594. – №.. – P. A97. doi: 10.1051/0004-6361/201628980
179. Belczynski K., Kalogera V., Rasio F. A., Taam R. E., Zezas A., Bulik T., Maccarone T. J., & Ivanova N. Compact Object Modeling with the StarTrack Population Synthesis Code // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. – 2008. – Vol. 174. – №. 1. – P. 223-260. doi: 10.1086/521026
180. Hobbs G., Lorimer D. R., Lyne A. G., & Kramer M. A statistical study of 233 pulsar proper motions // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2005. – Vol. 360. – №. 3. – P. 974-992. doi: 10.1111/j.1365-2966.2005.09087.x
181. Miyamoto M., & Nagai R. Three-dimensional models for the distribution of mass in galaxies. // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. – 1975. – Vol. 27. – №.. – P. 533-543.

182. Өтебай А.Б., Бегалы З., Қаламбай М.Т., Шукиргалиев Б.Т. Жұлдыздық шоғырлардың тығыздық профильдері мен лездік газ ығыстырудан кейінгі өмірсүргіштігі. //“Фараби Әлемі” атты халықаралық ғылыми конференция тезистер жинағы – Алматы, 2020.-307 бб.
183. Абдраманова А.Е., Өтебай А.Б., Тлеубек А.Н., Әбдінәсілім А.Т., Гравитация арқылы байланысқан жұлдыздық шоғырланулардың динамикасын сандық моделдеу. //“Фараби Әлемі” атты халықаралық ғылыми конференция тезистер жинағы – Алматы, 2021.-274 бб.
184. Өтебай А.Б., Қаламбай М.Т., Шукиргалиев Б.Т., Жұлдыздық шоғырдың ерте өлімін тоқтатуда көлбеулігі жоғары жұлдыз түзу тиімділік профильдің әсері. //“Фараби Әлемі” атты халықаралық ғылыми конференция тезистер жинағы – Алматы, 2021.-214 бб.
185. Әбдінәсілім А.Т., Нұржұма М.М., Тыныштық А.Б., Өтебай А.Б. Сандық есептеуден шыққан жұлдызды шоғырлар аспан сферасындағы көрінісі // «Фараби Әлемі» атты халықаралық ғылыми конференция тезистер жинағы – Алматы, 2022.-182 бб.
186. Petroff E., Hessels J. W. T., & Lorimer D. R. Fast radio bursts // *Astronomy and Astrophysics Review*. – 2019. – Vol. 27. – №. 1. – P. 4. doi: 10.1007/s00159-019-0116-6
187. Cordes J. M., & Chatterjee S. Fast Radio Bursts: An Extragalactic Enigma // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. – 2019. – Vol. 57. – №.. – P. 417-465. doi: 10.1146/annurev-astro-091918-104501
188. Lorimer D. R., Bailes M., McLaughlin M. A., Narkevic D. J., & Crawford F. A Bright Millisecond Radio Burst of Extragalactic Origin // *Science*. – 2007. – Vol. 318. – №. 5851. – P. 777. doi: 10.1126/science.1147532
189. Thornton D., Stappers B., Bailes M., Barsdell B., Bates S., Bhat N. D. R., Burgay M., Burke-Spolaor S., Champion D. J., Coster P., et al. A Population of Fast Radio Bursts at Cosmological Distances // *Science*. – 2013. – Vol. 341. – №. 6141. – P. 53-56. doi: 10.1126/science.1236789
190. Champion D. J., Petroff E., Kramer M., Keith M. J., Bailes M., Barr E. D., Bates S. D., Bhat N. D. R., Burgay M., Burke-Spolaor S., et al. Five new fast radio bursts from the HTRU high-latitude survey at Parkes: first evidence for two-component bursts // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2016. – Vol. 460. – №. 1. – P. L30-L34. doi: 10.1093/mnrasl/slw069
191. Bhandari S., Keane E. F., Barr E. D., Jameson A., Petroff E., Johnston S., Bailes M., Bhat N. D. R., Burgay M., Burke-Spolaor, S., et al. The SURvey for Pulsars and Extragalactic Radio Bursts - II. New FRB discoveries and their follow-up // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2018. – Vol. 475. – №. 2. – P. 1427-1446. doi: 10.1093/mnras/stx3074
192. Bhandari S., Bannister K. W., Murphy T., Bell M., Raja W., Marvil J., Hancock P. J., Whiting M., Flynn C. M., Collier J. D., et al. A pilot survey for transients and variables with the Australian Square Kilometre Array Pathfinder // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2018. – Vol. 478. – №. 2. – P. 1784-1794. doi: 10.1093/mnras/sty1157

193. Spitler L. G., Scholz P., Hessels J. W. T., Bogdanov S., Brazier A., Camilo F., Chatterjee S., Cordes J. M., Crawford F., Deneva J., et al. A repeating fast radio burst // *Nature*. – 2016. – Vol. 531. – №. 7593. – P. 202-205. doi: 10.1038/nature17168
194. Bailes M., Jameson A., Flynn C., Bateman T., Barr E. D., Bhandari S., Bunton J. D., Caleb M., Campbell-Wilson D., Farah W., et al. The UTMOST: A Hybrid Digital Signal Processor Transforms the Molonglo Observatory Synthesis Telescope // *Publications of the Astronomical Society of Australia*. – 2017. – Vol. 34. – №.. – P. e045. doi: 10.1017/pasa.2017.39
195. Caleb M., Flynn C., Bailes M., Barr E. D., Bateman T., Bhandari S., Campbell-Wilson D., Farah W., Green A. J., Hunstead R. W., et al. The first interferometric detections of fast radio bursts // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2017. – Vol. 468. – №. 3. – P. 3746-3756. doi: 10.1093/mnras/stx638
196. CHIME/FRB Collaboration, Amiri M., Bandura K., Berger P., Bhardwaj M., Boyce M. M., Boyle P. J., Brar C., Burhanpurkar M., Chawla P., Chowdhury et al. The CHIME Fast Radio Burst Project: System Overview // *The Astrophysical Journal*. – 2018. – Vol. 863. – №. 1. – P. 48. doi: 10.3847/1538-4357/aad188
197. CHIME/FRB Collaboration, Amiri M., Bandura K., Bhardwaj M., Boubel P., Boyce M. M., Boyle P. J., Brar C., Burhanpurkar M., Chawla P., Cliche et al. Observations of fast radio bursts at frequencies down to 400 megahertz // *Nature*. – 2019. – Vol. 566. – №. 7743. – P. 230-234. doi: 10.1038/s41586-018-0867-7
198. CHIME/FRB Collaboration, Amiri M., Bandura K., Bhardwaj M., Boubel P., Boyce M. M., Boyle P. J., . Brar C., Burhanpurkar M., Cassanelli T., Chawla et al. A second source of repeating fast radio bursts // *Nature*. – 2019. – Vol. 566. – №. 7743. – P. 235-238. doi: 10.1038/s41586-018-0864-x
199. CHIME/FRB Collaboration, Andersen B. C., Bandura K., Bhardwaj M., Boubel P., Boyce M. M., Boyle P. J., Brar C., Cassanelli T., Chawla P., Cubranic, et al. CHIME/FRB Discovery of Eight New Repeating Fast Radio Burst Sources // *The Astrophysical Journal*. – 2019. – Vol. 885. – №. 1. – P. L24. doi: 10.3847/2041-8213/ab4a80
200. Bannister K. W., Shannon R. M., Macquart J.-P., Flynn C., Edwards P. G., O'Neill M., Osłowski S., Bailes M., Zackay B., Clarke N., et al. The Detection of an Extremely Bright Fast Radio Burst in a Phased Array Feed Survey // *The Astrophysical Journal*. – 2017. – Vol. 841. – №. 1. – P. L12. doi: 10.3847/2041-8213/aa71ff
201. Bhandari S., Bannister K. W., Murphy T., Bell M., Raja W., Marvil J., Hancock P. J., Whiting M., Flynn C. M., Collier J. D., et al. A pilot survey for transients and variables with the Australian Square Kilometre Array Pathfinder // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2018. – Vol. 478. – №. 2. – P. 1784-1794. doi: 10.1093/mnras/sty1157
202. Xin L. P., Li H. L., Wang J., Han X. H., Qiu Y. L., Cai H. B., Niu C. H., Lu X. M., Liang E. W., Dai Z. G., et al. Constraints on Optical Emission of FAST-detected FRB 20181130B with GWAC Synchronized Observations // *The Astrophysical Journal*. – 2021. – Vol. 922. – №. 1. – P. 78. doi: 10.3847/1538-4357/ac1daf

203. Zhang G. Q., Wang P., Wu Q., Wang F. Y., Li D., Dai Z. G., & Zhang B. Energy and Waiting Time Distributions of FRB 121102 Observed by FAST // *The Astrophysical Journal*. – 2021. – Vol. 920. – №. 1. – P. L23. doi: 10.3847/2041-8213/ac2a3b
204. Maan Y., & van Leeuwen J. Real-time searches for fast transients with Apertif and LOFAR // 2017 XXXIInd General Assembly and Scientific Symposium of the International Union of Radio Science (URSI GASS. – 2017. – Vol.. – №.. – P. 2. doi: 10.23919/URSIGASS.2017.8105320
205. ter Veen S., Enriquez J. E., Falcke H., Rachen J. P., van den Akker M., Schellart P., Bonardi A., Breton R. P., Broderick J. W., Corbel S., et al. The FRATS project: real-time searches for fast radio bursts and other fast transients with LOFAR at 135 MHz // *Astronomy and Astrophysics*. – 2019. – Vol. 621. – №.. – P. A57. doi: 10.1051/0004-6361/201732515
206. Oostrum L. C., Maan Y., van Leeuwen J., Connor L., Petroff E., Attema J. J., Bast J. E., Gardenier D. W., Hargreaves J. E., Kooistra E., et al. Repeating fast radio bursts with WSRT/Apertif // *Astronomy and Astrophysics*. – 2020. – Vol. 635. – №.. – P. A61. doi: 10.1051/0004-6361/201937422
207. Gibney E. Astronomers closer to cracking mystery of fast radio bursts // *Nature*. – 2019. – Vol. 572. – №. 7770. – P. 425-426. doi: 10.1038/d41586-019-02455-1
208. Cordes J. M., Wasserman I., Hessels J. W. T., Lazio T. J. W., Chatterjee S., & Wharton R. S. Lensing of Fast Radio Bursts by Plasma Structures in Host Galaxies // *The Astrophysical Journal*. – 2017. – Vol. 842. – №. 1. – P. 35. doi: 10.3847/1538-4357/aa74da
209. Cordes J. M., & Lazio T. J. W. NE2001.I. A New Model for the Galactic Distribution of Free Electrons and its Fluctuations // *arXiv e-prints*. – 2002. – Vol.. – №.. – P. astro-ph/0207156. doi:
210. Kumar P., & Linder E. V. Use of fast radio burst dispersion measures as distance measures // *Physical Review D*. – 2019. – Vol. 100. – №. 8. – P. 083533. doi: 10.1103/PhysRevD.100.083533
211. Chatterjee S., Law C. J., Wharton R. S., Burke-Spolaor S., Hessels J.W.T., Bower G. C., Cordes J. M., Tendulkar S. P., Bassa C. G., Demorest P., et al. A direct localization of a fast radio burst and its host // *Nature*. – 2017. – Vol. 541. – №. 7635. – P. 58-61. doi: 10.1038/nature20797
212. Bannister K. W., Deller A. T., Phillips C., Macquart J.-P., Prochaska J. X., Tejos N., Ryder S. D., Sadler E. M., Shannon R. M., Simha S., et al. A single fast radio burst localized to a massive galaxy at cosmological distance // *Science*. – 2019. – Vol. 365. – №. 6453. – P. 565-570. doi: 10.1126/science.aaw5903
213. Macquart J.-P., Prochaska J. X., McQuinn M., Bannister K. W., Bhandari S., Day C. K., Deller A. T., Ekers R. D., James C. W., Marnoch L., et al. A census of baryons in the Universe from localized fast radio bursts // *Nature*. – 2020. – Vol. 581. – №. 7809. – P. 391-395. doi: 10.1038/s41586-020-2300-2
214. Fonseca E., Andersen B. C., Bhardwaj M., Chawla P., Good D. C., Josephy A., Kaspi V. M., Masui K. W., Mckinven R., Michilli D., et al. Nine New Repeating Fast

- Radio Burst Sources from CHIME/FRB // *The Astrophysical Journal*. – 2020. – Vol. 891. – №. 1. – P. L6. doi: 10.3847/2041-8213/ab7208
215. Bochenek C. D., Ravi V., Belov K. V., Hallinan G., Kocz J., Kulkarni S. R., & McKenna D. L. A fast radio burst associated with a Galactic magnetar // *Nature*. – 2020. – Vol. 587. – №. 7832. – P. 59-62. doi: 10.1038/s41586-020-2872-x
216. CHIME/FRB Collaboration, Andersen, B. C., Bandura, K. M., Bhardwaj, M., Bij A., Boyce M. M., Boyle P. J., Brar C., Cassanelli T., Chawla P., Chen et al. A bright millisecond-duration radio burst from a Galactic magnetar // *Nature*. – 2020. – Vol. 587. – №. 7832. – P. 54-58. doi: 10.1038/s41586-020-2863-y
217. Weltman A., & Walters A. A fast radio burst in our own Galaxy // *Nature*. – 2020. – Vol. 587. – №. 7832. – P. 43-44. doi: 10.1038/d41586-020-03018-5
218. Thompson C., & Duncan R. C. Neutron Star Dynamos and the Origins of Pulsar Magnetism // *The Astrophysical Journal*. – 1993. – Vol. 408. – №.. – P. 194. doi: 10.1086/172580
219. Granot J., Ramirez-Ruiz E., Taylor G. B., Eichler D., Lyubarsky Y. E., Wijers R. A. M. J., Gaensler B. M., Gelfand J. D., & Kouveliotou C. Diagnosing the Outflow from the SGR 1806-20 Giant Flare with Radio Observations // *The Astrophysical Journal*. – 2006. – Vol. 638. – №. 1. – P. 391-396. doi: 10.1086/497680
220. Metzger B. D., Margalit B., & Sironi L. Fast radio bursts as synchrotron maser emission from decelerating relativistic blast waves // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2019. – Vol. 485. – №. 3. – P. 4091-4106. doi: 10.1093/mnras/stz700
221. Otebay A., Kalambay M., Shukirgaliyev B. How far can get FRB progenitor neutron stars from their birthplace? // *Recent Contributions to Physics*. – 2021. – Vol.4. – №79. – P. 33.
222. Chandrasekhar I. S. The Time of Relaxation of Stellar Systems. // *The Astrophysical Journal*. – 1941. – Vol. 93. – №.. – P. 285. doi: 10.1086/144265