



**Софийски университет
„Св. Климент Охридски“
Физически факултет**

*Анализ на вероятностното разпределение
на плътността в звездообразуващи облаци*

ДИСЕРТАЦИЯ

на Любов Любославова Маринкова

за присъждане

на образователната и научна степен “доктор”

Научен ръководител: доц. д-р Тодор Велчев

София 2023 г.

Публикации по темата на дисертацията

Публикации в списание с импакт-фактор

1. Veltchev, T., Girichidis, Ph., Donkov, S., Schneider, N., Stanchev, O., Marinkova, L., Seifried, D., Klessen, R. S., “*On the extraction of the power-law parts of probability density functions in star-forming clouds*”, 2019, MNRAS, 489, 788; [**V19**]
2. Marinkova, L., Veltchev, T., Stanchev, O., Donkov, S., “*On the extraction of power-law tails of the probability density functions in star-forming clouds*”, 2020, BlgAJ, 33, 64; [**M20a**]
3. Marinkova, L., Veltchev, T., Girichidis, Ph., Donkov, S., “*Extraction of a second power-law tail of the density distribution in simulated clouds*”, 2021, AN, 342, 898; [**M21**]

Публикации на конференции

- A. Marinkova, L., Veltchev, T., Stanchev, O., Donkov, S., “*Analysis of the density distribution in star-forming clouds: extraction of a second power-law tail*”, 2020, Publications of the astronomical society “Rudjer Boskovic”, Proceedings of the 12th SBAC, eds. L. Popovic, V. Sreckovic, M. Dimitrijevic, A. Kovacevic, pp. 51-60, ISBN 978-86-89035-15-5; [**M20b**]

Други публикации

- Veltchev, T., Stanchev, O., Marinkova, L., Bogdanova, M., “*Modelling the general structure and physical description of clumps in star-forming molecular clouds*”, 2019, Годишник на СУ “Св. Кл. Охридски” (юбилейно издание) [**ГР19**]

Използвани съкращения и означения

В скоби са посочени англоезичните съкращения, използвани широко в литературата.

AM VPLFIT	Адаптиран метод VPLFIT
ФВР- ρ	Функция на вероятностно разпределение на плътността (ρ -PDF)
ФВР- N	Функция на вероятностно разпределение на колонковата плътност (N -PDF)
ГМО	Гигантски Молекулярен Облак/Облаци (GMCs)
МС	Междוזвездна Среда
МО	Молекулярен Облак / Облаци
ОЗ	Области на звездообразуване (SFR)
ОСВ	Опашка от степенен вид; степенна опашка (PLT)
ТОО	Точка на отклонение (DP) на опашката

Означения

H I	Атомен (нейонизиран) водород
H II	Йонизиран водород

Съдържание

1	Увод	6
1.1	Междувездна среда: състав и физично описание	6
1.1.1	Основни компоненти	7
1.1.2	Фазови модели	11
1.2	Молекулярните облаци като родилна среда на звездите	13
1.2.1	Наблюдателни индикатори. Морфология и структура	13
1.2.2	Турбулентност в МО	15
1.2.3	Гравитация в МО	20
1.2.4	Енергиен баланс и еволюцията на звездообразуващите МО	22
1.3	Звездообразуване в МО	25
1.3.1	Наблюдения и симулации	25
1.3.2	Функция на вероятностното разпределение (ФВР) на плътността като инструмент за изследване на МО	25
1.3.3	Опашка от степенен вид (ОСВ) на ВР. Физична интерпретация	26
1.4	Структура и съдържание на дисертацията	29
2	Отделяне на степенна опашка от ФВР чрез адаптиран метод VPLFIT	31
2.1	Възможни подходи за отделяне на ОСВ	31
2.2	Адаптиран метод VPLFIT (AM VPLFIT)	32
2.2.1	Критерий за правдоподобно извличане на ОСВ	32
2.2.2	Усредняване на параметрите на ОСВ	37
2.3	Прилагане на AM VPLFIT върху симулационни данни	37
2.3.1	Избор на данни	37
2.3.2	Проследяване на еволюцията на ОСВ	40
2.4	Чувствителност на AM VPLFIT към избраната картова рамка	49
3	Отделяне на втора степенна опашка от ФВР	56
3.1	Детекция на втора опашка по симулационни и наблюдателни данни	56
3.2	Усъвършенстване на AM VPLFIT за отделяне на втора опашка	57
3.2.1	По симулационни данни (HRIGT)	60
3.2.2	Прилагане към наблюдателни данни от <i>Herschel</i>	63
4	Перспективи за бъдещи изследвания	67
5	Обобщение на основните резултати	69

Списък на фигурите

1.1	Образуване на H_2 върху прахова частица	9
1.2	Двуфазов модел на междузвездния газ	12
1.3	Изображения на мъглявината Rosette	14
2.1	Зависимост на изходните параметри на VPLFIT от броя бинове	34
2.2	Обхват на детектираните ОСВ като функция от пълния брой бинове.	38
2.3	Полета на плътността и колонковата плътност в края на пуска на SILCC	41
2.4	Еволюция на ФВР- ρ с поява ОСВ по данни от SILCC	42
2.5	Карти на колонковата плътност в края на всеки HRIGT пуск	43
2.6	Еволюция на ФВР- N от симулацията SILCC	44
2.7	Еволюция на параметрите на ОСВ в ФВР- N по SILCC данни	46
2.8	Еволюция на параметрите на ОСВ (ФВР- ρ и ФВР- N) по HRIGT данни	50
2.9	Изследвани области от симулационния куб на SILCC (GMC 1-2)	51
2.10	Параметри на ОСВ от избраните рамки в GMC 1	53
2.11	Еволюция на ОСВ в зони от GMC 1 с висока резолюция	55
3.1	Илюстрация на предложения метод за отделяне на две ОСВ	57
3.2	Зависимост на параметрите на ОСВ от долната граница на ВР	59
3.3	Същото като Фиг. 3.2, но за два пуска на HRIGT симулации.	62
3.4	Извлечени двойни ОСВ от HRIGT данни, съпоставени с ФВР	64
3.5	ФВР- N с двойна ОСВ по данни от <i>Herschel</i>	66

Списък на таблиците

1.1	Характеристики на фазите на МС в Млечния път (Tielens, 2010)	8
1.2	Физични свойства на молекулярните облаци и различните видове структури в тях (Cernichano, 1991; Bergin & Tafalla, 2007).	15
2.1	HRIGT симулации, избрани за изследването.	48
2.2	Размери на избраните рамки в GMC 1 и GMC 2	52

Глава 1

Увод

Звездите се раждат в студената, плътна, молекулярна фаза на междузвездната среда (МС), която е структурирана в кохерентни (тясно свързани), локализиращи региони или облаци, наречени молекулярни облаци (МО). Физиката на тези МО е изключително сложна, преплитайки в себе си множеството процеси, които водят до раждането на звездите. Еволюцията на галактиките, звездните системи, образуването на планети в дисковете около протозвездите - всичко това е пряко свързано с живота на тези своеобразни родилни отделения на звездите. Ето защо изучаването и анализа на морфологията на звездообразуващите области е ключова за по-доброто разбиране на историята на Вселената като цяло.

1.1 Междузвездна среда: състав и физично описание

Космическата междузвездна среда (МС) се явява най-голямата лаборатория, където протичат всякакви разнообразни физически процеси. Тя има ключово място в астрофизиката заради ролята си на свързващ елемент между звездните и галактични мащаби. Планетарните мъглявини, звездните ветрове и свръхновите постоянно внасят вещество в МС, от които най-плътни области се раждат и самите звезди. Това двустранно взаимодействие между звездите и средата определя скоростта, с която галактиките изчерпват газовото си съдържание, и следователно продължителността на активното звездообразуване в тях.

Междузвездна среда наричаме веществото и лъчението, изпълващи пространството между звездите и звездните системи в Галактиката. МС се състои от газ (99% от общата ѝ маса) в йонизирана, атомна или молекулна форма, както и от прах (1% от общата ѝ маса), магнитни полета и космични лъчи, като всички тези компоненти са в тясна взаимовръзка. Газът взаимодейства по разнообразни начини с фотони от междузвездното радиационно поле. В общи линии МС става все по-разредена с отдалечаване от Галактичната равнина и плавно преминава в междугалактична. В нашата Галактика на МС се падат около 10-15% от масата на видимото вещество. По-надолу ще направим кратък преглед на нейната морфология.

МС може да се раздели на фази в зависимост от преобладаващия тип частици

(йони, атоми или молекули) и от режимите по температура и плътност. Химичният състав на МС в Млечния път е с преобладаващо количество на водорода (91%) и хелия (8,9%), а съдържанието на по-тежките елементи е 0,1%. Количествата на водорода и хелия са резултат главно от космологичния нуклеосинтез, докато обогатяването с по-тежки елементи е станало в хода на Галактичната еволюция. Магнитните полета и турбулентността имат съществен принос към налягането в МС.

Всички фази на МС се характеризират с много ниска концентрация n спрямо земните условия (например, на морското равнище средната стойност на n е $\sim 10^{19}$ молекули на cm^3). В хладните и плътни зони на МС, веществото е главно в молекулна форма и концентрацията му достига $\sim 10^6$ на cm^3 . В горещите зони, които са и силно разредени, веществото е в йонизирано състояние, с концентрация $n \sim 10^{-4} \text{cm}^{-3}$. Така междузвездният газ изобщо е на практика идеален; за сравнение, вакуумът, който може да бъде постигнат в лаборатория, обикновено се характеризира с концентрации от 10^{10} молекули на cm^3 .

1.1.1 Основни компоненти

Газовата компонента играе особено важна роля при образуването и еволюцията на молекулярните облаци (МО) и осигурява материала за процесите на звездообразуване. Масата ѝ в Млечния път е $\sim 10^{10} M_{\odot}$, а разпределението ѝ в Галактичния диск е нехомогенно, с широк диапазон от плътности и температури, като плътните зони имат много малък принос към обема, но съществен – към общата маса. Газът може да се намира в йонизирано, неутрално атомно или неутрално молекулно състояние. Въз основа на това състояние и на газовата температура, могат да се разграничат шест отделни фази. По реда на увеличаваща се плътност¹, както е в Табл. 1.1 те са:

- Гореща йонизирана среда: образува се в резултат от въздействието на свръхновите с МС и понякога се нарича “гореща междуоблачна среда”.
- Топла йонизирана среда: възниква под мощното ултравиолетово излъчване на звездите в Галактиката.
- Топла неутрална среда: това е състояние на неутралния газ с по-ниска плътност и по-висока температура спрямо студената неутрална среда, но в приблизително равновесие по налягане с нея.
- Студена неутрална среда: състои се от плътен и студен неутрален газ, предимно в атомна форма. Характеризира се с по-ниска плътност от молекулния газ, който е силно непрозрачен за дисоцииращи UV фотони. Обикновено областите с молекулен газ в МС са потопени в зони на студен атомен газ.
- Гигантски молекулярни облаци (ГМО) и молекулярни облаци: по-голямата част от молекулния газ в Галактиката е съсредоточен в ГМО, които се характеризират с плътност $n \geq 100 \text{cm}^{-3}$, температура $T \sim 10 - 30 \text{K}$ и размери L от

¹Под “плътност” ще разбираме концентрация, както е прието в специализираната литература, освен ако не е конкретно упоменато друго.

порядъка на няколко десетки парсека. Тъкмо в тези обекти са вложени молекулярните облаци, в които протича звездообразуването.

- **Н II-области:** ярки мъглявини, съставени от йонизиран газ (например, Мъглявината Орион). Възникват в близката околност на млади масивни звезди, със спектрални класове по-ранни от В1, които йонизират и загряват заобикалящата ги газова среда. Плътностите им са $n \in [10 - 10^4] \text{cm}^{-3}$, температурата е около 8000 K, а размерите варират в широки граници, като едни от най-големите обекти са с $L \sim 150$ pc.

Фаза	n_H [cm^{-3}]	T [K]	Обемен фактор на запълване	Маса [$10^9 M_\odot$]
Гореща йонизирана среда	0.003	10^6	$\sim 50\%$	–
Топла йонизирана среда	0.1	8000	25%	1.0
Топла неутрална среда	0.5	8000	30%	2.8
Студена неутрална среда	50.0	50-100	1%	2.2
Молекулярни облаци	> 100	10-30	0.05%	1.3
Н II области	$1 - 10^5$	10^4	–	0.05

Таблица 1.1: Характеристики на фазите на МС в Млечния път (Tielens, 2010)

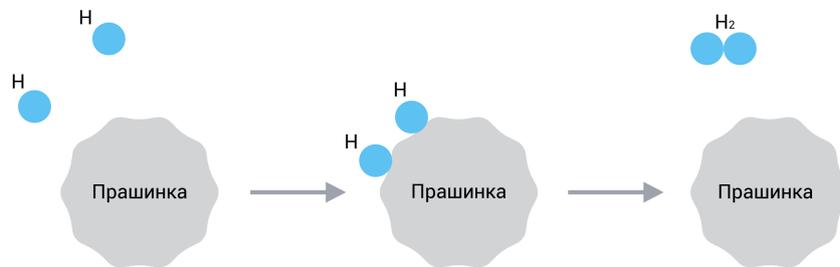
Газовата компонента на МС не се намира в покой. Тя се характеризира със сложни едромасщабни газови потоци, които се пораждат вследствие на енергия от звездите внесана в нея (избухване на свръхнови, мощни звездни ветрове) и/или от диференциалното въртене на Галактиката – наблюдателно потвърждение на това предоставят изследванията на отделни газови облаци, сочещи наличието на висока дисперсия на скоростите в тях. Това води до каскада на турбулентната кинетична енергия от големите към по-малките размерни скали, докато се достигне до дисипация (mpc).

Междוזвездният прах е съсредоточен най-вече в диска на Галактиката и е добре примесен с газа в МС. Повечето прахови частици (прашинки) са с размери от няколко молекули до 0.1 mm, като по-големите от тях като правило населяват по-плътните зони на МС. Формата им може да бъде силно неправилна, а химичният им състав е доста разнообразен: силикати, въглерод, лед и/или железни съединения. По отношение на взаимодействието си с електромагнитното лъчение прахът има следните свойства:

- *Екстинкция (пълна или селективна) на светлината от звездите:* Размерът на голяма част от прашинките е сравним или по-голям от дължината на електромагнитната вълна λ във видимия диапазон, което обуславя дифракционни явления и води до ефективно разсейване. Последното е по-силно при синята светлина и води до видимо почервяване на източници от задния фон, което представлява наблюдателно доказателство за наличието на вещество в междוזвездното пространство.

Зависимостта на екстинкцията $A(\lambda)$ от размера на частиците се нарича екстинкционна крива. Лесно можем да сравним формата на екстинкционните криви, като използваме така наречения закон за екстинкцията, който се изразява като $A(\lambda)/A(V)$, където $A(\lambda)$ абсолютната екстинкция при всяка дължина на вълната, а $A(V)$ е екстинкцията във видимия диапазон на спектъра (Cardelli, Clayton & Mathis, 1989). $A(\lambda)/A(V)$ зависи само от един параметър и това е $R_v [= A(V)/E(B - F)]$ (напр. $R_v = 3.1$ при разрежена МС, а при облаци с голяма плътност $R_v = 5$). Анализът на екстинкционните криви позволява да се направят заключения за състава и размера на прашинките. При достатъчно висока оптична плътност на праха, светлината от звездите ще бъде напълно екранирана; наблюдават се тъмни мъглявини или тъмни облаци.

- *Отражение на светлината от звездите:* в т.нар. *отражателни мъглявини*, представляващи газово-прахови области в околностите на звезда или група звезди, енергията на лъчението не е достатъчна за йонизиране на газа, но е достатъчна за осветяване на праха.
- *Собствено излъчване:* нагнетите от лъчението на близки звезди прахови частици излъчват електромагнитни вълни в различни области на спектъра. Излъчването в средната до далечна инфрачервена област се дължи на праха, намиращ се в равновесие с локалното радиационно поле; в близката до средна инфрачервена област – на неравномерното нагряване на фините прахови частици, докато излъчването в радиоконтинуума е ефект от въртенето на прашинките.



Фигура 1.1: Образуване на H₂ върху прахова частица

Също така, междузвездният прах участва при образуването на звезди и планети в МО, тъй като се явява в ролята на катализатор за възникване на молекулата H₂. Вероятността два водородни атома да се свържат посредством директен сблъсък е много малка в тези среди поради ниското налягане – това намалява времето за контакт между атомите, през което трябва да стане изсветване на енергията на свързване от 4.5 eV (Dyson & Williams, 1997). Ето защо H₂ се образува предимно чрез адсорбция на отделни водородни атоми върху повърхността на прахова частица, където впоследствие се съчетават в молекула (Фиг. 1.1). Този процес се нарича

хетерогенна катализа и е моделиран за пръв път от Gould & Salpeter (1963). Следователно прахът е от ключово значение за наличието на почти целия молекулен водород в МС. Остатъчната газова-прахова обвивка на протозвездите се явява основен материал за възникване на протопланетни дискове и оттук за образуване на планети.

Магнитното поле играе съществена роля в астрофизичните процеси, протичащи в МС, като оказва влияние на йонизирания газ, на всички заредени пращинки, както и на космичните лъчи. То:

- има значителен принос за общото налягане и спомага за устойчивостта на МО спрямо гравитацията.
- е от съществено значение за звездообразуването, тъй като подпомага загубите на момент на импулса в колапсиращи протозвездни облаци.
- е фактор за магнитохидродинамичната турбулентност, чрез която се разпределя енергията от избухванията на свръхнови в МС.
- контролира плътността и разпределението на космичните лъчи в МС.

Галактичното магнитно поле може да бъде регистрирано чрез наблюдения в оптичния диапазон, благодарение на поляризираната от междузвездния прах звездна светлина. Средната магнитна индукция в Млечния път е около $6\mu\text{G}$ в Слънчевата околност и се повишава до $20 - 40\mu\text{G}$ към центъра на Галактиката. В плътните и студени МО магнитната индукция достига до няколко mG (Heiles & Crutcher, 2005; Wielebinski & Beck, 2005).

Магнитното поле извън балджа на Галактиката е като цяло ориентирано успоредно на Галактичния диск. Механизмът на зараждане на магнитното поле в МС е все още въпрос на дебати. Най-вероятно то се поддържа чрез турбулентно динамо, като част от кинетичната енергия на турбулентните движения на (частично) йонизирания газ се превръща в магнитна енергия (Beck et al., 1996; Bolatto & Subramanian, 2005; Beck et al., 2019). Това динамо обаче функционира само при вече налично магнитно поле. Едно от предложените решения на проблема за произхода на първоначалното магнитно поле е, че то представлява остатък от магнитните полета на звездите от III поколение, които първоначално са се образували в Галактиката. Според друго предположение произходът му е извънгактичен – то е унаследено от полето, съществувало още при образуването на Млечния път (Widrow et al., 2012).

Космичните лъчи са основен компонент на МС и се състоят от високоенергийни протони, $\sim 10\%$ хелиеви ядра, $\sim 2\%$ електрони и 1% по-тежки ядра. Източници на космичните лъчи са звезди в различен стадий на тяхната еволюция, но най-често избухвания на свръхнови. Ускорението на тези частици до релативистични скорости е резултат от многократно разсейване от магнитното поле в МС (по подробно за произхода им вж. (Blasi, 2013)). Плътността на енергията на космичните лъчи, извън Слънчевата система е оценена на 1.8 eV cm^{-3} (Webber, 1998).

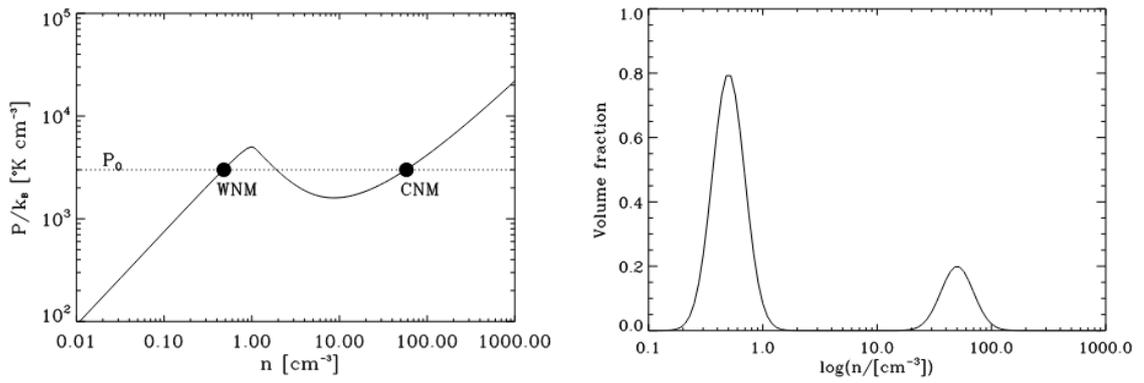
Те имат съществен принос за йонизацията на газа в МС, която е основен механизъм за нагряване на тъмните и плътни облаци. Космичните лъчи с ниски енергии (от няколко десетки keV до няколко десетки GeV, (Orlando et al., 2019)) са активен фактор при динамиката на структурите в МС и взимат участие в различни физични и химични процеси, отговорни за възникването на звездни групировки в галактиките. Градиентът на налягането, обусловен от космични лъчи, подпомага изтласкването на газа, изхвърлен при взривове на свръхнови, извън Галактичния диск. Високоенергийните космични лъчи се детектират чрез взаимодействието им с молекулярния газ, в който пораждат неутрални и заредени пиони с вторични продукти като гама-лъчи, електрон-позитронни двойки и вероятно неутрино.

Освен разрежено вещество, в междузвездното пространство в Галактиката е налично и електромагнитно **радиационно поле**, обхващащо целия електромагнитен спектър:

- *Космичният микровълнов фон* (Cosmic Microwave Background, CMB) е остатък от епохата на рекомбинация в ранната Вселена. Това лъчение покрива цялото небе и е с много висока степен на изотропия. Спектърът на КМФ е непрекъснат, с максимум в микровълновия диапазон и е много близък до този на абсолютно черно тяло с температура 2.73 K.
- *Емисията на праха* преобладава в далечната и средна инфрачервена област и се дължи на топлинното излъчване на праховите частици. В зависимост от температурата могат да се различат три компоненти на това излъчване : студен прах (в HI области и MO, $T \sim 15 - 25$ K), топъл прах (в HII области, $T \sim 30 - 40$ K) и горещ прах ($T \sim 250 - 500$ K) (Cox et al., 1986).
- *Излъчването на звездите* преобладава в близката инфрачервена област (с главен принос на звезди от късни спектрални класове (Mathis et al, 1983)), както и във видимия и ултравиолетовия диапазон (най-вече масивни звезди от класове OB). Най-значимо въздействие върху междузвездния газ оказва радиационното поле в ултравиолета. Високоенергийните UV фотони причиняват фотойонизация в MO и така влияят на тяхната структура и химия.

1.1.2 Фазови модели

Междузвездният газ е подложен едновременно на нагряване и охлаждане, като в даден момент стига до равновесие. Топлинното налягане P_{eq} , съответстващо на това равновесно състояние, не е монотонна функция на плътността на средата (Фиг. 1.2, ляво). Частта от кривата, която има отрицателна първа производна, съответства на неустойчиви състояния на средата. Ако при дадено газово налягане P_0 е възможно неустойчиво състояние, то газът спонтанно ще се раздели на две устойчиви фази. В опит да обяснят наблюдаваните към онзи момент свойства на MO, Field et al. (1969) представят своя класически двуфазов модел на MO. Той включва студена и плътна неутрална среда (CNM), съставена от облаци на неутрален и молекулярен водород при $T < 300$ K, и топла неутрална среда (WNM) с $T \lesssim 10^4$ K, от разреден атомен



Фигура 1.2: Двухфазов модел на междузвездния газ (по Vázquez-Semadeni (2009); *Вляво*: Състояния на равновесие между нагряване и охлаждане (плътна линия) на фазова диаграма. При налягане P_0 , за което съществува неустойчиво равновесие (участък с отрицателна първа производна), средата спонтанно се разделя на дифузна топла (WNM) и плътна студена (CNM), показани с удебелени точки. *Вдясно*: Функция на вероятностното разпределение (ФВР; вертикалната ос е в произволни единици) – по-голямата част от обема се пада на ТНС.

газ. Двете среди се намират в топлинно равновесие и при еднакво налягане. Поради топлинната неустойчивост, спомената по-горе, те се разделят в МС – образуват се сгъстявания от студен газ (кондензации, от които по-късно възникват МО), потопени в топла дифузна среда. Съответните вероятностни разпределения на плътността и температурата са показани на Фиг. 1.2, вдясно (Vázquez-Semadeni, 2009).

По-късно McKee & Ostriker (1977) добавят динамична трета фаза, включваща гореща йонизирана среда ($T \sim 10^6$ K), произлязла от ударно нагриване на МС при избухване на свръхнови. Първоначално останките от експлозията, чието налягане многократно превишава това на околната среда, се разширяват с висока скорост. Това продължава докато наляганята в и извън зоната на йонизиран газ се изравнят.

И така, класическите двуфазов и трифазов модел се основават на две предположения, които се изпълняват едновременно: топлинен баланс между нагриване и охлаждане и равновесие между наляганята на различните фази. При тези условия възникват МО, които са отделени от заобикалящата ги топла дифузна среда чрез фазови граници.

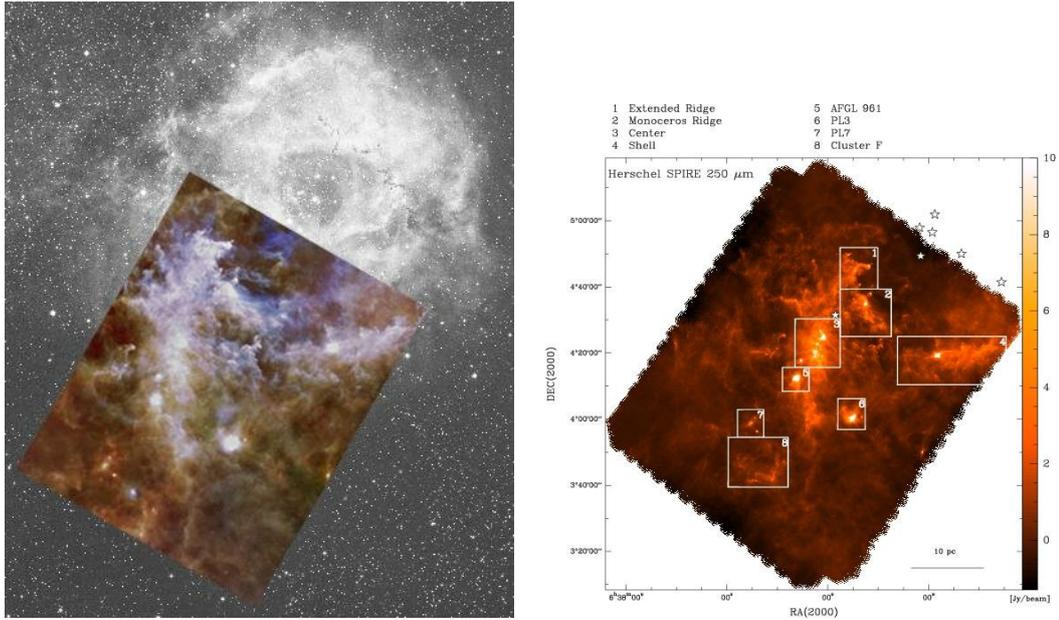
1.2 Молекулярните облаци като родилна среда на звездите

1.2.1 Наблюдателни индикатори. Морфология и структура

Водородът е най-разпространеният елемент в МС, като той може да се среща в атомна, молекулна или йонизирана форма. Тези три състояния на газа се характеризират с различна физика и съответно за тяхното наблюдение са нужни различни техники.

- H I се регистрира в емисия с $\lambda = 21$ cm в резултат на свръхфин преход. При това, енергията необходима за реализиране на този преход е $\ll 1$ K, което означава, че дори в студена среда, водородният атом е лесно възбудим, откъдето следва, че неговото наблюдение не представлява трудност.
- H₂ има висока енергия на възбуждане, т.е. имаме нужда от високо температурна среда или силно UV лъчение. Така най-разпространената молекула в МС, носеща по-голямата част от масата и играейки ключова роля във възбуждането, топлинния баланс и химията на газовата фаза, е практически невидима за директно наблюдение. Използва се алтернативен механизъм, с емисия от други молекули (CO), трасиращи разпределението на H₂.
- H II се трасира чрез излъчване в рекомбинационните линии на Балмеровата серия и емисии поради свободно-свободни преходи.

Молекулярният газ в галактики, които са богати на атомен газ, е организиран в дискретни, облачни структури. Тези образувания са съставени от газ и прах, като водородът в тях е предимно под формата на молекули (H₂). От тук идва и наименованието им: *молекулярни облаци* (МО). Най-големите образувания от този тип се наричат гигантски молекулярни облаци (ГМО) и са открити още през 70-те години



Фигура 1.3: Вляво: Трицветно изображение ($70\mu\text{m}$ = синьо, $160\mu\text{m}$ = зелено, $500\mu\text{m}$ = червено) на Rosette, насложен върху оптично изображение ($\text{H}\alpha$ от Digital Sky Survey). Вдясно: Карта от Herschel/SPIRE при $250\mu\text{m}$ на Rosette. Индивидуалните региони са номерирани и обозначени на изображението. (Schneider et al., 2010)

на миналия век, чрез излъчването им в $J = 1 \rightarrow 0$ прехода на молекулата CO, на честота $\nu = 115 \text{ GHz}$ (Wilson et al, 1970; Penzias et al., 1972). Въпросната молекула притежава слаб диполен момент, което прави възможно възбуждането на нейни ротационни нива дори при ниските температури, характерни за студената МС. Въпреки че концентрацията на CO в МС е в пъти по-малка от тази на H_2 , плътните МО стават бързо оптически дебели за емисията на тази молекула, което я прави много подходяща за трасирането им (Dame et al., 2001). ГМО съдържат по-голямата част от масата на междузвездната среда, като типичните им маси са $\sim 10^5 - 10^6 M_\odot$, а размерите $L \sim 20 - 50 \text{ pc}$. Съответно МО са с размери $L \sim 2 - 20 \text{ pc}$, маси $M \sim 10^2 - 10^6 M_\odot$, средна плътност $n \sim 100 \text{ cm}^{-3}$ и температури $\sim 10 - 30 \text{ K}$ (Табл. 1.2). Те имат сложна морфология и строеж, като разпределението по маса е неравномерно и се съсредоточава най-вече в по-разредените области. Благодарение на сложното съчетание между гравитационни сили и турбулентни движения, в режима на по-големите плътности в МО се образуват влакнести структури и сгъстявания с типични размери $l \sim 0.1 - 2 \text{ pc}$ и плътности $n \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ (Фиг. 1.3, вляво). Анализът на изображението с по-голяма резолюция показва, че плътността в тези сгъстявания нараства до $10^5 - 10^7 \text{ cm}^{-3}$ и повече, докато масата им е едва няколко слънчеви маси (Фиг. 1.3, вдясно). Тези образувания обикновено се наричат *ядра* (cores) и представляват непосредствени предшественици на младите звезди или техни групировки. Ядрата се отличават по сфероидалната си морфология, а скоростите в тях са най-често субзвукови, за разлика от ГМО, където преобладават свръхзвукови скорости.

	молекулярен облак	сгъстявания в молекулярните облаци	протозвездни ядра
Размер (pc)	2 – 20	0.1 – 2	$\lesssim 0.1$
Средна плътност ($\text{H}_2 \text{ cm}^{-3}$)	$10^2 - 10^3$	$10^3 - 10^5$	$> 10^5$
Маса (M_\odot)	$10^2 - 10^6$	$10 - 10^3$	0.1 – 10
Температура (K)	10 – 30	10 – 20	7 – 12
Ширина на спектралната линия (km s^{-1})	1 – 10	0.5 – 3	0.2 – 0.5
Махово число (rms)	5 – 50	2 – 15	0 – 2
Колонкова плътност (g cm^{-2})	0.03	0.03 – 1.0	0.3 – 3.0
Crossing time (Myr)	2 – 10	$\lesssim 1$	0.1 – 0.5
Време на свободно падане (Myr)	0.3 – 3	0.1 – 1	$\lesssim 0.1$
Примери	Taurus Ophiuchus	L1641 L1709	B68, L1544

Таблица 1.2: Физични свойства на молекулярните облаци и различните видове структури в тях (Cernichano, 1991; Bergin & Tafalla, 2007).

1.2.2 Турбулентност в МО

Турбулентността е феномен, който представлява огромен интерес за съвременната астрофизика и в частност за областта, изучаваща звездообразуването. Морфологията на МО подсказва, че турбулентността играе важна роля за тяхното образуване и еволюция.

Етимологията на думата турбулентност идва от от латински *turbulence* и означава *бурен, неподреден*, но хаотичните движения всъщност се различават от турбулентните. Турбулентността представлява сложно движение на флуид, чрез което енергията се преразпределя от големи скали към по-малки, докато накрая дисипира. Можем да имаме турбулентност на големи мащаби и такава, която действа върху локални сгъстявания.

Ричард Файнман определя турбулентността като най-важния, нерешен проблем в класическата физика. Въпреки множеството наблюдателни данни и нарастващите по брой и сложност числени експерименти, цялостното ѝ описание остава трудно – може би защото феноменът обхваща много широк диапазон от пространствени скали: от скалата на внасяне на енергия \mathcal{L} в средата до скалата на дисипация \mathcal{L}_{dis} . Типичните стойности в областите на звездообразуване са съответно $\mathcal{L} \sim 200$ pc (размери на гигантски молекулярни облаци) и $\mathcal{L}_{\text{dis}} < 1$ mpc (размери на протозвездните ядра). В този диапазон кинетичната енергия се транспортира каскадно – това е фундаментална характеристика на турбулентността.

Турбулентността играе съществена роля за динамичното и енергийно равновесие на МО, в противовес на тяхната самогравитация, и следователно влияе върху формирането и еволюцията на областите на звездообразуване. Физиката на турбулентните движения се определя от основните уравнения на динамиката на флуидите, изразяващи законите за запазване на масата и на енергията. По-долу ги записваме

за случая на немагнитизиран флуид. Законът за запазване на масата е наречен още *уравнение на непрекъснатост*:

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho = -\nabla \cdot (\rho\mathbf{v}) \quad , \quad (1.1)$$

което показва, че плътността в дадена точка се променя със скоростта на пренос на масата в безкрайно малък обем около точката. То може да се запише и във формата:

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial}{\partial t}\rho + \mathbf{v} \cdot \nabla\rho \right) + \nabla \cdot \mathbf{v} = \frac{1}{\rho} \frac{D}{Dt}\rho + \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad , \quad (1.2)$$

и оттук се вижда, че за несвиваем флуид ($D\rho/Dt = 0$):

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad . \quad (1.3)$$

Законът за запазване на импулса характеризира движението на флуидите и се нарича още *уравнение на Навие-Стокс*:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\mathbf{v}) = -\nabla \cdot (\rho\mathbf{v}\mathbf{v}) - \nabla P + \rho\nu\nabla^2\mathbf{v} \quad (1.4)$$

Първият член отдясно се нарича “адвективен” и представлява темпа на пренос на импулса от флуидния поток през дадената точка (аналогично на еквивалентния член в уравнението на ЗЗМ $\nabla \cdot (\rho\mathbf{v})$). ∇P характеризира влиянието на силите на налягането във флуида върху темпа на промяна на импулса, докато $\rho\nu\nabla^2\mathbf{v}$ представлява темпа на преразпределяне на импулс чрез визкозните сили, като ν е кинематичният вискозитет.

Вискозитетът е характеристика на флуидите и няма аналог при описанието на отделни частици. Нарича се още “вътрешно триене” и представлява дифузията на импулс на един флуиден елемент към друг. Чрез преразпределянето импулса в средата, вискозитетът се стреми да го уеднакви, което води до изчезване на макроскопичните потоци на определени размерни скали – движението остава само топлинно.

Показателна за ролята на турбулентността е следната оценка. Да разгледаме един типичен МО с характерен размер $L \approx 10$ рс и характерна скорост $v \approx 5 \text{ km s}^{-1}$. Тогава характерното време на системата ще бъде L/v и след прости трансформации по порядък, уравнението на Навие-Стокс добива вида:

$$1 \sim 1 + \frac{c_s^2}{v^2} + \frac{\nu}{vL} \quad , \quad (1.5)$$

където c_s е скоростта на звука в средата, а $P = \rho c_s^2$ е налягането при изотермична турбулентност.

Удобно е да въведем две безразмерни величини, които изцяло контролират това уравнение: Маховото число $\mathcal{M} = v/c_s$ и числото на Рейнолдс $\text{Re} = Lv/\nu$. Числото на Мах отразява относителната тежест на ∇P в уравнението на Навие-Стокс – при $\mathcal{M} \gg 1$, силите на налягането не влияят особено върху динамиката на флуида. Понякога това се нарича свръхзвукова турбулентност без налягане (pressureless turbulent flow). Числото на Рейнолдс Re показва относителната тежест на вискозния член в уравнението на Навие-Стокс за определяне на динамиката на средата. При силно

турбулентни среди и на размерни скали, където $Re \gg 1$, вискозитетът е практически пренебрежим.

Наблюдателните данни показват стойности на числата на Мах числото на Рейнолдс в МО от порядъка на $M \sim 10$ и $Re = 10^9$. С други думи, потоците в тези среди са свръхзвуково турбулентни, с пренебрежима роля на налягането.

Субзвукова турбулентност: модел на Колмогоров

За общо описание на турбулентността в областите на звездообразуване се прибегва до две опростявания. Първо, турбулентността е *хомогенна* – приема се, че турбулентните движения търпят само стохастични, но не и систематични флуктуации, с промяната на положението във флуида. И второ, турбулентните движения са в статистически смисъл изотропни, т.е. няма предпочитано направление. Строго погледнато, нито едно от двете твърдения не е глобално изпълнено в МО, но те имат локална приложимост: могат да се изберат области, които са достатъчно по-големи от скалата на дисипация \mathcal{L}_{dis} , за да е налице турбулентност, и достатъчно малки, за да няма нехомогенни и неизотропни потоци.

В първо приближение, за описание на турбулентността в МО може да се използва моделът на Колмогоров (1941) за несвиваема турбулентност. Трябва обаче да се има предвид разликата във физичната картина – докато в МО е налице магнито-хидродинамична и свръхзвукова турбулентност ($M > 1$), горепосоченият модел предполага субзвукови ($M < 1$) и хидродинамични потоци. Турбулентността по Колмогоров има две основни характеристики:

- Тя се заражда на размерни скали на внасяне на енергия \mathcal{L} много над скалата на дисипация \mathcal{L}_{dis} и при $Re \gg 1$. При това съществува широк интервал от скали: $\mathcal{L}_{dis} \ll L \ll \mathcal{L}$, в който турбулентните флуктуации на скоростта са самоподобни. Този интервал се нарича *инерционен*. При Kolmogorov (1941) неговият обхват е около три порядъка, докато при свръхзвукова магнитохидродинамична турбулентност – около пет.
- В инерционния интервал се осъществява каскада на кинетичната енергия за единица маса с постоянен темп. При това енергията се предава само между две съседни скали. Енергията на скала L не може да бъде предадена директно на скала $L' \ll L$; това става посредством каскадни преходи между L и L' . Тази енергията зависи само от L и от темпа на внасяне или дисипация ψ – които са равни при статистическо равновесие.

Разпределението на турбулентната енергия по размерни скали може да се представи чрез спектъра на енергията на единица маса в пространството на Фурие $P(k)$, където $k = 1/L$ е вълновото число. Функционалният вид на $P(k)$ от k и темпа на адвекция/дисипация ψ (тя зависи само от тях), се оценява чрез размерен анализ:

$$[\psi] = \frac{[E]}{M \cdot T} = \frac{L^2}{T^3} \quad (1.6)$$

$$[P(k)] = \frac{[E]}{M \cdot [k]} = \frac{L^3}{T^2} \quad (1.7)$$

Колмогоров предлага степенна зависимост $P(k) = Ck^\alpha\psi^\beta$, където C е безразмерна константа. С използване на горните уравнения, не е трудно да получим $\alpha = -5/3$, $\beta = 2/3$ и така стигаме до закона на Колмогоров:

$$P(k) = Ck^{-5/3}\psi^{2/3}, \quad (1.8)$$

Вижда се, че по-голяма част от енергията се съдържа в най-едромащабните движения на флуида, т.е. на най-големите размерни скали.

Свръхзвукова турбулентност

При типичните условия в МО, $M \gg 1$ и $Re \gg 1$, имаме свръхзвукова турбулентност. Но тъй като турбулентността изначално представлява сложен за описание феномен, малко от резултатите са добре обосновани аналитично и нашето разбиране в сферата се гради на резултати от числени симулации, проведени през последните две десетилетия. Чрез числени експерименти е разгледана свръхзвукова изотермична турбулентност, което дава достатъчно пълна картина на реалната физика в МО, тъй като студеният газ в тези облаци ($10 \leq T \leq 30$ К) е практически при постоянна температура. Можем да обобщим две закономерности:

- На големи размерни скали налягането и дисипацията имат пренебрежима тежест в уравнението на Навие-Стокс. Такова уравнение на движение се нарича *балистично*.
- За малки скали ($L \sim \mathcal{L}_{\text{dis}}$) градиентът на скоростта става много стръмен, а вискозитетът, който вече е съществен, спира балистичното движение на потока и възникват ударни фронтове.

Може да се очаква (Kritsuk et al., 2007), че в такава среда полето на скоростите ще изглежда като поредица от стъпаловидни функции, а енергийният спектър ще се подчинява на степенен закон $P(k) \propto k^{-2}$. Въпреки неголямата разлика между степените α при субзвукова ($-5/3$) и при свръхзвукова турбулентност, между двата режима съществува фундаментална разлика. При Колмогоровата турбулентност е налице каскада с предаване на енергия от големи към малки скали, докато се достигне скалата на дисипация. При свръхзвуковата турбулентност дисипацията на енергия се осъществява чрез ударни вълни, които свързват и нелокални скали – т.е. всички скали са повлияни от процеса.

Задвижване (driving) на турбулентните движения

Постоянната дисипация на турбулентна енергия при $M > 1$ води до възникване на ударни фронтове, които от своя страна локално могат да породят устойчиви сгъстявания на веществото. Впоследствие някои от тях могат да претърпят гравитационен колапс. От това следва, че за поддържане на свръхзвукови турбулентни движения в МС са необходими някакви външни източници на енергия (Mac Low & Klessen, 2004). Характерното време на дисипация на турбулентността в облак с размери ~ 1 pc и дисперсия на скоростите $\sim 1 \text{ km.s}^{-1}$ е от порядъка на 1 милион години.

Процесите, които евентуално могат да породят турбулентност, са най-разнообразни (Mac Low & Klessen, 2004; Federrath et al., 2010; Scalo & Elmegreen, 2004; Federrath & Klessen, 2012):

- Акреция на газ от халото върху диска на една спирална галактика;
- Ротационни едромасщабни движения в галактичните газови дискове: диференциално въртене, динамика на спиралните ръкави и магнитно-ротационни неустойчивости ;
- Сливане на газови потоци;
- Обратно въздействие от страна на звездите;

Приносът на задвижването се отчита в уравнението на Навие-Стокс (формула 1.4) чрез добавяне от дясната страна на член $\rho \mathbf{f}$, където \mathbf{f} е векторно поле. Два крайни случая на задвижване са чрез чисто соленоидално ($\nabla \cdot \mathbf{f} = 0$) и чрез чисто компресивно ($\nabla \times \mathbf{f} = 0$) поле. Основните разлики между механизмите на задвижване, изброени по-горе, е в съотношението между соленоидалните и компресивните моди. Естествената смес между тях при тримерно задвижване в контекста на динамиката на МО съответства на съотношение 2:1, тъй като соленоидалните моди заемат две от пространствените измерения (Federrath et al., 2010). Типът на механизма на задвижване определя характера на полето на скоростта в газа и по този начин благоприятства или не възникването на големи сгъстявания. Заради нелинейния характер на турбулентността, с времето се възбуждат както компресивни, така и соленоидални моди. Изследванията показват, че компресивните обикновено дисипират чрез големи ударни вълни в средата, докато соленоидалните са по-склонни да претърпят турбулентна каскада. Освен това при компресивния режим турбулентността се разсейва по-бързо. Следователно на определен пространствен мащаб доминиращи ще бъдат соленоидалните моди, дори ако преобладаващото задвижване е било компресивно (Federrath, Klessen & Schmidt, 2008; Federrath et al., 2010; Federrath & Klessen, 2013)

Кой обаче е доминантният *източник* на турбулентност в молекулярните облаци? Klessen & Hennebelle (2010) установяват, че избухването на свръхнови и въздействието, което те оказват върху средата, са достатъчен източник за възбуждане на турбулентност. Локално обаче, турбулентността може да бъде породена и от други източници на енергия.

1.2.3 Гравитация в МО

Успоредно със свръхзвуковата турбулентност, гравитационните взаимодействия също играят важна роля за образуването и еволюцията на МО – особено за възникването на локални сгъстявания и протозвездни ядра. Заедно с другите сили в средата, дължащи се на магнитните полета, турбулентността и газовото налягане, самогравитацията регулира процеса на звездообразуването. Според съвременното разбиране за физиката на студената междузвездна среда (и в частност на МО) релативистичните ефекти не са съществени – така гравитационното поле φ се описва със средствата на класическата Нютонова теория, чрез уравнението на Поасон

$$\Delta\varphi = 4\pi G\rho ,$$

за чието решаване е необходимо да познаваме полето на плътността $\rho(\mathbf{r}, t)$. Евентуалното влияние на тъмната енергия и тъмното вещество се пренебрегва, тъй като засега от изследванията в областта липсват оценки за техния принос.

Този подход обаче не опростява физичната картина, тъй като гравитационните сили действат в една силно турбулентна среда. За нейното коректно описание са необходими множество данни от наблюдения и симулации, както и подходи за тяхната интерпретация: скалиращи закони за скоростта и плътността в средата, функцията на вероятно разпределение на плътността (или колонковата плътност), уравнения на енергийния баланс или на вириално равновесие в МО.

За пръв път гравитационният колапс на междузвезден газов облак е изследван от английския астрофизик и математик сър Джеймс Джинс през 1902 г (Jeans, 1902). Той извежда условията за колапс на облака или част от него поради това, че гравитацията взема превес над газовото налягане. Ще разгледаме тези условия в най-простия случай на стационарен, невискозен, хомогенен газ, без наличие на магнитно поле. Освен от уравнението на Поасон, еволюцията на газа се описва изцяло от законите за запазването на масата и на импулса.

Ако допуснем, че първоначално газът се намира в хидростатично равновесие, то едромасабни (турбулентни) движения липсват ($v = v_0 = 0$), а плътността, налягането и гравитационното поле са константи по времето: $\rho = \rho_0$, $P = P_0$ и $\varphi = \varphi_0$. Тогава $\partial P_0/\partial t = \partial \rho_0/\partial t = \partial v_0/\partial t = \partial \varphi_0/\partial t = 0$ и са изпълнени хидростатичните уравнения:

$$\nabla P_0 = -\rho_0 \nabla \varphi_0 , \quad (1.9)$$

$$\nabla^2 \varphi_0 = 4\pi G \rho_0 ; \quad (1.10)$$

Хидростатичното равновесие на флуида е устойчиво, ако при произволна пертурбация той в крайна сметка се върне в изходното си състояние. Обикновено пертурбациите се делят на два вида: линейни и нелинейни, като първите се приемат за достатъчно малки, за да осигурят добро описание на пертурбираната система чрез линеаризирани диференциални уравнения. В случая, устойчивостта на облака се оценява чрез линейни пертурбации на плътността ($\rho = \rho_0 + \delta\rho$) и на останалите параметри на средата \mathbf{v} , P и φ . Ако приемем, че типичното време за еволюцията

на тези пертурбации е много по-кратко от характерното време на топлопроводност, така ще бъде изпълнено и условието за адиабатност. Пертурбациите на налягането и плътността са свързани чрез скоростта на звука в средата c_s :

$$\delta P = c_s^2 \delta \rho \quad (1.11)$$

Тъй като пертурбациите са малки ($\delta \rho \ll \rho$), можем да пренебрегнем квадратичните членове на пертурбираните величини в ЗЗМ, уравнението на Навие-Стокс и уравнението на Поасон, опростявайки до:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \rho_0 \nabla \cdot \delta \mathbf{v} = 0, \quad (1.12)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \delta \mathbf{v}}{\partial t} = -c_s^2 \nabla \delta \rho - \rho_0 \nabla \delta \varphi, \quad (1.13)$$

$$\nabla^2 \delta \varphi = 4\pi G \delta \rho \quad (1.14)$$

Разлагайки еволюцията на пертурбациите на компоненти в пространството на Фурие чрез $\rho = \rho_0 \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)]$, $\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)]$, $\varphi = \varphi_0 \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)]$, получаваме:

$$\begin{aligned} -\omega \delta \rho + \rho_0 \mathbf{k} \cdot \delta \mathbf{v} &= 0, \\ -\rho_0 \omega \delta \mathbf{v} &= -c_s^2 \mathbf{k} \delta \rho - \rho_0 \mathbf{k} \delta \varphi, \\ -k^2 \delta \varphi &= 4\pi G \delta \rho. \end{aligned}$$

Комбинирайки тези уравнения, получаваме зависимост на честотата на осцилация ω на пертурбациите от вълновото число k :

$$\omega^2 = c_s^2 (k^2 - k_J^2), \quad (1.15)$$

където

$$k_J^2 = \frac{4\pi G \rho_0}{c_s^2} \quad (1.16)$$

Когато $k < k_J$, ω е имагинерно число и от $\rho = \rho_0 \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)]$ следва, че системата е неустойчива. Това отговаря на състояния, при които топлинното налягане на газа не може да противостои на силите на самогравитация и обеми с размери над $\lambda_J = 2\pi/k_J$ ще колапсират. Величината λ_J се нарича *дължина на Джинс*, а масата, съдържаща се в сфера с такъв радиус, е т.нар. критична *маса на Джинс*:

$$M_J = \frac{4}{3} \pi \rho_0 \left(\frac{\lambda_J}{2} \right)^3 = \frac{\pi^{5/2}}{6} \frac{c_s^3}{G^{3/2} \rho_0^{1/2}} \propto \frac{T^{3/2}}{\rho_0^{1/2}} \quad (1.17)$$

Облаци с маса над критичната са гравитационно неустойчиви – те започват да се свиват и впоследствие колапсират.

Анализът на Джинс дава възможност за лесно определяне на скоростта на нарастване на пертурбациите в гравитационно неустойчиви среди. Характерно време е времето на свободно падане t_{ff} :

$$t_{\text{ff}} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho_0}} \quad (1.18)$$

Численият коефициент $3\pi/32$ идва от решаването на задачата за колапс на сфера без налягане. Времето на свободно падане е това, при което среда с пренебрежимо налягане ще колапсира.

1.2.4 Енергиен баланс и еволюцията на звездобразуващите МО

МО са динамични обекти, постоянно формиращи се в разредената МС. На свой ред, за да се зародят звезди в тях, е нужен глобален колапс или поне някаква локална нестабилност, която да подейства като тригерен механизъм. Това ни довежда и до въпроса – колко динамични наистина са МО. Широко използван параметър, който да дефинира глобалната им устойчивост, е вириалният (Bertoldi & McKee, 1992), вземайки предвид масата, размера и разпределението по скорости.

Важен ключ към разбирането на енергийния баланс в МО и тяхната устойчивост ни дава скаларната форма на вириалната теорема (ВТ). ВТ може да се изведе чрез диференциране на уравнението на импулса спрямо радиус вектора и интегриране по целия разглеждан обем. Лагранжевата форма на ВТ се отнася до облак с фиксирана маса. Тя има вида (McKee & Zweibel, 1992; Ballesteros-Paredes, 2006):

$$\frac{1}{2}\ddot{I}_L = 2(E_{\text{kin}} - E_{0,L}) + M + W \quad (1.19)$$

където \ddot{I}_L е втората производна на инерчния момент, E_{kin} е пълната кинетична енергия (на топлинните и турбулентните движения), $E_{0,L}$ е енергията на въздействието върху повърхността на облака от външно топлинно налягане, а M и W са съответно магнитната и гравитационната енергия на облака.

Ойлеровата форма на ВТ се отнася до облак с фиксиран обем и се записва:

$$\frac{1}{2}\ddot{I}_E = 2(E_{\text{kin}} - E_{0,E}) + M + W - \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \int_S (\rho \mathbf{v} r^2) \cdot d\mathbf{S} \quad ; \quad (1.20)$$

За разлика от лагранжевата форма (формула 1.19), тук повърхностният член $E_{0,E}$ отчита плътността на потока на импулса, включващ и турбулентното налягане. Допълнителният член отъясно на уравнението отговаря за скоростта на промяната на масата в разглеждания обем, ограничен от повърхност S .

Вириалното равновесие се дефинира като състояние на флуида, при което втората производна на инерчен момент е равна на нула ($\ddot{I}_L = 0$). Ако се приеме, че облакът е във вириално равновесие, по наблюдателни данни от ВТ може да се оцени

неговата маса: т.нар. вириална маса. Реалната физична картина в МО обаче е доста по-сложна. Един свръхзвук, турбулентен облак трудно може да стигне до вириално равновесие. Различни наблюдателни изследвания показват, че в МО няма строго равновесие между външно и вътрешно налягане – средата търпи силни флуктуации на налягането и фактически турбулентното хидравлично (γ) налягане е съществено по-голямо от топлинното (вж. например (Boulares & Cox, 1990)).

Въпросът за енергийния баланс в МО е свързан с т.нар. скалиращи съотношения: зависимости на някои характеристики на облака от пространствения мащаб (скала) L . Последните са изследвани за пръв път от Ларсон (Larson, 1981) и често се наричат *закони на Ларсон*. Първият закон е за постоянната повърхностна плътност Σ на МО и свързва повърхностната им плътност с техните размери, докато вторият представлява скалиращо съотношение за дисперсията на скоростите σ_{1D} в облака. Законите на Ларсон са преразглеждани многократно от различни автори и понастоящем имат следния вид:

$$\Sigma \propto L^{0.1} \quad (1.21)$$

$$\sigma_{1D} = 0.5 \left(\frac{L}{1 \text{ pc}} \right)^{0.5} \text{ km s}^{-1} \quad (1.22)$$

Вторият закон се смята за надеждно потвърден от наблюденията, като едномерната дисперсия на скоростите σ_{1D} се пресмята от Гаусовия профил на линията на използвания молекулен индикатор (Neyer & Brunt, 2004; Volatto et al., 2008). Ако се приеме, че голямата дисперсия на скоростите се дължи на свръхзвуквата турбулентност в облаците, тогава от двете съотношения по-горе можем да се изведе третият закон на Ларсон, според който МО се характеризират от вириални параметри, близки до единица. Вириалният параметър отчита енергийния баланс между кинетичната енергия E_{kin} на облака и неговата гравитационна потенциална енергия E_{pot} (Bertoldi & McKee, 1992).

$$\alpha_{\text{vir}} = a \frac{2E_{\text{kin}}}{|E_{\text{pot}}|} = \frac{5\sigma_{1D}^2 L}{GM} \approx 1 \quad (1.23)$$

където M е масата на облака, G е гравитационната константа, а безразмерният параметър a има стойност около единица и отразява геометрията и разпределението на плътността в облака. В хомогенен сферичен облак с постоянна плътност (т.е. без профил на плътността), $a = 1$. Ако е известна масата на облака, вириалният параметър може да се използва за определяне на неговото динамично състояние. При $\alpha_{\text{vir}} < 1$, гравитационната енергия преобладава над кинетичната, от което следва, че облакът ще претърпи гравитационен колапс. Съответно при $\alpha_{\text{vir}} > 1$ кинетичната енергия надвишава гравитационната и ако устойчивостта на облака не се поддържа от външно налягане, той ще започне да се разширява. При $\alpha_{\text{vir}} \approx 1$, облакът е слабо гравитационно свързан, но с достатъчно вътрешна турбулентност, която поне до известна степен може да възпрепятства настъпването на глобален гравитационен колапс.

Тук ще разгледаме още едно твърдение, а именно, че съществува равнодяловост между основните видове енергии на молекулярната среда (energy equipartition). Редица автори като Ballesteros-Paredes et al. (2006); Shadmehri et al. (2004); Dib et al. (2007) са единодушни, че може да се говори за равнодяловост между основните енергии. Под енергии оттук нататък ние ще подразбираме обемните плътности на гравитационната W , кинетичната (турбулентна) E_{kin} , вътрешната (топлинна) E_{th} и магнитната енергии E_{mag} :

$$\begin{aligned} W &= -\frac{1}{2V} \int_V \rho \phi dV, & E_{\text{kin}} &= \frac{1}{2V} \int_V \rho u^2 dV, \\ E_{\text{th}} &= \frac{3}{2V} \int_V P dV, & E_{\text{mag}} &= \frac{1}{8\pi V} \int_V B^2 dV. \end{aligned} \quad (1.24)$$

Турбулентността и гравитацията се явяват основни фактори за морфологията на МО, от тук следва, че първо ще изведем съотношението между тях:

$$|W| \sim f_{\text{wk}} E_{\text{kin}}, \quad (1.25)$$

където f_{wk} е коефициент на пропорционалност и е свързан с физиката на сгъстяването. В началото на еволюцията на МО имаме турбулентност, която посредством ударни фронтове, създава сгъстявания, които ще бъдат оформени на по-късен етап от гравитацията (Klessen & Hennebelle, 2010). При по-големите образувания коефициентът $f_{\text{wk}} \sim 1 - 2$ (Vázquez-Semadeni et al., 2007) и този случай се нарича вириалоподобен, докато при по-малките може да приеме стойности до $3 - 4$. При по-малките структури съществена роля играе и вътрешната енергия, защото там турбулентните флукутации са съизмерими със скоростта на звука. Така естествено стигаме до второто съотношение:

$$|W| \sim 2E_{\text{kin}} + 2E_{\text{th}}. \quad (1.26)$$

То също спада към вириалоподобните случаи, но с отчитане на топлинната енергия. Следващото уравнение прилича на (1.26), но вместо топлинната е взета магнитната енергия (Crutcher et al., 2010; Ballesteros-Paredes & Vázquez-Semadeni, 1995):

$$|W| \sim 2E_{\text{kin}} + E_{\text{mag}}. \quad (1.27)$$

Donkov, Veltchev & Klessen (2011) разглеждат още две групи уравнения:

- съотношения между кинетичната и магнитната и между кинетичната и вътрешната енергии:

$$E_{\text{kin}} \sim f_{\text{km}} E_{\text{mag}} \quad (1.28)$$

$$E_{\text{kin}} \sim f_{\text{kt}} E_{\text{th}} \quad (1.29)$$

с коефициенти на пропорционалност f_{km} и f_{kt} ;

- съотношения между гравитационната и магнитната и гравитационната и вътрешната енергии:

$$|W| \sim f_{wt} E_{th} \quad (1.30)$$

$$|W| \sim f_{wm} E_{mag} \quad (1.31)$$

с коефициенти на пропорционалност f_{wt} и f_{wm} .

1.3 Звездообразуване в МО

1.3.1 Наблюдения и симулации

Наблюденията показват многообразие от области на звездообразуване според тяхната активност (Schneider et al., 2022) обобщено те могат да се разделят така (Bergin & Tafalla, 2007): Области с малка маса от $10^3 - 10^4 M_{\odot}$ и размери до няколко десети от парсека са МО, в които обикновено се зараждат маломасивни звезди (пример Taurus или Perseus); и области с голяма маса от $10^5 - 10^6 M_{\odot}$ и размери ~ 100 pc, наречени ГМО и типични места, където се раждат звезди с голяма маса и клъстери (Cygnus). В допълнение, ГМО понякога съдържат региони с гравитационно нестабилни, масивни влакнести структури с колонкова плътност $N_{H_2} > 10^{23} \text{cm}^{-2}$ (Schneider et al., 2010; Hennemann et al., 2012), водещи до зараждане на масивни звезди. Някои области попадат между гореизброените категории (като такива с маси $10^4 - 10^5 M_{\odot}$, формиращи мало- и средно масивни звезди) и за простота ги класифицираме като области със средна маса. Следват облаци без активно звездообразуване и накрая разредени облаци, изградени от атомен водород. Това е “моментна снимка” на зоните на звездообразуване в различен еволюционен етап. Числените симулации ни дават възможност да видим тези етапи в тяхната последователност.

1.3.2 Функция на вероятностното разпределение (ФВР) на плътността като инструмент за изследване на МО

Важна статистическа характеристика на МО, отразяваща тяхната физика и чрез която можем да опишем еволюцията им, е функцията на вероятностното разпределение (ФВР) на плътността ФВР- ρ в тях. От наблюдения може да се получи ФВР на *колонковата* плътност (ФВР- N), като нейната връзка с ФВР- ρ е предмет на различни теоретични и числени изследвания (Kritsuk, Norman & Wagner, 2011; Ballesteros-Paredes et al., 2012; Federrath & Klessen, 2013; Girichidis et al., 2014; Kainulainen et al., 2014). В изотермична среда със свръхзвукова турбулентност, където потокът е силно свиваем, ФВР- ρ е с логнормална форма:

$$p(s) ds = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{s - s_{\text{mean}}}{\sigma} \right)^2 \right] ds, \quad (1.32)$$

където $s = \ln(\rho/\rho_0)$, а ρ_0 е средната плътност. Дисперсията на разпределението σ е свързана със средната стойност s_{mean} посредством:

$$s_{\text{mean}} = -\frac{\sigma^2}{2} . \quad (1.33)$$

Vázquez-Semadeni (1994) и Passot & Vázquez-Semadeni (1998) показват, че това е в следствие на поредица от независими динамични събития на локално нарастване (или понижаване) на плътността спрямо средната в средата, поради последователното преминаване на ударни фронтове. Резултатът е потвърден от редица числени симулации, съответстващи на ранна еволюция на облака и затова пренебрегващи наличието на самогравитация (Kritsuk et al., 2007; Federrath et al., 2010; Federrath, Klessen & Schmidt, 2008). От граничните условия за ударни фронтове в изотермични среди Padoan et al. (1997) установяват, че дисперсията на ФВР- ρ зависи от Маховото число и от механизма на задвижване на турбулентността по закона:

$$\sigma^2 = \ln(1 + b^2 \mathcal{M}^2) \quad (1.34)$$

като параметърът b характеризира задвижването на турбулентността и варира от $1/3$ при чисто соленоидално задвижване до 1 при чисто компресивно. За магнетизирани облаци тази връзка е уточнена в численото изследване на Molina et al. (2012):

$$\sigma^2 = \ln \left(1 + b^2 \mathcal{M}^2 \frac{\beta}{\beta + 1} \right) , \quad (1.35)$$

където β е съотношението на топлинното към магнитното налягане.

Можем да обобщим, че в отсъствието на гравитация видът на ФВР- ρ се определя изцяло от свръхзвуковата турбулентност. Логнормална ФВР- N е установена и от наблюдения на дифузни облаци или такива, в които липсва звездообразуване (Kainulainen et al., 2009; Froebrich & Rowles, 2010; Russeil et al, 2013).

1.3.3 Опашка от степенен вид (ОСВ) на ВР. Физична интерпретация

На еволюционен етап, когато самогравитацията в МО започва да преобладава, в облака протичат локални колапси и логнормалната ФВР- ρ търпи плавна промяна. Образува се опашка от степенен вид (ОСВ) с отрицателен наклон в режима на най-високите плътности. Горното е потвърдено от множество числени симулации (Klessen, 2000; Kritsuk, Norman & Wagner, 2011; Collins et al., 2012; Federrath & Klessen, 2012, 2013; Burkhardt, Stalpes & Collins, 2017). Подобна форма имат и наблюдаемите ФВР- N в области на активно и умерено активно звездообразуване (Kainulainen et al., 2009; Alves de Oliveira et al, 2014). В крайна сметка се оказва, че в звездообразуващите области ФВР- ρ и ФВР- N имат аналогична морфология – състоят се от логнормална част в режима на ниските плътности и ОСВ при големите плътности на разпределението (Ballesteros-Paredes et al., 2011; Federrath & Klessen, 2013; Körtgen, Federrath & Banerjee, 2019).

Функционалните изрази за ОСВ на ФВР- ρ и ФВР- N са следните:

$$p(s) = A_s \exp(qs) = A_s (\rho/\rho_0)^q \quad (1.36)$$

$$p(z) = A_z \exp(nz) = A_z (N/N_0)^n , \quad (1.37)$$

където $z = \log(N/N_0)$ е логаритмичната колонкова плътност, N_0 е средната колонкова плътност (или произволна нормировъчна единица), а A_s и A_z са константи. Долната граница на интервала по плътности, съответстващ на началото на ОСВ, в литературата се обозначава обикновено като *точка на отклонение* (ТОО). Има се предвид, че основната част от ФВР- ρ /ФВР- N (вляво от и около максимума на разпределението) се описват от логнормална функция, а ТОО се явява точка на отклонение – например, над праг от 3σ – от това разпределение. За първи път наклон на ОСВ на ФВР- ρ ($q = -1.5$) е измерен от (Slyz et al., 2005) по числени данни без отчитане на магнитно поле и на голяма пространствена скала (\sim кpc).

През последното десетилетие бяха проведени интензивни числени, наблюдателни и теоретични изследвания на феномена ОСВ в ФВР- ρ и ФВР- N . Collins et al. (2010) провеждат магнитохидродинамични числени симулации на свръхзвукова турбулентност в самогравитираща среда, в симулационен куб със страна 10 pc и получават ОСВ на ФВР- ρ с наклон $q = -1.6$. В следваща публикация по този проект (Collins et al., 2011) отново е получен наклон на ОСВ $q = -1.6$, но вече има и индикации и за втора, по-плоска ОСВ. За отбелязване е също, че интензитетът на магнитното поле зависи от плътността също по степенен закон: $B \sim \rho^{0.5}$. Ефектите от самогравитацията и магнитните полета при симулации на свръхзвукова турбулентност в изотермични МО са изследвани от Collins et al. (2012), с използване на допълнително повишена адаптивна резолюция, позволяваща проследяване на колапса в зони с висока плътност. Пуснати са три симулации с различно съотношение на топлинното към магнитното налягане $\beta_0 = 0.2, 2, 20$, при фиксирани $M = 9$ и вириален параметър $\alpha_{\text{vir}} = 1$. За симулационно време $t_{\text{sim}} = 0.6t_{\text{ff}}$ се развива ОСВ с наклон $-1.8 \leq q \leq -1.65$.

Burkhart, Collins & Lazarian (2015) също установяват, че в началото на еволюцията си ($t < 0.15t_{\text{ff}}$) МО има логнормални ФВР- ρ , а ОСВ се развива на етап $t = 0.25t_{\text{ff}} \sim 0.35t_{\text{ff}}$. Развитието на ОСВ на ФВР- N , с промяна на нейния наклон, зависи от степента на магнетизираност на облака – ОСВ възниква по-рано при облаци с по-ниска магнетизация. С приближаване на момента на колапс на облака, опашките стават все по-плоски. При времена $0.2 < t/t_{\text{ff}} < 0.6$, наклонът е $-2.5 < n < -1$, като по-ниските му стойности са получени при симулации с по-слаби магнитни полета.

В пространното си изследване на ефективността на звездообразуване по наблюдателни и симулационни данни Federrath & Klessen (2013) откриват, че ФВР- ρ и ФВР- N се променят значително, когато започва зараждането на звезди. Проведени са симулации с вариране на Маховите числа в широки граници ($3 \leq M \leq 50$), както и с различно задвижване на турбулентността: соленоидално, компресивно или смесено. Във всички случаи се наблюдава развитие на ОСВ, която става все по-плоска с нарастването на ефективността на звездообразуването. Самият ефект от звездообразуването върху общата структура на МО е по-силен при по-малки M и в облаци със соленоидално задвижване на турбулентността. Причината е, че силната турбулентност по естествен начин поражда влакна с висока плътност, без наличие на гравитационно свиване.

Въз основа на симулации на изотермична свръхзвукова турбулентност с допълнителна адаптивна резолюция, Kritsuk, Norman & Wagner (2011) изучават влиянието на гравитацията върху ФВР в самогравитиращи облаци и стигат до извода, че в режи-

ма на високи плътности тя се описва най-добре с една или дори с две ОСВ. Появата на такива опашки е свързана с колапсиращите зони с профили на плътността r^{-2} (изотермичен колапс) или $r^{-12/7}$ (колапс без налягане), като съответните наклони на първата опашка са $q = -3/2$, $n = -2$ в първия и $q = -7/4$, $n = -2.8$ във втория случай.

Burkhart, Stalpes & Collins (2017) извеждат аналитичен израз за точката на отклонение от логнормална форма към ОСВ на ФВР- N , която зависи от три параметъра: средна колонкова плътност в облака, наклон на опашката и дисперсията на логнормалната част. Валидността на формулата е потвърдена от магнетохидродинамични симулации на облаци с $\alpha_{\text{vir}} = 1$, $M = 9$), където задвижването на турбулентността е соленоидално до момента на достигане до стационарно състояние, а след това се отчита гравитацията. При предположение за непрекъсната ФВР- N , най-добрата апроксимация на ФВР- N в етапа на преобладаване на свръхзвуковата турбулентност е логнормална функция, а ОСВ се появява, когато гравитацията играе съществена роля за динамиката на газа. Еволюцията на ОСВ при $(0.3-0.7)t_{\text{ff}} : -5 < s < -2$, $0.8 > \sigma_{\eta} > 0.6$. Потвърждава се и връзката между TO и \mathcal{M} , b от симулации и от наблюдателни данни (Chen+ 18).

Физичната интерпретация на ОСВ и тяхната еволюция е предмет и на редица теоретични изследвания. Girichidis et al. (2014) решават аналитично задачата за еволюцията на ФВР- ρ за системи в свободно падане, използвайки проста приблизителна формула за колапсираща сфера. Те показват появата на ОСВ при високи плътности, която в хода на еволюцията се разтегля към режима на ниските плътности, а наклонът асимптотично клони към $q = -1.54$, в съгласие с резултата на Slyz et al. (2005). Donkov & Stefanov (2018, 2019) получават две решения за наклона на ФВР- ρ : $q \sim -1.5$, отговарящо на стръмен профил на плътността $\rho \propto r^{-p}$, с $p \sim 2$, и $q \sim -2$, наречено “решение близо до ядрото” (свободно падане). Тук очевидното несъответствие на числените данни с тези от наблюдения, може да се обясни с опростената физика, която се ползва при моделирането на симулациите и в частност с приемането, че средата е изотермична.

Напоследък нараства интересът към възможността да съществува втора степенна опашка (ОСВ 2) на ФВР- ρ и ФВР- N при МО в напреднал стадий на еволюция. Първите доказателства за такава ОСВ 2 на ФВР- ρ , са открити от Kritsuk, Norman & Wagner (2011) в резултат на чисто хидродинамични симулации на свръхзвукова, изотермична, самогравитираща среда с резолюция достигаща $\sim \text{AU}$ в зоните на плътните ядра. Къса единична ОСВ е установена към момента на образуването на първите колапсиращи обекти, а при $t \gtrsim 0.4t_{\text{ff}}$ тази опашка обхваща цели шест порядъка и при най-високите плътности на разпределението се появява по-плоска ОСВ 2. Последващи магнетохидродинамични числени изследвания на такива среди потвърждават развитието на ОСВ 2 на ФВР- ρ , след като е установена първата ОСВ (Collins et al., 2011, 2012). При симулации на колапс в турбулентна среда и с висока резолюция ? откриват първа ОСВ с наклон, съответстващ на “решение на атрактора” и много по-плоска ОСВ 2, която е свързана с много близки околности на възникващите протозвезди. Khullar et al. (2021) провеждат задълбочен анализ на феномена на двойните ОСВ в ФВР- ρ , въз основа на симулации на изотермични гравитурбулен-

тни флуиди. Заключение, което тези автори правят, е, че плътността, при която първата ОСВ се отклонява от логнормалното разпределение при ниските плътности, всъщност отговаря на прехода от гравитационно несвързан към гравитационно свързан газ, докато появата на ОСВ 2 очертава структури във въртящи се плоски дискове.

Значителни усилия за обяснение на двойните ОСВ се положени и при теоретичните изследвания. Donkov & Stefanov (2019) моделират ансамбъл от самогравитиращи, изотермични и турбулентни облаци, с хомогенно ядро, степенна опашка при ФВР- ρ и постоянна акреция. Получават се два режима и съответно са извлечени два различни наклона – далеч от ядрото и близо до ядрото (по-стръмен наклон, свързан с режим на свободно падане). В последващата си работа Donkov et al. (2021) модифицират термодинамиката на своя модел, като при режима близо до ядрото имаме уравнение на състоянието на “твърда политропа”, а при този далеч от ядрото – изотермичност. В първия случай политропната експонента $4/3$ може да доведе до възникване на по-плоска ОСВ 2.

За разлика от последните две работи, Jaupart & Chabrier (2020) изграждат аналитична теория, разглеждайки ФВР- ρ като динамична единица, за да опишат еволюцията на тази функция в свръхзвуков МО, при променящ се баланс между гравитационната и турбулентна енергии. В този случай ОСВ се появява при началото на колапс в някои области, докато ОСВ 2, която е по-плоска, възниква в по-късните етапи на еволюция на звездообразуващите облаци и се свързва с колапса на плътните съгъстявания.

Многобройни доказателства за двойни ОСВ при ФВР- N вече са налице и при наблюденията на звездообразуващи МО. Първите установени случаи са три области с голяма маса, чиито ФВР- N показват комбинация от ОСВ и по-плоска ОСВ 2 (Schneider et al., 2015). Ново проучване на десетки Галактични области с различна маса и активност на звездообразуване въз основа на данни от космическия телескоп *Herschel* сочи, че разпределението на колонковата плътност в повечето от тях показва има двойна ОСВ, с по-стръмна или по-плоска ОСВ 2, докато главната част на разпределението се апроксимира най-добре с две логнормали (Schneider et al., 2022).

1.4 Структура и съдържание на дисертацията

Задълбоченият анализ и изследване на вероятностното разпределение на плътността и на колонковата плътност в областите на звездообразуване, може да даде ценен принос към отговора на въпроса за механизмите на звездообразуване. От теоретично моделиране, в наши дни е известно, че свръхзвуковата турбулентност в изотермична, негравитираща среда, поражда логнормална ФВР. В по-късен етап на еволюцията на звездообразуващия облак, когато гравитацията започне да преобладава локално в енергийния баланс, възниква ОСВ в режима на големите плътности. Параметрите, които характеризират една ОСВ: наклон и ТОО, отразяват сложната физична картина, която обуславя еволюцията на МО.

В настоящия дисертационен труд ние предлагаме и разработваме обективен метод за извличане ОСВ от ФВР- ρ и ФВР- N в звездообразуващи МО. Методът се

основава на статистически подход за отделяне на възможните степенни апроксимации на част от разпределението на експериментални данни, разработен от Clauset, Shalizi & Newman (2009) и Virkar & Clauset (2014), като наклонът и ТОО на ОСВ се определят едновременно. В Глава 2 коментираме накратко възможните подходи, които са се използвали първоначално за отделяне на ОСВ, и аргументираме нуждата от надежден метод за независимо и достоверно извличане на осреднените параметри на ОСВ, независещи от предположения за основната част на разпределението или от избрана схема на неговото биниране. В нея представяме адаптирания метод (AM) VPLFIT и показваме неговата ефективност при прилагане върху симулационни данни за области на звездообразуване на галактичен мащаб (симулации по проекта SILCC) и на мащаб на сгъстявания в МО (HRIGT симулации). Изследвана е и чувствителността на метода към избрана картова рамка или към избора на изоконтур за очертаване на облака от симулациите на галактичен мащаб. Резултатите са сравнени с получените за целия обем на симулацията. В Глава 3 е предложено усъвършенстване на AM VPLFIT с цел отделянето на втора ОСВ, с различен наклон и в режим на още по-големи плътности. Методът е приложен тестово върху аналитични данни, за да се установи неговата ефективност, и впоследствие е използван за анализ на ФВР- ρ от симулационни данни на мащабите на сгъстявания и на ФВР- N от наблюдателни данни, получени с космическия телескоп *Herschel*. Глава 4 отразява перспективите за бъдещи изследвания, основните постигнати резултати са обобщени в глава 5.

Глава 2

Отделяне на степенна опашка от ФВР чрез адаптиран метод VPLFIT

2.1 Възможни подходи за отделяне на ОСВ

Анализът на вероятностните разпределения на плътността (ФВР- ρ) и на колонковата плътност (ФВР- N) е от ключово значение за разбирането на физиката на областите на звездообразуване. Теоретичното моделиране показва, че свръхзвуковата турбулентност в изотермична и негравитираща флуидна среда обуславя ФВР- ρ с логнормална форма (Vázquez-Semadeni, 1994). Това е потвърдено от множество числени симулации с вариране на различни параметри на средата като магнитно поле, M , тип на задвижване на турбулентността (Padoan et al., 1997; Klessen, 2000; Li, Klessen & Mac Low, 2003; Kritsuk et al., 2007; Federrath et al., 2010; Molina et al., 2012). С нарастването на приноса на гравитацията към енергийния баланс в сгъстени зони от дадената област, се развива ОСВ от първоначално логнормалната ФВР- ρ (Klessen, 2000; Slyz et al., 2005; Kritsuk, Norman & Wagner, 2011; Collins et al., 2012; Federrath & Klessen, 2013), като ТОО се отмества към по-ниски плътности, а наклонът на опашката постепенно става по-малък и клони към постоянна стойност (Girichidis et al., 2014).

Съвременните симулации, проследяващи образуването и еволюцията на МО, показват, че по морфологията си ФВР- N е аналогична на ФВР- ρ . В началните етапи на еволюция на МО ФВР- N запазва логнормалната си форма (Federrath & Klessen, 2013; Ward, Wadsley & Sills, 2014; Matsumoto, Dobashi & Shimoikura, 2015), докато при свиващи се облаци с протичане на активно звездообразуване, основната част на ФВР- N запазва (квази-)логнормална форма, но при високите плътности се появява ясно изразена ОСВ (Ballesteros-Paredes et al., 2011; Kritsuk, Norman & Wagner, 2011; Federrath & Klessen, 2013; Körtgen, Federrath & Banerjee, 2019), чиито наклон и ТОО асимптотично клонят към някакви постоянни стойности (Ward, Wadsley & Sills, 2014). Тази обща картина е в добро съгласие с наблюдаваните звездообразуващи облаци, чиито ФВР- N могат да бъдат разделени на логнормална част и на ОСВ в режима на големи колонкови плътности (Schneider et al., 2013, 2015). Но от гледна точка на наблюденията, разпознаването и разделянето на двете главни части на ФВР- N , се явява сериозно предизвикателство. През последните години се дебасти-

ра дали логнормалната част е реално детектируема (Lombardi, Alves & Lada, 2015; Alves, Lombardi & Lada, 2017). От друга страна, Brunt (2015) поставя под въпрос дали именно степенният закон представлява най-добрата апроксимация на разпределението в режима на най-високите плътности. Той твърди, че ФВР- N , които са извлечени от екстинкционни карти на МО, могат да бъдат описани чрез две логнормални функции, отговарящи респективно на топлия и студения газ, включен в избраната рамка от картата. Но дори да се приеме за даденост, че ФВР- ρ /ФВР- N в звездообразуващи облаци имат ясно различими логнормална част и ОСВ, остава един методологичен проблем: характеристиките на двете апроксимиращи функции са взаимнозависими. Обичайната процедура на разграничаването им се извършва в следните стъпки:

- Намира се най-добрата логнормална апроксимация на основната част на ФВР- ρ /ФВР- N , при ниски или средно големи (колонкови) плътности.
- Въз основа на така полученото логнормалното разпределение се оценява ТОО.
- Остатъкът от разпределението вдясно от ТОО се апроксимира със степенна функция.

С други думи, използваните методи за отделяне на ОСВ почиват на предположението, че основната част от ФВР- ρ /ФВР- N има логнормална форма, а също, че ТОО, както и наклонът на ОСВ, могат да бъдат извлечени надеждно. Ето защо е необходим максимално обективен метод за отделяне на ОСВ. Това би имало важно теоретично значение, защото е показано, че съществува еднозначно съответствие между наклона на ОСВ на ФВР- N и профила на плътността на сферично-симетричен, колапсиращ, изотермичен облак (Kritsuk, Norman & Wagner, 2011). Тогава наклонът на ФВР- N е представителен параметър за общата структура на класове на реални молекулярни облаци (Donkov, Veltchev & Klessen, 2017).

2.2 Адаптиран метод VPLFIT (АМ VPLFIT)

2.2.1 Критерий за правдоподобно извличане на ОСВ

Избраният от нас метод за детектиране на ОСВ има определени предимства спрямо досега използваните подходи. Той се основава на статистическа техника за оценка на евентуално степенно разпределение на *небинирани* данни, предложена първоначално от Clauset, Shalizi & Newman (2009). Такъв вид “тактика” за анализ на данните изключва субективния фактор при степенна апроксимация на (част от) разпределението, който произхожда от избора на схема на биниране: пълен брой бинове или размер на отделния бин. Ако се приеме предположението, че данните над избрана долна граница x_{\min} , следват разпределение по степенен закон $p(x) \propto x^{-\alpha}$, методът прави оценка на тази граница \hat{x}_{\min} посредством статистиката за най-добра апроксимация на Колмогоров-Смирнов (КС). По този начин се оценява също и степенният показател $\hat{\alpha} = \hat{\alpha}(\hat{x}_{\min})$. (За повече подробности препращаме читателя към статията на Clauset, Shalizi & Newman (2009).) Важно е да се отбележи, че при този подход

не се изключва възможността друга (нестепенна) функция да бъде по-подходяща апроксимация на разпределението, а се определя ТОО и наклона на най-добрата апроксимация на *възможния* степенен закон.

За проверка на точността и адаптивността на метода, неговата софтуерна имплементация P_LFIT¹ вече беше успешно приложена за извличане на ОСВ от ФВР- N в зони на звездообразуване от Perseus (Stanchev et al., 2015). Тук обаче беше установено и важно техническо ограничение за използване на програмата: обемът на данните да не надвишава няколко десетки хиляди записа.

Затова, за работа с големи масиви от данни с размери $\gtrsim 10^5$ записа, характерни за числени симулации или пък за изображения на МО с висока резолюция, ни е необходима версия на подхода, която е пригодена за бинирани разпределения. Тази техника за детектиране на степенно разпределение на (част от) данните не разчита на предположения за биниращата схема и може да се прилага за линейни, логаритмични и произволни бинове (Virkar & Clauset, 2014). Оттук нататък ще наричаме този метод VP_LFIT, т.е. версия на P_LFIT за работа с бинирани данни. Негова софтуерна имплементация е също публикувана от авторския колектив².

Подобно на своя “предшественик”, работещ с небинирани данни, VP_LFIT използва числени критерии за максимално правдоподобие за извличане на ОСВ. Входящите параметри са едномерните масиви $\{b_i\}, 1 \leq i \leq k+1; \{h_i\}, 1 \leq i \leq k$, където k е избраният брой бинове, b_i са долните граници на i -тия бин, а h_i е съответно броят на записите, съответстващ на него (в случая, пиксели от симулационния куб или от картата). Самият метод се реализира в няколко базови стъпки:

1. От набора (b_1, \dots, b_k) се избират последователно тестови стойности $b_{\min, i}$ за ТОО.
2. Пресмята се степенният показател $\alpha_i(b_{\min, i})$ за всяка стойност на ТОО.
3. Пресмята се КС статистика за доброкачественост на апроксимацията за всеки $(\alpha_i, b_{\min, i})$.
4. Подбират се параметрите на степенния закон $(\hat{\alpha}, \hat{b}_{\min})$, които минимизират КС статистиката.

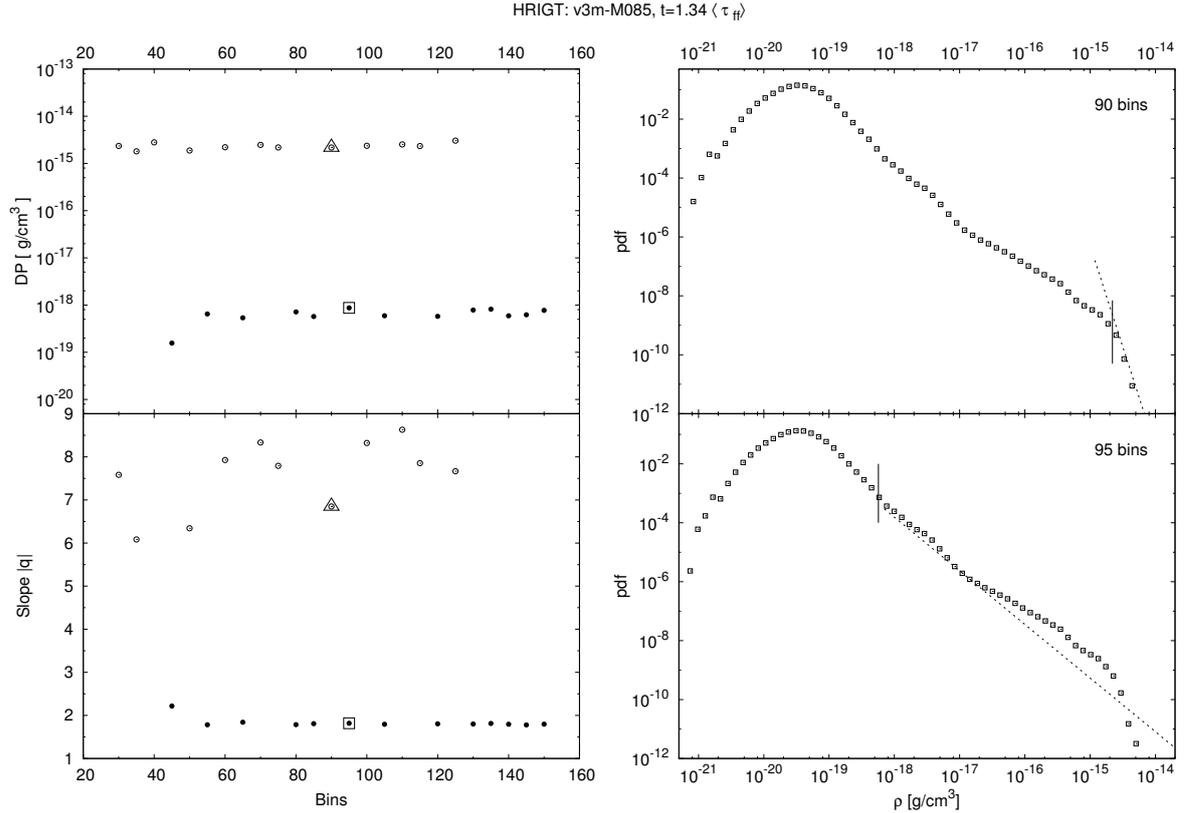
В случай, че b_{\min} е зададено от потребителя като някаква константна стойност, методът ще върне единствена стойност на степенния показател α .

За да проверят хипотезата за степенна функция срещу апроксимация на данните с други разпределения като логнормално, експоненциално и т.н., авторите на VP_LFIT провеждат множество тестове, използвайки синтетични данни. Като прилагат за критерий отношението на логаритмично правдоподобие, те заключават, че степенното разпределение може да бъде много добре различено от логнормалното за бази от данни с обем $\sum_{i=1}^k h_i \gtrsim 2 \times 10^4$ записа и размери на бина $b_{i+1}/b_i \leq 2$ (вж. Virkar & Clauset 2014; Част 5).

Като обобщение можем да кажем, че методът VP_LFIT е надежден и подходящ за извличане на ОСВ от ФВР- ρ или ФВР- N , стига масивът от данни да е с достатъчно

¹<http://tuvalu.santafe.edu/~aaronc/powerlaws/>

²<http://tuvalu.santafe.edu/~aaronc/powerlaws/bins>



Фигура 2.1: Зависимост на изходните параметри на VPLFIT от пълния брой логаритмични бинове k . За онагледяване е избран HRIGT пускът v3m-M085. Вляво са показани ТОО (горе) и наклоните (долу) на ФВР- ρ PLT като функции на k . Детектираните параметри при къси (≤ 5 бина) и дълги опашки са означени с празни и пълни кръгчета. С празен квадрат е означен ФВР- ρ с детектирана къса опашка (горе вдясно), а с празен квадрат – ФВР- ρ с дълга такава (долу вдясно). Късите плътни линейки в десните панели означават оценките за ТОО; определените наклони са изчертани с пунктир.

голям обем. От критично значение в случая е как да се намали в максимална степен възможната субективност, произтичаща от избора на конкретен пълен брой бинове k .

На Фиг. 2.1 (ляво) са показани резултатите от прилагане на VPLFIT при пълен брой бинове k , вариращ в голям диапазон, и с използване на данни от HRIGT (High-Resolution Isothermal Gravo-Turbulent). Ясно се различават две подмножества от напълно различни наклони и ТОО като изглежда, че и двата вида параметри на ОСВ, не колерират с k . В десния панел на Фиг. 2.1 виждаме по един пример на ФВР- ρ от всяко подмножество, означени съответно с празно квадратче и празно триъгълниче в левия панел. Въпреки че разликите между изчертаните разпределения трудно се забелязват с просто око, VPLFIT извлича дълга и плоска ОСВ от реализацията на ФВР- ρ , показана в десния долен панел, а същевременно много къса и стръмна ОСВ

от реализацията в горния десен панел. В първия случай определеният наклон не се влияе от намаляването на статистиката близо до горната граница на данните, докато във втория случай степенната апроксимация се основава тъкмо на последните няколко бина и, поради непълнотата на данните, трябва да се счита за невярна.

Анализът на резултатите от прилагането на VPLFIT към всички използвани числени и наблюдателни данни показва, че такива лъжливи ОСВ се появяват по непредвидим начин и за различни избори на k – понякога, например, се редуват с детекции на дълги ОСВ, с увеличаването на k (вж. Фиг. 2.1, ляво). Това е особеност на самия VPLFIT метод и тя не може да бъде отстранена чрез просто въвеждане на някакъв праг на обрязване при високите плътности на ФВР- ρ . Най-простото и логично решение на този проблем е да бъдат изключени лъжливите детекции на ОСВ. Следователно, необходимата първа стъпка за получаване на правдоподобни ОСВ е да се изберат ФВР- ρ с достатъчен обхват на ОСВ в единици бинове $b_{k+1}/b_{\min} > \text{FALSE}$, където **FALSE** е максималният диапазон за детектиране на лъжливи ОСВ.

За по-голяма сигурност ние избираме **FALSE** = 5, макар че обикновено два или три бина са достатъчен праг за регистрация на лъжлива ОСВ. Опашки на разпределението, които преминават този “тест за истинност” са обозначени с плътни символи на Фиг. 2.1 (вляво). Тяхната извадка може да бъде използвана за пресмятане на средната ТОО и на наклона на ОСВ в конкретното разпределение на плътността.

Втора стъпка за извличане на ОСВ е количественото определяне на минималния обхват на опашката в бинове $(b_{k+1}/b_{\min})_{\text{lim}}$ (*долна граница на правдоподобност*), при който се приема, че VPLFIT дава правдоподобен резултат като доброкачественост на апроксимацията. Изборът на подходящ $(b_{k+1}/b_{\min})_{\text{lim}}$ трябва да осигури достатъчен брой истински ОСВ, за да може в последствие да бъдат пресметнати ТОО и наклонът. Тук много важна е общата статистика в рамките на дадения диапазон от плътности на ОСВ, както е показано на Фиг. 2.2 (горен панел). При богата статистика (кръгчета), т.е. при наличие на дълги и плоски опашки, обхватът на ОСВ нараства квазимонотонно с избрания пълен брой бинове k . В такъв случай може да се избере голяма стойност на $(b_{k+1}/b_{\min})_{\text{lim}}$ (прекъсната линия с точки), съответстваща на някакъв минимален k , над който всички извлечени ОСВ са правдоподобни. Когато обаче статистиката е по-бедна (например, при къси, неволюирали опашки), връзката между k и обхвата на ОСВ е малко по-сложна. С увеличаване на k (намаляване на размера на бина) ОСВ може да бъде подценена заради наличието на “гънки” или други “неравности” в режима на големите плътности. Изкуствено скъсени, но въпреки това правдоподобни опашки могат да бъдат детектирани при отделни избори на k (както е показано със стрелки на Фиг. 2.2, горе) поради относително ниската стойност на ФВР в бина, намиращ се в непосредствено съседство вляво от намерената ТОО. В такива случаи трябва да се избере по-ниска стойност на $(b_{k+1}/b_{\min})_{\text{lim}}$ (прекъсната линия), за да се получи по-голяма извадка от възможни ОСВ за пресмятане на усреднени резултати от VPLFIT.

На долния панел на Фиг. 2.2 са показани резултати от тестовете на критериите за извличане на правдоподобни ОСВ. Избрани са два еволюционни етапа при един конкретен пуск на симулацията HRIGT. В ранния етап, при $t = 0.5\langle\tau_{\text{ff}}\rangle$, ОСВ е все още със стръмен наклон ($-3 > \alpha \gtrsim -6$) и обхватът ѝ е малък. Ето защо, съгласно казаното по-горе, е уместно да се избере по-ниска стойност за $(b_{k+1}/b_{\min})_{\text{lim}}$ (черве-

на линия), с цел да се получи по-богата извадка от извлечени ОСВ. На напреднал еволюционен етап на самогравитиращ облак $0.97\langle\tau_{\text{ff}}\rangle$ обхватът на ОСВ b_{k+1}/b_{min} нараства бързо и почти монотонно с размера на бина, с изключение на една фалшива ОСВ, извлечена при $k = 75$ бина. В този случай може да се приеме висока долна граница за правдоподобност, дори до 20-30 бина.

За сравнение, прилагаме VRLFIT към аналитични ФВР, представляващи комбинация от логнормална функция и ОСВ и съответно са добра апроксимация на ФВР, получени за двата еволюционни етапа от избраната HRIGT симулация. За разлика от ФВР, получени от числени или наблюдателни данни, аналитичните ФВР са по-гладки и имат статистика, независеща от избора на пълния брой бинове. Резултатите от проведения експеримент са представени на Фиг. 2.2, долу (сиви прекъснати линии). С тънки линии са означени стръмните ОСВ ($\alpha = -3.6$), отговорящи на $t = 0.50\langle\tau_{\text{ff}}\rangle$, а с дебели линии – ОСВ с плоски наклони на ОСВ ($\alpha = -1.9$), при $t = 0.97\langle\tau_{\text{ff}}\rangle$. Както може да се очаква, обхватът на ОСВ на аналитичните ФВР има подобно поведение както при тези от числени симулации, но без да се извличат лъжливи опашки. AM VRLFIT определя правилно наклона, а типичните отклонения при ТОО са от порядъка на размера на бина.

2.2.2 Усредняване на параметрите на ОСВ

След предварителното изследване на надеждността на АМ `VRFIT`, можем да изготвим единна процедура за извличане на ОСВ с усреднени параметри. Последователността на стъпките е следната:

1. Избира се интервал, в който да се варира пълният брой бинове k . (Обикновено k пробягва стойности от няколко десетки до около двеста, в зависимост от данните, с които разполагаме.)
2. Построява се ФВР за всеки избор на k .
3. АМ `VRFIT` се прилага към всяка ФВР и така се получават параметрите на ОСВ (наклон и ТОО).
4. Задава се максимален обхват на лъжливите ФВР `FALSE` в бинове и се изключват от извадката за анализ лъжливите ОСВ. (Препоръчителен консервативен избор: `FALSE = 5` бина.)
5. Задава се долна граница на правдоподобност $(b_{k+1}/b_{\min})_{\text{lim}}$ в бинове за обхвата на ОСВ, в зависимост от статистиката в предполагаемия диапазон по плътност, съответстващ на ОСВ.
6. Избира се представителна извадка от реални ОСВ с обхват $(b_{k+1}/b_{\min}) \geq (b_{k+1}/b_{\min})_{\text{lim}}$.
7. Изчисляват се средните наклон и ТОО по ОСВ от тази представителна извадка.

Предложеният АМ `VRFIT` е подходящ за извличане на ОСВ от ρ - или ФВР- N в звездообразуващи облаци. В следващата секция ще представим анализ на резултатите от прилагане на този метод към данни от числени симулации на такива облаци, проведени на различни пространствени мащаби.

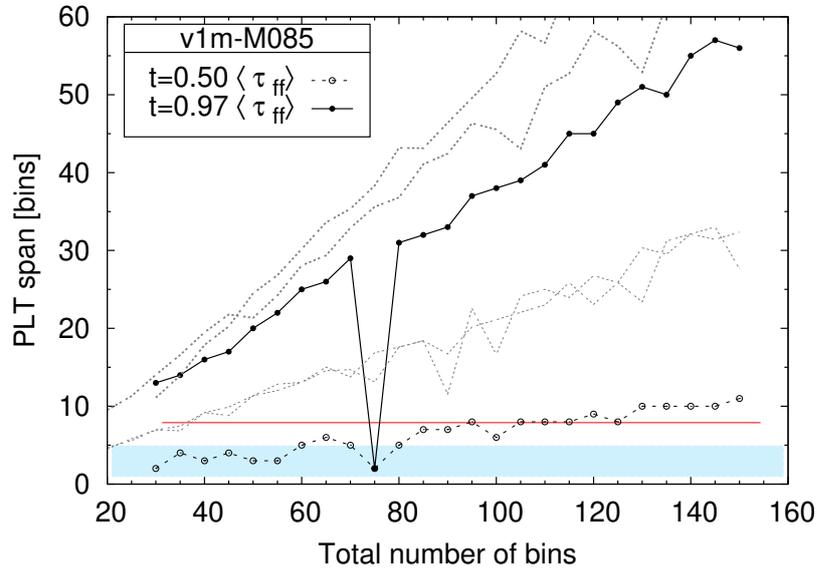
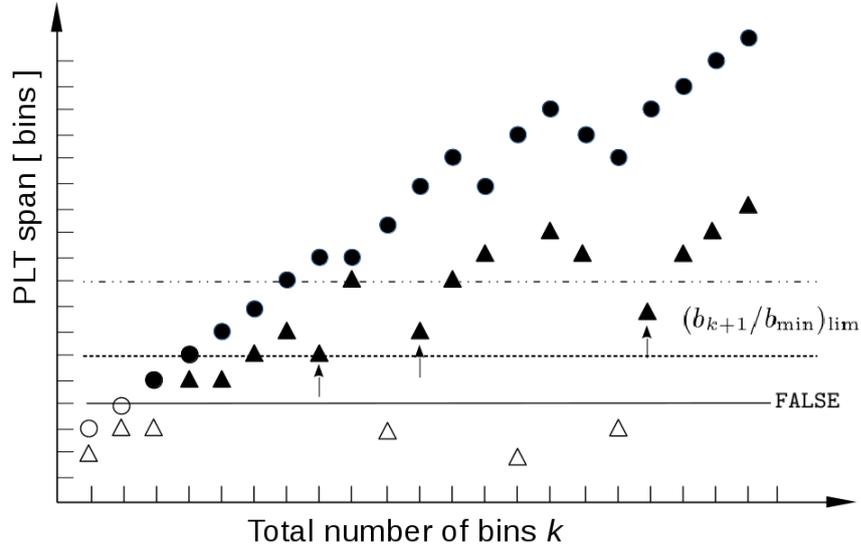
2.3 Прилагане на АМ `VRFIT` върху симулационни данни

2.3.1 Избор на данни

За изследване на ОСВ на ФВР- ρ и ФВР- N по числени данни сме избрали две симулации на области на звездообразуване, проведени на различни пространствени мащаби и с разлики в заложените физически процеси. Това са:

- Магнитно-хидродинамични (МНД) симулации от проекта `SILCC`³, включващи ефекти на обратно въздействие от нововъзникнали звезди и проследяване на ГМО в галактическа среда. Интервалът на изследваните пространствени мащаби е от 500 pc (около порядък повече от размерите на ГМО) до 0.12 pc (типични размери на сгъстени ядра).

³<https://hera.ph1.uni-koeln.de/~silcc/>



Фигура 2.2: Обхват на детектираните ОСВ като функция на общия брой бинове. *Горен панел:* Илюстративни примери на богата (кръгчета) и бедна (триъгълници) статистика в предполагаемия диапазон на ОСВ. С празни символи са обозначени лъжливите ОСВ с обхват $\leq \text{FALSE}$, докато със стрелки са означени изкуствено скъсените, но все пак реални ОСВ. Показани са два различни избора на $(b_{k+1}/b_{\min})_{\text{lim}}$ (прекъсната с точки линия и прекъсната линия); при избор на по-малката стойност се получава по-голяма извадка от правдоподобни ОСВ. *Долен панел:* Относно критерия за извличане на ФВР с достоверни параметри на ОСВ. Избрани са два примера от прилагане на АМ `VRFIT` към ФВР на два еволюционни етапа от конкретен пуск на симулацията `HRIGT`. Резултатите са сравнени с аналитично дефинирани ФВР (сиви прекъснати линии) с приблизително еднакви наклони: $\alpha = -1.9$ (дебела линия) или $\alpha = -3.6$ (тънка линия). Областта с цветен фон обозначава зоната на бинирани разпределения, които не удовлетворяват критерия за извличане на лъжливи ОСВ с $\text{FALSE} \equiv 5$ бина; възприетият избор на $(b_{k+1}/b_{\min})_{\text{lim}} = 8$ бина е показан с червена линия.

- Хидродинамични (HD) симулации на изотермични самогравитиращи облаци със свръхзвукова турбулентност при пространствени мащаби на типични големи сгъстявания (0.5 pc) в МО, с адаптивна разделителна способност. Последната достига до ~ 3 au в зоните с най-висока плътност, което позволява да се постигне добра апроксимация на съответната част от ОСВ.

За провеждането и на двете симулации е използван хидродинамичният код FLASH (Fryxell et al., 2000; Dubey et al., 2008).

Проектът SILCC

Разбирането на фазовите преходи на газа в МС, както и на възникването, еволюцията и разрушаването на МО е от изключителна важност за общото разбиране на звездообразуването в галактиките. Състоянието и динамиката на МС се определят от сложна мрежа от физични процеси. Всеки един от тези процеси (нагряване, охлаждане, гравитационни въздействия, еволюция на магнитните полета и т.н.) може да повлияе на характеристиките на МС. Значителни усилия са положени за изучаването на обратното въздействие на нововъзникналите звезди и на регулацията на звездообразуването на галактични мащаби (Stinson et al., 2010; Hopkins, Quataert & Murray, 2011), докато ролята на процесите, протичащи на малки мащаби, не е анализирана в достатъчна степен. От тук идва и важността на проекта SILCC (SIMulating the Life-Cycle of molecular Clouds), насочен към последователно вникване в структурата на МС на малки мащаби и разбиране на нейната връзка с еволюцията на една галактика, с използване на най-съвременни числени симулации (Walch et al., 2015; Girichidis et al., 2016). Последните са магнитохидродинамични, с използване на програмния код FLASH 4 с адаптивна разделителна способност, позволяваща триизмерно моделиране на многофазова МС в галактичния диск. Физичните фактори, заложенни в симулацията, са: самогравитация, радиационно нагряване и охлаждане, като се проследява образуването на H_2 и CO, отслабването на дифузното загряване поради поглъщането на праха и обратното въздействие върху средата поради избухването на свръхнови. Цялостната постановка на проекта SILCC и включените в симулациите физични процеси са представени в статиите на Walch et al. (2015) и Girichidis et al. (2016).

Още подробности за пусковете на SILCC, данните от които използваме за целта на нашето изследване, са приведени в Seifried et al. (2017) и Girichidis et al. (2016). В симулационен обем с размери $0.5 \times 0.5 \times \pm 5$ kpc³ е зададено първоначално Гаусово газово разпределение, стратифицирано по оста Z (перпендикулярно на галактичната равнина) и с характерна височина 30 pc. Общата повърхностна плътност на газа е $\Sigma_{\text{gas}} = 10 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$, което се равнява на обща маса от $2.5 \times 10^6 M_{\odot}$ в целия обем. Магнитното поле е ориентирано по оста X с индукция $B_0 = 3 \mu\text{G}$ и плътност $B(z) = B_0 [\rho(z)/\rho(z=0)]^{1/2}$ (Girichidis et al., 2016). Гравитационните ефекти са включени по два начина. Звездната компонента на галактиката е отчетена с налагането на външен потенциал. Втората компонента на гравитационната сила е самогравитацията на газа, която се оценява чрез дървовидна схема за числено пресмятане (Wuensch et al., 2018). Радиационното охлаждане се изчислява чрез неравновесна мрежа от

химични реакции (Glover et al., 2010), която активно проследява еволюцията на количествата йонизиран (H^+), атомен (H) и молекулен (H_2) водород, както и тези на въглеродния оксид (CO) и на еднократно йонизирания въглерод (C^+). Първоначално газът е изцяло атомен и се намира състояние на покой.

Моделира се избухването на свръхнови (SNe) през равни интервали от време постоянна скорост 15 Myr^{-1} , пресметнати с помощта на уравнението Kennicutt-Schmidt (Schmidt, 1959; Kennicutt, 1998) и приемайки първоначална функция на звездните маси по Chabrier (2003). За да се различат ясно областите, където възникват МО, еволюцията на газа е проследена в продължение на около 50 Myr, с максимална разделителна способност от $\Delta x = 3.9$ pc. След това симулацията се рестартира при $t = 11.9$ Myr и адаптивната разделителна способност се повишава постепенно до максималната възможна стойност $\Delta x = 0.12$ pc, като допълнително се гарантира, че Джинсовата дължина е прецизирана най-малко от 16 клетки (Seifried et al., 2017). Самата симулация се фокусира върху еволюцията на газовата фаза и затова не включва sink частици.

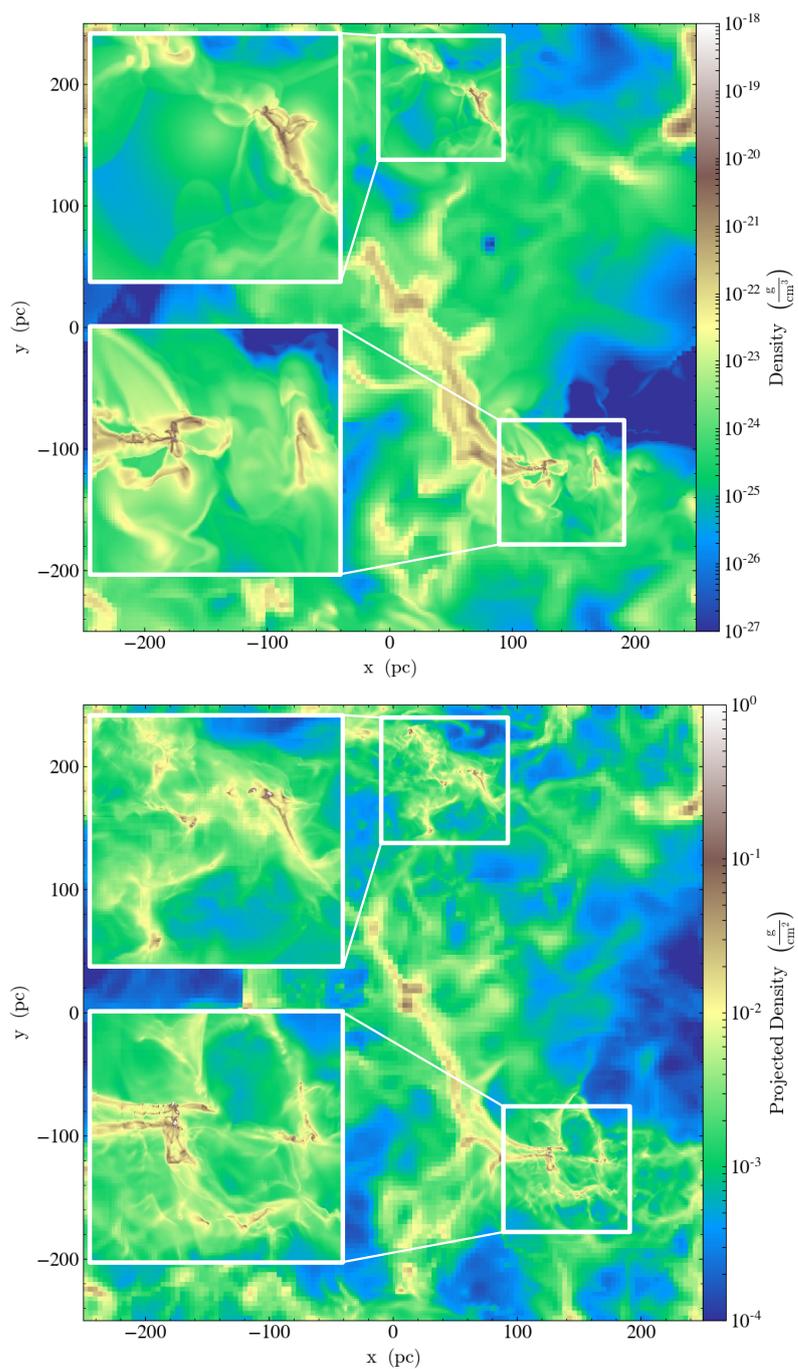
2.3.2 Проследяване на еволюцията на ОСВ

В тази секция представяме резултатите от прилагане на АМ VPLFIT върху избраните симулационни данни. Приетата долна граница на правдоподобност за обхвата на ОСВ $(b_{k+1}/b_{\min})_{\text{lim}}$ е 8 бина.

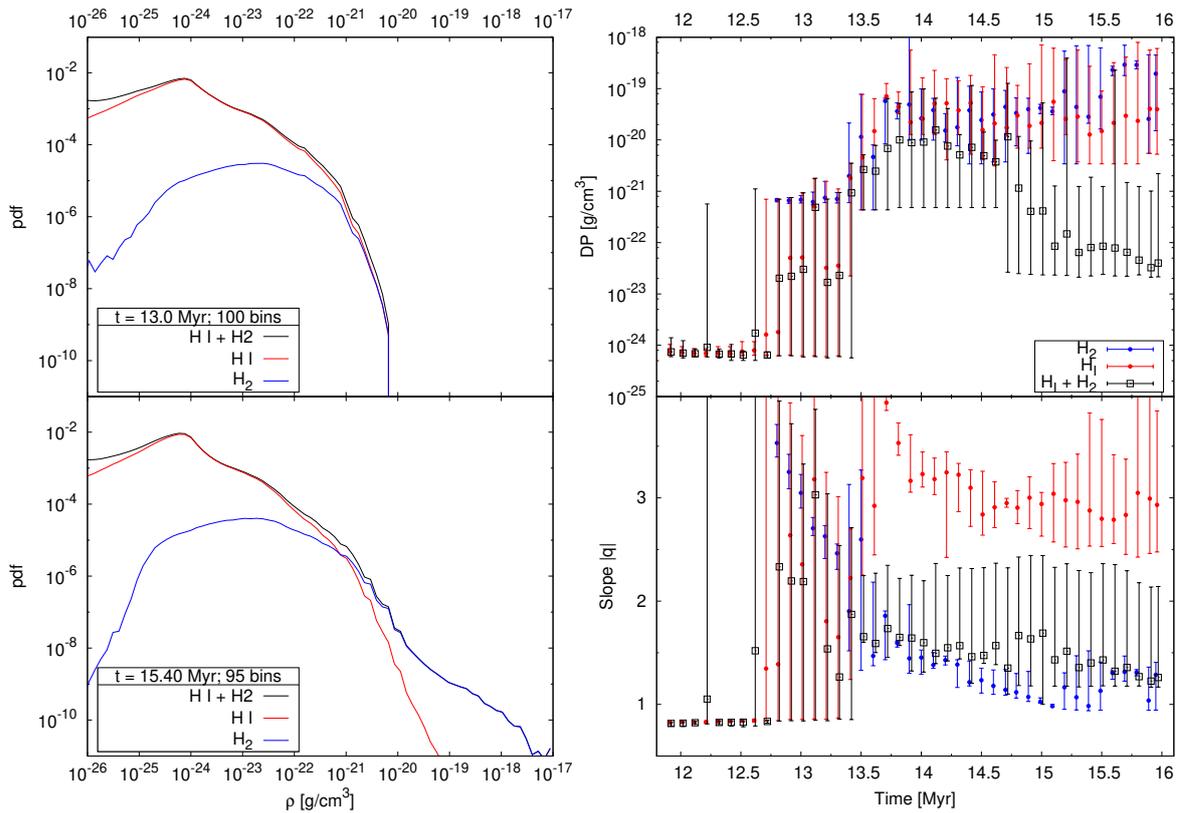
Еволюция на галактични мащаби

Пускът на симулацията SILCC е проведен за еволюционно време от 12 до 16 Myr, от етапа на възникване на самогравитиращи облаци до образуването на първите звезди в тях. На Фиг. 2.3 са показани карти на плътността в галактичната равнина и на колонковата плътност по ос, перпендикулярна на нея, в края на симулационния пуск. Особено внимание заслужават две конкретни зони с повишена адаптивна резолюция, които имат основен принос към оформянето на ОСВ. В тях ясно могат да се различат плътни ($\rho \gtrsim 10^{-22} \text{ g.cm}^{-3}$), издължени и влакнести структури с размери от десетки pc. Тези образувания могат да се разглеждат като гигантски звездообразуващи облаци на ранен етап от тяхната еволюция. В рамките с по-голямо увеличение на Фиг. 2.3 също могат да се видят ясно големи сгъстявания в тези области, с размери от по няколко парсека и колонкови плътности $N \gtrsim 10^{-2} \text{ g.cm}^{-2}$ ($3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$), типични за МО.

Прилагайки АМ VPLFIT към целия обем на SILCC симулацията, можем да проследим отделно еволюцията на газа в неговата атомна и молекулярна фаза, чрез съответните ФВР- ρ . На Фиг. 2.4 (вдясно) са представени получените параметри на ОСВ, при вариране на пълния брой бинове в диапазона $15 \leq k \leq 150$. В много ранен еволюционен етап ($t \lesssim 12.8$ Myr) преобладава атомният газ, а ФВР- ρ се характеризира с плоска ОСВ с ТОО в режима на малки плътности ($\sim 10^{-24} \text{ cm}^{-3}$). От друга страна, ФВР- ρ на H_2 има форма, близка до логнормална функция, а методът не детектира ОСВ. Примери за ФВР на два по-късни еволюционни етапа са показани на Фиг. 2.4 (вляво). При $t \sim 13$ Myr (горния панел) са детектирани ОСВ в разпределението на

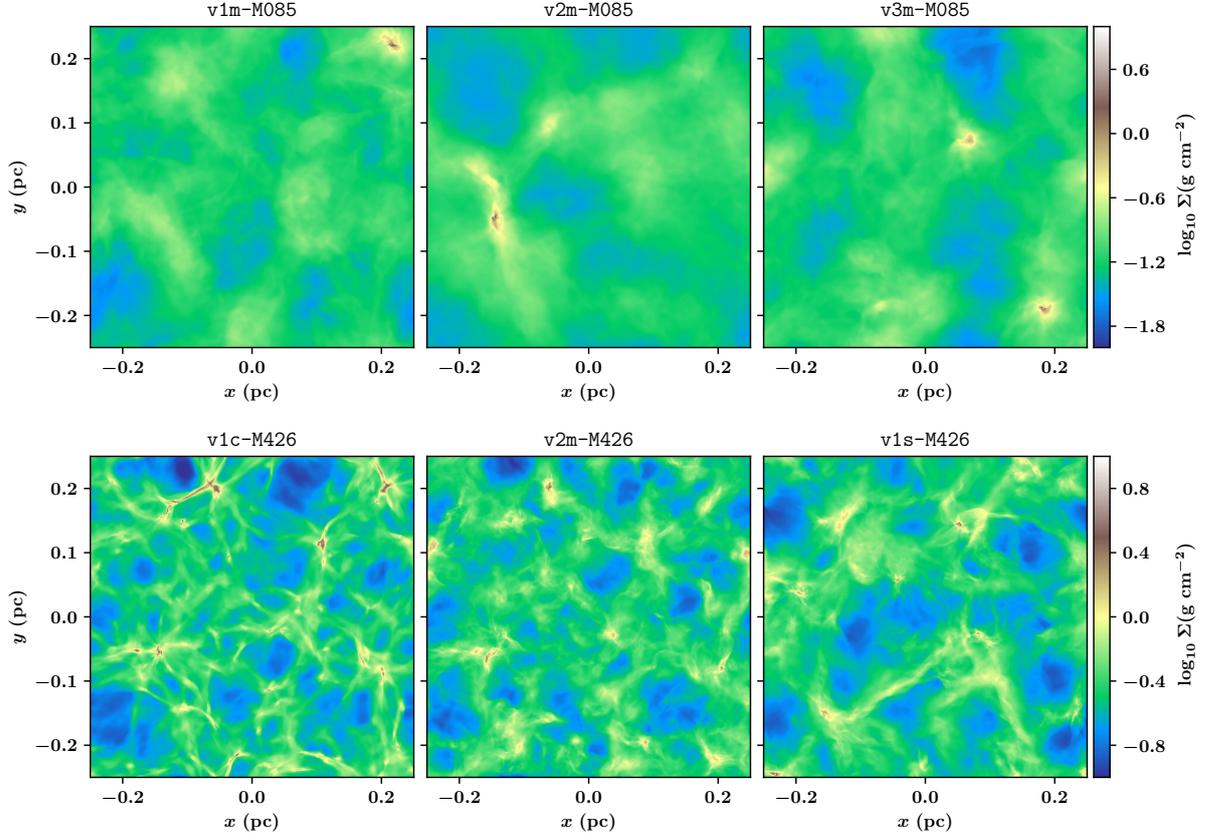


Фигура 2.3: Моментно изображение на полетата на плътността в равнината $Z = 0$ (горе) и на колонковата плътност по оста Z (долу) в края на пуската на симулацията SILCC. С увеличение са показани двете зони с по-висока разделителна способност, съдържащи еволюирани ГМО. В тях се различават по-ясно областите с $\rho \gtrsim 10^{-20} \text{ g.cm}^{-3}$ и $N \gtrsim 10^{-1} \text{ g.cm}^{-2}$, съответстващи на частта от ОСВ с по-голяма плътност.



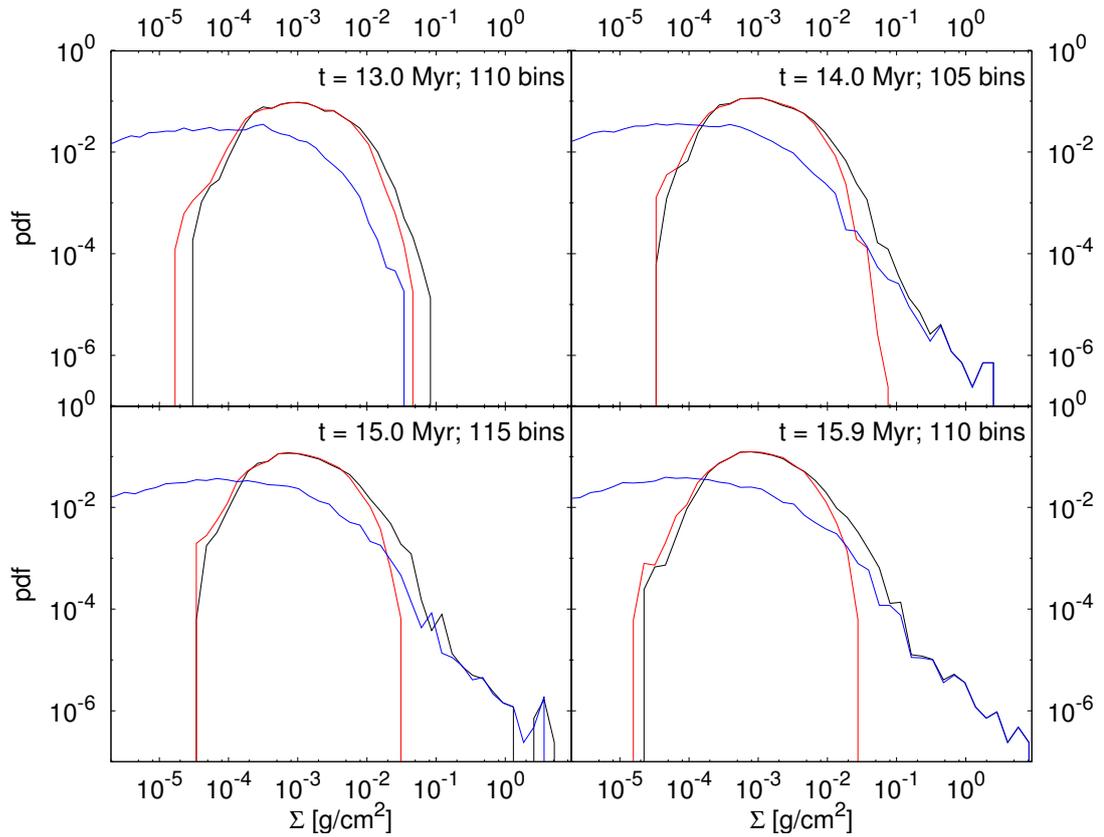
Фигура 2.4: Еволюция на ФВР- ρ с поява на ОСВ по данни от SILCC. *Вляво*: ФВР- ρ на еволюционен етап с появяваща се (горен панел) и добре развита (долен панел) ОСВ. *Вдясно*: Еволюция на усреднените параметри на ОСВ. Несигурността на пресмятанията е оценена чрез минималната и максималната стойност на съответния параметър в използваната извадка.

молекулният газ, които са добре различими от логнормалните части и имат наклони $-3 \gtrsim q \gtrsim -4$. От друга страна, и двете газови фази (H I и H_2) допринасят към ОСВ на целия газ (2.4, дясно), както личи от съответните параметри на опашката.



Фигура 2.5: Карты на колонковата плътност в края на всеки пуск на HRIGT: за симулационните кубове, съдържащи по-малко маса и със смесено задвижване на турбулентността (горе), и за симулационни кубове, съдържащи по-голяма маса (долу).

В хода на еволюцията, молекулният газ започва постепенно да преобладава в режима на плътности $\rho \gtrsim 10^{-20} \text{ g.cm}^{-3}$ (Фиг. 2.4 , долу ляво). Това се отнася най-вече до влакнестите облаци, които се виждат на Фиг.2.3. Наклонът на ФВР- ρ , както на H_2 , така и на целия газ, става все по-плосък и се стабилизира при стойности около $q \gtrsim -1.5$ (долу вдясно). Колебанията около тази стойност вероятно са резултат от сложната връзка между гравитацията, турбулентността и външното налягане в по-късните етапи на еволюция на облаци и образуването на протозвездни ядра в тях. Вариациите на средния наклон са по-отчетливи в случая с H_2 заради по-малкия обхват на ОСВ. Това поведение е характерно за AM VPLFIT метод – колкото по-малка е стойността на ТОО (т.е. обхватът на ОСВ е по-голям), толкова в по-малка степен наклонът зависи от локалните особености на ОСВ. При атомния газ също има заценка на ОСВ; ако тя е реална, опашката ще бъде много по-стръмна ($q \sim -3$) от тази при молекулният газ, но отново ще имаме подобна ТОО.



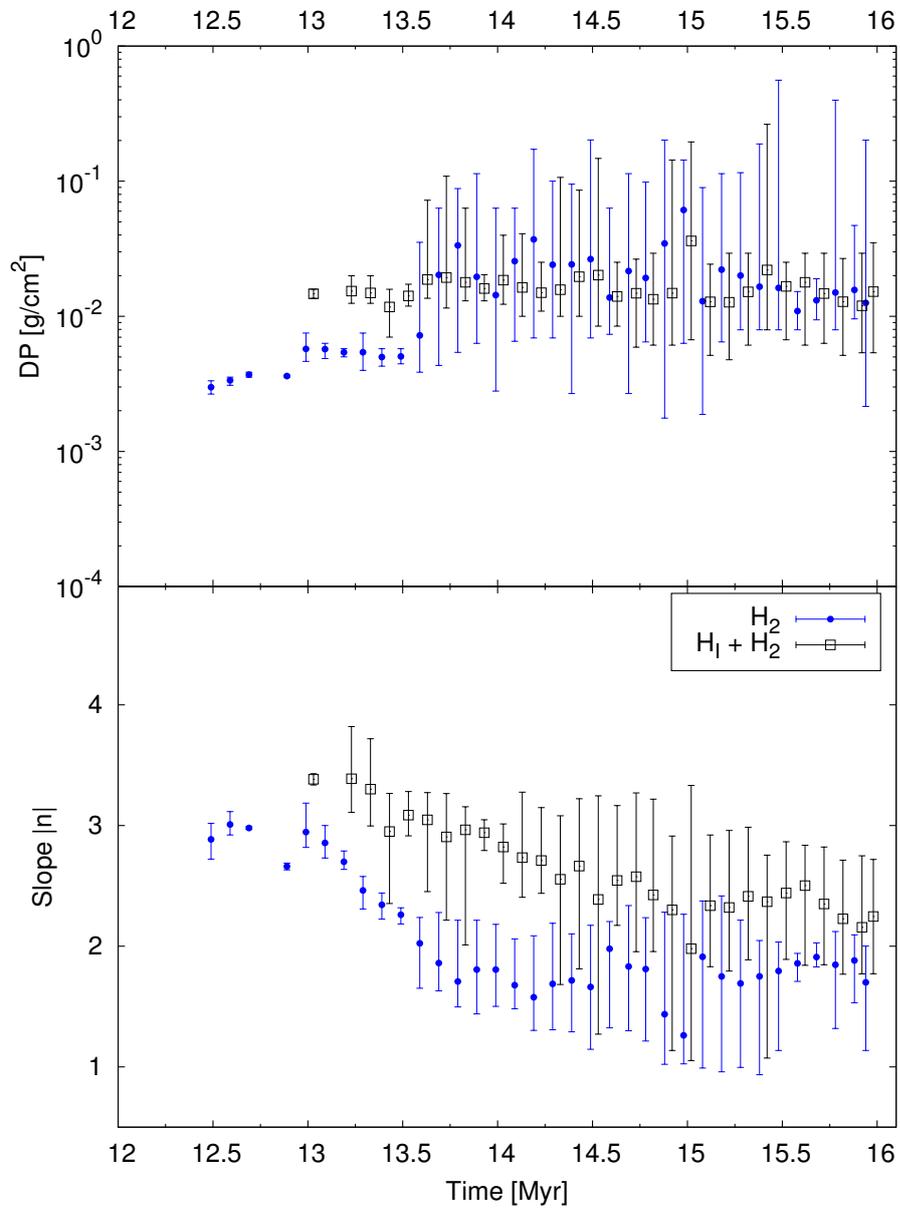
Фигура 2.6: Еволюция на ФВР- N от симулацията SILCC. С различни цветове са показани разпределенията на целия газ (черно), of H I (червено) and of H₂ (синьо).

Проследихме и еволюцията на ФВР- N , извлечени от картите на колонковата плътност по проекционна ос, перпендикулярна на галактичната равнина. На Фиг. 2.6 са показани ФВР- N на целия газ и неговите две фази ($H\text{ I}$ и H_2) за избрани моменти от еволюцията. За разлика от резултатите за ФВР- ρ , при ФВР- N молекулният газ преобладава в режима, съответстващ на възникващата ОСВ. Формата на ФВР- N при атомния газ остава логнормална през цялото време на пуска, докато ОСВ при H_2 ФВР- N се появява още на ранен етап $t \lesssim 13$ Myr, като в хода на еволюцията наклонът ѝ става все по-плосък, а обхватът ѝ достига до два порядъка. Малките неравности в края на плътностното разпределение на ОСВ са ефект от резолюцията и не влияят съществено на наклона. На Фиг. 2.7 е онагледена еволюцията на параметрите на ОСВ на ФВР- N за H_2 и за целия газ. Първоначално наклонът на ОСВ е стръмен: $n \sim -3$ за H_2 и $n \lesssim -3$ за целия газ. В по-късните етапи на симулацията наклонът става по-плосък и изглежда се стреми към постоянна стойност: около -2 за H_2 и незначително по-малък за целия газ. При ФВР- N на H_2 ТОО се отмества към по-големи плътности и също варира около определена постоянна стойност. От друга страна, ТОО при ФВР- N за целия газ остава еднаква за целия изследван период.

Еволюция на мащаби на съгъстяванията в МО

Целта на симулациите HRIGT е да се изследват областите на звездообразуване в МО на по-малки мащаби. При тях се задава куб със страна 0.5 pc. Също така физическото моделиране е опростено, за да се постигне по-висока разделителна способност като цяло и нейно адаптивно повишаване (от 256^3 до 32768^3 пиксела) до мащаби ~ 3 AU в зоните с много висока плътност. В началния момент на симулацията, газът е изотермичен ($T = 10$ K) и равномерно разпределен. Приемаме средно молекулно тегло от 2.3 атомни единици за маса, което води до изотермична скорост на звука 0.19 km s^{-1} . Равномерното разпределение на газа е с две различни средни плътности $\langle \rho \rangle$ ($4.6 \times 10^{-20} \text{ g cm}^{-3}$ и $2.3 \times 10^{-19} \text{ g cm}^{-3}$) при отделните пускове, отговарящи съответно на обща маса от 85 и $426 M_\odot$. Можем да изразим общата маса в единици на средна Джинсова маса $M_J = \langle \rho \rangle (\pi/6) \lambda_J^3$, където $\lambda_J = (\pi c_s / G \langle \rho \rangle)$ е дължината на Джинс, а c_s е изотермичната звукова скорост. Така двете различни плътности съответстват на Джинсови маси $M_{J,0} = 2.7 M_\odot$ и $M_{J,0} = 1.2 M_\odot$, а цялата маса в куба е избрана да бъде 32 или 354 Джинсови маси при различните пускове на симулацията, което съответства на режими на умерена или силна самогравитация. Началните скорости на турбулентните потоци са слабо свръхзвукови, с Махово число 2. Те се задават във Фурие пространството с максимум на спектъра на мощността при пространствени мащаби $k = 2$ (половината от размера на куба), като спектралният степенен показател на скоростта е -2 , отговарящ на турбулентност на Burgers за силни ударни фронтове. Чрез прагова плътност от $2 \times 10^{-13} \text{ g cm}^{-3}$ се дефинират Лагранжеви sink частици. Задават се три типа поле на скоростите, които се варират при различните пускове: чисто компресивно (c), чисто соленоидално (s) и смесено (m) (Federrath, Klessen & Schmidt, 2008). Еволюционната продължителност на пусковете на отделните HRIGT симулации варира от 0.4 до 2.5 времена на свободно падане. Някои от параметрите на числовите симулации са приведени в Таблица 2.1, колонки 1-6.

С помощта на HRIGT симулациите можем да проследим еволюцията на ФВР-



Фигура 2.7: Еволюция на параметрите на ОСВ (наклон n и ТОО) в ФВР- N по данни от симулациите SILCC. Проследяване на еволюцията на H_2 (сини пълни кръгчета) и целия газ (черни празни квадратчета).

ρ и ФВР- N в самогравитираща среда, която е с типични размери на сгъстявания в МО (≤ 0.5 pc). На Фиг. 2.5 са показани картите на колонковата плътност в края на пуската на симулацията. При всички пускове на симулацията възникват поне едно или две плътни сгъстявания. Сгъстявания с умерено висока колонкова плътност се образуват при пусковете с по-малка плътност (горните панели), където цялата маса в изследвания обем е $32 M_{J,0}$ (вж. Таблица 2.1). Забелязват се само няколко сгъстявания, а по-голямата част от обема е заета от разреден газ. От друга страна, при пусковете с по-големи Джинсови маси ($354 M_{J,0}$; долни панели), се оформят влакнести структури, съдържащи плътни ядра, а техният колапс се задвижва от сравнително слаба турбулентност. Тук се наблюдават множество сгъстявания, което се дължи най-вече на повечето Джинсови маси, съдържащи се в обема⁴.

⁴Понякога в специализираната литература тази величина се нарича “Джинсово съдържание”.

Таблица 2.1: HRIGT пускове, избрани за разработване на метода за извличане на ФВР и съответните параметри на ОСВ. Забележка: v1, v2, v3 – избраното поле на скоростите; vfmode – вид на полето на полето на скоростите; mix(ed) миксирано, com(pressive) компресивно, sol(epoidal) соленоидално; $M_{J,0}$ – началната маса на Джинс в куба; $\tau_{\#}$ – време на свободно падане; t_{sim} – времето на пуска; SPT – праг на sink частиците.

Име	Total mass [$M_{J,0}$]	vfmode	$\langle \rho \rangle$ [g.cm^{-3}]	$\tau_{\#}(\langle \rho \rangle)$ [kyr]	t_{sim} [$\tau_{\#}$]	$ q_1 $	DP ₁	$ q_2 $	DP ₂	SPT/DP ₂
v1m-M085	32	mix	4.6×10^{-20}	310	1.05	1.60 ± 0.030	7.6×10^2	0.91 ± 0.020	2.5×10^4	174
v1c-M426	354	com	2.3×10^{-19}	139	0.41	1.96 ± 0.020	7.7×10^1	1.05 ± 0.002	2.7×10^4	32
v1s-M426	354	sol	2.3×10^{-19}	139	1.57	2.27 ± 0.003	2.7×10^1	1.51 ± 0.040	4.3×10^2	2022
v2m-M085	32	mix	4.6×10^{-20}	310	2.50	1.58 ± 0.030	1.9×10^2	0.86 ± 0.010	6.2×10^4	70
v2m-M426	354	mix	2.3×10^{-19}	139	0.80	2.55 ± 0.010	3.7×10^1	1.03 ± 0.010	1.2×10^4	72
v3m-M085	32	mix	4.6×10^{-20}	310	1.38	–	–	1.13 ± 0.060	1.3×10^4	334

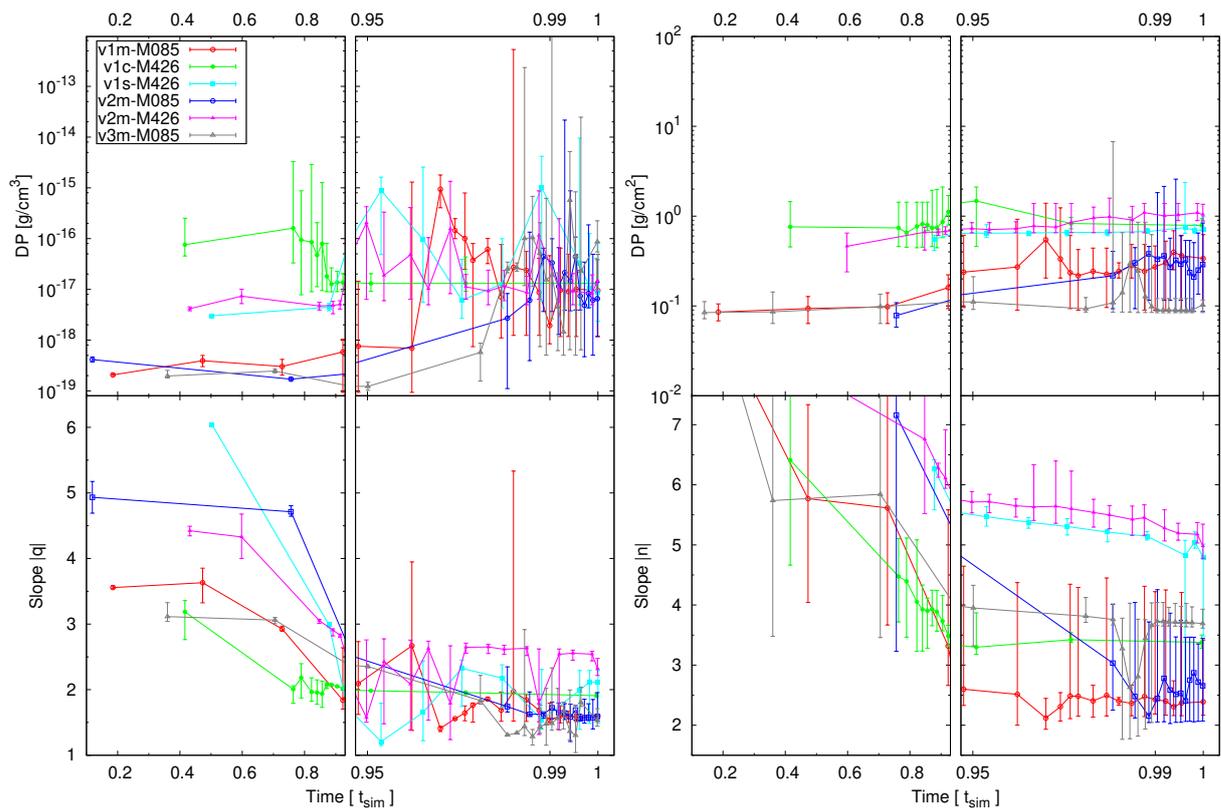
Изборът на типа задвижване на турбулентността пряко се отразява на морфологията на влакнестите структури. Различията в режима на турбулентност водят също до значими разлики между времената, необходими за възникване на МО, както и до различни моменти на началото на техния колапс. На фиг.2.5 може да се види, че компресивното задвижване (панела вляво) кара газа да образува влакнести структури със силен контраст на плътността, докато соленоидалният режим (панелът вдясно) води до изолирани колапсиращи сгъстявания, които са вплетени в разреждени газови структури (вж. Girichidis et al. (2011)). Въпреки разликите в пространственото разпределение на газа, еволюцията на параметрите на ОСВ при всички пускове се оказва доста еднотипно (Фиг. 2.8). Първоначалното поле на скоростта в обема данни, обуславя почти изцяло логнормална ФВР- ρ (не е показана). Едва по-късно, с напредване на еволюцията, можем да различим доста стръмна ОСВ с наклон $q \gtrsim -4$. На финалния етап, когато се образуват първите звезди или синк частици, q видимо се колебае около определена константна величина: ~ -2 в пусковете на v1c-M426 и v1s-M426, а при останалите имаме ~ -1.5 (Фиг. 2.8, долен ляв панел). От друга страна виждаме, че ТОО също варират около някаква постоянна стойност, с разлика в рамките на един порядък (горе вляво).

Еволюцията на параметрите на ОСВ на ФВР- N е доста подобна на тази, която получихме за ФВР- ρ (Фиг. 2.8, десните панели). Все пак относителната продължителност на етапа, характеризиращ се с различни ОСВ ($n \gtrsim -4$) – ако такъв изобщо има – е много по-кратка. При пусковете v1m-M085 и v2m-M085 наклонът рязко става по-плосък, със забележима тенденция към константна стойност ($n \sim -2.5$). Обхватът на вариациите на ТОО в края на еволюционния цикъл е по-тесен, в сравнение с този при ФВР- ρ : около половин порядък при всеки избран пуск.

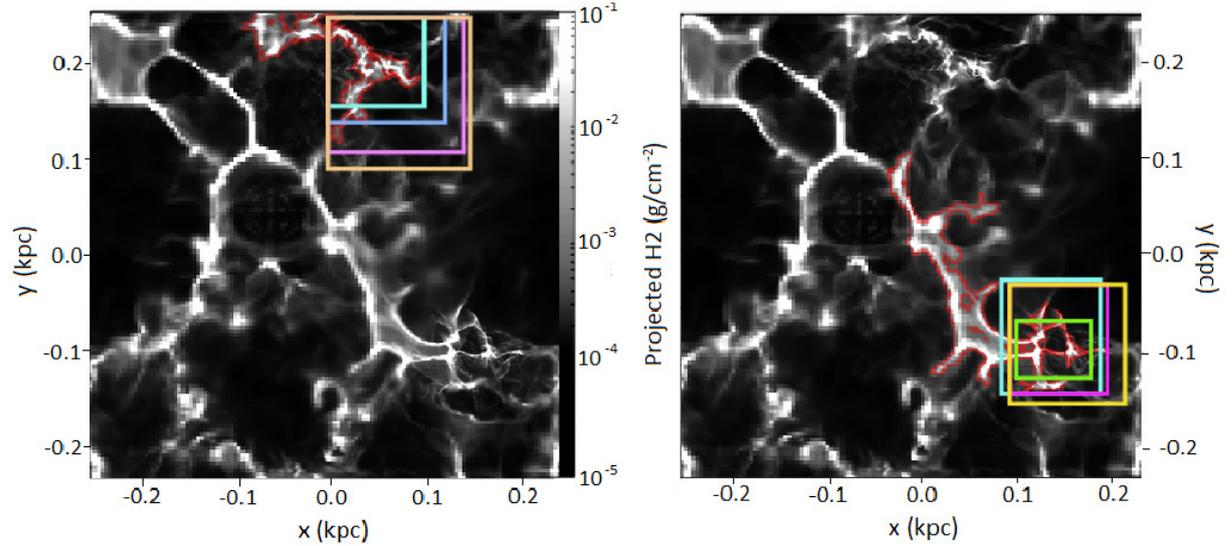
2.4 Чувствителност на АМ VPLFIT към избраната картова рамка

Дотук изследвахме области на звездообразуване, с мащаб на ГМО и неминуемо възниква въпросът - дали и доколко чувствителни са видът и свойствата на ФВР- N , ако решим да приложим метода към определена избрана рамка, изрязана от общата карта на колонкова плътност. Тази именно рамка, обикновено правоъгълна, се избира така, че да обхваща всички зони с видимо значително по-голяма колонкова плътност от тази на фона. Такъв вид изразяване обаче води до неминуемо изключване на някои области от висока плътност, тъй като ГМО са със силно влакнеста структура и някои влакна, свързани със съседни облаци, няма да бъдат включени. По такъв начин, налагането на рамка на изследваната област може да промени съществено ФВР- N в областта на опашката, където именно големите плътности са от значение.

За отговор на гореспоменатия въпрос, за чувствителността на АМ VPLFIT към избрана рамка от карта на колонковата плътност, симулационните данни от SILCC са подходящ за експеримент кандидат, поради техния (галактичен) мащаб. Проследяваме еволюцията на ФВР- N в две зоните с типични размери на ГМО (~ 100 pc) и съществено повишена резолюция. Избираме проекция по оста, перпендикулярна на



Фигура 2.8: Еволюцията на параметрите на ОСВ извлечени от ФВР- ρ (ляво) и от ФВР- N (дясно) от пусковете на HRIGT. Времето е нормирано спрямо продължителността на съответния пуск, приведена в Таблица 2.1. Времетова ос $t \geq 0.9\langle t \rangle_{\text{ff}}$ е експоненциална.



Фигура 2.9: Изследвани области от симулационния куб на SILCC. Картата на колонковата плътност е същата като на долния панел на Фиг. 2.3, но само за H_2 . Начертани са 4 правоъгълни рамки и изоконтури, обхващащи GMC 1 (вляво) and GMC 2 (вдясно); вж. Таблица 2.2 и текста.

галактичната равнина ($z = 0$). Допълнителното подобрене на резолюцията е приложено към зони с центрове (40 pc, 180 pc) и (140 pc, 120 pc), което помага по-ясно да се различат облачните и влакнести структури в тях (вж. Фиг. 2.3, долу, и увеличените зони в тях). Тези области ще означим с GMC 1 и GMC 2 и ще изследваме еволюцията на ФВР- N в тях, получени по два индикатора: целия газ и (само) молекулярния газ (H_2). Във всяка от тях очертаваме четири правоъгълни рамки с последователно нарастващ размер, които използваме за изучаване на ефекта върху параметрите на PDF от подобна селекция.

Към данните за ФВР- N от GMC 1 и GMC 2 са приложени и двата статистически метода: PLFIT (за небинирани данни) и AM VPLFIT. Избраният времеви диапазон от симулациите SILCC отговаря на периода на еволюция на МО от 13.4 до 16 Myr, със стъпка 0.5 Myr. Долната граница на диапазона се отнася към момента, когато ОСВ при ФВР- N , с наклон $n \gtrsim -4$, вече е добре отличима от логнормалната част на разпределението.

При анализ на резултатите за тези две области на звездообразуване се оказва, че те не се различават съществено, ето защо, от тук насетне, ще представяме само тези за GMC 1.

Подходящ начин за изследване на надеждността на AM VPLFIT е да сравним резултатите от този метод с тези от PLFIT, който е първообраза на използвания от нас метод и използва небинирани данни. Това обаче се оказва невъзможно в случай с големи бази данни, като целия симулационен куб SILCC, поради технически ограничения на PLFIT. Затова, за целта на нашето изследване, ще разгледаме само областите на звездообразуване с висока резолюция. Фиг. 2.10 съпоставя извлечените параметри на ОСВ за целия газ и за H_2 . Вижда се, че в рамките на грешката на

Таблица 2.2: Размери на избраните рамки в зоните с увеличена резолюция в областите GMC 1 и GMC 2

Рамка #	Координати на долния ляв ъгъл		Страни	
	x_0 [крс]	y_0 [крс]	Δx [крс]	Δy [крс]
<i>GMC 1</i>				
1	0.000	0.150	0.105	0.090
2	0.000	0.130	0.124	0.110
3	0.000	0.100	0.145	0.140
4	0.000	0.075	0.145	0.165
<i>GMC 2</i>				
1	0.115	-0.140	0.075	0.065
2	0.110	-0.160	0.100	0.100
3	0.100	-0.160	0.115	0.110
4	0.100	-0.180	0.130	0.130

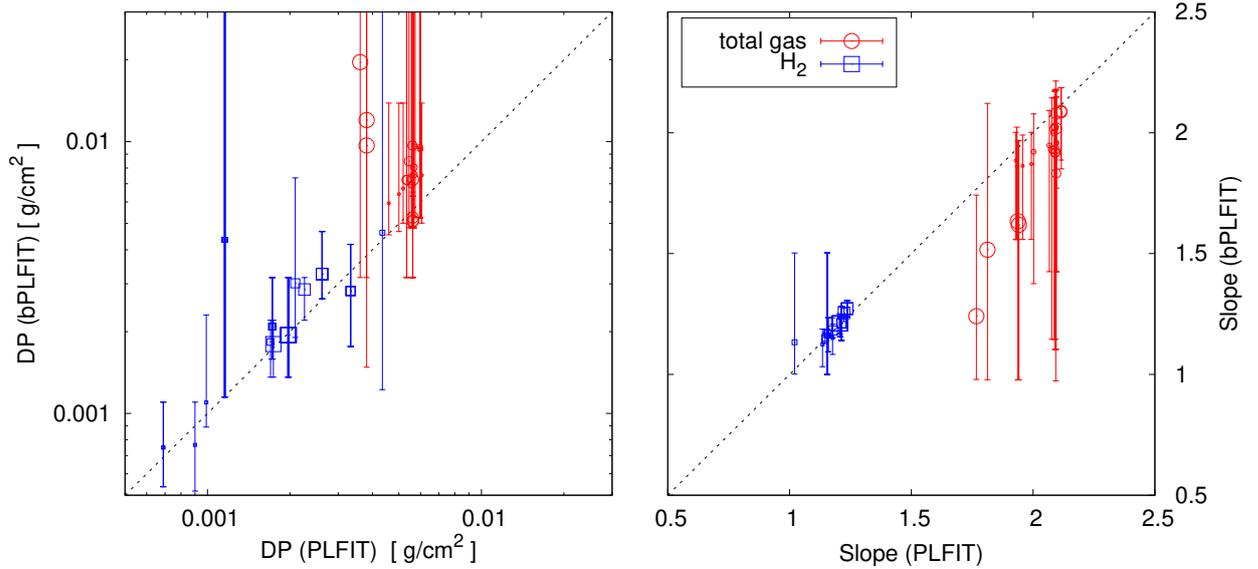
VRFLIT резултатите от двата метода се съгласуват добре, особено за H_2 . Ако се спрем на ФВР- N от картата на целия газ, АМ VRFLIT води до систематично по-малък наклон на CO (обикновено с $0.1 - 0.3$ dex) съответно до по-високи стойности за ТОО. Това несъответствие може да се дължи на ефекти, свързани с резолюцията, които се усилват при биниране на високите плътности от картата на ФВР- N .

Еволюционното поведение на наклона, определен от ФВР- N по картата на целия газ се различава от това по картата на H_2 . В първия случай, той намалява по абсолютна стойност с времето (от малки към големи символи Фиг.2.10), достигайки стойности ~ -1.70 , докато при H_2 наклонът запазва приблизително константна стойност $\langle n \rangle (H_2)$ около $\simeq -1.20$. Подобно откритие наемква за различни физически условия, обуславящи образуването на ОСВ и еволюцията на плътните облачни структури, състоящи се предимно от молекулярен газ.

За настоящата ни задача - анализ на зависимостта на определените параметри на ОСВ на ФВР- N по картата на колонковата плътност на молекулярния газ от избраната рамка - ще използваме два различни подхода на селектиране (Фиг. 2.9):

- 1) Последователност от четири правоъгълни рамки, обхващащи разглеждания ГМО и дифузното вещество в неговата околност.
- 2) Изоконтур, съответстващ на ниска колонкова плътност N_{cut} . Последната е под средната стойност за ТОО, пресметната по анализа на ОСВ на ФВР- N в избраните рамки.

Тук е важно да обърнем внимание на *проблема на последния затворен контур*, формулиран от Alves, Lombardi & Lada (2017, отгук нататък, ALL 17). Тези автори настояват, че ОСВ е в действителност единствената надеждно регистрируема част от ФВР- N на един МО. При наблюдателни изследвания обектът, наречен “облак”,



Фигура 2.10: Сравнение между параметрите на ОСВ от избраните рамки в GMC 1, получени чрез PLFIT and bPLFIT. Големината на символите е пропорционална на еволюционния момент – по-големи символи обозначават по-късен еволюционен етап. Показана е линията на съвпадение (прекъсната).

обикновено се дефинира чрез въвеждане на някаква гранична стойност на колонковата плътност – това просто би довело до непълнота на данните при построяване на ФВР- N в диапазона на ниските плътности, изразена чрез логнормална форма, докато ТОО на ОСВ практически ще съвпада с такава, произведена при използване на данни без непълноти (виж Фиг. 2 в ALL 17).

Случай 1) е типичен за наблюденията на области на звездообразуване, когато на картата на колонковата плътност се очертава правоъгълна рамка. Формата на облака обаче често е неправилна, асиметрична и влакнеста и изборът на рамка може значително да повлияе на построеното ФВР- N . Например, когато границата на рамката пресича някои от по-плътните влакнести облачни структури, това може да доведе до непълнота на ФВР- N в диапазона от плътности, характерни за тези влакна. На Фиг. 2.3 (долу) могат да се различат три от основните влакна на GMC 1, както и ансамбъл от облаци в GMC 2, свързани с тънки нишки.

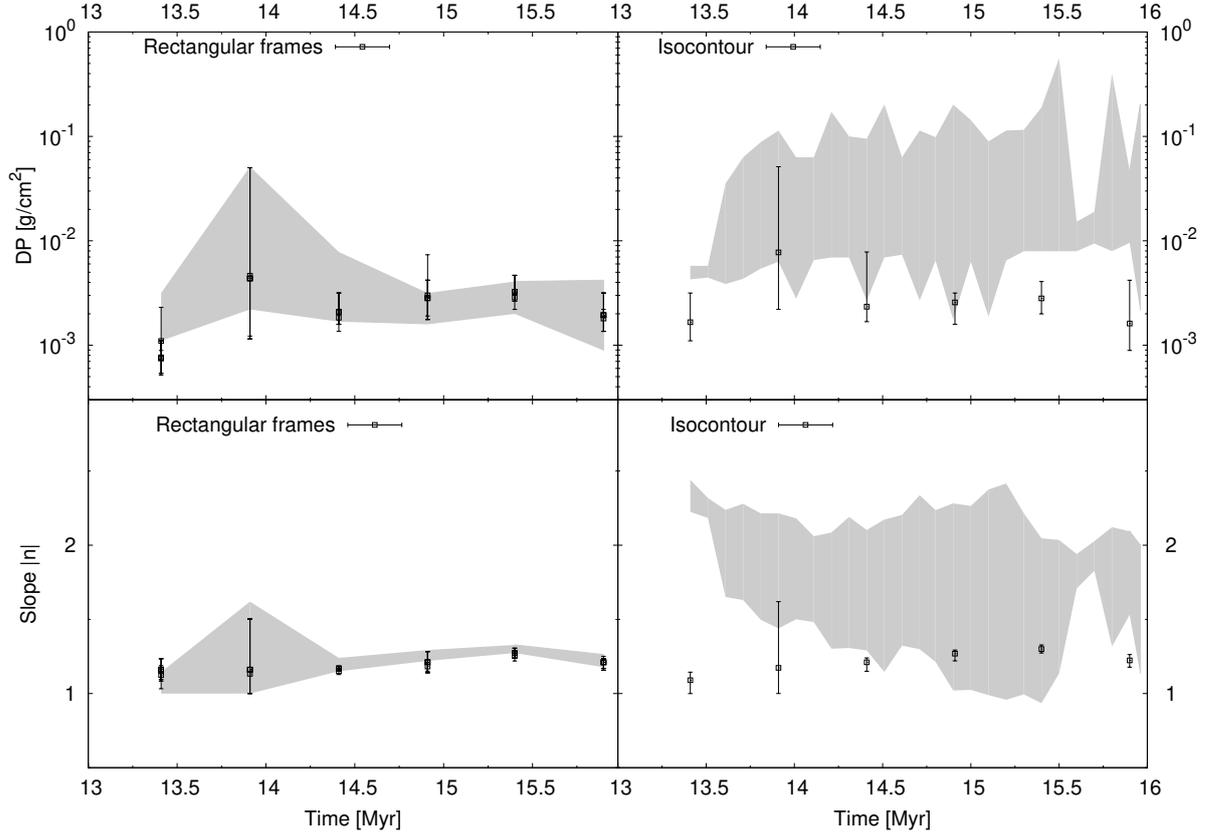
Всички избрани рамки обхващат GMC 1, но пресичат части от главните му влакнести структури със средна колонкова плътност $N(\text{H}_2) \lesssim 10^{-3} \text{g.cm}^{-2}$, сравнима със средната стойност за целия облак. Оттук можем да предположим, че ФВР- N и съответно неговата ОСВ ще варират съгласно избраната рамка. Въпреки това, както може да се види на Фиг. 2.11 (ляво), параметрите на ОСВ в даден еволюционен етап са подобни във всички рамки. Това означава, че газът с ниска колонкова плътност, който се намира извън влакнените структури на облака GMC 1, не допринася за обхвата на ОСВ. Долната граница на последния се определя от средна ТОО $\sim 2 \times 10^{-3} \text{g.cm}^{-2} \sim 10^{21} \text{cm}^2$, която пък съответства приблизително на критичната

стойност, при която масивните газови сгъстявания стават магнитно свръхкритични (Vázquez-Semadeni et al., 2011). Този резултат наемква за гравитационна свързаност на облачните структури, очертани от изоконтур с такава стойност. От друга страна, частите от ФВР- N в дадените рамки, които не могат да бъдат апроксимирани със степенна функция, обхващат много порядъци по логаритмична плътност и екстинкция A_V , което противоречи на твърдението на ALL 17, че извлечените ТОО трябва да маркират границите на пълнота. За да сведем до минимум възможните отклонения, внесени от прилагания метод на обрязване, очертаваме регион с изоконтур с $N_{\text{cut}} = 4 \times 10^{-4} \text{g.cm}^{-2}$. Избраната стойност е: а) значително под тази на намерените ТОО, така че VPLFIT е в състояние да различи ОСВ от нестепенно разпределение на ФВР- N ; и б) на под един порядък по-малка от получените ТОО, което наподобява случая с наблюдателните ФВР- N , изследвани от ALL 17.

Оказва се, че получените параметри на ОСВ на ФВР- N на облака, ограничен от избрания изоконтур, са много близки по стойност до тези от правоъгълните рамки, въпреки че разглежданият облак е по-голям от GMC 1 (Фиг. 2.3, долу). С други думи, може да се каже, че въвеждането на обрязване по колонкова плътност $N_{\text{cut}} < \langle DP \rangle$, съответстващо на изоконтур, който не е изцяло включен в разглежданата карта на облака, не допринася за обхвата на ОСВ на ФВР- N . Това е в съгласие с твърдението на ALL 17.

На десния панел на Фиг. 2.11 еволюцията на параметрите на ОСВ, определени при очертаване на облака с изоконтур е сравнена с тази на параметрите от ФВР- N от целия куб на SILCC, взети от V19 (да използвам описанието под самата фигура). Вижда се, че вариациите на параметрите на ОСВ на ФВР- N от целия SILCC куб са по-големи, защото в този случай принос към данните имат различни области от картата, като също е възможно тези области да обхващат облаци, намиращи се в различни еволюционни стадии. Общата тенденция е, че ОСВ става все по-плоска, докато ТОО не се мени особено и остава приблизително константна, с леко изменението в рамките на до един порядък (вж. още Фиг. 6 в V19). Трябва да обърнем и внимание, че намаляването на наклона на ОСВ не се дължи на промяна в ефективността на звездообразуване, тъй като последната величина е зададена като константа в SILCC симулациите.

В хода на еволюцията на облака, наклонът на ОСВ на ФВР- N , определен по изоконтурата, не се мени. Оказва се много по-малък от очаквания от теоретични пресмятания за подобен еволюционен етап на самогравитиращи облаци ($|n| \sim 2$; вж. Donkov, Veltchev & Klessen 2017), а също по-малък от наклоните, изследвани от ALL 17 в звездообразуващи облаци ($|n| \sim 2$) и в дифузни такива ($|n| \sim 4$). По-стръмни опашки са извлечени от ФВР- N по целия SILCC куб (V19; 2.11, вдясно), но това отново може да се интерпретира като ефект от ниската резолюция при големи колонкови плътности – за разлика от изследваните GMC 1 и GMC 2, чиито най-плътни зони са с висока резолюция. Нашето обяснение за получените резултати е, че не бива да се очаква, че ФВР- N на молекулярния газ задължително трябва да следва еволюцията на целия газ, както би могло да се очаква единствено въз основа на съображения за гравитационно свиване, а трябва да се вземе предвид и сложната химическа структура и динамика на МО (Vázquez-Semadeni, 2010).



Фигура 2.11: Еволюция на параметрите на ОСВ, извлечени чрез метода `VRFIT` от ФВР- N от H_2 в избраните области на зоната с висока резолюция GMC 1 от симулационните куб на SILCC. *Ляво*: в правоъгълните рамки, сравнени с изоконтурата (сива зона; съответстващ на диапазона на несигурност на данните в десния панел). *Дясно*: изоконтур с долна граница на обрязване в ниските плътности $N_{\text{cut}} = 2 \times 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$, сравнен с еволюцията на параметрите на ОСВ в целия куб (**взет от V19**; сива зона).

Глава 3

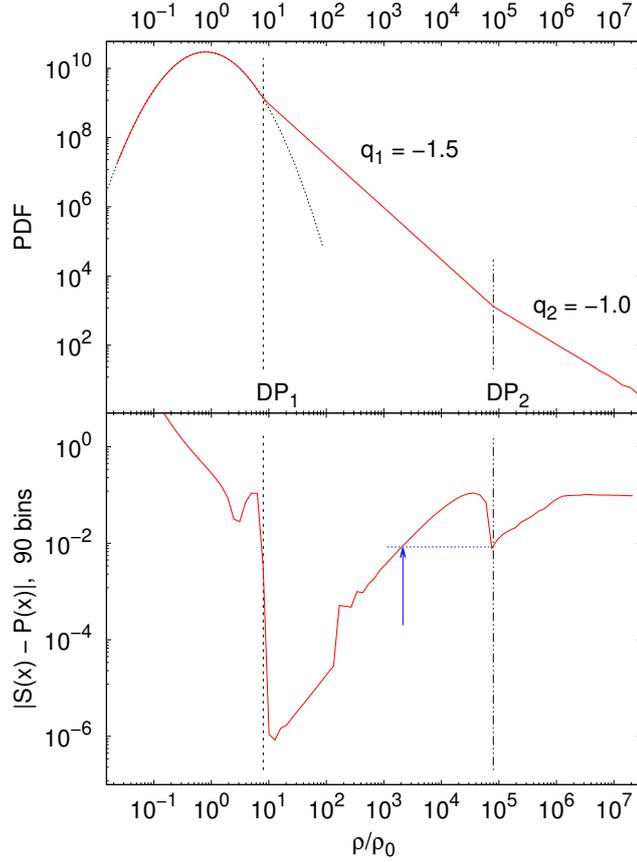
Отделяне на втора степенна опашка от ФВР

3.1 Детекция на втора опашка по симулационни и наблюдателни данни

Втора степенна опашка за пръв се детектира при анализ на числени симулации с висока резолюция. Kritsuk, Norman & Wagner (2011) (оттук нататък KNW 11) забелязват такава в десния край на ФВР- ρ на МО в късния етап на тяхната еволюция, при достигане на скали от няколко AU. Те установяват, че степенна опашка с наклон $q \sim -1.7$ е добре развита при еволюционно време от около 40% от времето за свободно падане, отделяйки се от първоначалното логнормално разпределение при $s_{\text{PLT}} \sim 1$ и с обхват по плътности повече от 6 порядъка (вж. Фиг. 1 в KNW 11). При най-големите плътности ($s \gtrsim 7$) се вижда дори още по-плоска опашка, с наклон $q \simeq -1$. KNW 11 интерпретират този феномен като индикация за натрупване на маса, дължащо се на допълнителна поддръжка срещу гравитационния колапс, осигурена от запазването на момента на импулса.

Втора степенна опашка е открита и по наблюдателни данни, ФВР- N са снети от дузина Галактични области на звездообразуване (Schneider et al., 2015, 2022).

Проблемът с възможна втора ОСВ се разглежда напоследък и в някои теоретични изследвания. При моделиране на самогравитиращ, изотермичен и турбулентен облак с постоянен темп на акреция и малко хомогенно ядро, Donkov & Stefanov (2019) получават два различни наклона за ОСВ: 1) $q = -3/2$, далеч от ядрото; и 2) $q = -2$, което съответства на решение за свободно падане в близка околност на ядрото. За разлика от работата на Kritsuk, Norman & Wagner (2011), тук втората ОСВ е по-стръмна. Този модел впоследствие е доусъвършенстван, с усложняване на термодинамичната картина в облака — газът остава изотермичен далеч от ядрото, но близо до него, където енергийният баланс се определя най-вече от гравитационния потенциал, се подчинява на уравнението на състоянието на “твърда политропа” (Donkov et al., 2021). Едно от възможните решения за профила на плътността в този случай е това с наклон $q = -1$. Това е случай с политропен показател $\gamma = 4/3$, при който се осигурява енергиен баланс между топлинното налягане и гравитацията



Фигура 3.1: Илюстрация на предложения метод за извличане на две ОСВ, приложен към данни на аналитична, бинирана ФВР (горен панел; в червено), състояща се от главна логнормална част (точковата линия) и две ОСВ (показани са наклоните и ТОО). Разликата между аналитичната КФР и КФР на фита е представена на долния панел (с червено). Минималната граница на обрязване на по-ниската плътност, която позволява откриване на втората ОСВ (вижте текста), е обозначена със синя стрелка

на ядрото, както и спрямо ударното налягане (ram pressure) на падащите външни слоеве. По този начин е възпроизведен резултатът на ?, но в различна физическа рамка.

3.2 Усъвършенстване на АМ VPLFIT за отделяне на втора опашка

Адаптираният метод VPLFIT може да бъде доусъвършенстван, с цел отделянето на втора ОСВ (ако такава съществува) от вероятностно разпределение на плътността или колонковата плътност. Процедурата PLFIT търси ОСВ при дадено ВР, като за целта използва статистика на Колмогоров-Смирнов (КС) при определена долна граница на обрязване на данните x_{\min} :

Досега разглежданият адаптираният метод VPLFIT, който успешно вече детек-

тира една ОСВ от картите на плътността и колонковата плътност, може да бъде доусъвършенстван, с цел отделянето на втора ОСВ (ако такава съществува) в тези разпределения. Процедурата `PLFIT` търси ОСВ при дадено BP , като за целта използва статистика на Колмогоров-Смирнов (КС) при определена долна граница на обрязване на данните x_{\min} :

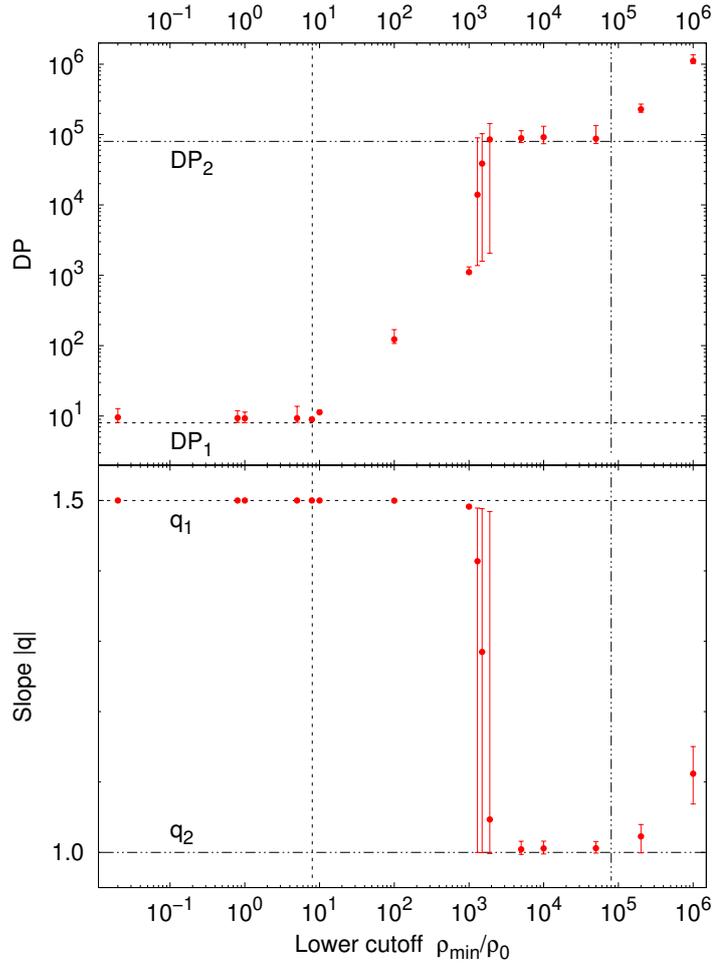
$$D = \max_{x_i \geq x_{\min}} |S(x_i) - P(x_i)| \quad (3.1)$$

където $S(x_i)$ е кумулативна функция на разпределение (КФР) на данните, а $P(x)$ е КФР на степенен закон, който представлява най-добра апроксимация в диапазона $x_i \geq x_{\min}$ (Clauset, Shalizi & Newman, 2009). Колкото по-дълбок е минимумът във функцията $|S(x_i) - P(x_i)|$, толкова по вероятно е да се засече преход към ОСВ при $\sim x_i$. Стойността $x_i \geq x_{\min}$, която минимизира D и отговарящият на това показател на степенния закон се избират съответно за ТОО и наклон на ОСВ.

Ако долна граница на обрязване не е въведена, тогава x_{\min} е просто долната граница на набора от данни (в нашия случай, минималната стойност на логаритмичната плътност) – чрез същия подход V19 извличат единична ОСВ от числени и наблюдателни BP . Постепенното увеличаване на x_{\min} ограничава разглеждания набор от данни и следователно набора от стойности $|S(x_i) - P(x_i)|$, използвани за получаване на КС статистиката. Този подход може да доведе до намирането на друга оптимална единична ОСВ или пък до откриването на втора ОСВ, съответстваща на по-висока логаритмична плътност, за някое x_{\min} , надвишаващо ТОО на първата ОСВ. Ще илюстрираме казаното дотук с един прост експеримент.

Построяваме аналитично ФВР- ρ , с форма и параметри, които са много подобни на получените при числените изследвания на KW11 (Фиг. 3.1, горен панел). Основната част на разпределението е логнормална, докато при големите плътности то се състои от две ОСВ, с точки на отклонение DP_1 и DP_2 и с наклони $q_1 = -1.5$ (типичен за еволюирали самогравитиращи облаци, Girichidis et al. 2014) и $q_2 = -1$ (установен от KW11). Пример за такава функция $|S(x) - P(x)|$ за голям брой бинове (т.е. малки по размер бинове) е показана на долния панел на Фиг. 3.1. Както може да се очаква, големите стойности на $|S(x) - P(x)|$ могат да бъдат достигнати в диапазона $x < DP_1$, който дефинира логнормалната част на ФВР. ТОО на ОСВ съответстват на изразени локални минимума на тази функция, с локален максимум между тях. Докато $x_{\min} \equiv \rho_{\min}/\rho_0 < DP_1$, АМ `PLFIT` ще извлича единична ОСВ с ТОО DP_1 и наклон q_1 . Ако изберем по-ниска граница на обрязване $x_{\min} \gtrsim DP_1$ все още извличаме единична ОСВ, но с постепенно променящи се параметри. Втората ОСВ с ТОО DP_2 е детектирана при обрязване с $|S(x_{\min}) - P(x_{\min})| \gtrsim |S(DP_2) - P(DP_2)|$ (синята стрелка и пунктирната линия на Фиг. 3.1, долен панел) – след това процедурата избира $x_i = DP_2$, тъй като това съответства на абсолютния минимум в дадената база данни с $x \geq x_{\min}$.

Да разгледаме Фиг. 3.2, която илюстрира как избора на долна граница на обрязване на аналитичната ФВР от Фиг. 3.1 повлиява на параметрите на извлечената ОСВ (наклон и ТОО). Забележете, че грешките $(\Delta q^-, \Delta q^+)$ и $(\Delta DP^-, \Delta DP^+)$ не посочват стандартните отклонения, а минималните и максималните стойности в извадката от отделни ФВР, при които са получени средните стойности $(q, \text{ТОО})$ (виж. V19). За



Фигура 3.2: Зависимостта на извлечените параметри на ОСВ (червените символи) от избраното долно обрязване на тестваната аналитична ФВР показана на Фиг. 3.1 със същите означение на параметрите на ОСВ.

$x_{\min} \leq DP_1$, с много голяма точност, методът извежда единична (т.е. първа) ОСВ. Получените наклони практически съвпадат с q_1 , а ТОО са малко по-високи от DP_1 , което обаче е ефект на бинирането. Долното обрязване в диапазона $DP_1 \leq x_{\min} \lesssim 10^3$ все още продуцира единична ОСВ с наклони $\approx q_1$, докато стойностите на ТОО постепенно се повишават и са пропорционални на избраното x_{\min} . С избор на x_{\min} близо до 2×10^3 (показано е със стрелка на Фиг. 3.1, долен панел) методът започва да “усеща” втора ОСВ, при някои определени размери на бина – това води до големи несигурности на получения наклон, който в диапазона $[q_1, q_2]$. И все пак, преходът за детектиране на втора и сега единствена ОСВ е почти мигновен (Фиг. 3.2). Веднага щом x_{\min} стане по-голямо от критичната стойност 2×10^3 за *всички* размери на бина ¹, параметрите на втората ОСВ са изведени с достатъчно голяма точност. Ако продължим да обрязваме долната граница, при избор на $x_{\min} > DP_2$, тези стойности

¹Т.е., за цялата извадка от индивидуални бинирани ФВР с правдоподобни детекции на ОСВ.

на параметрите на ОСВ силно се отклоняват от (q_2, DP_2) заради недостатъчната статистика при високите плътности на разпределението ФВР- ρ .

3.2.1 По симулационни данни (HRIGT)

Данните, които използваме за търсене на втора ОСВ, са от шест пуска от изотермични, хидродинамични числени симулации на самогравитиращи турбулентни облаци в куб със страна 0.5 pc, съизмерима с размерите на типични големи сгъстявания в МО –HRIGT. Имаме значително по-висока разделителна способност за сметка на по-опростеното физическо моделиране на симулацията. Заложените начални условия са на газ, който е изотермичен ($T = 10$ K) и равномерно разпределен. Цялата маса в куба е избрана да бъде 32 или 354 Джинсови маси ($M_{J,0}$) при различните пускове на симулацията, което съответства на режими на умерена или силна самогравитация. Турбулентните потоци са слабо свръхзвукови, с $\mathcal{M} = 2$, а техните първоначални скорости са конструирани в пространството на Фурие с максимум на спектъра на мощността на пространствена скала, съответстваща на половината от размера на куба. Задават се три типа поле на скоростите, които се варират при различните пускове: чисто компресивно (c), чисто соленоидално (s) и смесено (m) (Federrath, Klessen & Schmidt, 2008). Еволюционната продължителност на пусковете на отделните HRIGT симулации варира от 0.4 до 2.5 времена на свободно падане. Някои от параметрите на числовите симулации са приведени в Табл. 2.1, колонки 1-6.

Предвид техните характеристики и заложените физически процеси, симулациите HRIGT са много подходящи за практическа проверка на предложения метод за извличане на втори ОСВ. Размерът на куба и неговата Джинсова маса, съчетани с малкото Махово число, наподобяват условията в плътните самогравитиращи облаци, докато адаптивната висока резолюция и достигнатите напреднали еволюционни стадии на МО, позволяват да се открие възможна втора ОСВ.

Появата и еволюцията на *единични* ОСВ в симулациите HRIGT са изследвани в V19 (вж. Част 2.3.2). Първоначалните полета на скоростта водят до оформянето на квази-логнормална ФВР- ρ , докато във всички случаи без един ОСВ може да се различи ($|q| \lesssim 4$) на етап, не по-късен от 80% от цялото време на пуск (вж. Фиг. 2.4). В крайните еволюционни етапи, проследени в симулацията – когато възникват първите протозвезди (sink частиците) – наклоните клонят към постоянна стойност, макар и с голяма несигурност, която подсказва появата на втора ОСВ. За приложение на предложения метод за извличане на втора ОСВ, ние построяваме ФВР- ρ по данни от кубовете почти в края на съответните пускове на симулацията (еволюционните времена са приведени в 6 колонка на Таблица 2.1).

Параметрите на ОСВ се извличат едновременно, с което се избягва произволната, окомерна оценка на ТОО и оттук съответното отклонение на наклона. Процедурата за осредняване на ОСВ параметрите по набор от реализации на ФВР с различен общ брой бинове за всеки избран $\rho_{\min}/\langle\rho\rangle$ премахва всяка зависимост на оценената ФВР от размера на бина.

На Фиг. 3.3 е показано чрез две илюстрации как определените от AM VPLFIT параметри на ОСВ зависят от избраната долна граница на обрязване $\rho_{\min}/\langle\rho\rangle$. Тяхното

поведение наподобява това на параметрите на ОСВ, извлечени от аналитичната ФВР (Фиг. 3.2). Първо, съвсем ясно се различават две групи с много близки, в рамките на грешката, оценени стойности за ТОО и наклоните. Тези две групи на отделните параметри могат да се асоциират с две различни ОСВ. Второ, двете групи са разделени от тесен диапазон $\rho_{\min}/\langle\rho\rangle$. Тук извлечените параметри на ОСВ се характеризират с диапазони на несигурност, сравними с разликата между средните параметри на ОСВ на двете групи. Трето, изборът на $\rho_{\min}/\langle\rho\rangle$ в рамките на обхвата на втората ОСВ дава по същество различни оценки на средните параметри на ОСВ в сравнение с тези на втората група. Отклонението расте, когато избраното обрязване да данните приближава границата на плътността при, която възникват sink частиците.

Този морфологичен анализ на характеристиките на ФВР предполага, че лесно можем да получим средните параметри на предполагаемите две ОСВ, налагайки някои определени изисквания за изключване на точките, които съответстват на $\rho_{\min}/\langle\rho\rangle$ от преходния диапазон между двете опашки или от десния край на ФВР, съответстващ на най-високите плътности. Ще приемем по-скоро консервативни критерии по отношение на съществуването на втора, детектируема ОСВ. Процедурата е следната:

1. *Първоначално окомерно оценяване на параметрите на ОСВ ($\tilde{q}_1, \widetilde{DP}_1$) и ($\tilde{q}_2, \widetilde{DP}_2$) на диаграмите $q - \rho_{\min}/\langle\rho\rangle$ и $DP_{1/2} - \rho_{\min}/\langle\rho\rangle$. Типичните стандартни отклонения на отделните точки се приемат като несигурност на тези оценки. За извличане на две ОСВ налагаме условията:*

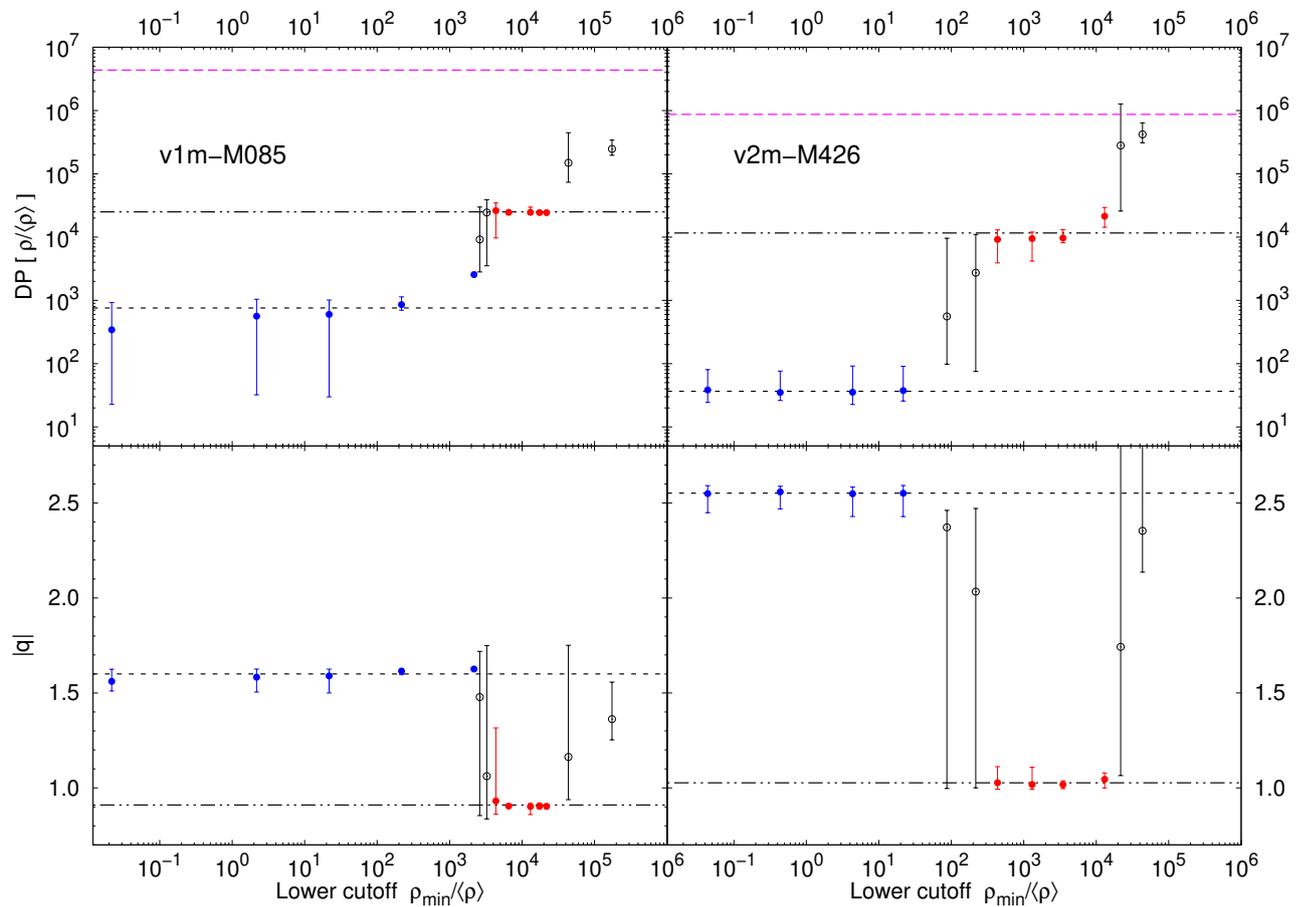
- $|\tilde{q}_1 - \tilde{q}_2| \geq 0.4$
- $SPT/\widetilde{DP}_2 > 10$, т.е. диапазонът на втората ОСВ да обхваща поне един порядък по плътности.

2. *Изключване на точки, които могат да изкривят оценките на ОСВ:*

- В преходния диапазон по плътности между предполагаемите две ОСВ: $\tilde{q}_1 < q < \tilde{q}_2, \widetilde{DP}_1 < \text{TOO} < \widetilde{DP}_2$ и $(\Delta q^+ + \Delta q^-) \sim |\tilde{q}_1 - \tilde{q}_2|$
- В края на ФВР, съответстващ на най-високите плътности: $\rho_{\min}/\langle\rho\rangle > a \times \widetilde{DP}_2$, където $a > 1$ е малък коефициент, зависещ от типичните стандартни отклонения.

3. *Усредняване на параметрите на ОСВ (q_1, DP_1) and (q_2, DP_2) по групите точки, асоциирани с предполагаемите ОСВ*

Определените параметри на ОСВ от избраните HRIGT пускове са приведени в Таблица 2.1, колонки 7-11. Тези опашки са изчертани за илюстрация на фона на отделни ФВР, за фиксиран голям общ брой бинове, на Фиг. 3.4. В всички без един от случаите, нашият метод извлича две ОСВ, като всяка от тях обхваща поне един порядък по плътности. Първите ОСВ се отклоняват от основната част на ФВР при $\rho/\langle\rho\rangle \sim 10^1 - 10^2$, като техните наклони варират в сравнително голям диапазон $-2.6 \lesssim q_1 \lesssim -1.6$. Извлечените втори ОСВ са по-еднотипни по отношение на техните параметри, с ТОО от порядъка на 10^4 и наклони близки до -1 . Очевидно изключение виждаме при пуската на симулацията v1s-M426 – в този случай втората ОСВ е



Фигура 3.3: Зависимостта на извлечените параметри на ОСВ от двата HRIGT пус-ка, при определено долно обрязване на плътностното разпределение. Нанесени са точките описващи първата ОСВ (сини) и ОСВ 2 (червени), както и (черните, отво-рени) тези, които не отговарят на определените критерии (вж. в текста). Средните параметри на ОСВ са отбелязани с черни пунктирни линии (за първата ОСВ – ти-рета, за ОСВ 2 – тире, два пъти точка). За сравнение е показана и границата за sink частиците (магента, пунктирана).

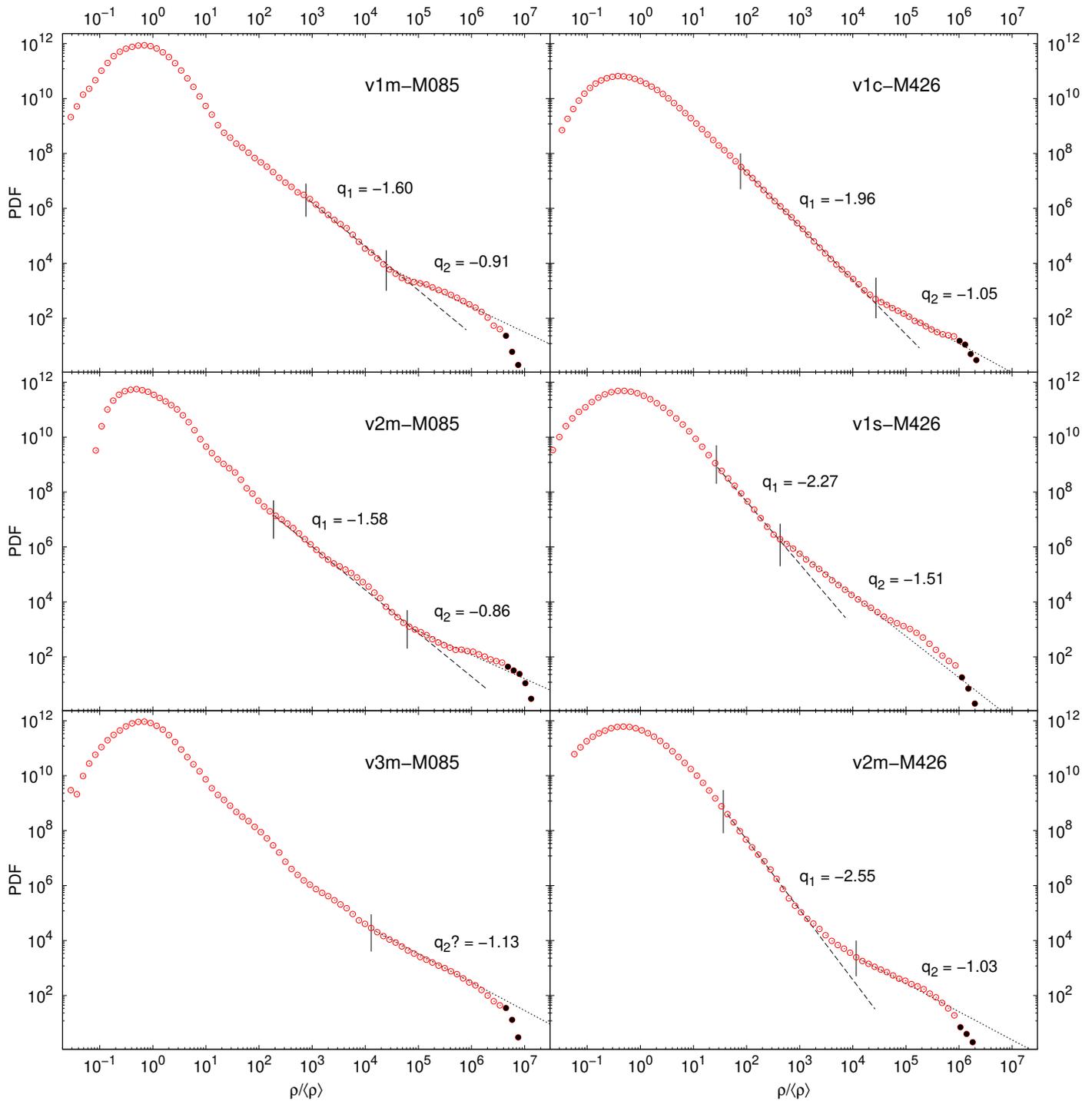
по-стръмна и също така обхваща много по-голям диапазон по плътности от първата ОСВ. Единичната ОСВ, установена при v3m-M085 е най-вероятно всъщност *втората* ОСВ, съдейки по пресметнатите параметри, докато първата опашка не е била засечена от метода поради твърде вълнистата ФВР- ρ в диапазона $10^1 \lesssim \rho/\langle\rho\rangle \lesssim 10^4$.

Като обобщение можем да кажем, че при всички случаи с детектирани две ОСВ, първата е по-стръмна от ~ -1.5 : гранична стойност, която може да се очаква от теоретични съображения (Girichidis et al., 2014). Тази граница се достига при два различни пуска на симулациите, характеризиращи се също така и с по-пласка втора ОСВ – това е указание за късни етапи на еволюция на симулираните облаци. Наклоните на вторите ОСВ са около -1 и са в съгласие със симулациите на звездообразуващи облаци, изследвани от Kritsuk, Norman & Wagner (2011). Тези открития предполагат, че нашият метод извлича коректно и успешно две ОСВ от гладки ФВР.

Представеният метод позволява задълбочен и подробен анализ на режимите на високи плътности в края на ФВР- ρ и ФВР- N в звездообразуващи области, а по този начин допринася значително за разбирането на физичното състояние на техните най-плътни подструктури (сгъстявания и ядра). Първо, методът може да осигури правилна оценка на наклона на втората ОСВ, който да бъде сравнен с теоретичните очаквания. През последното десетилетие бяха предложени няколко различни физични обяснения на втората ОСВ в ФВР- ρ . (Kritsuk, Norman & Wagner, 2011) интерпретират втората ОСВ с наклон $q \simeq -1$, установена при напреднали етапи на еволюцията на самогравитиращи облаци, възпроизведени от симулационни данни, като ефект на въртенето на нововъзникналите протозвездни ядра, осигуряващ допълнителна поддръжка срещу самогравитацията. От друга страна, Donkov et al. (2021) изтъкват, че преходът от първа към втора ОСВ при ФВР- ρ може всъщност да показва промяна в термодинамичното състояние на газа. Според техния модел на самогравитиращ облак с акреция на вещество, уравнението на състоянието $P_{\text{gas}} \propto \rho^\Gamma$ се променя от чисто изотермично ($\Gamma = 1$) във външните области към такова на “твърда политропа” с $\Gamma > 1$. Тези решения са свързани с различни профили на плътността, политропни показатели и енергиен баланс в дадения флуиден елемент – две от тях водят до $q = -2$ ($1 < \Gamma < 4/3$) и $q = -1$ ($\Gamma = 4/3$) и могат да се окажат като описания на последователни етапи от еволюцията на облака. Силните магнитни полета в облака, които противодействат на гравитацията и следователно забавят натрупването на материал в облака, също могат да обусловят възникването на втора ОСВ в ФВР- ρ (Kritsuk, Norman & Wagner, 2011).

3.2.2 Прилагане към наблюдателни данни от *Herschel*

Адаптираният VPLFIT метод, усъвършенстван за отделяне на втора ОСВ, може да се приложи и към наблюдателни данни с висока резолюция. Особено подходящи за целта са картите на колонковата плътност, получени по емисия на праха от космическия телескоп *Herschel*. Първи индикации за наличие на двойни ОСВ на ФВР- N в области на звездообразуване бяха открити от Schneider et al. (2015). Обективният характер на предложения метод и чувствителността му към негладки участъци в разпределението спомагат за разграничаването на случаите, когато наличието на две ОСВ е безспорно, от такива, при които съществуването на втора ОСВ е под въпрос.



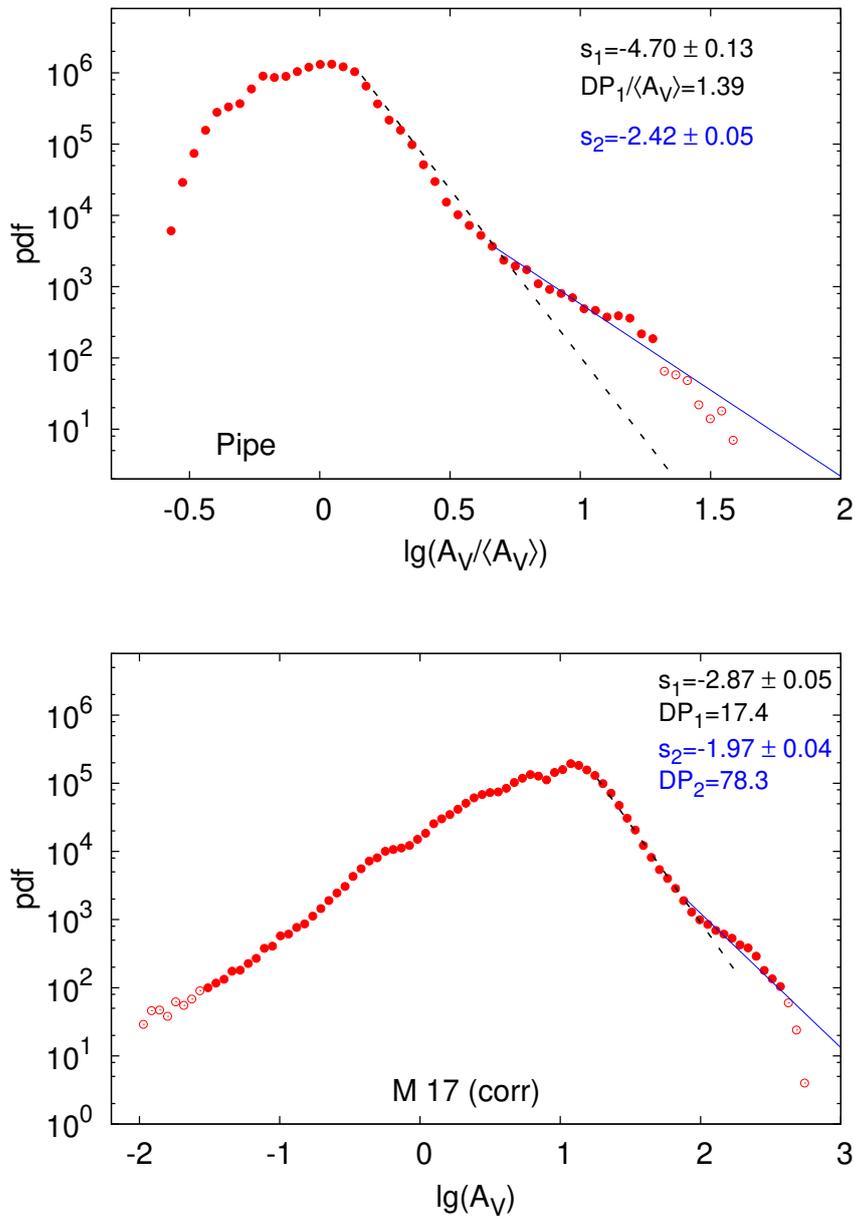
Фигура 3.4: Извлечените ОСВ от ФВР (за фиксиран брой бинове) при избраните HRIGT пускове. Черните точки са пренебрегнатите данни в края на разпределението, при високите плътности, над праговата плътност за sink частиците.

Това е особено важно към настоящия момент, когато изследването на Schneider et al. (2022) показва, че ФВР- N с двойни ОСВ изглежда са често явление в области с различна активност на звездообразуването.

Проведохме процедурата по извличане на ОСВ чрез усъвършенствания АМ VPLFIT от ФВР- N по данни от *Herschel* за няколко области на звездообразуване в Галактиката. Резултатите за две от тях са илюстрирани на Фиг. 3.5. Оригиначните карти на емисията на праха са получени на четири различни дължини на вълните в далечния инфрачервен диапазон с инструментите PACS и SPIRE (за повече подробности вж. Schneider et al. 2010, 2012). Параметрите на първата ОСВ са в добро съгласие с такива, определени от числени симулации. От друга страна, ФВР- N на редица изследвани области с активно звездообразуване показват ясно изразени ОСВ с наклони $-2 \geq n \geq -4$ (Schneider et al., 2013, 2015), които също са в съответствие с наши резултати от изучаването на еволюцията на ОСВ в самогравитиращи сгъстявания, по симулационните данни от HRIGT. При разумното предположение, че в зоните на локален колапс и звездообразуване в един молекулярен облак е налице сферична симетрия, общата структура на облака може да се опише чрез профил на плътността от степенен тип $\rho \propto r^{-p}$. Тогава може да се покаже (Donkov, Veltchev & Klessen, 2017), че наклонът n от ФВР- N е свързан с q от ФВР- ρ чрез формулата:

$$n = \frac{2q}{3 + q} ; \quad (3.2)$$

Ако заместим в тази формула типичната стойност на наклона на ОСВ в ФВР- ρ за напредналите еволюционни етапи на МО $q \sim -1.5$ (Girichidis et al., 2014), ще получим наклони на ОСВ 2, които са в добро съгласие с определените по картите от *Herschel* (Фиг. 3.5). Стигаме до заключението, че посредством АМ VPLFIT се извличат ОСВ от ФВР- ρ и ФВР- N , чиито наклони са взаимно съгласувани.



Фигура 3.5: ФВР- N с двойна ОСВ от карти на емисията на праха, получени по данни от *Herschel* за две области на звездообразване в Галактиката: област с малка маса (Pipe, вляво) и голяма маса (M17, вдясно).

Глава 4

Перспективи за бъдещи изследвания

Предвид актуалността на тематиката за двойни ОСВ в ФВР- ρ и ФВР- N и предизвикателствата пред тяхната физична интерпретация (вж. Част 1.3.3), ние продължаваме нашите изследвания с използването на числени данни с висока резолюция. Започнали сме работа върху голям набор симулации на образуването на протозвезди в първичен газ (с нулева металичност) и вариране на първоначалния енергиен баланс (Wollenberg et al., 2020). Едно от големите им предимства е, че програмният код позволява адаптивно подобрене на резолюцията в зависимост от нарастването на флуктуациите на плътността. Така локалните колапси могат да бъдат проследени в подробности (Greif et al., 2011) и, в частност, еволюцията на ФВР- ρ и ФВР- N в режим на големи плътности.

Wollenberg et al. (2020) изучават газовия колапс в гравитационно неустойчиво съгъстяване. Последното има маса $2671 M_{\odot}$ и се задава чрез сфера на Бонор-Еберт със съответния профил на плътността (Bonnor, 1956; Ebert, 1955), като е “потопено” в куб със страна 13 pc и с хомогенно разпределение на веществото. Металичността на газа е нулева, първоначалната температура в сферата е зададена да бъде 200 K. Различните физически характеристики на отделните симулационни пускове са избрани чрез вариране на първоначалното съотношение между ротационната и/или турбулентната енергии спрямо гравитационната:

- Свободно падане, без първоначална турбулентност или ротация;
- Наличие на първоначална ротация, без турбулентност;
- Наличие на първоначална турбулентност, без ротация;
- Наличие на първоначални ротация и турбулентност;

Получени са предварителни резултати от прилагането на АМ VPLFIT, с цел детектирането на множество ОСВ (ако такива съществуват):

- Във всички гореизброени пускове, малко след формирането на първата протозвезда се зараждат двойни ОСВ. Първата ОСВ в ФВР- ρ е устойчива и има наклон $q_1 \sim -1.3$, като последният е по-плосък от теоретичните очаквания и се обяснява с неизотермичната термодинамика, осигуряваща допълнителна поддръжка срещу колапса.

- Втората ОСВ в ФВР- ρ е устойчива при пусковете без първоначална турбуленция и/или ротация (тогава възниква една-единствена протозвезда), но търпи значителни флукутации при пусковете с включена първоначална поддръжка срещу гравитацията (възникват десетки протозвезди). Средният наклон на тази втора ОСВ е ~ -2 .
- Първата и втора ОСВ в ФВР- N от пусковете със свободно падане и тези с първоначална ротационна поддръжка са в относително добро съгласие с резултатите от наблюдателното изследване на Галактични области на звездообразуване Schneider et al. (2022).
- При пусковете с поддръжка срещу гравитацията, веднага след възникването на втора ОСВ в ФВР- ρ се появява и трета ОСВ, която е много плоска и се обяснява физически с образуването на акреционни дискове около протозвездите. Средният наклон на тази трета ОСВ е $= -1$, което се съгласува с резултатите от числени изследвания с висока резолюция (Kritsuk, Norman & Wagner, 2011; Khullar et al., 2021).

Глава 5

Обобщение на основните резултати

Настоящият дисертационен труд е посветен на изучаване и проследяване на еволюцията на звездообразуващи области, съставени от молекулен водород (H_2). Молекулярните облаци (МО) са своеобразни родилни отделения на звездите, ето защо тяхното зараждане и живот представляват изключително голям интерес за съвременната астрофизика. Един начин да разберем по-добре сложната мрежа от физични процеси (турбулентност, гравитация, магнитни полета и др.), която протича в тези най-гъсти, тъмни и студени региони на междузвездната среда (МС) е да използваме функция на вероятностното разпределение на плътността (ФВР). От резултатите от числени симулации и наблюдения на реални МО, знаем, че формата на ФВР, в начален етап на тяхната еволюция, когато турбулентността е основен фактор на въздействие, има логнормална форма. В последващите етапи, когато гравитацията започва да има осезаемо влияние и локално взема надмощие над останалите процеси, започва колапс на материята, имаме отклонение от логнормалното разпределение и при високите плътности се образува опашка от степенен вид (ОСВ). Поставихме си за цел да изследваме да разработим надежден и обективен метод за отделяне на тази ОСВ в разпределението на плътността (от числени симулации) и колонковата плътност (от наблюдения и от числени симулации), което да бъде от полза за анализа на физичните фактори и процеси, които ги обуславят. Математическата основа на метода е техниката PLFIT за отделяне на степенна апроксимация от произволно небинирано разпределение (Clauset, Shalizi & Newman, 2009) и нейната модификация за бинирани данни (Virkar & Clauset, 2014). Извлечените ОСВ се характеризират с два параметъра, които се определят едновременно: наклон и точка на отклонение от опашката (ТОО) от основното разпределение.

В изследванията, включени в настоящия дисертационен труд, постигнахме следните резултати:

- Разработихме процедура за извличане на ОСВ на ФВР- ρ и ФВР- N по числени и наблюдателни данни за МО и зони на звездообразуване в тях, наречена *адаптиран* ВРLFIT *метод* (Veltchev et al., 2019, V19). Методът работи с големи масиви от данни като използва бинираща схема на разпределението. Предимството на този метод е, че не се изключва възможността друга (нестепенна) функция да бъде по-подходяща апроксимация на разпределението на данните, а се определят ТОО и наклонът на най-добрата степенна апроксимация, ако

такава съществува. Разработихме схема за извличане на достоверни ОСВ, които не се влияят от избраното биниране на разпределението и обхващат поне два порядъка по (колонкова) плътност. Така получените усреднени параметри на ОСВ, наклон и ТОО, са определени максимално обективно.

- Адаптираният VPLFIT метод беше приложен към симулационни данни: а) от проекта SILCC, отчитащи обратното въздействие на новообразуваните звезди към средата и позволяващи адаптивно увеличаване на разделителната способност (на няколко нива) в сгъстените зони на МО; и б) от симулацията HRIGT, при по-опростена физична картина, но за сметка това с много висока разделителна способност, позволяваща изследване на звездообразуването на мащаби на сгъстявания и предзвездни ядра в МО. Данните от SILCC осигуряват възможност за проследяване на еволюцията на ФВР- ρ и ФВР- N в зони на звездообразуване на галактичен мащаб. Изучена беше *еволюцията на параметрите на опашката от степенен вид* (ОСВ). Наклоните на ОСВ на ФВР- ρ в късните етапи на еволюция на МО клонят към $q \sim -1.5$ – както при данните от SILCC, така при тези от HRIGT. От друга страна, ОСВ на ФВР- N , получена по наблюдателни (*Herschel*) данни, показва наклони $-2 \leq n \leq -4$.
- В следващата работа Marinkova et al. 2020a (M20a) изследвахме ОСВ, извлечена от ФВР- N на два гигантски МО (ГМО) в напреднал стадий на тяхната еволюция, симулирана от SILCC. Тези облаци се намират в зони с повишена разделителна способност, което позволява да се установят евентуални гранични ефекти върху параметрите на ОСВ от избраното очертаване на избраната област. За целта еволюцията на ОСВ на ФВР- N бе проследена чрез два различни подхода: 1) с налагане на четири правоъгълни рамки с нарастващ размер, обхващащи избраните ГМО и разреждения газ в близката им околност; и 2) в рамките на изоконтур, дефиниран чрез долна гранична стойност на колонковата плътност, която е по-малка от средната ТОО, установена от анализа на ОСВ в рамките от точка 1).
- Най-важните резултати от M20a са два. Първо, параметрите на ОСВ, извлечени чрез AM VPLFIT са в много добро съответствие с тези, получени чрез прилагането на метода PLFIT върху небинирани данни. Това е потвърждение, че AM VPLFIT е *надеждна техника за извличане на ОСВ*. Второ, параметрите на ОСВ във всички правоъгълни рамки, при даден еволюционен етап на МО, са с много подобни стойности. Това означава, че H_2 с ниска плътност, разположен извън главните влакнести структури на ГМО, не допринася за обхвата на ОСВ. Средната ТОО грубо съвпада с колонковата плътност, при която големите сгъстявания стават свръхкритични – което загатва за гравитационната свързаност на облачните структури, очертани от изоконтури, съответстващи на нейната стойност. Наклонът на ОСВ на ФВР- N в изоконтурата остава почти постоянен във времето ($n \geq -1.2$), като стойността му е много по-малка както от тази, получена при теоретични изследвания на самогравитиращи облаци ($n \sim -2$), така и от тази от наблюдения на области на звездообразуване или разреждени облаци. Обяснението би могло да бъде, че *ОСВ на ФВР- N на молекулярния газ*

не следва задължително очакваната еволюция на $\Phi_{\text{ВР-}N}$, получено от карти на целия (молекулен и атомен) газ, само въз основа предположението за гравитационно свиване (Vázquez-Semadeni, 2010).

- Впоследствие усъвършенствахме АМ VPLFIT с цел извличане на втора ОСВ (ОСВ 2) на $\Phi_{\text{ВР-}\rho}$ или $\Phi_{\text{ВР-}N}$ (Marinkova et al. 2021; M21). Идеята се основа на зависимостта на параметрите на ОСВ от избраната долна граница на обрязване на разпределението; *варирането на тази граница ни позволява да детектираме две различни ОСВ*. Разработеният подход най-напред е изпробван върху аналитичен $\Phi_{\text{ВР-}\rho}$ с основна логнормална част и две ОСВ, а след това – върху данни от числени симулации на самогравитиращи изотермични звездобразуващи облаци (HRIGT), с пространствена скала на типичните сгъстявания 0.5 pc и с допълнителна адаптивна резолюция в зоните с голяма плътност. Изискването за достоверност на ОСВ 2 е обхватът ѝ да бъде поне един порядък, а наклонът да се различава с поне 0.4 от наклона на първата ОСВ. *Във всички случаи, с изключение на един, са установени две ОСВ*. Първата от тях е по-стръмна, а наклонът на ОСВ 2 е по-плосък от -1.5 и клони към ~ -1 . Тези резултати са в добро съгласие с очакванията от числени (Kritsuk, Norman & Wagner, 2011) и теоретични (Girichidis et al., 2014) изследвания. Това показва, че разработеното разширение на АМ VPLFIT може успешно да се използва за откриване на втора ОСВ на гладка функция на вероятностното разпределение на плътността и да дава достоверни оценки на параметрите на ОСВ. Прилагането на метода към $\Phi_{\text{ВР-}\rho}$ или $\Phi_{\text{ВР-}N}$ на данни от наблюдения с висока разделителна способност и/или числени симулации на звездобразуващи региони може да изясни физическите условия в най-гъстите подструктури на МО.
- За пълнота приложихме усъвършенствания АМ VPLFIT и към наблюдателни данни за няколко области с активно звездобразуване, получени от космическия телескоп *Herschel* (Marinkova et al. 2020b; M20b). Резултатите за някои от тях показват *наличието на двойни ОСВ, като втората е по-плоска от първата*. Впоследствие мащабното изследване на Schneider et al. (2022), обхващащо трийсетина области на звездобразуване с различна маса, недвусмислено потвърди, че втората ОСВ 2 е типичен случай. Това дава добра перспектива за използването на разработения от нас АМ VPLFIT .

Библиография

- Alves, J., Lombardi, M., Lada, C., 2017, *A&A*, 606, L2
- Alves de Oliveira, C., Schneider, N., Merin, B., Prusti, T., Ribas, A., Cox, N. L. J., 2014, *A&A*, 568, 98
- Ballesteros-Paredes, B. J., 2006, *MNRAS*, 372, 443
- Ballesteros-Paredes, J., Gazol, A., Kim, J., Klessen, R., Jappsen, A., Tejero, E., 2006, *ApJ*, 637, 384
- Ballesteros-Paredes, B. J., Hartmann, B. L., Vázquez-Semadeni, B. E., Heitsch, F., Zamora-Avilés, M., 2011, *MNRAS*, 411, 65
- Ballesteros-Paredes, J., D'Alessio, P., Hartmann, L., 2012, *MNRAS*, 427, 2562
- Ballesteros-Paredes, J., & Vázquez-Semadeni, E., 1995, *RevMexAA, Ser. Conf.*, 3, 105 (BV95)
- Beck, R., Brandenburg, A., Moss, D., Shukurov, A., Sokoloff, D., 1996, *ARA&A*, 34, 155
- Beck, R., Chamandy, L., Elson, E., Blackman, E. G., 2019,
- Bergin, E., Tafalla, M., 2007, *ARA&A*, 45, 339
- Bertoldi, F. and McKee, C. F., *ApJ*, 395, 140, 1992
- Blasi, P., 2013, *AARev*, 21, 70,
- Bolatto, A. D., Leroy, A. K., Rosolowsky, E., Walter, F. & Blitz, L., *ApJ*, 868, 948, 2008
- Bonnor W. B., 1956, *MNRAS*, 116, 351
- Boulares, A., Cox, D. P., 1990, *ApJ*, 365, 544
- Brandenburg, A., Subramanian, K., 2005, *PhR*, 417, 1
- Brunt, C. M., 2015, *MNRAS*, 449, 4465
- Burkhart, B., Stalpes, K., Collins, D. C., 2017, *ApJ*, 834, 1
- Burkhart, B., Collins, D. C., Lazarian, A., 2015, *ApJ*, 808, 48

Cardelli, J. A., Clayton, G. C., Mathis, J. S., 1989, *ApJ*, 345, 245

Cernicharo, J., 1991, 342, 28

Chabrier, G., 2003, *PASP*, 115, 763

Clauset, A., Shalizi, C. R., Newman, M. E. J., 2009, *SIAM Rev.*, 51, No. 4, 661

Collins, D. C., Padoan, P., Norman, M. L., Xu, H., 2011, *ApJ*, 731, 59

Collins, D., Kritsuk, A., Padoan, P., Li, H., Xu, H., Ustyugov, S., Norman, M., 2012, *ApJ*, 750, 13

Cox, P., Kruegel, E., Mezger, P. G., 1986, *A&A*, 155, 380

Crutcher, R., Wandelt, B., Heiles, C., Falgarone, E., Troland, Th., 2010, *ApJ*, 725, 466

Dame, T., Hartmann, D., Thaddeus, P., 2001, *ApJ*, 597, 792

Dib, B. S., Kim, B. J., Vázquez-Semadeni, B. E., Burkert, B. A., & Shadmehri, B. M., 2007, *ApJ*, 661, 262

Donkov, S., Stefanov, I. Z., 2018, *MNRAS*, 474, 5588

Donkov, S., Stefanov, I., 2019, *MNRAS*, 485, 3224

Donkov, S., Stefanov, I., Veltchev, T., Klessen, R. S., 2021, *MNRAS*, 505, 3655

Donkov, S., Veltchev, T., Klessen, R. S., 2017, *MNRAS*, 466, 914

Donkov, S., Veltchev, T., Klessen, R. S., 2011, *MNRAS*, 418, 916 (Paper I)

Donkov, S., Veltchev, T., Klessen, R. S., 2017, *MNRAS*, 466, 914

Dubey, A., et al., 2008, in Pogorelov N. V. , Audit E., Zank G. P., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 385, Numerical Modeling of Space Plasma Flows: Astronom 2007*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 145

Dyson, J. E., Williams, D. A., 1997, *The physics of the interstellar medium*. Edition: 2nd

Ebert R., 1955, *ZAp*, 37, 217

Federrath, C., Klessen, R., Schmidt, W., 2008, *ApJ*, 688, L79

Federrath, C., Roman-Duval, J., Klessen, R., Schmidt, W., Mac Low, M.-M., 2010, *A&A*, 512, 81

Federrath, C., Klessen, R. S., 2012, *ApJ*, 761, 156

Federrath, C., Klessen, R. S., 2013, *ApJ*, 763, 51

Ferriere, K. M., 2001, *RvMP*, 73, 1031

Field, G. B., Goldsmith, D. W., & Habing, H. J. 1969, *ApJ*, 155, L149

Froebrich, D., Rowles, J., 2010, *MNRAS*, 406, 1350

Fryxell, B., et al., 2000, *ApJS*, 131, 273

Girichidis, P., et al., 2016, *MNRAS*, 456, 3432

Girichidis P., Federrath C., Banerjee R., Klessen R. S., 2011, *MNRAS*, 413, 2741

Girichidis P., Konstandin L., Whitworth A. P., Klessen, R. S., 2014, *ApJ*, 781, 91

Girichidis, P., Seifried, D., Naab, T., Peters, T., Walch, S., Wünsch, R., Glover, S. C. O., Klessen R. S., 2018, *MNRAS*, 480, 3511

Glover, S., Federrath, C., Mac Low, M.-M., Klessen, R. S., 2010, *MNRAS*, 404, 2

Gould, R. J., Salpeter, E. E., 1963, *ApJ*, 138, 393

Greif, T. H., Springel, V., White, S. D. M., Glover, S. C. O., Clark, P. C. ; Smith, R. J., et al., 2011, *ApJ*, 737, 75

Heiles, C., Crutcher, R., 2005, *LNP*, 664, 137

Hennemann, M., Motte, F., Schneider, N., Didelon, P., Hill, T., Arzoumanian, D., 2012, *A&A*, 543, 3

Heyer, M., & Brunt, C., 2004, *ApJ*, 615, L45

Hopkins, P. F., Quataert, E., Murray, N., 2011, *MNRAS*, 417, 950

Jeans, J. H., 1902, *Phil. Tr. RAS*, 199, 1

Jaupart, E., Chabrier, G., 2020, *ApJ*, 903, 2

Kainulainen, J., Beuther, H., Henning, T., Plume, R., 2009, *A&A*, 508, L35

Kainulainen, J., Federrath, C., Henning, T., 2014, *Sci*, 344, 183

Kennicutt, R. C. Jr, 1998, *ApJ*, 498, 541

Khullar, S., Federrath, C., Krumholz, M. R., Matzner, C. D., 2021, *MNRAS*, 507, 4335

Klessen R., 2000 *ApJ*, 535, 869

Klessen, R. S., & Hennebelle, P., 2010, *A&A*, 520, A17

Kolmogorov, A., 1941, *Akademiia Nauk SSSR Dokl.*, 30, 301

Körtgen, B., Federrath, C., Banerjee, R., 2019, *MNRAS*, 482, 5233

Kritsuk, A., Norman, M., Padoan, P., & Wagner, R., 2007, *ApJ*, 665, 416

- Kritsuk, A., Norman, M., & Wagner, R., 2011, *ApJ*, 727, L20 (KNW 11)
- Larson, R., 1981, *MNRAS*, 194, 809
- Li, Y., Klessen, R., Mac Low, M.-M., 2003, *ApJ*, 592, 975
- Lombardi, M., Alves, J., Lada, C., 2010, *A&A*, 519, 7 (LAL10)
- Lombardi, M., Alves, J., Lada, C., 2015, *A&A*, 576, 1
- Mac Low, M.-M., & Klessen, R., 2004, *Rev. Mod. Phys.*, 76, 125
- Marinkova, L., Veltchev, T., Girichidis, Ph., Donkov, S., 2021, *AN*, 342, 898; [**M21**]
- Marinkova, L., Veltchev, T., Stanchev, O., Donkov, S., 2020, *BlgAJ*, 33, 64; [**M20a**]
- Marinkova, L., Veltchev, T., Stanchev, O., Donkov, S., 2020, *Pub. of Astr. Soc. "Rudjer Boskovic"*, Proceedings of the 12th SBAC, eds. L. Popovic, V. Sreckovic, M. Dimitrijevic, A. Kovacevic, pp. 51-60, ISBN 978-86-89035-15-5; [**M20b**]
- Mathis, J. S., Mezger, P. G., Panagia, N., 1983, *A&A*, 128, 212
- Matsumoto, T., Dobashi, K., Shimoikura, T., 2015, *ApJ*, 801, 77
- McKee, C.F. & Ostriker, J.P. 1977, *ApJ*, 218, 148
- McKee, C., Zweibel, E., 1992, *ApJ*, 399, 551
- Molina, F., Glover, S., Federrath, C. Klessen, R., 2012, *MNRAS*, 423, 2680
- Nordlund, A., Padoan, P., In *Interstellar Turbulence*, Proc 2nd Guillermo Haro Conf., ed. J Franco, A Carraminana, p. 218. Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press
- Orlando, E., Grenier, I., Tatischeff, V., Bykov, A. M., Kiener, J., 2019, *American Astronomical Society*, HEAD meeting 17, id.109.07
- Ostriker EC, Lee CF, Stone JM, Mundy LG., 2001, *ApJ*. 557, 443
- Ostriker EC., See Falgarone & Passot 2003, p. 252
- Padoan, P., Nordlund, A., Jones, B., 1997, *MNRAS*, 288, 145
- Passot, T., Vázquez-Semadeni, E., 1998, *Phys. Rev. E*, 58, 4501
- Penzias, A., Solomon, P., Jefferts, K., Wilson, R., 1972, *ApJ*, 174, L43
- Russeil, D., Schneider, N., Anderson, L. D., Zavagno, A., Molinari, S., Persi, P., 2013, *A&A*, 554, 42
- Scalo, J., Elmegreen, B. G., 2004, *ARA&A*, 42, 275
- Schmidt, M., 1959, *ApJ*, 129, 243

- Schneider, N., Motte, F., Bontemps, S., Hennemann, M., di Francesco, J., Andre, Ph., Zavagno, A., et al., 2010, *A&A*, 518, 83
- Schneider, N., Bontemps, S., Simon, R., Ossenkopf, V., Federrath, C., Klessen, R. S., Motte, F., André, Ph., 2011, *A&A*, 529, 1
- Schneider, N., Csengeri, T., Hennemann, M., Motte, F., Didelon, P., Federrath, C., Bontemps, S., Di Francesco, J., et al., 2012, *A&A*, 540, 11
- Schneider, N., Andre, Ph., Konyves, V., Bontemps, S., Motte, F., Federrath, C., Ward-Thompson, D., 2013, *ApJ*, 766, 17
- Schneider, N., Bontemps, S., Girichidis, P., et al. 2015, *MNRAS*, 453, L41
- Schneider, N., Ossenkopf-Okada, V., et al. 2022, *A&A* (submitted)
- Seifried, D., et al., 2017, *MNRAS*, 472, 4797
- Shadmehri, B. M., Vázquez-Semadeni, E., & Ballesteros-Paredes, J., 2004, *ASP Conf.*, 276, 190
- Slyz, A. D., Devriendt, J. E. G., Bryan, G., Silk, J., 2005, *MNRAS*, 356, 737
- Solomon, P., Rivolo, A., Barrett, J., Yahil, A., 1987, *ApJ*, 319, 730
- Stanchev O., Veltchev T., Kauffmann J., Donkov S., Shetty R., Körtgen B., Klessen R. S., 2015, *MNRAS*, 451, 5575
- Stinson, G. S., Bailin, J., Couchman, H., Wadsley, J., Shen, S., Nickerson, S., Brook, C., Quinn, T., 2010, *MNRAS*, 408, 812
- Tielens, A. G. G. M., 2010, book, *The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium*
- Vázquez-Semadeni, E., 1994, *ApJ*, 423, 681
- Vázquez-Semadeni, E., 2009, *ArXiv e-prints*. 0902.0820
- Vázquez-Semadeni, E., Banerjee, R., Gómez, G., Hennebelle, P., Duffin, D., Klessen, R. S., 2011, *MNRAS*, 414, 2511
- Vázquez-Semadeni, E., 2010, in Kothes, R., Landecker, T., Willis, A., *ASP Conf. Ser. Vol. 438, The Dynamic Interstellar Medium: A Celebration of the Canadian Galactic Plane Survey*. *Astron. Soc. Pac.*, San Francisco, p. 83; arXiv 1009.3962
- Vázquez-Semadeni, E., Gómez, G., Jappsen, A., Ballesteros-Paredes, J., González, R., Klessen, R. S., 2007, *ApJ*, 657, 870
- Veltchev, T., Girichidis, Ph., Donkov, S., Schneider, N., Stanchev, O., Marinkova, L., Seifried, D., Klessen, R. S., 2019, *MNRAS*, 489, 788; [**V19**]
- Virkar Y., Clauset A., 2014, *Annals of Appl. Stat.*, vol. 8, No. 1, 89 (arXiv:1208.3524)

- Walch, S., et al., 2015, MNRAS, 454, 238
- Ward, R. L., Wadsley, J., Sills, A., 2014, MNRAS, 445, 1575
- Webber, W. R., 1998, ApJ, 506, 329,
- Widrow, L. M., Ryu, D., Schleicher, D. R. G., Subramanian, K., Tsagas, C. G., Treumann, R. A., 2012, SSRv, 166, 37
- Wielebinski, R., Beck, R., 2005, LNP, 664
- Wilson, R., Jefferts, K., Penzias, A., 1970, ApJ, 161L, 43
- Wünsch R., Walch S., Dinnbier F., Whitworth A., 2018, MNRAS, 475, 3393
- Wollenberg, K. M. J., Glover, S. C. O., Clark, P. C., Klessen, R. S., 2020, MNRAS, 494, 1871