



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

Орлин Иванов Станчев

Изучаване на структурата на Галактични
области на звездообразуване и на
асоциирани с тях молекулярни облаци

АВТОРЕФЕРАТ НА ДИСЕРТАЦИЯ

*за присъждане на образователна и
научна степен “доктор”*

Научен консултант: доц. д-р Тодор Велчев, Физически факултет,
СУ “Св. Климент Охридски”

София, 2017 г.

Дисертантът е бил докторант на самостоятелна подготовка в катедра “Астрономия” на Физическия факултет, СУ “Св. Климент Охридски”. Понастоящем работи като асистент към същата катедра.

Дисертационният труд се състои от увод, изложение в 3 глави, заключение, резюме на индивидуалните приноси на кандидата, насоки за бъдещо развитие, благодарности, литература и списък на публикациите. Той съдържа общо 126 страници, включващи 44 фигури, 13 таблици и цитати от 210 литературни източника. Основава се на 2 публикации в списание с импакт-фактор, в една от които дисертантът е първи автор и 3 доклада на научни конференции, в 2 от които дисертантът е първи автор. Изследванията, представени в дисертацията, са извършени във Физическия факултет, СУ ”Св. Климент Охридски”, в сътрудничество с колеги от университета в Кьолн, Германия, и Института по теоретична астрофизика в Хайделберг, Германия.

* * *

Използвани съкращения и означения

На кирилица

MC	Междузвездна Среда
МО	Молекулярен Облак(Облаци)

На латиница

CF	Central Filament (в областта Orion A)
CMF	Clump Mass Function
CNM	Cold Neutral Medium
FWHM	Full Width at Half Maximum
IMF	Initial Mass function
MHD	Magneto-HydroDynamic
ML	Maximum Likelyhood
NLLS	Non-Linear Least-Squares (fit)
PDF	Probability Density Function
PR	Perseus Region (област на звездообразуване Perseus)
PRg	Polygonal Ring (в областта Orion A)
UV	UltraViolet
WNM	Warm Neutral Medium
WIM	Warm Ionized Medium

Означения

H I	Атомен (нейонизиран) водород
H II	Йонизиран водород
N -pdf	PDF на колонковата плътност
ρ -pdf	PDF на пространствената плътност

Съдържание

Увод	3
Изложение на дисертацията	
Глава 2: Обща структура на областта на звездообразуване Perseus	11
2.1 Обект на изследване и наблюдателни данни	11
2.2 Вероятностно разпределение на колонковата плътност	13
2.2.1 Декомпозиция на N -pdf и понятие за размерна скала	14
2.3 Физическа интерпретация	17
2.3.1 Основни предположения и дефиниции	17
2.3.2 Физически режими и скалирания на плътността	18
2.3.3 Сравнение с числени симулации	19
2.4 Хипотеза за пространствени домени с различен физически режим .	20
2.5 Изводи от изследването	21
Глава 3: Обща структура на областта на звездообразуване Orion A	22
3.1 Обект на изследване и наблюдателни данни	23
3.2 Декомпозиция на N -pdf в избраните зони	24
3.3.1 Хипотеза за наличие на различни физически режими	25
3.4 Изводи от изследването	26
Глава 4: Сгъстявания в областта на звездообразуване Rosette	27
4.1 Обект на изследване и наблюдателни данни	27
4.2 Отделяне на сгъстявания и оценка на основните им характеристики	28
4.2.1 Размери и маси на сгъстяванията	29
4.3 Отъждествяване на сгъстявания от различни изводки	29
4.4 Физически анализ	31
4.4.1 Оценка на X-фактора	31
4.4.2 Диаграма маса-размер и вириален анализ	31
4.5 Функции на масите на сгъстяванията	34
4.6 Изводи от изследването	35
5. Основни резултати и научни приноси	37
Литература	39
Публикации по темата на дисертацията	42

УВОД

Обекти и физическа рамка на изследването

Физическите обекти на изследване в дисертацията са областите на звездообразуване Perseus, Orion A и Rosette и асоциираните с тях *молекулярни облаци* (МО). Първите два обекта използваме за изучаване на общата структура на МО, докато областта Rosette използваме за отделяне на локални *сгъстявания* в асоциирания с тази област МО. Междузвездната среда (МС) представлява смес от газ, прах, космически лъчи и магнитни полета, изпълващи междузвездното пространство в галактиките. Газовата компонента може да съществува в няколко състояния, характеризиращи се с различни диапазони по плътност и температура: гореща йонизирана среда ($n \sim 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$, $T \sim 10^6 \text{ K}$), топла йонизирана и топла неутрална среда (WNM; $n \sim 0.3 \text{ cm}^{-3}$, $T \sim 10^4 \text{ K}$), студена неутрална (атомна) среда (CNM; $n \sim 30 \text{ cm}^{-3}$, $T \sim 100 \text{ K}$) и гигантски молекулярни облаци (ГМО; $n \geq 100 \text{ cm}^{-3}$, $T \sim 10 - 30 \text{ K}$) с типични размери L от порядъка на няколко десетки парсека. В ГМО се наблюдава голямо многообразие от подструктури: *сгъстявания* с размери $l \sim 0.1 - 3 \text{ pc}$ и плътности $n \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$, и по-плътни *ядра* ($l \sim 0.05 - 0.1 \text{ pc}$ и $n \gtrsim 10^4 \text{ cm}^{-3}$).

Според съвременната еволюционна парадигма, фундаменталният физичен процес, който осигурява формирането на плътни атомни и молекулярни облаци, е топлинната неустойчивост в атомната МС. Някои симулации показват, че наличието на трансзвукова свиваща турбулентност в устойчивата WNM, може да доведе до нелинеен фазов преход към студената плътна фаза (Koyama & Inutsuka, 2002). Тези процеси обикновено се задвижват от неустойчивости на големи (галактични) скали. Така взаимодействащите си помежду си турбулентни потоци в WNM произвеждат турбулентни облаци в CNM.

Структурата и физиката на МО се определят най-вече от взаимодействието на *турбулентността и гравитацията*, доминиращи еволюцията на облака от самото му възникване и предопределящи неговата история още на Галактични скали (Vázquez-Semadeni, 2010, 2012). Широкият интервал от размерни скали обхващащи структурите в МО, между тази, на която се внася енергията (от порядъка на $\sim 200 \text{ pc}$), и скалата на турбулентна дисипация (вероятно под милипарсек), правят изучаването на свойствата на турбулентността в МС трудно. Турбулентността се дефинира като неустойчивост на ламинарните потоци, която се развива, когато инерционните сили многократно превишават силите на вътрешно триене, т.е. когато числото на Рейнолдс има стойност поне няколкостотин. Възникналата неус-

тойчивост на размерна скала L е основна причина за пренос на кинетична енергия към по-малките скали, които евентуално също могат да станат неустойчиви и да предадат кинетична енергия на още по-малки скали. Това е феномен на каскадно предаване на енергията от големите към по-малките размерни скали – т.нар. „турбулентна каскада”, която се установява в диапазона между размерна скала, няколко пъти по-малка от скалата на внасяне на енергията и скалата на дисипация, съизмерима със средната дължина на свободния пробег на частиците, т.е. на която турбулентните движения преминават в топлинни движения на частиците. Времето, необходимо за развитие на тази неустойчивост на скала L , е от порядъка на турбулентното характерно време (“turbulent crossing time”) $\tau_L = L/u_L$, за което турбулентните флуктуации обхващат цялата скала. Наличието на инерционна област от скали, където загубите на енергия са пренебрежими, се потвърждава, като турбулентната среда може да се счита, с добро приближение, за хомогенна и изотропна. Симулацията на силно свръхзвукова 3D турбулентност на Krtsuk et al. (2007) показва скалиране на скоростта $u_L \propto L^\beta$, където β заема стойности между 0.33 (несвиваема) и 0.50 (напълно свиваема турбулентност).

Един сравнително прост, но същевременно силно ефективен начин за изучаване структурата на молекулярните облаци е анализът на обемно претеглената функция на вероятностното разпределение на плътността (probability density function, PDF). Редица числени симулации на изотермичен газ в свръхзвукова турбулентност (Vázquez-Semadeni, 1994; Padoan et al., 1997; Krtsuk et al., 2007; Federrath et al., 2010) показват, че PDF на плътността клони към логнормално разпределение за чисто турбулентен режим, т.е. когато действието на гравитацията не е определящо за структурата на облака:

$$p(s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_s^2}} \exp\left[-\frac{(s - s_0)^2}{2\sigma_s^2}\right] \quad (1)$$

Тук $s = \ln(\rho/\bar{\rho})$ е логаритмичната безразмерна плътност (нормирана към средната плътност $\bar{\rho}$ на средата), а σ_s и s_0 са съответно дисперсията и медианата на разпределението. Тази функция описва вероятността произволно избрана точка в изследвания обем да притежава плътност $\ln(\rho/\bar{\rho})$ в интервала от s до $s + ds$. Изразът за средната плътност на газа $\bar{\rho} = \int p(s)\rho ds$ изисква връзка $s_0 = -\sigma_s^2/2$ между s_0 и σ_s . Federrath (2013) установява, че дисперсията на плътността зависи от отношението на компресивното към соленоидалното задвижване b , вариращо между 1/3 и 1 (т.е. от начина на пораждане на флуктуации на плътността), както и от отношението на топлинното към магнитното налягане β_0 , при някаква средна плътност и сила на магнитното поле: $\sigma_s^2 \approx \ln(1 + b^2 M^2 \beta_0 / (\beta_0 + 1))$

Процесите, които пораждат наблюдаваната турбулентност в МС, можем да разделим в две основни категории: от една страна, процеси на превръщане на част от потенциалната енергия на галактиката в турбулентни газови движения, а от друга, процеси на обратно въздействие на звездите върху динамиката на МС. В първата категория попадат процесите на акреция и ротация. Акрецията на газ от халото върху диска на спирална галактика е съпроводена с пренос на кинетична енергия и представлява ефективен източник на вътрешна турбулентност

на по-малките размерни скали. Ротацията включва всички механизми, свързани с диференциалното въртене на галактичния диск, динамиката на спиралните ръкави и магниторотационните неустойчивости. Това са процеси, които превръщат ротационната енергия на галактиката в кинетична енергия на турбулентните газови движения. Втората категория процеси предполагат звезден източник на турбулентна енергия: свръхнови, протозвездни ветрове, звезден вятър от О звезди и гигантски обвивки, останки от избухване на свръхнови. Можем ли да кажем кой е преобладаващият източник на турбулентност в МО? Klessen & Hennebelle (2010) установяват, че избухването на свръхнови и въздействието, което то оказва върху средата, е достатъчен източник за възбудждане на турбулентност. Локално обаче, турбулентността може да се задвижи и от други източници на енергия, като влиянието на ветрове (или струи) от протозвезди и гравитационните неустойчивости в средата.

Едно от ранните, но ключови изследвания на структурата на МО принадлежи на Larson (1981). Като използва карти на близки облаци в радиодиапазона, той показва, че МО и фрагменти от тях се подчиняват на три скалиращи закона: (1) съотношение скорост – размер: $\sigma_{1D} = 0.5 (L/1.0\text{pc})^{0.5} \text{ km s}^{-1}$; (2) приблизително вириално равновесие (т.е. вириалният параметър е близък до единица): $\alpha_{vir} = a^2 E_k / |E_p| = 5\sigma_{1D}^2 L / GM \approx 1$ и (3) съотношение плътност – размер, което сочи приблизително постоянна колонкова плътност: $\Sigma \propto L^{0.1}$. Вириалният параметър α_{vir} отчита баланса между кинетичната енергия на облака и неговата гравитационна енергия, като M е масата на облака, а G е гравитационната константа (Bertoldi & McKee, 1992). Често α_{vir} се използва за определяне на динамичното състояние на облака: при $\alpha_{vir} < 1$, гравитационната енергия доминира над кинетичната и облакът ще претърпи гравитационен колапс, докато при $\alpha_{vir} > 1$ облакът ще започне да се разширява, ако не се поддържа от външно налягане. Стойности на вириалния параметър, близки до единица, не говорят за вириално равновесие (Ballesteros-Paredes, 2006), а по-скоро са индикатор за равнодяловост между турбулентната и гравитационната енергии в МО, като и двете надвишават с няколко порядъка топлинната. За цялостния енергиен баланс трябва да се отчете и ролята на магнитните полета.

Гравитацията е другият физически агент за образуването, структурата и еволюцията на МО, с равна значимост спрямо свръхзвуковата турбулентност. Тя действа в силно турбулентна МС, при наличието на магнитни полета. Това означава, че нейната роля в МО не трябва да се разглежда изолирано. Когато гравитацията отсъства или действа достатъчно дълго в (МО със слабо звездообразуване), вероятностното разпределение на плътността (PDF) се определя изцяло от свръхзвуковата турбулентност. При напреднала еволюцията на облака обаче, действието на гравитацията променя формата на PDF, като в областта на високите плътности се развива т. нар. „степенна опашка“. Нашите резултати от анализа на PDF за МО Perseus (Глава 2) потвърждават това поведение. PDF на колонковата плътност, получени от нас за вложени елиптични зони около МО Perseus, показват, че въпреки наличието на степенна опашка, част от логнормалата се запазва. Това означава, че в интервала на по-ниските плътности на PDF, турбулентността е водеща.

Математически степенната опашка се описва с функцията $P(s)ds = \exp(qs)ds$, където $s = \ln(\rho/\rho_0)$ е логаритмичната плътност, а $q < 0$ е наклонът на опашката. Тази част от разпределението описва режима с принос на протозвездните ядра. В едно наше изследване (Donkov, Stanchev & Veltchev, 2012) показваме как степенната опашка може да послужи като основа за предсказване на наклона на спектъра на масите на протозвездните ядра в диапазона на по-големите маси. Оказва се, че този наклон е почти Солпите (Salpeter, 1955), което се съгласува добре с редица други наблюдения. Интерпретацията на тези резултати е, че началната функция на звездните маси (поне в нейната масивна част) е зададена още на предишен етап от еволюцията на средата, в която ще се зародят звезди.

Концептуално най-простият начин за изследване на областите на звездообразуване, е чрез топлинното излъчване на междузвездния прах. Междузвездният газ не е достатъчно плътен, за да постигне равновесие с общото радиационно поле. Поради тази причина не можем да регистрираме топлинно излъчване на газа в МС. Мисията PLANCK, изследваща цялото небе, картографира емисията на междузвездния прах в субмилиметровата област и установява съществуването на значително количество молекулен газ в Галактиката, който не се трасира от емисиите на различни молекулни индикатори. Този газ се намира в околностите на МОи и представлява атомен газ, обогатен с H_2 . Това отговаря на колонкови плътности $8 \times 10^{20} < N_{\text{H}_2} < 5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, типични за дифузния молекулен газ. Чувствителните карти, получени от излъчването на субмилиметровия прахов континуум, са много подходящи за изучаване на структурата на МО на малки скали заради оптически тънкото излъчване на праха. През изминалото десетилетие наземните наблюдения (например: SCUBA, Bolocam с югова разделителна способност $\leq 20 [\text{arcsec}]$) и космически мисии като HERSCHEL, позволиха изучаването на сгъстявания с размери $\geq 0.1 \text{ pc}$ в облачи комплекси на разстояния над 1 кpc.

В сгъстените газови зони, където протичат процесите на звездообразуване, водородът е предимно в молекулна форма. Прякото детектиране на H_2 е изключително трудно. От една страна, за да регистрираме емисия от ротационен преход на водородната молекула, са необходими много по-високи от типичните за МО температури $T \sim 10\text{K}$. От друга страна, молекулният водород е прозрачен в инфрачервения диапазон, където се очаква да регистрираме неговия вибрационен спектър. Абсорбционният му спектър е слаб, защото молекула, състояща се от два идентични атома, взаимодейства много слабо с инфрачервеното лъчение. Всъщност, прякото детектиране на молекулен водород може да се постигне само при специфични условия, например при наличие на фонов UV източник, което би позволило регистрация на UV абсорбция. Очевидно е, че се нуждаем от алтернативни начини за изучаване на молекулния водород в МС, чрез използване на емисия от други молекули, трасиращи неговото разпределение в Галактиката.

След H_2 , CO е втората по разпространеност молекула в МС. Енергията, нужна за нейната дисоциация е 11.2 eV, което я прави много устойчива. Тя притежава слаб диполен момент, което прави възможно възбудждането ѝ (в ротационни преходи) дори и при ниски температури, типични за студената МС. Относителното съдържание на CO в МС е 10^{-5} , т.e. една CO молекула на 10^5 H_2 молекули, но трябва да имаме предвид, че тази стойност варира за различните области в Га-

лактиката. За да надникнем по-дълбоко в плътните зони на МО, се използват изотопите на CO молекулата: ^{12}CO и ^{13}CO . Отношението на ^{12}CO към ^{13}CO е около 60:1. Последният изотоп е подходящ за трасиране на плътните зони в МО. За още по-плътни облаци се използва изотопът C^{18}O . Като цяло, наблюденията на емисии от ротационните преходи на CO молекулата в милиметровия и субмилиметровия диапазон на спектъра покриват интервал по плътности от 10^2 cm^{-3} до 10^4 cm^{-3} . За трасиране на зони с по-висока плътност се използват други молекули като NH_3 , H_2O , HCO^+ и SiO . Използването на емисия от единствен вид молекула не е достатъчно за точното определяне на плътността и температурата на средата. Успоредният анализ на много молекулни емисии е мощен инструмент за изучаването на физическите условия в МО.

Спектроскопията на емисиите на ^{12}CO , ^{13}CO , C^{18}O , NH_3 и други ни дава кинематична и пространствена информация за структурата на МО чрез т. нар. PPV (position, position, velocity; (x, y, v)) кубове, съдържащи разпределението на интензитета на небето и по канали по скоростта (velocity channels). При компютърни симулации може да се получат и тримерно разпределение в изследвания обем: т. нар. PPP кубове (position, position, position; (x, y, z)). Картите на емисията на праха в континуума и тези на екстинкцията представляват двумерни изображения на изследваните МО или области на звездообразуване.

В зависимост от начина, по който се разглеждат подструктурите в МО, се използват различни алгоритми за тяхното идентифициране и отделяне от наблюдателни карти или от симулационни данни. В настоящия труд (Глава 4) ние прилагаме метода GAUSSCLUMPS (Stutzki & Güsten, 1990) за отделянето на PPV подструктури от карти на молекулните емисии на ^{12}CO и ^{13}CO и на PP структури от двумерна карта на праховата емисия на областта на звездообразуване Rosette. Stutzki & Güsten (1990) прилагат GAUSSCLUMPS за отделяне на около 170 сгъстявания от C^{18}O (2-1) карта на централната област на молекулярния облак M17 SW. Освен това те проверяват устойчивостта на алгоритъма, като го прилагат към ансамбъл от синтетично генериирани сгъстявания. Сравненията с наблюдателните данни показват, че синтетичните данни възпроизвеждат получената стойността за наклона на наблюдателно получената функция на масите на сгъстяванията с точност около 0.1 в интервала $\alpha = 1.1 - 1.75$.

Наблюденията показват, че функцията на масите на МО в интервал от маси $10^3 M_\odot - 10^6 M_\odot$ е с показател $\Gamma \simeq -1$: $dN(M)/d\log(M) \propto M^{-1}$ (Elmegreen, 1997). Тази за сгъстяванията в МО има обаче по-различно поведение. Някои изследвания по наблюдения на молекулни емисии (Tachihira et al., 2002) и емисия на праховия континуум (Reid & Wilson, 2006a) сочат, че тя може да се опише с две степенни функции: режим на средни маси с наклон $-0.3 \geq \Gamma \geq -0.7$ и режим на големи маси: $\Gamma \leq -1.5$. По-компактните подструктурни на МО като предзвездните ядра имат функция на масите, наподобяваща по форма и наклони началната функция на звездните маси (initial mass function, IMF), но отместена към по-големи маси с фактор ~ 3.5 (Alves, Lombardi & Lada, 2007).

При получаването на функцията на масите на подструктурите в МО трябва също така да се обърне специално внимание на методите, по които са отделени. Обикновено се въвежда някакъв предварително подбран prag на колонковата

плътност. За достатъчно висок праг, спектърът на масите на подструктурите трябва да отразява IMF, докато при ниски прагове е възможно да отразява приноса на обекти, претърпяващи допълнителна фрагментация. Това налага не просто да търсим еднозначна връзка между спектъра на масите за състиванията в МО и IMF, а да уточним при какъв праг на колонковата плътност трябва да очакваме подобна еднозначност.

Цели и задачи на дисертацията

- Изследване на общата структура на областите на звездообразуване Perseus и Orion A. Физически анализ: баланс на енергиите, скалиране на плътността, физически режими.
- Отделяне на подструктури в областта на звездообразуване Rosette. Физически анализ.
- Разработване на методология за анализ на функциите на вероятностно разпределение на плътността.

За постигането на така поставените цели, използваме следните методи:

- Декомпозиция на функциите на вероятностно разпределение на плътността (N -pdf и ρ -pdf)
- Анализ на скалиращи съотношения.
- Отделяне на състивания от карти на молекулни емисии и емисия на праха чрез метода GAUSSCLUMPS.
- Критерий за отъждествяване на състивания, основаващ се на степента на припокриване на елипси.

Структура и обем на дисертацията

Дисертационният труд се състои от увод, изложение в 3 глави, заключение, резюме на индивидуалните приноси на кандидата, насоки за бъдещо развитие, благодарности, литература и списък на публикациите. Той съдържа общо 126 страници, включващи 44 фигури, 13 таблици и цитати от 210 литературни източника. Основава се на 2 публикации в списание с импакт-фактор, в една от които дисертантът е първи автор и 3 доклада на научни конференции, в 2 от които дисертантът е първи автор. Изследванията, представени в дисертацията, са извършени във Физическия факултет, СУ "Св. Климент Охридски", в сътрудничество с колеги от университета в Кьолн, Германия, и Института по теоретична астрофизика в Хайделберг, Германия.

Уводът на дисертацията (Глава 1) очертава рамките на тематиката, като прави преглед на физиката на МС, на структурата на МО и на физическите фактори, които я обуславят.

Същинските резултати от изследването са изложени в глави 2-4. Глава 2 съдържа получените от нас резултати от изследването на общата структура на областта на звездообразуване Perseus. Главата съдържа описание на нашия метод за декомпозиция на функцията на вероятностно разпределение на колонковата плътност, получена в различни зони на МО Perseus и в неговата дифузна околност. Представени са основните предположения и дефиниции, на базата на които правим физическа интерпретация. Изложена е идеята за връзка между логнормална компонента и размерна скала. Показани са скалиранията на средната плътност, получени в различни зони на областта на звездообразуване Perseus, което подсказва за наличие на различни физически режими. Глава 3 се явява естествено продължение на изследванията, изложени в Глава 2, но за областта на звездообразуване Orion A. Описани са резултатите от декомпозицията на функциите на разпределение на плътността в различни зони на Orion A, както и полученото скалиране на плътността, със и без отчитане на градиента на разстоянието до Orion A. Глава 4 съдържа изложение на нашите резултати от отделянето на сгъстявания от MO Rosette по данни от карти на молекулните емисии ^{12}CO и ^{13}CO , както и от карта на излъчване на междузвездния прах, по данни от телескопа *Herschel*. Главата съдържа описание на метода GAUSSCLUMPS за отделяне на газови и прахови сгъстявания от споменатите по-горе данни. Представени са резултатите от отъждествяването на сгъстявания от различни извадки, което базираме на метод на припокриване на елипси. Представен е и физическият анализ на сгъстяванията, който включва оценяване на X -фактора, получаване на съотношенията “маса–размер” и прилагане, вириален анализ. Глава 4 съдържа също така изложение на резултатите от получените функции на масите на сгъстяванията, отделени от карти на различни индикатори на структурата на МО.

В Заключението (Глава 5) са направени обобщения и изводи от представените резултати. Глава 6 съдържа описание на индивидуалните приноси на дисертанта, а Глава 7 набелязва някои насоки за бъдещи изследвания по тези теми.

Изложение на дисертацията

Глава 2: Обща структура на областта на звездообразуване Perseus

2.1 Обект на изследване и наблюдателни данни

Областта на звездообразуване Perseus, асоциираният с нея облак Perseus и тяхната околност са особено интересни за изследване на структурата на МО. Основните причини за това са следните: (1) тази област е компактна и приблизително осевосиметрична; (2) поради положението си в Галактиката (галактична широта $b \sim 20^\circ$) облакът Perseus не се припокрива с други фонови облачни структури; (3) облакът Perseus е свързан с няколко зони на активно звездообразуване; (4) цялата област е интензивно изследвана (за детайлен обзор, вж. Bally et al. (2008)).

Използвали сме данни от обзора на цялото небе, направен със сателита PLANCK. Картите на излъчване на праха с честота 353 GHz ни позволяват да трасираме едромашабната структура на областите на звездообразуване и асоциираните с тях МО в широк диапазон от размерни скали - от широката околност на тези области (десетки pc) през техните дифузни обвивки до плътните централни зони на МО, където се различават подструктури и плътни предзвездни ядра. Подобно изследване би допринесло към многократните опити на различни автори да моделират структурата на МО чрез различни подходи: анализ на разпределението на N (Lombardi, Alves & Lada, 2010; Ballesteros-Paredes et al., 2012), анализ на дискретните йерархични подструктури в МО (Kauffmann et al., 2010a) или комбинация от тези подходи (Beaumont et al., 2012).

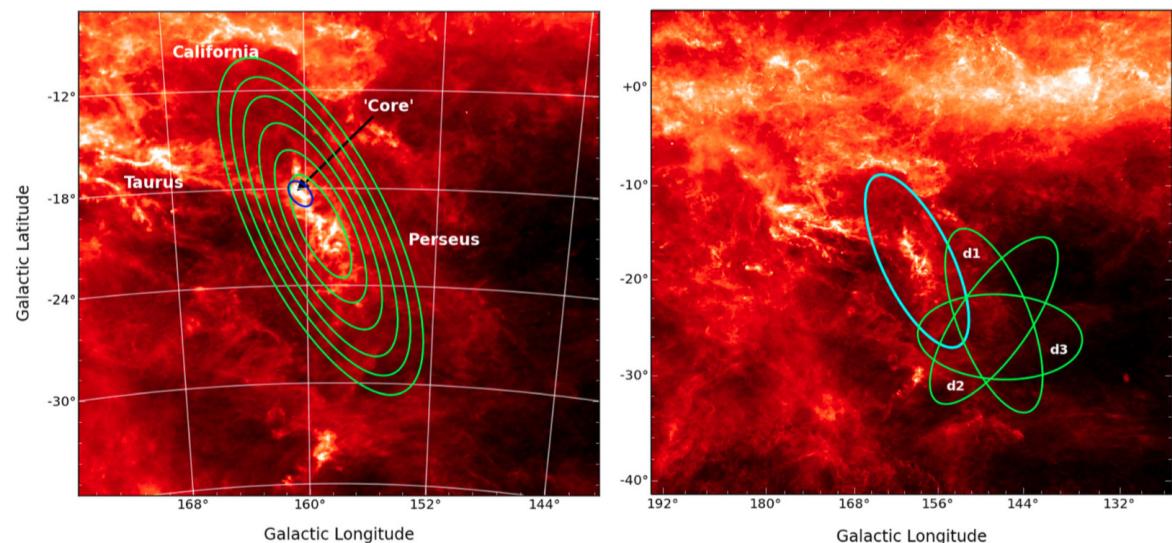
За да отделим област, обхващаща молекулярния облак Perseus в широки граници, използваме компонентната карта на излъчване на праха за честота 353 GHz (ъглова разделителна способност $1.72' \cdot \text{pixel}^{-1}$) от архива на PLANCK. Основните причини да изберем на излъчването, вместо карта на екстинкцията на праха, са две. Първо, картите на екстинкцията страдат от селективен ефект, тъй като зависят от регистрацията на фонови звезди. Прецизна фотометрия на слаби звездни източници е възможна само в области с относително слаба екстинкция, което внася склонност (bias) към подценяване на екстинкцията. Оттук използването на такива карти при отделянето на подструктури в областите на звездообразуване би довело до подценяване на масите на тези образувания (секция 2.2.2 в Kauffmann et al. (2010b)). Второ, данните от PLANCK ни дават възможност да изследваме области с много висока колонкова плътност, които поради липсата на фонови звезди,

страдат от ниска резолюция на картите на екстинкцията.

Ние приемаме $D = 260 \pm 40$ pc за средно разстояние до облака, което е получено с отчитане на паралакса на обекти, разположени в неговата северна част (Hirota et al., 2011), както и с използване оценки от други автори (за детайлън обзор по темата, вж. Bally et al. (2008)).

Плътният молекулен газ с $N \gtrsim 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ е концентриран в зона 1: най-вътрешната елипса на Фиг. 1, съвпадаща до голяма степен със самия МО Perseus. Областта, очертана от малката елипса в зона 1, наричаме условно “облачно (плътно) ядро”. Характеризира се с висока екстинкция и се асоциира с H II областта G159.6-18.5 (Bally et al., 2008). В левия панел на Фиг. 1 е показана цялата област на звездообразуване, обозначена с PR (Perseus Region). Тя е разделена на 6 вложени елиптични зони с идентична ориентация, следваща структурната морфология на МО Perseus. Централната елипса (зона 1) обхваща самия облак. Следващите две елипси (зони 2 и 3) съдържат облака и влакнестите структури, свързани с него. Трите по-големи елиптични зони (4, 5 и 6) последователно обхващат и структурите в периферните части на PR. Последните представляват нарастващи по площ дифузни зони в югоизточната част на асоциацията Perseus OB 2, без обаче да се при покриват с МО California (отвъд северната граница на зона 6).

За да сравним приноса на дифузния газ (атомен и молекулен) към статистиката на колонковата плътност (вж. следващата част), подбираме три допълнителни зони в западната част на PR, всяка с площ равна на площта на цялата PR област (елипса 6) и покриваща сходен обхват по колонкова плътност (Фиг. 1, дясно).

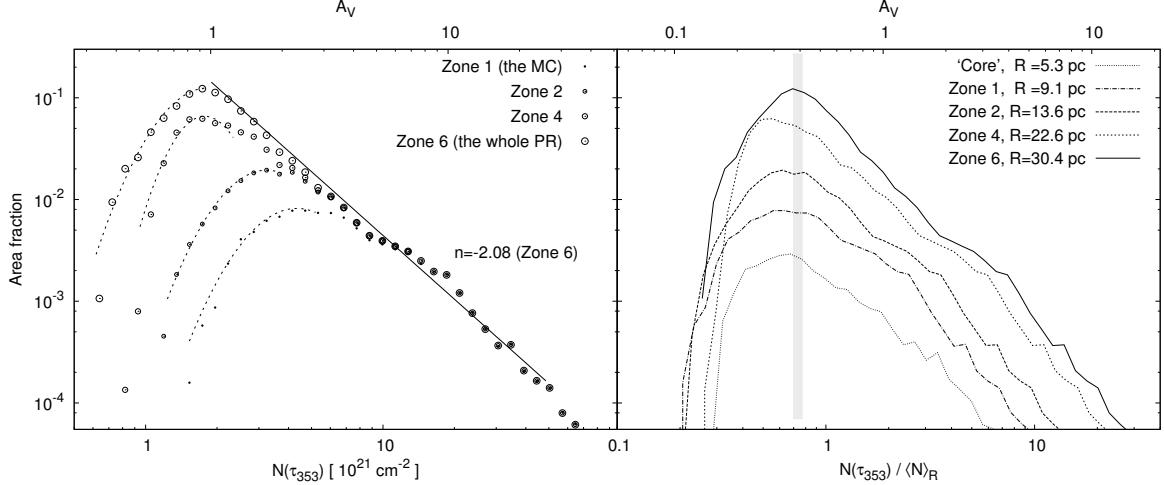


Фигура 1: Тестови зони, очертани върху PLANCK картите на излъчване на праха: (вляво) цялата област (Perseus Region, PR), обхващаща МО Perseus (централната елипса) и “облачното (плътно) ядро” с висока екстинкция (малката елипса в синьо). (вдясно) зони с дифузен газ в околностите на PR.

2.2 Вероятностно разпределение на колонковата плътност

За да построим съответните N -pdf за всяка от тестовите зони в PR, получаваме карта на колонковата плътност $N(H)$ от картата на излъчване на праха. В настоящото изследване ние пресмятаме колонковата плътност $N(H)$ пряко от картата на излъчване на праха от архива PLANCK, използвайки линейната корелация между емисията на праха (измерена чрез неговата оптична дебелина τ_{353}) и пълната колонкова плътност $N(H)$ (Planck Collaboration XIX, 2011). Тя е получена по данни от радиокарти на излъчването на H I ($\lambda 21$ см), изключвайки интервала $0.7 \times 10^{21} \leq N(H) \leq 5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, вероятно обхващащ недетектиран (“тъмен”) молекулен газ, който би могъл да влияе на резултатите. Неточността на така пресметнатата $N(H)$ е в рамките на два пъти, което не се отразява съществено върху резултатите от представения анализ.

На Фиг. 2 (вляво) са показани N -pdf, които получаваме за PR и вложените в нея зони (Фиг. 1). Както се вижда, формата на тези разпределения може да се апроксимира чрез комбинация от логнормална функция (около максимума на разпределението) и степенна опашка с наклон, вариращ в тесен интервал между -1.7 и -2.1 .

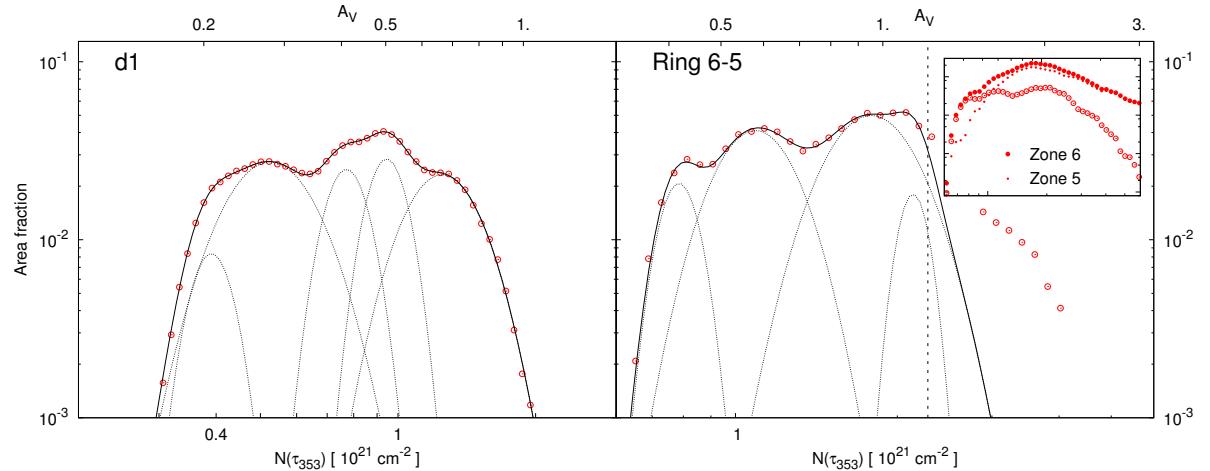


Фигура 2: N -pdf, получени за част от зоните, показани на Фиг. 1: (вляво) за зона 1 (очертаваща самия молекулярен облак), зони 2 и 4 (обхващащи близките околности на МО) и зона 6 (обхваща цялата PR). По абсцисата N е в абсолютни единици. Пунктирните криви показват апроксимации с логнормална функция за всяка от изброените зони. Апроксимацията на степенната опашка в зона 6 е показана с плътна линия; (вдясно) N -pdf, нормирани към средната за всяка зона стойност. Обхватът на долната граница на опашката $N_{\text{low}}^{\text{PL}}$ е показан с вертикалната сива ивица.

Изследванията на близки МО (Federrath & Klessen, 2013; Schneider et al., 2015a), както и числените симулации на самогравитиращи облаци (Kritsuk, Norman & Wagner, 2011) потвърждават този резултат. Наклонът и долната граница на степенната опашка $N_{\text{low}}^{\text{PL}}$ сме пресметнали с използване на метода PLFIT (Clauset et al., 2009), който се прилага пряко върху сировите (небинирани) данни. Така се избягва субективното оценяване на критичната колонкова плътност $N_{\text{low}}^{\text{PL}}$, над която степенната опашка “израства” от логнормалното разпределение.

На Фиг. 2 (вдясно) са показани N -pdf, нормирани към средната (за съответната зона) колонкова плътност $\langle N \rangle$. Очевидно, за широк диапазон от ефективни размери, тази нормировка води до практически идентични разпределения и стойности на $N_{\text{low}}/\langle N \rangle$.

Какво може да се каже за формата на N -pdf в дифузните зони? От Фиг. 3 (вляво) личи, че те са със сложна форма, с повече от един максимум. Околността на всеки максимум обаче можем да се апроксимира с логнормална функция. Като изключим наличието на слабо развита степенна опашка (Фиг. 3, вдясно), подобен резултат получаваме и за N -pdf в пръстеновидните зони, очертани от границите на съседни вложени елипси в PR (Фиг. 1, вляво).



Фигура 3: Декомпозиция на N -pdf (празни кръгчета) до логнормални функции (пунктирни криви) за дифузната зона d1 (вляво) и за пръстеновидната зона между елипси 5 и 6 (вдясно). Вертикалната пунктирна линия вдясно маркира долната граница на степенната опашка $N_{\text{low}}^{\text{PL}}$. Малката графика в горния десен ъгъл показва как N -pdf в пръстеновидната зона произлиза от N -pdf в зоните 5 и 6.

2.2.1 Декомпозиция на N -pdf и понятие за размерна скала

Ние предлагаме следният метод за декомпозиция на N -pdf. Той ни позволява да представим функцията на вероятностно разпределение на колонковата плътност в дифузните зони като сума от няколко логнормални компоненти от вида:

$$\text{lgn}_i(N; a_i, N_i, \sigma_i) = \frac{a_i}{\sqrt{2\pi\sigma_i^2}} \exp\left(-\frac{[\log(N/N_i)]^2}{2\sigma_i^2}\right), \quad (2)$$

където броят m на логнормалните компоненти ($1 \leq i \leq m$) обикновено достига до десетина. Всяка логнормална компонента свързваме със статистически обекти или подскали, откъдето получаваме скалирането на плътността в зони, характеризиращи се с различен физически режим. Параметрите N_i , σ_i и a_i определяме чрез следната процедура за апроксимация на цялото разпределение.

1. Първата стъпка е да се установят най-значимите максимуми в разпределението (със съществена ширина и относителна височина), на които се приписват

първоначални стойности на колонковата плътност $N_i^{(0)}$. Тези локални максимуми в N -pdf се отличават с широки "крила" (голямо σ_i), притежават по-голяма статистическа тежест и са подходящи за отправна точка в процедурата на декомпозиция.

2. Близката околност около всеки максимум от първата стъпка се апроксимира с логнормална функция с параметри $N_i^{(1)}$, $\sigma_i^{(1)}$ и $a_i^{(1)}$.
3. Съставя се пълна апроксимираща функция $\sum_{i=1}^m lgn_i$ като сума от всички логнормални компоненти, отделени до момента. Разпределението се апроксимира с нея, при което се получава следващо приближение на параметрите $N_i^{(2)}$, $\sigma_i^{(2)}$ и $a_i^{(2)}$.
4. При необходимост се добавят и по-слабо изразени локални максимуми, като към функцията $\sum_{i=1}^m lgn_i$ се прибавя съответния брой логнормални компоненти lgn_i , а m нараства. Повтарят се първите 3 стъпки и се получава следващо приближение на параметрите $N_i^{(3)}$, $\sigma_i^{(3)}$ и $a_i^{(3)}$.
5. Ако получената до момента апроксимация е нездадоволителна, се прибавят допълнителни компоненти, съответстващи на твърде слаби максимуми или инфлексни точки на разпределението. Последните притежават ниски статистически тегла и допринасят само за локални подобрения в апроксимацията.
6. В последната стъпка, предвид силно ограничено параметрично пространство $(N_i, \sigma_i, a_i) (i = 1, \dots, m)$, се прилага окончателна апроксимация на данните с пълната функция $\sum_{i=1}^m lgn_i$, като се използва нелинеен метод на най-малките квадрати на Levenberg–Marquardt (non-linear least-squares fit, NLLS), докато се изпълни критерият χ^2 (за 95 процента доверителен интервал).

Описаната процедура за декомпозиция на N -pdf се прилага за всички тестови зони на MO Perseus, както и за дифузните области в околността му и в PR. Резултатите от декомпозицията в дифузната зона d1 и в пръстеновидната зона между елипси 5 и 6 са илюстрирани на Фиг. 3.

Тъй като данните от архива PLANCK, с които разполагаме, се характеризират с крайна разделителна способност ($1.72' \cdot \text{pixel}^{-1}$), необходимо е да проверим как ниската резолюция се отразява върху анализа на N -pdf. За целта изглаждаме картата, прилагайки "метод на пълзящата медиана": всеки пиксел се заменя с медианно усреднена стойност на N в центрирана в пикела квадратна маска. Както може да се очаква, по-ниската разделителна способност води до изпъкване на ясно изразените локални максимуми (т.е. стойностите на N с по-висока вероятност). В резултат N -pdf губи гладкост и се налага включване на допълнителни логнормални компоненти при декомпозицията, за да се получи по-добра апроксимация. Трябва обаче да отбележим, че тези допълнителни компоненти практически не оказват значимо влияние върху полученото скалиране на плътността (степенният показател на съотношението "средна плътност-ефективен размер" се променя с няколко стотни).

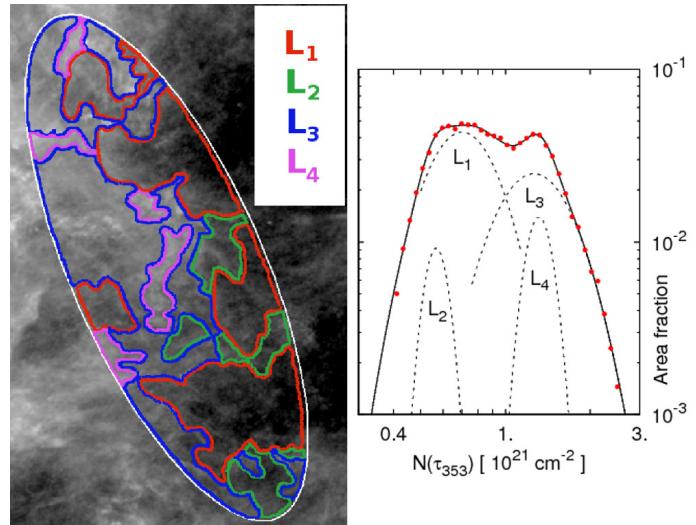
За повечето от подбрани за изследване зони, направените апроксимации на N -pdf удовлетворяват χ^2 критерия, при 95% доверителен праг. Изключение прави само пръстеновидната зона между елипси 2 и 3 в PR областта.

Как може да се свържат компоненти на декомпозирания N -pdf с физиката на изследваните зони? Предложена от нас интерпретация е, че логнормалните компоненти съответстват на размерни скали в избраните зони, всяка от които се характеризира с някаква типична (средна) плътност. Тази интерпретация произтича от съображението, че към пълното разпределение на колонковата плътност в разглеждана зона имат принос области с различни типични колонкови плътности и дисперсии на скоростите. Можем да разглеждаме скалите като статистически обекти, състоящи се от неприпокриващи се фрагменти на разглежданата зона, а логнормалните компоненти като техни статистически описание, допринасящи към общото разпределение на колонковата плътност. Чрез параметъра a_i на всяка логнормална компонента (формула 2), можем да дефинираме ефективен размер L_i на съответния статистически обект и така да въведем понятие *размерна скала*. Всяка скала се характеризира с логнормален N -pdf $\text{lgn}_i(N)$ и дял от общата площ $\int \text{lgn}_i(N) / \sum_i \int \text{lgn}_i(N)$. Така размерните скали, включени в зона с площ S и ефективен размер $R = \sqrt{S/\pi}$, се дефинират:

$$L_i = \sqrt{a_i / \sum_i a_i R}. \quad (3)$$

Трябва да подчертаем, че така въведеното понятие *размерна скала* е по-скоро абстрактна величина, включваща множество фрагменти с различни размери (до отделни пиксели) и форми. Илюстрация на една възможна реализация на скала, получена при декомпозиция на N -pdf за примерна дифузна зона е показана на Фиг. 4. По-големите скали L_1 и L_3 (с големи отношения $a_i / \sum_i a_i$) съдържат фрагменти, обхващащи широки интервали от колонкови плътности (широки N -pdf) и характеризиращи се с различни типични плътности N_i . От друга страна, по-малките скали L_2 and L_4 (с по-малки $a_i / \sum_i a_i$) са по-хомогенни (по-тесни N -pdf) с минимални вариации на N .

Функциите на вероятностно разпределение на N , получени в елиптичните зо-



Фигура 4: Илюстрация на понятието “размерна скала” (L_i), свързано с логнормална компонента на N -pdf, получен за фiktivna дифузна зона (очертана с бяла линия вляво). Позициите и формите на отделните фрагменти са избрани произволно и представляват една възможна пространствена реализация на система от размерни скали.

ни на PR, не могат да се представят просто като комбинация от логнормални компоненти. На Фиг. 2 (вляво) се вижда, че динамичният интервал по колонкова плътност, измерена в тези зони, почти напълно съвпада с обхвата на степенната опашка на N -pdf за най-голямата зона (6). Следователно вътрешните зони (от 1-ва до 5-та) могат да се разглеждат като подскали на зона 6, а техните ефективни размери R да се приемат за размерна скала. По-долу ще установим, че всички зони в PR (с изключение на плътното “облачно ядро”) показват сходен закон за скалиране на масата (с идентичен наклон).

2.3 Физическа интерпретация

2.3.1 Основни предположения и дефиниции

Представеният в дисертацията анализ се основава на няколко физически предположения, възприети в Donkov et al. (2011) в рамките на разработен статистически подход за описание на структурата на МО в ранен етап от еволюцията им. Накратко тези предположения са следните: (1) за въведените статистически обекти предполагаме закони за скалиране на дисперсията на скоростите и средната плътност (често наричани “първи и втори закони на Ларсон” (Larson, 1981)): $u_L \propto L^\beta$, $\beta > 0$, $\langle \rho \rangle_L \propto L^\alpha$ и $M_L \propto L^\gamma$; (2) предполага се равнодяловост на гравитационната и турбулентната енергии от типа $E_{\text{kin}} \sim f |W|$, където коефициентът f е константа. Не е необходимо да се предполага гравитационна свързаност ($f \leq 0.5$) или виртуализация на разглеждания обем. Наблюдателните изследвания на облачни фрагменти на различни размерни скали и различни еволюционни етапи потвърждават съществуването на такава равнодяловост, която се обяснява със сложната връзка между отделните физични процеси в МС (Hennebelle & Falgarone, 2012). Това се потвърждава и от числени симулации (Vázquez-Semadeni et al., 2007). От естествената връзка между масата и плътността $M_L = \langle \rho \rangle_L L^3$, за степенния показател на скалирането на масата се получава $\gamma = \alpha + 3$.

Стъпвайки на тези предположения, ние извеждаме следната връзка между степените показатели на скалиране на масата и дисперсията на скоростите:

$$(1/2) M_L u_L^2 \propto (3/5) G M_L^2 / L \implies u_L \propto (M_L / L)^{1/2} \propto L^{\gamma-1/2} \implies \beta = (\gamma - 1)/2$$

Скалирането на плътността в дифузните пръстени, елиптичните зони и в тестовите симулации, определяме от съответните N -pdf, чрез претеглена процедура на най-малките квадрати. Припомняйки си, че компонентите с голямо σ_i на N -pdf имат основен принос в статистиката на N -pdf, ние дефинираме следната мярка за статистическо тегло, за дадена размерна скала: $w_i(L_i) \propto a_i / \sum_i a_i \propto \sigma_i / \sum_i \sigma_i$. Прилагането на така дефинираните статистически тегла, не се отразява съществено върху скалирането на средна плътност.

Законите за скалиране на плътността и на дисперсията на скоростите са валидни за инерционния интервал на свръхзвуковата турбулентна каскада (Donkov et al. (2011)). Затова ние проверяваме също така и скалирането на величината “поток на кинетичната енергия на единица обем” през каскада на свиваема турбулентност, която дефинираме като $\langle \rho \rangle_L u_L^2 / \tau_L = \langle \rho \rangle_L u_L^2 / L / u_L = \langle \rho \rangle_L u_L^3 / L$, където τ_L е турбулентното характерно време на скала L .

За оценка на средната плътност за дадена размерна скала дефинираме $\langle \rho \rangle_L$ като частно на средната плътност и размерната скала. За размерната скала L_i в дадена дифузна зона (или пръстен), характеризираща се с логнормално разпределение N_i , средната плътност $\langle N \rangle$ е просто N_i . От друга страна, N -pdf в зоните на PR са асиметрични. В този случай за пресмятането на $\langle \rho \rangle_R \approx \langle N \rangle / R$ използваме оценката за $\langle N \rangle$ от Таблица 2.1 в дисертацията.

2.3.2 Физически режими и скалирания на плътността

Ние предполагаме, че N -pdf и съответните им ρ -pdf отразяват два физически различни режима, определящи общата структура на МО. Степенната опашка в разпределенията отговаря на режим, в който определяща роля за структурата на облака има гравитацията, докато тази част от разпределението, която можем да представим като комбинация от логнормални компоненти, отговаря на режим с преобладаваща роля на турбулентността. Тази концепция се съгласува с добре развитата (обхващаща цял порядък) степенна опашка на разпределенията по колонкова плътност за зоните, включващи самият молекулярен облак (Фиг. 2). Докато логнормалните N -pdf без степенна опашка характеризират пръстеновидните зони в PR и дифузните зони в нейната околност. Законите за скалиране на плътността, които получаваме за двата режима, също се различават съществено (Фиг. 5).

Както вече отбелязахме в Част 2.2.2, вложените елиптични зони в PR могат да се разглеждат като подскали на най-голямата елиптична зона (6). Следователно, тази зона трябва да определя енергийния баланс в структурата на молекулярния облак. Когато нормираме N -pdf към средната колонкова плътност $\langle N \rangle_R$ за съответната зона, разпределенията стават поразително идентични, с еднакви ширини σ_N , максимуми $N_{\max} / \langle N \rangle_R$ и долни граници на степенните опашки $N_{\text{low}}^{\text{PL}} / \langle N \rangle_R$. Това се вижда на Фиг. 2. Единствено “ядрото” на Perseus прави изключение от тенденцията. Една възможна физическа интерпретация на този резултат е допускането, че МО Perseus е самогравитираща система, структурата на която се определя от профилите на повърхностната и обемната плътности в режима на степенната опашка.

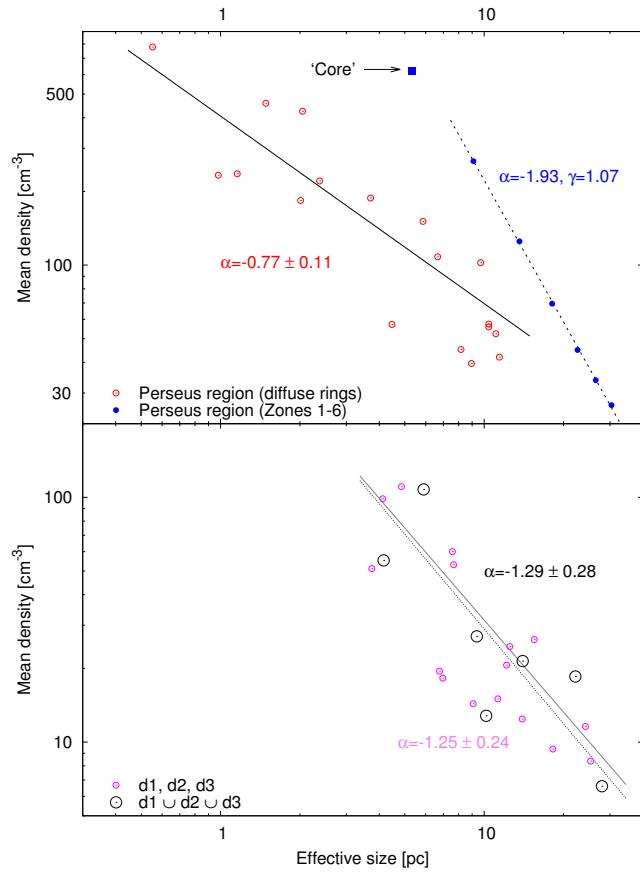
От предположението за равнодяловост на енергиите (допускане (2)) в Част 2.3.1 и разглеждайки следните профили на повърхностната плътност $\Sigma(L) = \Sigma_0(L/1 \text{ pc})^{-t}$ и обемната плътност $\rho(L) = \rho_0(L/1 \text{ pc})^{-p}$ в зоните, формиращи степенната опашка, получаваме слабо скалиране на скоростта $u_L \propto L^{(\gamma-1)/2} \propto L^\beta$, $\beta \approx 0.04$. Нашата интерпретация на този резултат е следната. Приемайки, че сумата на специфичната кинетична (турбулентна) и гравитационна енергии за всяка размерна скала в динамичния диапазон по плътности на степенната опашка е инвариант ($(1/2)u_L^2 - (3/5)GM_L/L = \text{inv}(L)$), получаваме, че потокът на кинетичната енергия $\langle \rho \rangle_L u_L^3 / L \propto L^{-3}$ нараства с намаляване на размерната скала. Това може да се обясни с процеси на гравитационна акреция на маса. Това подсказва, че структурата на PR не може да се моделира успешно само с отчитане на турбулентността – нужно е да се отчита и приносът на гравитацията.

Скалирането на средната плътност в пръстените на PR е показана на Фиг. 5 (горе, червени символи). Пресметнатият показател $\alpha = -0.77$ е по-малък от класическата стойност ($\alpha = -1.1$) от “втория закон на Ларсон”, получен за различни МО и облачни фрагменти (Larson, 1981). Приемайки $\alpha \approx -0.80$, получаваме съответно показатели на скалиране на масата и на скоростта $\gamma = 2.20$ и $\beta \approx 0.60$. Прилагайки аналогичен на горния анализ за пръстеновидните зони в PR се оказва, че пълната енергия за единица обем е инвариант по отношение на размерната скала. Оттук следва, че потокът на кинетичната енергия през единица обем е също инвариант по отношение на размерната скала. Резултатът се потвърждава от числени симулации на междузвездна изотермична турбулентност без гравитация и с включени различни механизми за турбулентно задвижване (Kritsuk et al., 2007).

Скалирането на средната плътност, получено за външните дифузни зони, е близко до Ларсоновото (Фиг. 5, долу), като обединението им $d1 \cup d2 \cup d3$ води до същия резултат, но с по-голяма дисперсия. Ние смятаме, че разликите между скалирането на средната плътност във външните дифузни зони и това за пръстените в PR се дължат на разнообразие в разстояниета. Размерът и средната плътност за всяка зона са пресметнати с приемане на средно разстояние до МО Perseus $D = 260$ pc, като D може да не съответства на истинското разстояние до някои от изследваните дифузни зони извън PR.

2.3.3 Сравнение с числени симулации

За числен тест на представените резултати осъществихме MHD симулация на еволюцията на МО с включена гравитация, използвайки FLASH код (Fryxell et al., 2000). Молекулярен облак се образува чрез сблъсък между две едromашабни цилиндрични струи газ, всяка с дължина 112 pc и радиус 64 pc, в центъра на



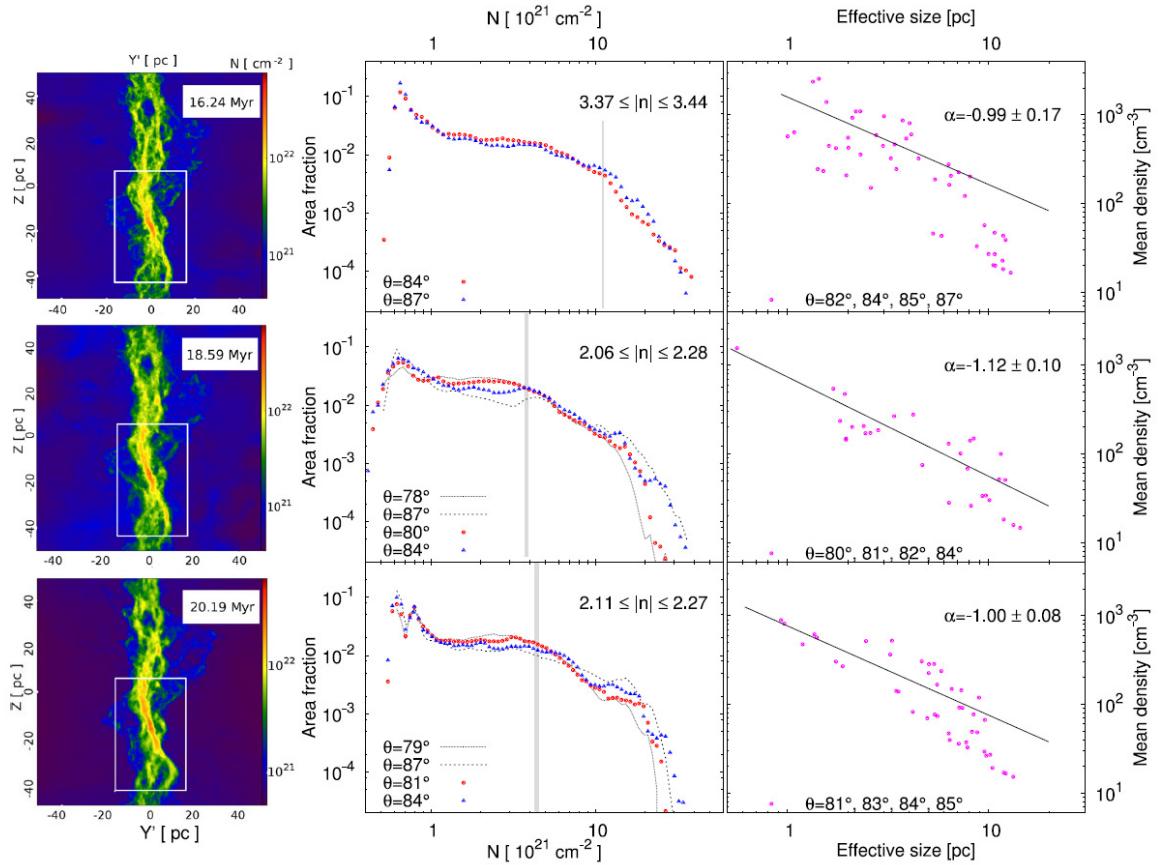
Фигура 5: Скалиране на плътността за статистическите обекти в степенната опашка на N -pdf. (долу) Зависимост “средна плътност - размер” за дифузните зони извън PR (малки кръгчета) и за тяхното обединение (големи кръгчета); (горе) същото за вложените зони в PR (плътни кръгчета) и за пръстеновидните пръстени (празни кръгчета). Резултатът за плътното “облачно ядро” (плътно квадратче) е изключен при определянето на наклоните на показаните зависимости.

симулационния обем. Всяка от струите получава начална свръхзвукова скорост на втичане с изотермично Махово число $\mathcal{M} = 2$ в топла, първоначално хомогенна неутрална среда. Внасянето на турбулентна енергия е еднократно в началния момент, като в късните етапи от еволюцията на облака турбулентността е вторична и се дължи предимно на флуидните движения под действие на гравитацията. Обратното въздействие на потопените в газовата среда компактни обекти (вероятни предшественици на млади звезди) не е отчетено. Подобна конфигурация на числания експеримент е избрана и в изследванията на Vázquez-Semadeni et al. (2007) и Banerjee et al. (2009), които установяват равнодяловост между гравитационната и кинетичната енергия в зони с плътен газ ($> 50 \text{ cm}^{-3}$) и за еволюционни етапи след $t > 10 \text{ Myr}$. Това е в съответствие с физическото допускане, което направихме в Част 2.3.1. За да симулираме приближително осевосиметрична морфология на облака (подобна на тази на МО Perseus), съдържаща плътен газ, с продълговата форма и с развити влакнести структури във вътрешната си периферия, върхим равнината на сблъскващите се потоци от ъгъл спрямо лъча на зрение $\theta = 0^\circ$ (изглед анфас) до $\theta \gtrsim 80^\circ$ (вж. Фиг. 1 в Banerjee et al. (2009)).

За да изследваме поведението на N -pdf от картите на колонковата плътност от симулацията, очертаваме правоъгълен регион с ефективен размер, равен на този на PR (зона 6 на Фиг. 1) и варираме ориентацията спрямо лъча на зрение в интервал $70^\circ \leq \theta \leq 88^\circ$. Някои от получените функции са показани на Фиг. 6 (по средата). За етапи от еволюцията на облака $t > 18 \text{ Myr}$, обхватът на степенната опашка, оценен чрез PLFIT, нараства с около един порядък. С напредване на еволюцията на облака, наклонът на степенната опашка $|n|$ намалява и постепенно се стабилизира до стойности $2.1 - 2.3$ за ориентация в интервала $80^\circ \lesssim \theta \lesssim 84^\circ$. Това е много добро съгласие с резултатите, получени за PR (Фиг. 2). В рамките на разглеждания времеви интервал, наклонът $\alpha \simeq -1$ остава устойчив, с минимална промяна.

2.4 Хипотеза за пространствени домени с различен физически режим.

Приложеният анализ подсказва за съществуването на различни физически режими в два пространствени домена на МО Perseus, асоциирани с PR (вж. Фиг. 1): гравотурбулентен режим, характерен за самия облак и неговата близка околност и описан с уравнението $(1/2)u_L^2 - (3/5)GM_L/L = \text{inv}(L)$, и предимно турбулентен режим, характерен за дифузната околност на облака и описан с уравненията за инвариантност на пълната енергия за единица обем и потока на кинетичната (турбулентна) енергия, по отношение на размерната скала. В дисертацията предлагаме идея за оценяване на ефективния размер на гравотурбулентната област L_{gt} и за преходните зони между двата режима. Използвайки наблюдаваната корелация между вириалния параметър и масата (Kauffmann et al. (2013), Фиг. 1), както и линейното скалиране на масата $M_L = M_0(L/1\text{pc})$, получаваме, че гравотурбулентният домен е по-голям от зона 1, покриваща МО Perseus, като компактен и осевосиметричен регион. Тази област определя характеристиките на N -pdf (Фиг. 2, вдясно) и закона за скалиране на плътността (Фиг. 5) в цялата PR. В пръстено-



Фигура 6: N -pdf (по средата) и скалиране на средната плътност (вдясно) за три етапа от еволюцията на симулирания молекулярен облак (вляво). Всички карти на колонковата плътност са получени за фиксиран тъгъл на ориентация $\theta = 84^\circ$. Областта, за която са получени N -pdf и скалирането на плътността, е показвана в бял цвят. Сивите вертикални ивици в средния панел обозначават долната граница на степенна опашка $N_{\text{low}}^{\text{PL}}$. N -pdf за критичните стойности на тъгъла θ са показани в пунктирни линии.

видните зони получаваме разпределението на плътността и скалиращите закони за преобладаващо турбулентния режим. Също така, интересно е да отбележим, че съгласно изследването на Lee et al. (2012) интервалът по колонкова плътност $N \gtrsim 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ в гравитурбулентната област (виж N -pdf за зона 1 на Фиг. 2, вляво) отговаря напълно на този за молекулната газова фаза в Perseus.

2.5 Изводи от изследването

Проведеният анализ на общата структура на областта на звездообразуване Perseus и на асоциирания с нея МО показва, че функцията на вероятностно разпределение на колонковата плътност може да се апроксимира с: (а) комбинация от логнормални функции и развита степенна опашка, представляваща приноса на плътните зони в централните части на МО Perseus. (б) линейна комбинация от няколко логнормални функции, в пръстени, обхващащи облака или в дифузни зони на неговата околност. В първия случай, степенната опашка на N -pdf за най-голямата зона

обхваща разпределенията на всички останали вложени зони, размерите на които могат да бъдат разглеждани като нейни подскали. Във втория случай, всяка логнормална компонента на дадено разпределение се интерпретира като статистически принос на отделна скала в турбулентната каскада. Въвеждайки понятието *размерна скала* L , получаваме скалиращите закони на плътността $\langle \rho \rangle_L \propto L^\alpha$ и масата $M_L \propto L^\gamma$ за избраните зони в обхвата на степенната опашка.

Получените скалиращи закони на средната плътност в зоните, включващи MO Perseus, и в зоните на неговата дифузна околност се различават съществено по своя наклон: съответно $\alpha = -1.93$ ($\gamma = 1.07$) и $\alpha = -0.77 \pm 0.11$ ($\gamma = 2.23$). Приемайки равнодяловост между гравитационната и кинетичната (турбулентната) енергии за всяка размерна скала, както и скалиране на дисперсията на скоростите в степенната опашка $u_L \propto L^\beta$, резултатът подсказва за съществуването на физически различни режими в PR: (а) гравотурбулентен, практически без скалиране на скоростта и с почти линейно скалиране на масата; (б) предимно турбулентен, със стръмно скалиране на скоростта ($\beta \simeq 0.60$) и с инвариант за свиваема турбулентност $\langle \rho \rangle_L u_L^2 / L$, който е индикатор за независещ от размерната скала поток на кинетичната енергия през турбулентната каскада. Скалирането на средната плътност $\alpha \simeq 1$, което получаваме от декомпозицията както на N -pdf, така и на ρ -pdf в избрана зона от MHD симулация на MO с включена гравитация, е в много добро съгласие с класическите резултати на Larson (1981). Това е поразително, защото нашите резултати са получени за абстрактно дефинирани обекти (размерни скали), а не за пространствено свързани области (подструктури) в MO, отделени с помощта на някакъв алгоритъм. Освен това скалирането на величината $\langle \rho \rangle_L u_L^3 / L$ в PR, в дифузните пръстеновидни зони и в зоните на симулирания MO изглежда сочат към три различни типа самоподобни структури.

Установените физически режими, могат да бъдат отъждествени с два домена: гравотурбулентен и предимно турбулентен. Моделирайки гравотурбулентната област като централно симетрична, с ефективен размер L_{gt} , а предимно турбулентната област като нейна разширена обвивка, ние определяме L_{gt} дебелината на преходната зона d_{tr} между тези области. За разумни стойности на вириалния параметър, получаваме $L_{gt} \sim 10 - 11$ pc и $d_{tr} \sim 0.6 - 1.5$ pc, т.e. гравотурбулентният режим може да се отъждестви със самия MO Perseus, в периферията на който е налице относително рязък преход към предимно турбулентен режим. Последното приблизително съответства на прехода от молекулна към атомна газова фаза (Lee et al., 2012).

Глава 3: Обща структура на областта на звездообразуване Orion A

Методът на анализ на зоните на звездообразуване, предложен в предната глава, подлежи на усъвършенстване. Един проблем, който трябва да бъде изяснен, е как зависят резултатите от подбора на зони за изследване. В търсене на отговор, приложихме метода към интензивно изучаваната област на звездообразуване Orion A, характеризираща се с многообразие на физическите условия. Доколко е устойчив

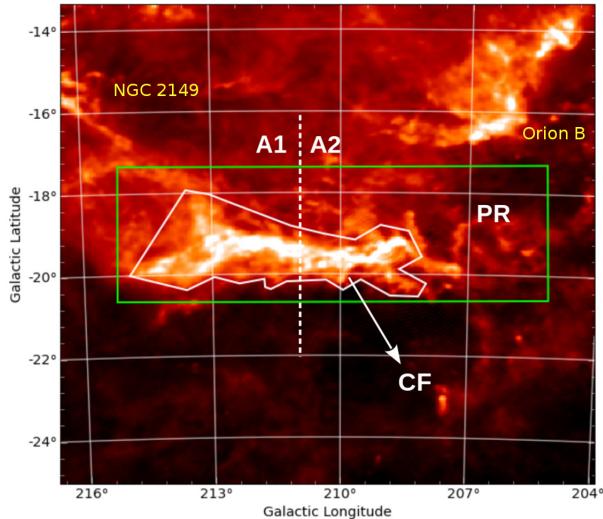
нашият метод при избор на зони за изследване с различни характеристики като геометрична форма, местоположение, активност на звездообразуване и баланс между гравитационната и кинетичната енергия? Как влияе ефектът на градиента на разстоянието до избрания обект върху крайните резултати?

3.1 Обект на изследване и наблюдателни данни

Причините да изберем областта на звездообразуване Orion A са няколко: (а) тя е вероятно найактивно изучаваната област на звездообразуване в Галактиката; (б) разположена е далеч от Галактичната равнина и, следователно, разпределението на колонковата плътност не е значително повлияно от предно- или заднофонови облачни структури (Фиг. 7); (в) нейните структурни и физични характеристики на Orion A представляват своеобразна лаборатория за изследване на промените в N -pdf, при избор на различни зони за анализ. Подбраната за нашето изследване зона е очертана с правоъгълник на Фиг. 7). Тя съдържа цялата област на звездообразуване Orion A, но изключва комплексите Orion B и Mon R2, както и областта NGC 2149. Последната се отличава по своята кинематика (Wilson et al., 2005) от гигантския молекулярен комплекс в центъра на полето, ограничен условно с неправилен многоъгълник на същата фигура. Тази зона, често наричана в литературата просто “Централно влакно” (“Central filament”; оттук надолу CF), се отличава с характерна издължена структура. Тя включва и друго образование с формата на интеграл, пресичащ младия звезден куп в Орион (ONC), а също тъмния MO L 1641 и други локални центрове на звездообразуване (вж. Bally et al. (1987)).

Подобно на изследването ни върху MO Perseus, и тук предпочитаме да използваме карта на емисия на праха вместо карта на екстинкцията. За да превърнем картата на излъчване на праха τ_{353} в карта на колонковата плътност N_H , използваме връзката $\tau_{353} - N_H$, предложена от (Planck Collaboration XIX, 2011). Оценяваме N_H чрез комбинация от апроксимации, като за колонкови плътности $N_H \leq 1.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, използваме степенен закон, а за по-високи – линейна апроксимация.

Областта, съдържаща молекулярен облак Orion A (вж. Фиг. 7), има инте-



Фигура 7: Компонентна карта на излъчване на праха (частота 353 GHz) от архива PLANCK. Основната област в нашето изследване е очертана с правоъгълник, централната структура (CF) – с неправилен многоъгълник (бяла линия). Междинната област (Polygonal Ring, PRg) включва всички пиксели в рамките на големия правоъгълник, но извън CF. С A1 и A2 са означени зоните с различни режими на звездообразуване – вж. текста за подробности.

ресни характеристики. Поради високата си средна колонкова плътност, CF (многоъгълникът на Фиг. 7) изпъква ясно спрямо дифузната си околност. Повечето негови подструктури са кохерентни в пространството на скоростите (Bally et al., 1987). Изследванията сочат, че CF претърпява глобален гравитационен колапс (Hartmann & Burkert, 2007) и гравитационната енергия вероятно преобладава над турбулентната за всички размерни скали, до достигане на структури с размери под 1 pc (Li & Burkert, 2016b).

Друга интересна характеристика на Orion A е установеният градиент на разстоянието по дължината на CF, от север към юг. Wilson et al. (2005) го оценяват на $\Delta D \sim 100\text{pc}$, което е сравнимо с получената от Lombardi et al. (2011) оценка за разстоянието до Orion A: $D \simeq 371\text{pc}$. Установеният градиент на разстоянието може значително да повлияе при извеждане на скалиращи закони. Проверката на това е една от задачите, които си поставихме.

Картите на различни молекулни емисии разкриват разнообразие от подструктури, сгъстявания, влакнести образувания и обвивки около тях. Съобразявайки се с предложението от Hartmann & Burkert (2007) модел на еволюиран самогравитиращ газов диск, наподобяващ по структура CF, ние си поставяме за цел да проверим хипотезата за съществуването на области с различна физика, подобно на резултатите ни за МО Perseus: *гравитурбулентен режим*, характеризиращ се с равнодяловост (от определен тип) между специфичната гравитационна и турбулентна (кинетична) енергия и *предимно турбулентен режим*, асоцииран най-вече с дифузната околност на гигантския молекулярен облак. За целта очертаваме границите на CF така, че да следват приблизително линията на най-голям контраст между зоните с висока и ниска колонкова плътност (Фиг. 7). Допълнителен критерий за избор на зони за изследване е тяхната активност на звездообразуването. Всъщност има доказателства, че в избраното поле съществуват места с изразено активно звездообразуване. Затова разделяме цялата изследвана област на две, следвайки критерия на Nishimura et al. (2015): линията $l = 211^\circ$ разделя CF на CF 1 и CF 2, а многоъгълния пръстен (PRg), очертан от границите на CF и на цялото поле на изследване – съответно на зоните PR 1 и PR 2.

3.2 Декомпозиция на N -pdf в избраните зони

За да проверим хипотезата за съществуването на области с различни физични режими, трябва да получим скалиращите закони на средната плътност в избраните зони. За целта, подобно на анализа на МО Perseus (описан в предходната глава), отново ще приложим процедурата за декомпозиция на N -pdf, припомняйки си, че разпределението на колонковата плътност в зона с дифузен газ може да се представи като комбинация от няколко логнормални функции (или компоненти).

N -pdf разпределението, което получаваме в многоъгълния регион PR 2, част от зоната с активно звездообразуване A 2, практически не съдържа развита степенна опашка и може да се опише изцяло с комбинация от логнормални функции. Това предполага предимно турбулентен режим, защото поведението на N -pdf е типично за дифузна зона, в която гравитацията не играе решаваща роля. Развита степенна опашка обаче е налице при N -pdf в зона CF 2, отново в рамките на областта A 2.

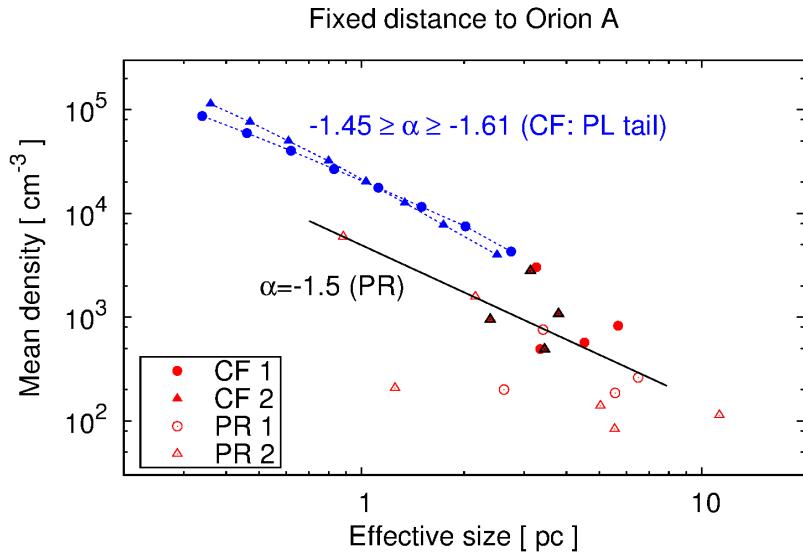
Долната граница $N_{PL} \sim 3 \times 10^{21} \text{cm}^{-2}$ и наклонът $n \simeq -2$ на степенната опашка получаваме чрез метода PLFIT (Clauset et al., 2009), т.е. пряко от небинираните данни.

Получените резултати са в добро съгласие с изследванията на други МО (Federrath & Klessen (2013), Kainulainen et al. (2009), както и с числени симулации на самогравитиращи облаци (Kritsuk, Norman & Wagner, 2011). Изведеният наклон на степенната опашка $n \simeq -2$ е типичен за самогравитиращ газ и отговаря на наклон -1.5 на $\langle \rho \rangle$ -pdf (вж. Girichidis et al. (2014); Stanchev et al. (2015)). От друга страна, високите абсолютни стойности на n сочат към по-ранна, предимно турбулентна фаза в еволюцията на облака. Такъв е случаят с N -pdf за зона CF 1 (не е показвана), където пресмятаме стръмен наклон на степенната опашка: $n \simeq -4$

3.3.1 Хипотеза за наличие на различни физически режими

За да преценим дали са налице различни физически режими, анализираме N -pdf в тази нейна част, която може да се разложи на логнормални компоненти, както и в степенната опашка. Така извеждаме скалиращите закони на плътността за два предполагани физически режими: предимно турбулентен, асоцииран с дифузния газ в PRg, и гравитурбулентен, характерен за CF. На Фиг. 8 е показано скалирането на плътността за зоните в CF (червени символи) и в PR (сини символи). Приемаме за разстоянието до Orion A $D = 371$ pc (Lombardi et al., 2011). Зависимостите плътност - размер, получени с отчитане на градиента на разстоянието, не се отличават съществено от тези, без отчитане на градиент. За да проверим дали физически различните режими в Orion A влияят върху законите за скалиране на плътността, разглеждаме CF като гравитурбулентна област, характеризираща се с равнодяловост между гравитационната и турбулентната енергии, а PR (вж. Фиг. 7) – като предимно турбулентна област, в която турбулентността е определяща за структурата и физиката.

Ако разглеждаме само логнормалните компоненти на диаграмите плътност - размер, забелязваме, че от една страна, за структури със средна плътност $\langle n \rangle \leq 200 \text{cm}^{-3}$, скалиране на плътността сякаш липсва, а от друга страна, най-плътните структури в CF и PRg показват ясно изразена връзка плътност-размер, макар и с голяма дисперсия. Полученият показател на скалиране $\alpha \sim -1.5$ е по-голям от "класическата" стойност по Ларсон $\alpha \sim -1$; (Larson, 1981) и много по-голям от получения за дифузната околност на МО Perseus ($\alpha \sim -0.8$), при това с използването на същия метод (Stanchev et al., 2015). Трудно можем да припишем подобно поведение на структури в чисто турбулентна среда. Но когато включим в разглеждането и структурите в CF, попадащи в обхвата на степенната опашка на N -pdf (сини символи във Фиг. 8, се оказва, че те се подчиняват на същия скалиращ закон! По-високите средни плътности на тези структури, както и асоцирането им с места на текущо звездообразуване (потвърдено от наличието на плътни ядра и млади звездни обекти; Shimajiri et al. (2015)), предполагат, че тяхната физика се определя предимно от гравитацията.



Фигура 8: Закони за скалиране на плътността $\langle n \rangle \propto L^\alpha$ при фиксирано разстояние до Orion A. Точките в синьо отговарят на абстрактните скали от степенната опашка. Видът символи, използвани за скалите в режима на степенната опашка, съответства на същите зони в логнормалния режим.

3.4 Изводи от изследването

За разлика от случая с MO Perseus, N -pdf на CF в Orion A се декомпозира на степенна опашка и набор логнормални функции, покриващи повече от един порядък по N . Последните отразяват статистическия принос на по-разредени структури с вероятно турбулентен произход. Интересното е обаче, че те се подчиняват на същото скалиране на плътността ($\alpha \simeq -1.6$) както структурите с по-висока колонкова плътност, попадащи в степенната опашка на N -pdf. Този изненадващ резултат се възпроизвежда и за по-плътните структури ($\langle n \rangle \gtrsim 10^3 \text{ cm}^{-3}$) в обширната дифузна околност на молекулярен облак (PR). Стръмното скалиране на плътността е показателно за това, че гравитацията играе определяща роля в енергийния баланс на цялата област – както на големи, така и на малки размерни скали. Това е независимо потвърждение на изследването на Li & Burkert (2016b), които стигат до същия извод чрез получаване на спектъра на гравитационната енергия в Orion A по два алтернативни метода.

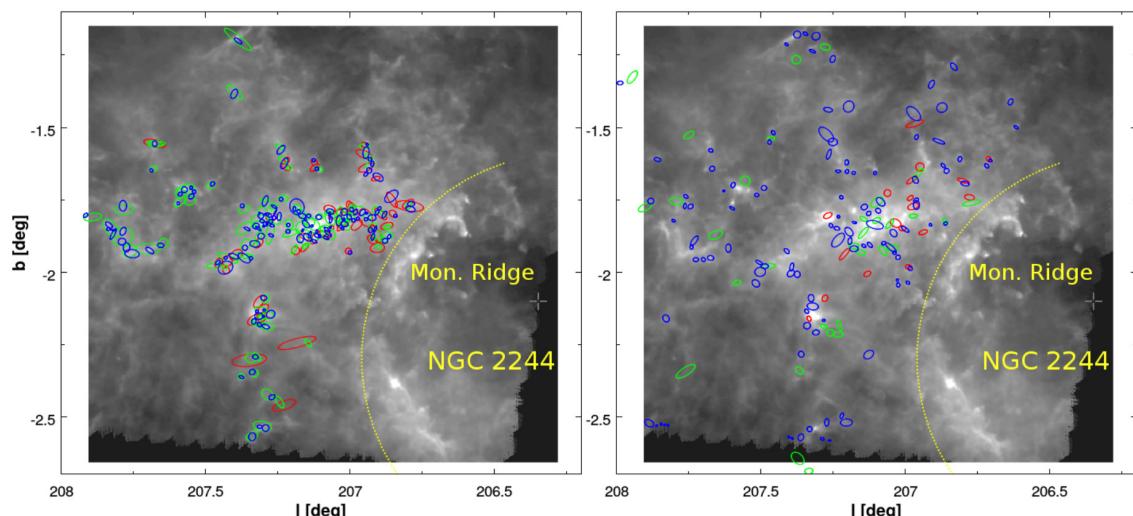
Липсата на скалиране на плътността (или наличието на слабо скалиране) за по-разредените структури ($\langle n \rangle \leq 3 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$) в дифузната околност допълнително подкрепя гравитурбулентната хипотеза. Подобна колонкова плътност е типична за дифузните MO (Goldsmith, 2001). Ние предполагаме, че въпросните по-разредени структури представляват нетрайни образувания, в състояние, което е твърде различно от вириалното равновесие.

Глава 4: Сгъстявания в областта на звездообразуване Rosette

Предните две глави бяха посветени на изучаване на *общата* структура на областите на звездообразуване, чрез въвеждане на абстрактни размерни скали. В настоящата глава представяме изследване с отделяне на *локални* структури (сгъстявания) от карти на дадена област, получени на различни дължини на вълната и с използване на различни индикатори на CNM. Избраният обект е областта Rosette, наблюдавана в молекулни емисии на CO и в емисия на праха.

4.1 Обект на изследване и наблюдателни данни

МО Rosette е асоцииран с широко изследвана област на звездообразуване. Редица автори са отделили и анализирали плътните подструктури в него, с използване на различни подходи (Williams, Blitz & Stark, 1995; Schneider et al., 1998; Dent et al., 2009; Di Francesco et al., 2010). В нашето изследване изключваме зоната на пряко взаимодействие на МО Rosette с разширяващата се H II обвивка, обгръщаща ОВ асоциацията NGC 2244 (Фиг. 9). Най-сгъстената част от тази зона на взаимодействие се нарича Monoceros Ridge (Blitz & Thaddeus, 1980)). Физическите свойства на сгъстяванията и плътните ядра в нея вероятно са значително повлияни от различни ефекти на въздействие на малките звезди в NGC 2244 върху средата, като компресия на газа от разширяващия се йонизацияен фронт и нагряването му от звездното излъчване. Така изследваната от нас област включва предимно зоните, в които активността на звездообразуване – ако такава е налице – вероятно не е повлияна (или предизвикана) от пряка външна компресия на газ.



Фигура 9: Местоположение на отделените газови (^{12}CO , червено, и ^{13}CO , зелено) и прахови сгъстявания (синьо), наложени върху карта на праховата емисия¹ от *Herschel*. Вляво са показвани асоциираните сгъстявания, а вдясно – неассоциираните. Границите на изключена зона са показвани с пунктирна линия.

За разстояние до МО Rosette приемаме оценката на Lombardi et al. (2011): $d = 1330$ pc. Използваните карти на молекулните емисии ($^{12}\text{CO}(1-0)$ и $^{13}\text{CO}(1-0)$) са получени с 14-метровия радиотелескоп на обсерваторията FCRAO (Five College Radio Astronomy Observatory). Спектралната резолюция и ефективността на основния сноп за наблюденията на ^{12}CO и ^{13}CO са съответно 0.127 km/s , 0.133 km/s и 0.45 , 0.48 . Повече технически подробности относно тези данни могат да се намерят в Heyer, Williams & Brunt (2006). Оригиналните карти на праховото излъчване, получени за четири дължини на вълната (160 , 250 , 350 и $500 \mu\text{m}$) чрез инструментите PACS и SPIRE на телескопа *Herschel* (Schneider et al., 2010, 2012), са калибрирани за емисия от площи източници и приведени чрез конволюция към обща разделителна способност от $36''$. Следваща стъпка в предварителната обработка на данните е апроксимацията им във всеки пиксел с модел на сиво тяло, предполагайки степенен закон за непрозрачността на праха в далечната инфрачервена област: $k_\nu = 0.1(\nu/1000 \text{ GHz})^2 \text{ cm}^2/\text{g}$. При тази процедура температурата на праха и колонковата плътност са оставени да варират като свободни параметри. Предвид неточностите в апроксимацията на спектралното разпределение на енергията (допускайки постоянна температура по лъча на зрение), както и недостатъчното познаване на свойствата на праха, точността на картата на колонковата плътност на Rosette оценяваме приблизително на $\sim 30\%$.

4.2 Отделяне на сгъстявания и оценка на основните им характеристики

За отделяне на сгъстявания от карти на молекулни емисии на CO и карта на емисия на праха, ние използваме алгоритъмът GAUSSCLUMPS (Stutzki & Güsten, 1990), използвайки софтуерните имплементации GILDAS и CUPID. Параметрите, контролиращи допустимото ниво “сигнал-шум” за декомпозиция на тримерното разпределение на интензитета, са т. нар. “stiffness” параметри. Когато стойностите им са високи ($s_a = s_b = s_c = 50$), част от флукутациите в шума на данните ще се интерпретират като локални сгъстявания, докато твърде ниските стойности ($s_a = s_b = s_c = 0.01$) ще доведат до изключване на част от излъчването над нивото на шума. В настоящото изследване използваме набор от стойности $s_a = s_b = s_c = 1.0$, следвайки Kramer et al. (1998). Понякога са приложими и по-високи стойности за s_b (вж. например Schneider et al. 1998). Но вероятно най-чувствителната настройка на алгоритъма е изборът на минимален праг на интензитета, при достигането на който процедурата спира. От различните изследвания с използване на този метод става ясно, че подходящ избор за този праг е няколко пъти средноквадратичната грешка на данните (Csengeri et al., 2014). За ^{12}CO и ^{13}CO картите сме избрали прагова стойност 5 пъти над нивото на шума. За HERSCHEL данните, след провеждане на няколко диагностични теста, се спряхме на по-ниска прагова стойност (1.5 пъти над нивото на шума), увеличавайки динамичния диапазон в картата на колонковата плътност. Тя отговаря на по-ниска граница за максимумите на колонковата плътност на отделените сгъстявания ($N_{\text{lim}}(\text{dust}) = 1.9 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$).

4.2.1 Размери и маси на сгъстяванията

Ефективният диаметър на едно CO сгъстяване, отделено с GAUSSCLUMPS, определяме като геометрично средно от неговите голяма и малка оси $D_{\text{cl}} = \sqrt{\Delta x \Delta y}$, където Δx и Δy са линейните размери, получени от FWHM на Гаусовата функция, апроксимираща сгъстяването по направление x или y . Оттук нататък под “размер на сгъстяването” ще имаме предвид половината от ефективния му диаметър $R_{\text{cl}} = 0.5D_{\text{cl}}$. Масите на сгъстяванията са пресметнати след интегриране по пространствени координати и скорости (в пространството PPV):

$$M_{\text{cl}}(\text{CO}) = \left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}} \right)^3 \mu X T_0 \Delta x \Delta y \Delta v , \quad (4)$$

където T_0 е максималната яркостна температура в сгъстяването, Δv е размрът (FWHM) на подструктурата по направление v , а $\mu = 2.4m_u$ е приетата средна маса на частиците в молекулния газ. Оценките за X фактора, необходими за получаването на колонковата плътност от интегралния интензитет на CO картите, ще разгледаме в Част 4.4.

Масите на двумерните подструктури, отделени от картата на колонковата плътност, получена от оригиналната карта на праховото излъчване, са пресметнати аналогично:

$$M_{\text{cl}}(\text{dust}) = \left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}} \right)^2 \mu N_0 \Delta x \Delta y , \quad (5)$$

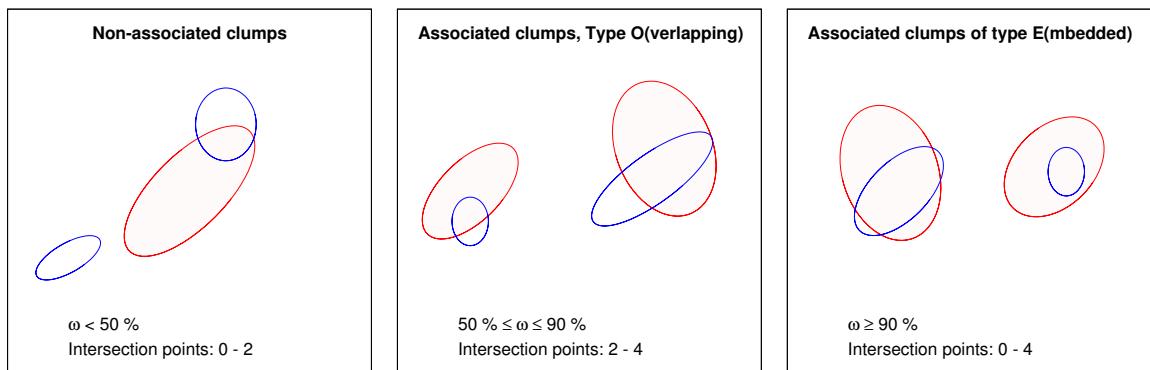
където N_0 е максималната колонкова плътност за дадено двумерно сгъстяване.

4.3 Отъждествяване на сгъстявания от различни извадки

Различните индикатори на структурата на MO са чувствителни към различни физически режими – най-вече към плътността. Докато емисионните линии, възникващи при ротационни преходи от тип $1 \rightarrow 0$ в молекулите ^{12}CO и ^{13}CO , са типични индикатори на молекулен газ за плътности $n \sim 10^2 \text{ cm}^{-3}$ и $n \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$, излъчването на праха в далечния инфрачервен и субмилиметров диапазони, ни позволява да трасираме структурата на облаците, както в зоните с много ниска плътност, така и в зоните на плътните ядра ($n > 10^5 \text{ cm}^{-3}$). Това ни наведе на идеята да проведем отъждествяване (асоциация) на сгъстявания от различни извадки и да сравним техните физически характеристики. Проектираните върху равнината (x, y) тримерни сгъстявания, отделени от PPV данните на CO картите, са с елиптична форма; двумерните сгъстявания от HERSCHEL картата са също елиптични. Критерият за асоцииране на сгъстявания се основава на степента на припокриване на елипси, както е показано на Фиг. 10. За целта използваме метода, разработен от Hughes & Chraibi (2012), чийто изходни параметри са площта на припокриване на елипсите и броят точки, получени при тяхното пресичане.

Дефинираме коефициент на припокриване w като площ на припокриване, нормирана към площта на по-малката елипса в разглежданата двойка. При нула или една точка на пресичане $w = 0\%$ (елипсите не се пресичат) или по-голямата елипса съдържа изцяло по-малката ($w = 100\%$). Когато пресечните точки са 2, 3,

или 4, стойността на w е решаваща за разграничаването между неасоциирани, застъпващи се (overlapping; тип О) и вложени (embedded, тип Е) елипси. За разграничаване на първите два случая налагаме критична стойност $w = 50\%$, а като вложени определяме двойки елипси с $w \geq 90\%$. Последното е достатъчно силен критерий, гарантиращ че по-голямата част от масата на сгъстяването се съдържа в зоната на припокриване. В зависимост от относителния размер на сгъстяванията в двойка от тип Е, въвеждаме два допълнителни подтипа – когато сгъстяването от население 1 е по-голямо от партньора за население 2, двойката е тип Е 1, докато в обратния случай типът е Е 2. Допълнително условие за асоцииране между ^{12}CO и ^{13}CO сгъстявания е застъпването в поне един канал по скорости.



Фигура 10: Схематично представяне на критерия за асоциация на сгъстявания, отделени на карти от различни индикатори: неасоциирана двойка (вляво), застъпващата се двойка (по средата) и двойка вложени сгъстявания (вдясно). По-голямото сгъстяване в дадена двойка е показано в червено.

Резултатите показват, че асоциираните обекти населяват предимно плътните зони на областите на звездообразуване в МО Rosette и неговите най-ясно изразени влакна (Фиг. 9, в ляво; виж също и Фиг. 1 в Schneider et al. (2012)). От своя страна, неасоциираните ^{13}CO и прахови сгъстявания, населяват предимно по-далечната околност на централната област на звездообразуване (Фиг. 9, в дясно), като ^{13}CO сгъстяванията са детектирани в канали с висока радиална скорост. Голяма част от неасоциираните прахови сгъстявания представляват типични плътни ядра с малки маси $M_{\text{cl}} < 10 M_{\odot}$ и размери $R_{\text{cl}} < 0.3$ pc. Резултатите сочат, че сред асоциираните двойки броят на вложените (от тип Е) и на застъпващите се (от тип О) обекти е приблизително еднакъв. Описаната процедура за асоцииране прилагаме и за населения от сгъстявания, отделени по данни от един молекулен индикатор (самоотъждествяване). Статистиката на такива двойки е бедна, което вероятно се дължи на ограничения динамичен диапазон по размери на сгъстяванията, но анализът на тези двойки ни дава референтни стойности при изучаването на зависимостта “маса-размер” (вж. Част 4.4).

4.4 Физически анализ

4.4.1 Оценка на X-фактора

Първата ни задача в анализа на извадките от сгъстявания бе получаването на адекватна оценка на параметъра, свързващ интегралния интензитет W с колонковата плътност на водорода ($X = N(2\text{H}_1 + \text{H}_2)/W$) за молекулните индикатори ^{12}CO и ^{13}CO . За целта приемаме масите на праховите сгъстявания $M_{\text{cl}}(\text{dust})$ като референтни стойности спрямо масите на асоциираните с тях CO сгъстявания, като предполагаме, че излъчвателната способност на праха е определена с поголяма точност. Процедурата за изчисляване на колонковата плътност във всеки пиксел дава стойност на $M_{\text{cl}}(\text{dust})$ с точност фактор 2. Тази оценка е приемлива с оглед на изследванията на други области на звездообразуване, при които са използвани карти от HERSCHEL (Roy et al., 2013). Вместо да приемем никаква средна стойност за X (например широкоприетата стойност за нашата Галактика: $X_{\text{gal}}(^{12}\text{CO}) \equiv X_{\text{gal}} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ km}^{-1} \text{ s}$), ние я оценяваме чрез сравняване на масите на газовите и праховите сгъстявания от асоциираните вложени двойки (тип E). Първо се задават тестови стойности в интервала $0.1 \leq X/X_{\text{gal}} \leq 10$. За всяка стойност се изчисляват масите $M_{\text{cl}}(^{12}\text{CO})$ на ^{12}CO сгъстяванията и се сравняват с масите на вложените в тях прахови сгъстявания $M_{\text{cl}}(\text{dust})$, за да се оцени диапазонът от приемливи стойности за X фактора. По дефиниция, на диаграмите “размер - размер”, асоциираните двойки от тип E 1 и E 2 са разделени от линията на идентитета. Ако приемем, че Гаусовите сгъстявания в такава асоциирана двойка са *пространствено* вложени една в друга, то подобно разделяне би трябвало да наблюдаваме и на диаграмите “маса - маса”. Като приемаме около 40% неточност на изчислените маси на PPV сгъстяванията поради ефекти на проекцията (Beaumont et al., 2013), визуалният преглед на тези диаграми за асоциираните двойки ^{12}CO -прах от тип E 1 показва, че изборът на $X/X_{\text{gal}} \geq 2$ води до $M_{\text{cl}}(^{12}\text{CO}) > M_{\text{cl}}(\text{dust})$.

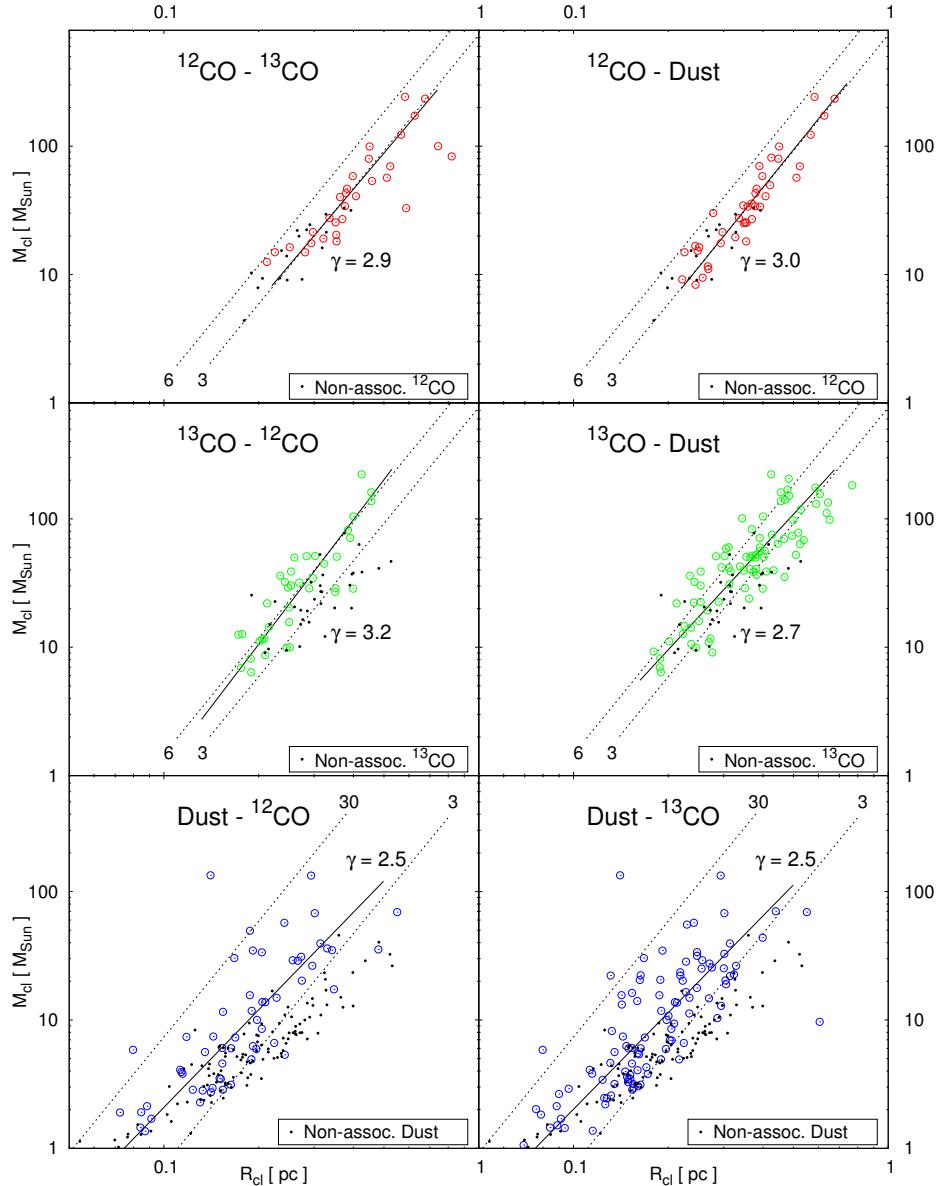
Минималната средна стойност на $X(^{13}\text{CO})$ се определя аналогично, в интервал от тестови стойности $1 \leq X(^{13}\text{CO})/(8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ km}^{-1} \text{ s}) \leq 10$.

4.4.2 Диаграма маса-размер и вириален анализ

Връзката “маса-размер” $M \propto R^\gamma$, отразява скалирането на плътността в мо (Larson, 1981; Heyer et al., 2009). Стойностите на степенния показател за пълните извадки във всеки индикатор са $\gamma \approx 2.4$, което се съгласува с други изследвания за размерни скали под 1 pc (Hennebelle & Falgarone, 2012).

Но ако се ограничим само до извадките с *асоциирани* CO сгъстявания, стойностите на показателя нарастват и в рамките на статистическата грешка получаваме $\gamma \simeq 3$ (Фиг. 11, горе и по средата). С други думи, тези населения следват съотношение “маса-размер”, съответстващо на постоянна средна обемна плътност $\langle n \rangle$ в интервала 3×10^3 до $6 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$. Резултатът се възпроизвежда, когато разглеждаме асоциирани сгъстявания от един и същ молекулен индикатор.

От друга страна, праховите сгъстявания, асоциирани с CO партньори, следват скалиране на масата с индекс $\gamma = 2.5$, което е малко по-стръмно от скалира-



Фигура 11: Диаграми “размер-маса” за асоциираните Гаусови сгъстявания. За сравнение са показани неасоциираните сгъстявания (точки) за всеки молекулен индикатор. Плътните линии отговарят на получените скалиращи зависимости, а в пунктир са показани линиите на постоянна плътност $\langle n \rangle$ в единици 10^3 cm^{-3} .

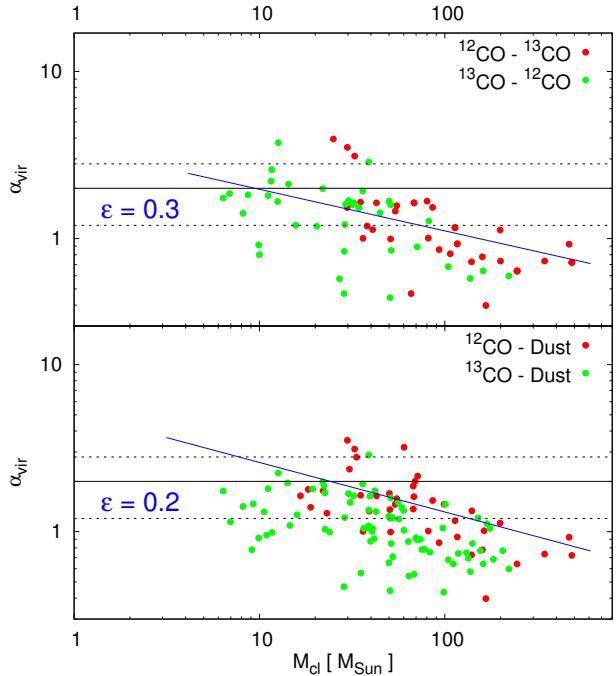
нето, получено за цялата извадка сгъстявания. Поредица от тестови пускове на GAUSSCLUMPS върху картата на колонковата плътност показват, че резултатите не зависят от избора на прагово ниво на шум в данните.

За извадките с вложени сгъстявания, нашите резултати сочат, че асоциираните CO населния се скалират по маса с близки стойности на γ . Дали можем да говорим за универсална скалираща зависимост, не зависеща от използвания молекулен индикатор? Ако асоциираните сгъстявания от тип Е са наистина пространствено вложени, такова предположение звучи разумно. Както личи от Фиг. 11, размери-

те на асоциираните сгъстявания варират в рамките на по-малко от един порядък. Повечето изследвания на МО и облачни фрагменти дават относително постоянно γ за такъв тесен диапазон. Можем да се очаква, че вложените сгъстявания следват еднакво скалиране на масата, ако допуснем, че не са йерархично свързани. Ние правим качествена проверка на това твърдение, като сравняваме масите на асоциирани сгъстявания (за всяка комбинации от използвани индикатори) с очакваните маси на сгъстяванията (допускайки единствена скалираща зависимост с индекс γ). При това сравнение, варираме γ , докато намерим оптимална стойност, която да минимизира дисперсията на точките около линията на идентитета върху диаграмата “маса - очаквана маса”. Прилагайки метод на най-малките квадрати, минимално стандартно отклонение на апроксимациите получаваме за извадката от всички асоциирани ^{13}CO и ^{12}CO двойки, съответстващо на $\gamma_{\text{opt}} = 2.9$. По-голямата част от точките се концентрират около линията на идентитет, в рамките на неточността при оценката на масите. Това е сигурен индикатор, че вложените сгъстявания в МО Rosette, се подчиняват на общо скалиране на масата с индекс $\gamma \simeq 3$, отговарящо на постоянна средна плътност.

Вириалният параметър на МО или облачен фрагмент се дефинира като $\alpha_{\text{vir}} = (5\sigma_{\text{cl}}^2 R_{\text{cl}})/(GM_{\text{cl}})$, където σ_{cl} е дисперсията на скоростите, а G е гравитационната константа. Това е често използвана характеристика на гравитационната свързаност на даден обект. За гравитационно свързани се смятат обектите с $\alpha_{\text{vir}} < 2$ (McKee & Zweibel, 1992). Отчитайки неточностите в оценката на масите, ние получаваме, че по-голямата част от асоциирани CO сгъстявания в Rosette са гравитационно свързани (вж. Фиг. 12).

Друг индикатор за динамичното състояние на сгъстяванията може да бъде връзката “вириален параметър-маса”, предполагайки степенна зависимост от вида: $\alpha_{\text{vir}} \propto M_{\text{cl}}^{-\epsilon}$. Ние я получаваме от съчетаването на съотношението “маса - размер” с показател γ със скалирането на дисперсията на скоростите $\sigma_{\text{cl}} \propto R_{\text{cl}}^\beta$ и води до следната връзка между ϵ и показателя на скалиране на скоростта: $\epsilon = 1 - (2\beta + 1)/\gamma$. Получената по тази формула средна стойност $\epsilon = 0.4 \pm 0.2$ за всички сгъстявания, асоциирани със съответните CO обекти, е в съгласие със средната оценка за ϵ , изведена чрез пряка апроксимация на съотношението “вириален параметър-маса”.



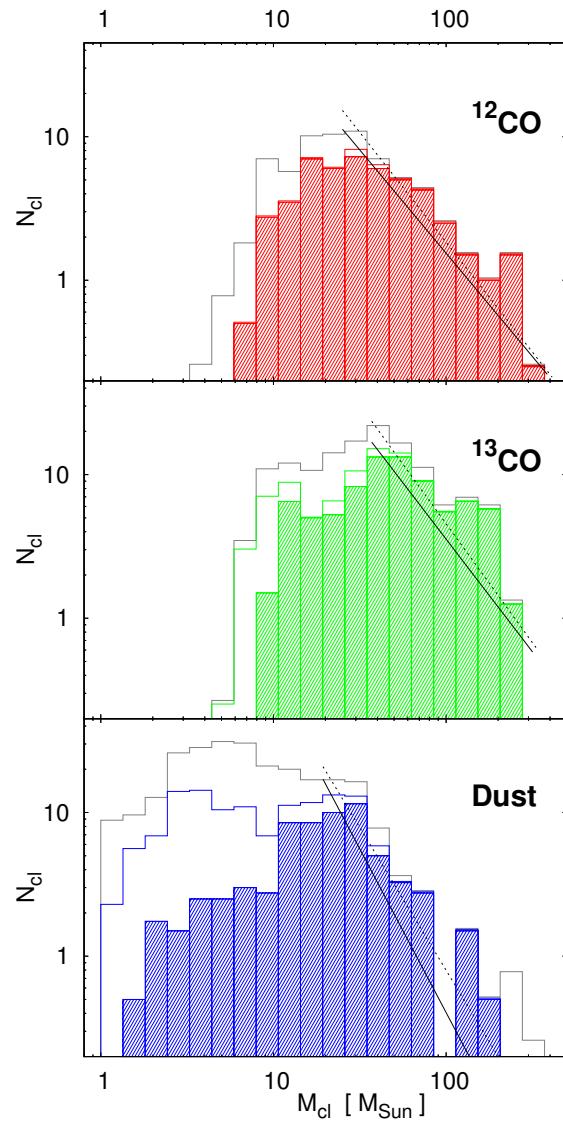
Фигура 12: Вириален анализ на асоциираните сгъстявания от диаграмата “маса-вириален параметър”. Пунктирните линии показват диапазона на възможните неточности при оценка за гравитационната свързаност на сгъстяванията ($\alpha \gtrless 2$).

4.5 Функции на масите на сгъстяванията

Функциите на масите на сгъстяванията (clump mass functions, CMF) в МО представляват особен интерес за теорията на звездообразуването, защото изучаването им може да хвърли светлина върху произхода на звездната IMF. Поставихме си за цел да проверим как CMF зависят от избора на индикатор на молекулния газ, от асоциирането между различни населени сгъстявания и използвания метод за апроксимация.

Функциите на масите, получени за извадките от газови (^{12}CO , ^{13}CO) и прахови сгъстявания са показани на Фиг. 13. Оценките на техните параметри са приведени в Таблица 4.4. Като цяло, всички разпределения имат максимум около характеристичната маса, оценена чрез процедурата PLFIT. Използваме тази маса и в апроксимациите по метода на най-малките квадрати. Единствено изключение прави функцията на масите за пълната извадка прахови сгъстявания, където приемаме за M_{ch} локален максимум $\sim 22M_{\odot}$. Резултатите показват, че неасоциираните сгъстявания от всички използвани индикатори допринасят основно към режима на малките маси на CMF. С нарастване на масата, дялът на гравитационно свързаните обекти нараства бързо, поради което масивната част на CMF се формира главно от такива сгъстявания.

Методът на най-малките квадрати се прилага върху бинираните данни на CMF, поради което резултатът е чувствителен към избрания размер на бина, обема на извадката от сгъстявания и характеристичната маса M_{ch} . За разлика от него, методът на максималното правдободобие (Maximum Likelihood, ML), имплементиран в алгоритъма PLFIT



Фигура 13: Функции на масите за извадки сгъстявания в Rosette: всички сгъстявания от дадения индикатор (сиво), само за асоциираните сгъстявания (цвят), за асоциираните гравитационно свързани сгъстявания ($\alpha_{\text{vir}} < 2$; щрих). Показани са и определените чрез ML наклони в режима на големите маси: за всички сгъстявания (пунктирна линия) и само за асоциираните сгъстявания (плътна линия).

от Clauset et al. (2009) е приложим пряко върху небинираните данни, като оценява едновременно наклона Γ и масата M_{ch} , постигайки добра точност за извадки с повече от 50 сгъстявания. Нашите извадки са достатъчно големи и затова използването и на двата метода за апроксимация на CMF е допустимо.

Макар двата метода да дават близки стойности за Γ , все пак ML води до систематично по-стръмни наклони на CMF. Наклонът на CMF на CO сгъстявания е близък до Солпитъровия на IMF (-1.3 ; Salpeter (1955)). Подобен резултат получаваме и за пълните извадки. За праховите сгъстявания обаче се получава съществено по-стръмен наклон.

При предишни изследвания на MO Rosette, някои от които използват същия молекулен индикатор и подобен диапазон по маси, са изведени по-ниски наклони на степенния закон. (Williams, Blitz & Stark, 1995; Schneider et al., 1998). Разликите в наклоните на CMF, получени от нас, приписваме на големия брой гравитационно свързани обекти, попадащи в нашите извадки.

Възможните недостатъци на проведеното изследване произтичат от неточности в оценките на X фактора за ^{12}CO и ^{13}CO , неточности в получената карта на колонковата плътност и различните ефекти на припокриване. $X(^{12}\text{CO})$ и $X(^{13}\text{CO})$ могат да варираят значително спрямо приетите стойности (Shetty et al., 2011). Например, вариациите в стойността на $X(^{13}\text{CO})$ надвишават съществено характерните за Галактиката средни стойности на X . Освен това, малките по размер сгъстявания, дълбоко потопени в газовата среда на облака, са по-чувствителни към ефекти на припокриване. Също така, разглеждането на обекти с ниска средна повърхностна яркост може да доведе до погрешна интерпретация на реалната структура на облака в пространството PPP. Такива сгъстявания обаче не влияят върху скалирането на масата за асоциираните CO населения и не са взети под внимание при получаването на CMF в режима на големите маси.

Ние твърдим, че асоциираните прахови сгъстявания трасират плътните зони във вътрешността на сгъстяванията в местата на звездообразуване. По-ниският наклон $\gamma \sim 2.5$, получен за тази извадка, съчетан със значително по-голямата дисперсия (вж. Фиг. 11, долу), може да се обясни с липсата на единствен скалиращ закон за размерни скали под 0.1 pc – вариациите по маса на структури с еднакъв размер могат да достигнат няколко порядъка (Hennebelle & Falgarone, 2012).

4.6 Изводи от изследването

Предмет на изследването, представено в тази глава, беше физиката на реалните структури, отделени от карти на MO Rosette с алгоритъма GAUSSCLUMPS. Получени бяха извадки от газови (^{12}CO и ^{13}CO) и прахови (по данни на телескопа *Herschel*) сгъстявания. След проведената асоциация (отъждествяване) между извадките, получени за различни индикатори, и съответния физически анализ, достигаме до следните главни изводи:

- Асоциирането на газови и прахови сгъстявания, отделени от карти на молекулните емисии на ^{12}CO и ^{13}CO и от картата на излъчване на праха, позволява трасирането на зони с текущо или предстоящо звездообразуване в

МО Rosette. Повечето от асоциираните сгъстявания са оценени като гравитационно свързани обекти. Пространственото им разпределение очертава границите на зоните на звездообразуване с характерните за Rosette влакнести форми, изследвани от Schneider et al. (2012).

- Асоциираните Гаусови сгъстявания, отделени от CO картите, проявяват единствено съотношение “маса-размер” $M_{\text{cl}} \propto R_{\text{cl}}^3$, съответстващо на приблизително постоянна средна плътност $3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ (за ^{12}CO обекти) и $4 - 6 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ (за ^{13}CO обекти). Този резултат може да се обясни с ансамбъл от звездообразуващи сгъстявания с подструктури, характеризиращи се с типичен профил на плътността (с наклон -2), оформен под действие на гравитацията. Това е в съгласие с получените масови функции с наклони, близки до Солпитетровия ($\Gamma \sim -1.3$), характерен за массивната част от началната функция на звездните маси.
- Асоциираните прахови сгъстявания се различават от своите газови партньори по по-плоското скалиране на масата (с наклони $\gamma \sim 2.5$) и по-стръмните CMF ($\Gamma \simeq -2.3$). Тези сгъстявания трасират плътните зони в областите на звездообразуване с характерни размерни скали от няколко десети от парсека, където не би трябвало да очакваме единствено съотношение “маса-размер”.

5. Основни резултати и научни приноси

Проведеният анализ на общата структура на областите на звездообразуване Perseus и Orion A и на асоциираните с тях МО показва, че функцията на вероятностно разпределение на колонковата плътност може да се апроксимира с: (а) комбинация от логнормални функции и развита степенна опашка, представляваща приноса на плътните зони в централните части на МО; (б) линейна комбинация от няколко логнормални функции, в пръстени, обхващащи асоциирания с областта на звездообразуване облак или в дифузни зони на неговата околност. В първия случай, за областта на звездообразуване Perseus, степенната опашка на N -pdf за най-голямата зона обхваща разпределенията на всички останали вложени зони, размерите на които могат да бъдат разглеждани като нейни подскали. Във втория случай, всяка логнормална компонента на дадено разпределение се интерпретира като статистически принос на отделна скала в турбулентната каскада.

Получените скалиращи закони на средната плътност в зоните, включващи МО Perseus, и в зоните на неговата дифузна околност се различават съществено по своя наклон: съответно $\alpha = -1.93$ ($\gamma = 1.07$) и $\alpha = -0.77 \pm 0.11$ ($\gamma = 2.23$). Приемайки равнодяловост между гравитационната и кинетичната (турбулентната) енергии за всяка размерна скала, както и скалиране на дисперсията на скоростите в степенната опашка $u_L \propto L^\beta$, резултатът подсказва за съществуването на физически различни режими в PR: (а) гравотурбулентен, практически без скалиране на скоростта и с почти линейно скалиране на масата; (б) предимно турбулентен, със стръмно скалиране на скоростта ($\beta = 0.60$) и с инвариант за свиваема турбулентност $\langle \rho \rangle_L u_L^2 / L$, който е индикатор за независещ от размерната скала поток на кинетичната енергия през турбулентната каскада.

Скалирането на средната плътност $\alpha \simeq 1$, което получаваме от декомпозицията както на N -pdf, така и на ρ -pdf в избрана зона от MHD симулация на МО с включена гравитация, е в много добро съгласие с класическите резултати на Larson (1981). Това е поразително, защото нашите резултати са получени за абстрактно дефинирани обекти (размерни скали), а не за пространствено свързани области (подструктури) в МО, отделени с помощта на някакъв алгоритъм.

Наклонът на степенната опашка на N -pdf, получена за МО Orion A ($n = -2$), предполага добре развит профил на плътността в плътните зони и подсказва, че самият МО (или поне централната му структура CF), е самогравитиращ. Показателно за наличието на гравотурбулентен режим е и стръмното скалиране на плътността ($\alpha \simeq -1.6$) – за разлика от скалирането, отличително за предимно турбулентен режим $\alpha \simeq -1$. Градиентът на разстоянието, установен от Wilson et al. (2005) за МО Orion A, не влияе върху изведените скалиращи закони.

Физическите режими, установени в областите на звездообразуване Perseus и Orion A, могат да бъдат отъждествени с два домена: гравотурбулентен и предимно турбулентен. Голяма част от цялата област на звездообразуване Orion A е гравотурбулентна и се характеризира с равнодяловост на гравитационната и кинетичната енергии за множество размерни скали. В подкрепа на това заключение може да се посочи фактът, че по-плътните структури в дифузните зони следват същото скалиране на плътността, като изведеното за централната структура CF.

Гравитурбулентният режим в областта на звездообразуване Perseus може да се отъждестви със самия МО, в периферията на който е налице относително рязък преход към предимно турбулентен режим. Последното приблизително съответства на прехода от молекулна към атомна газова фаза (Lee et al., 2012).

Асоциирането на газови и прахови сгъстявания, отделени от карти на молекулните емисии на ^{13}CO и ^{12}CO и от картата на излъчване на праха, позволява трасирането на зони с текущо или предстоящо звездообразуване в МО Rosette. Повечето от асоциираните сгъстявания са оценени като гравитационно свързани обекти.

Асоциираните Гаусови сгъстявания, отделени от CO картите, проявяват единствено съотношение “маса-размер” $M_{\text{cl}} \propto R_{\text{cl}}^3$, съответстващо на приблизително постоянна средна плътност $3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ (за ^{12}CO обекти) и $4 - 6 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ (за ^{13}CO обекти). Този резултат може да се обясни с ансамбъл от звездообразуващи сгъстявания с подструктури, характеризиращи се с типичен профил на плътността (с наклон -2), оформен под действие на гравитацията. Това е в съгласие с получените масови функции с наклони, близки до Солпитетъровия ($\Gamma \sim -1.3$), характерен за массивната част от началната функция на звездните маси.

Асоциираните прахови сгъстявания се различават от своите газови партньори по по-плоското скалиране на масата (с наклони $\gamma \sim 2.5$) и по-стръмните CMF ($\Gamma \simeq -2.3$). Тези сгъстявания трасират плътните зони в областите на звездообразуване с характерни размерни скали от няколко десети от парсека, където не би трявало да очакваме единствено съотношение “маса-размер”.

Библиография

- Alves, J., Lombardi, M., Lada, C., 2007, A&A, 462, L17
Ballesteros-Paredes, J., 2006, MNRAS, 372, 443
Ballesteros-Paredes J., DÁlessio P., Hartmann L., MNRAS, 427, 2562, 2012
Bally, J., Stark, A.A., Wilson, R.W.& Langer, W.D., 1987, ApJL, 312, L45
Bally J., Walawender J., Johnstone D., Kirk H., Goodman A., in Reipurth B., ed., ASP Monograph Publications, Handbook of Star Form- ing Regions, Vol. I: The Northern Sky. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 308, 2008
Banerjee, R., Vázquez-Semadeni, E., Hennebelle, P., Klessen, R. S., 2009, MNRAS 398, 1082
Beaumont C., Goodman A., Alves J., Lombardi M., Román-Zúñiga C., Kauffmann J., Lada C., 2012, MNRAS, 423, 2579
Beaumont, C., Offner, S., Shetty, R., Glover, S., Goodman, A., 2013, ApJ, 777, 173
Bertoldi, F. and McKee, C. F., 1992, ApJ, 395, 140
Blitz, L., Thaddeus, P., 1980, ApJ, 241, 676
Csengeri, T., Urquhart, J., Schuller, F., Motte, F., Bontemps, S., Wyrowski, F., Menten, K., Bronfman, L., et al., 2014, A&A, 565, A75
Dent, W., Hovey, G., Dewdney, P., Burgess, T., Willis, A., Lightfoot, J., Jenness, T., Leech, J., et al., 2009, MNRAS, 395, 1805
Di Francesco, J., Sadavoy, S., Motte, F., Schneider, N., Hennemann, M., Csengeri, T., Bontemps, S., Balog, Z., et al., 2010, A&A, 518, L91
Donkov, S., Veltchev, T. V., Klessen, R. S., 2011, MNRAS, 418, 916
Donkov, S., Stanchev, O., Veltchev, T., Proc. of the VIII Serbian-Bulgarian Astron. Conf., Leskovac, Serbia, May 8-12, 2012, eds. M. K. Tsvetkov, M. S. Dimitrijevic, K. Tsvetkova, O. Kounchev, Z. Mijajlovic (arXiv 1206.1444)
Elmegreen, B., G., ApJ, 486, 944, 1997
Federrath, C., Roman-Duval, J., Klessen, R., Schmidt, W., Mac Low, M.-M., 2010, A&A, 512, 81
Federrath, C., 2013, MNRAS, 436, 1245
Federrath C., Klessen R., 2013, ApJ, 763, 51
Fryxell B. et al., 2000, ApJS, 131, 273
Girichidis P., Konstandin L., Whitworth A., Klessen R., 2014, ApJ, 781, 91
Goldsmith, P. F., 2013, ApJ, 774.134
Hartmann, L., Burkert, A., 2007, ApJ, 654, 988
Heyer, M., Williams, J., Brunt, C., 2006, ApJ, 643, 956
Heyer, M., Krawczyk, C., Duval, J. & Jackson, J. M., 2009, ApJ, 699, 1092
Hennebelle, P. & E. Falgarone, E., 2012, A&ARev, 20, 55

- Hirota T., Honma M., Imai H., Sunada K., Ueno Y., Kobayashi H., Kawaguchi N., 2011, PASJ, 63, 1
- Hughes, G., Chraibi, M., 2012, Computing and Visualization in Science, Vol. 15, Issue 5, 291
- Kainulainen, J., Beuther, H., Henning, T., Plume, R., 2009, A&A, 508, L35
- Kauffmann J., Pillai T., Shetty R., Myers P., Goodman A., 2010a, ApJ, 712, 1137
- Kauffmann J., Pillai T., Shetty R., Myers P., Goodman A., 2010b, ApJ, 716, 433
- Kauffmann J., Pillai T., Goldsmith P., 2013, ApJ, 779, 185
- Clauset A., Shalizi C. R., Newman M. E. J., 2009, SIAM Rev., 51, 661
- Klessen, R. S. & Hennebelle, P., 2010, A&A, 520, A17
- Kolmogorov, A., 1941, Dokl. Akad. Nauk SSSR, 30, 301
- Koyama, H., & Inutsuka, S. 2002, ApJ, 564, L97. arXiv:astro-ph/0112420
- Kramer, C., Stutzki, J., Rohrig, R., Corneliusen, U., 1998, A&A, 329, 249
- Kritsuk, A., Norman, M., Padoan, P., & Wagner, R., 2007, ApJ, 665, 416
- Kritsuk, A., Norman, M., & Wagner, R., 2011, ApJ, 727, L20
- Larson, R., 1981, MNRAS, 194, 809
- Lee, M.-Y. et al., 2012, ApJ, 748, 75
- Li, G.-X., Burkert, A., 2017, MNRAS, 464, 4096
- Lombardi, M., Alves, J., Lada, C., 2010, A&A, 519, 7 (LAL10)
- Lombardi M., Alves J., Lada C., 2011, A&A, 535, 16
- Mangum, J., Shirley, Y., 2015, PASP, 127, 266
- McKee, C. & Zweibel, E., 1992, ApJ, 399, 551
- Nishimura, A., Tokuda, K., Kimura, K., Muraoka, K., Maezawa, H., Ogawa, H., Dobashi, K., Shimoikura, T., 2015, ApJS, 216, 18
- Padoan, P., & Nordlund, A., 2002, ApJ, 576, 870
- Padoan, P., Nordlund, A., Jones, B., 1997, MNRAS, 288, 145
- Planck Collaboration XIX, 2011, A&A, 536, A19
- Reid, M., Wilson, C., ApJ, 644, 990, 2006
- Roy, A., Martin, P., Polychroni, D., Bontemps, S., Abergel, A., André, Ph., Arzoumanian, D., Di Francesco, J., et al., 2013, ApJ, 763, 55
- Salpeter, E., 1955, ApJ, 121, 161
- Shetty, R., Glover, S., Dullemond, C., Klessen, R., 2011, MNRAS, 412, 1686
- Schneider, N., Stutzki, J., Winnewisser, G., Block, D., 1998, A&A, 335, 1049
- Schneider, N., Motte, F., Bontemps, S., Hennemann, M., di Francesco, J., André, Ph., Zavagno, A., Csengeri, T., et al., 2010, A&A, 518, L83
- Schneider N., Csengeri T., Klessen R. S., Tremblin P., Ossenkopf V., Peretto N., 2015a, A&A, 578, 29
- Schneider, N., Csengeri, T., Hennemann, M., Motte, F., Didelon, P., Federrath, C., Bontemps, S., Di Francesco, J., et al., 2012, A&A, 540, L11
- Shimajiri, Y., Kitamura, Y., Nakamura, F., Momose, M., Saito, M., Tsukagoshi, T., Hiramatsu, M., Shimoikura, T., et al., 2015, ApJS, 217, 7
- Stanchev, O., Veltchev, T., Kauffmann, J., Donkov, S., Shetty, R., Kortgen, B. & Klessen, R., 2015, MNRAS, 451, 5575
- Stutzki, J., & Güsten, R., 1990, ApJ, 356, 513
- Tachihara, K., Mizuno, A., Fukui, Y., 2002, ApJ, 528, 817

- Vázquez-Semadeni, E., ApJ., 423, 681, 1994
- Vázquez-Semadeni, E., 2010, in Kthes, 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., 2012, ArXiv e-prints. 1208.4132 v1
- Vázquez-Semadeni, E. et al., 2007, ApJ., 657, 870
- Williams, J., Blitz, L., Stark, A., 1995, ApJ, 451, 252
- Williams, J., Blitz, L., Stark, A., ApJ, 451, 252, 1995
- Wilson BA, Dame TM, Masheder MRW, Thaddeus P., 2005, A&A., 430, 523

Публикации по темата на дисертацията

1. Stanchev, O., Veltchev, T., Kauffmann, J., Donkov, S., Shetty, R., Bastian K. and Klessen, R., *"Tracing the general structure of Galactic molecular clouds using Planck data: I. The Perseus region as a test case"*, 2015, MNRAS, 451, 1056S
2. Veltchev, T., Ossenkopf, V., Stanchev, O., Schneider, N., Donkov, S. and Klessen, R., *"Clump populations in Rosette spatially associated from CO and dust maps"*, ready for submition in MNRAS
3. Stanchev, O., Veltchev, T., Donkov, S., *"Density scaling relation in Orion A: effects of region selection"*, A talk, presented at the 10th Serbian-Bulgarian Astronomical Conference, Belgrade, Serbia, May 30 – June 3, 2016, arXiv:1606.09227
4. Stanchev, O., Veltchev, T., Donkov, S., Shetty, R., *"Relationship between molecular cloud structure and density PDFs"*, A poster report, presented at the 2013 MPIA summer conference “Phases of the ISM”, Heidelberg, July 29 -August 1, 2013, arXiv:1308.0261
5. Donkov, S., Stanchev, O., Veltchev, T., *"Modeling of molecular clouds with formation of prestellar cores"*, Proceedings of the VIII Serbian-Bulgarian Astronomical Conference (VIII SBAC), Leskovac, Serbia, May 8-12, 2012, arXiv:1206.1444

Благодарности

На първо място, искам да благодаря на доц. д-р Тодор Велчев и на гл. ас. д-р Сава Донков, които ме поканиха да се включва в изследванията на структурата на молекулярните облаци, в сътрудничество с германските колеги от университетите в Хайделберг и Кьолн. Това ми позволи да работя по изключително интересни задачи в общата тематика на теорията на звездообразуването.

Благодаря специално на моята съпруга и на родителите ми за тяхната подкрепа и търпение.

Благодарен съм на моите учители, които ме въведоха в науката. В тази връзка, бих искал да благодаря на проф. д-р Цветан Георгиев, който не само ми предаде много от своите знания по извънгалактична астрономия, но и разпали в мен интереса към професионалната астрофизика като цяло.

Искам да благодаря и на своите колеги от катедра "Астрономия" на СУ "Св. Климент Охридски" и Института по астрономия към БАН, за тяхната подкрепа в развитието ми като преподавател по астрофизика учен.