

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. А.Ф. ИОФФЕ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

Бадмаев Данр Владимирович

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В СКОПЛЕНИЯХ
МОЛОДЫХ МАССИВНЫХ ЗВЁЗД: 3D МГД
МОДЕЛИРОВАНИЕ**

Специальность 01.03.02 —
«Астрофизика и звёздная астрономия»

Научный доклад

Научный руководитель:
Чл.-корр. РАН, д. ф.-м. н.
Быков Андрей Михайлович

Санкт-Петербург — 2024

Содержание

Введение	3
1 Внутри ядра молодого массивного скопления звёзд	9
1.1 Введение	9
1.1.1 Массивные звёзды в ММЗС	9
1.1.2 Эволюция массивных звёзд	12
1.1.3 Каверны звёздных ветров	14
1.2 Описание МГД модели ядра ММЗС	15
1.2.1 Построение скопления	15
1.2.2 Уравнения и численная схема	17
1.3 Результаты моделирования	20
1.3.1 Свойства плазменных течений в ядре скопления	21
1.3.2 Усиление магнитных полей в ядре ММЗС	23
1.3.3 Разделение энергии и терализация	26
1.4 Выводы	28
2 Сверхновая в ядре молодого массивного скопления звёзд . .	29
2.1 Введение	29
2.2 Инициализация сверхновой в скоплении	29
2.3 Результаты	31
2.3.1 Общая структура и динамика течений	31
2.3.2 Усиление и структура магнитного поля	35
2.3.3 Релаксация и перенос эжекты в скоплении	37
2.4 Выводы	39
Заключение	41
Литература	42

Введение

Актуальность темы НКР

В последние десятилетия астрономия и астрофизика достигли значительных успехов в понимании процессов, происходящих в нашей галактике. Одной из самых интригующих и малоизученных областей остается природа галактических космических лучей (ГКЛ) высоких энергий. Происхождение этих частиц, проникающих в земную атмосферу с энергиями, достигающими пэтаэлектронвольт (ПэВ) и выше, до сих пор представляет собой нерешенную проблему для учёных [1, 2, 3]. Среди множества предложенных источников этих частиц, т.н. «пэватронов», особое внимание привлекают молодые массивные звёздные скопления (ММЗС) [4, 5]. ММЗС представляют собой компактные области пространства (~ 1 пк), в которых сконцентрированы сотни или даже тысячи массивных звёзд, рождённых в единой вспышке звездообразования внутри молекулярного облака. Эти объекты являются мощными источниками механической энергии и могут влиять на окружающее межзвёздное пространство через звездный ветер и вспышки сверхновых. Именно в этих экстремальных условиях могут ускоряться частицы до энергий выше ПэВ, что делает ММЗС кандидатами на роль источников ГКЛ высоких энергий.

На протяжении последних двух десятилетий активно изучаются механизмы ускорения космических лучей (КЛ) в звёздных скоплениях. В работе [6] исследовалось ускорение как на ударной волне коллективного ветра массивных звёзд в компактном скоплении, так и на отдельных ветрах в разреженной ассоциации. По оценкам авторов, максимальная энергия ускоренных частиц в таких системах может быть увеличена на 1-2 порядка по сравнению с ускорением на одиночной ударной волне. Вуков et al. [7] исследовали ускорение КЛ в системах с взаимодействующими ударными волнами, таких как сталкивающиеся звёздные ветры и остатки сверхновых. Они смоделировали систему из двух сходящихся потоков и получили для идеализированной плоской геометрии очень жёсткий спектр. Попытки учесть эффекты геометрии и временной

зависимости были предприняты в работах Вуков et al. [8], Vieu et al. [9]. Достаточно компактная группа звёзд также может сформировать общий звёздный ветер [10, 11]. В компактных скоплениях ускорение частиц может происходить как на системах типа «остаток сверхновой — ветер» или «ветер — ветер», так и на ударной волне остановки коллективного ветра. Эти аспекты были исследованы в работах [11, 12], где авторы пришли к выводу, что максимальные энергии ускоренных частиц в таких системах достигают области ПэВ.

Рентгеновское излучение компактных скоплений является предметом ряда наблюдений. Например, Вестерлунд 1 наблюдался с помощью *Chandra* и *XMM-Newton*, а его особенности анализировались Munro et al. [13] и Kavanagh et al. [14]. В то время как данные *XMM-Newton* указывают на тепловую природу излучения, данные *Chandra* допускают и нетепловую интерпретацию спектра. Тепловое и, возможно, нетепловое рентгеновское излучение было также обнаружено *Chandra* в компактных галактических ММЗС Arches и Quintuplet [15, 16]. Ожидается, что как тепловое [e.g. 17, 18], так и нетепловое рентгеновское излучение [e.g. 19] являются признаками взаимодействия быстрых ветров в двойных системах, а зоны диффузного рентгеновского излучения размером порядка парсек со светимостью $\sim 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ могут создаваться множеством сталкивающихся звёздных ветров в компактных скоплениях [20]. Физическая интерпретация имеющихся наблюдательных данных, изучение влияния сверхскоплений на области звездообразования в галактиках, а также их возможной роли в качестве ускорителей частиц высоких энергий и источников гамма-излучения мотивируют комплексное моделирование плазменных потоков и магнитных полей, создаваемых мощными звёздными ветрами и вспышками сверхновых внутри скоплений.

Моделирование областей взаимодействия звёздных ветров необходимо для оценки характеристик и структуры термализованных плазменных потоков и магнитных полей в ядре ММЗС. Трёхмерные (3D) гидродинамические (ГД) симуляции звёздного скопления с взаимодействующими звёздными ветрами были представлены в работах Raga et al. [21] и Rodríguez-González et al. [22, 23]. В частности, Rodríguez-González et al. [22] подробно изучили эффекты различных распределений звёзд внутри скопления. Роль радиационных потерь энергии и их влияние на последующую эволюцию ММЗС также была тщательно исследо-

вана в целом ряде работ [24, 25, 26, 27]. 3D радиационные ГД симуляции были выполнены Wünsch et al. [28], где было изучено влияние быстро охлаждающихся ветров на вторичные поколения звёзд. Подробное 3D ГД моделирование обратной связи массивного звёздного скопления на оставшуюся после его формирования молекулярную облачность было выполнено Rogers and Pittard [29, 30]. В своей 3D ГД модели Castellanos-Ramírez et al. [31] рассмотрели взрыв сверхновой в контексте массивного звёздного ассоциации, а также эффекты металличности ветров и теплопроводности. Gallegos-Garcia et al. [32] обсудили влияние турбулентности, вызванной сталкивающимися звёздными ветрами, на последующее звездообразование в скоплениях. Оказалось, что ни одно из этих исследований не рассматривало магнитное поле и эффективность его усиления внутри ядер ММЗС, тогда как магнитные поля различных масштабов в скоплении играют решающую роль в моделировании ускорения частиц высокой энергии, нетеплового электромагнитного излучения от радио до гамма-лучей, а также нейтрино.

До сих пор отсутствие данных из прямых МГД-расчётов приводит к тому, что большинство моделей ускорения космических лучей в компактных ММЗС и ОВ-ассоциациях фактически строятся на эвристических предположениях относительно структуры ударных течений и магнитных полей (напр. Монте-Карло модели) и, как следствие, используют сильно упрощённые оценки ключевых параметров, которые должны реализовываться в скоплениях как в предполагаемых источниках галактических КЛ. 3D МГД моделирование сверхзвуковых плазменных течений от звёздных ветров и сверхновых в таких объектах вкупе с анализом доступных наблюдательных данных закрывает этот недостаток априорных модельных данных, позволяя приблизиться к решению ряда актуальных задач, например, таких как проблема избытка ^{22}Ne в КЛ, проблема происхождения КЛ с энергией выше ПэВ, выявление природы нетеплового излучения звездных скоплений. Таким образом, тема работы и поставленные в ней цели и задачи являются актуальными.

Цели и задачи НКР

Цель работы – построение трёхмерной МГД модели взаимодействия остатка сверхновой и ветров молодых массивных звёзд в контексте компактных моло-

дых массивных звёздных скоплений, исследование связанных с этим особенностей формирования тепловых и нетепловых спектров излучения в таких системах. Объект исследования – компактные звёздные системы со сходящимися сверхзвуковыми плазменными течениями.

Были поставлены следующие задачи:

1. Построить квази-стационарную МГД модель плазменных течений внутри ядра компактного ММЗС.
2. Рассмотреть динамику расширения остатка сверхновой с коллапсом ядра в рамках полученной квази-стационарной МГД модели.
3. Проанализировать детальные карты распределений плотности, температуры, скорости, и магнитных полей.
4. Выяснить возможный характер тепловых/нетепловых спектров ММЗС на основе полученных карт распределений.

Научная новизна

Следующие результаты, представленные в работе, получены впервые:

1. Выполнен 3D МГД расчёт структуры и эволюции плазменных потоков, температуры и магнитных полей в ядре молодого массивного скопления, в т.ч. возмущенного вспышкой сверхновой с коллапсом ядра. Получены детальные карты плотности, температуры, скорости, и магнитных полей.
2. Получены динамические данные о конверсии кинетической энергии ветров в тепловую и магнитную компоненты, рассмотрено влияние предельного случая теплопроводности на распределение тепла в ядре скопления.
3. Подробно рассмотрена филаментарная структура магнитных полей, усиленных до $\gtrsim 100$ мкГс внутри компактных ММЗС. Объяснены физические процессы, приводящие к значительному усилению магнитных полей переносимых звёздными ветрами, приведены данные по заполнению объема скопления магнитными полями различной амплитуды в динамике.

4. Установлено характерное время релаксации квази-стационарной структуры течений и химического состава газа в ядре ММЗС после вспышки сверхновой с коллапсом ядра, в динамике показаны распределение и характер проноса эжекты по объёму скопления.

Научная и практическая значимость

3D МГД моделирование взаимодействий между звёздными ветрами и остатками сверхновых позволяет детально исследовать динамику плазменных течений и магнитных полей в рамках ММЗС. Это важно для понимания того, как механическая энергия в этих взаимодействиях может быть перенаправлена на ускорение космических лучей высоких энергий в условиях компактных скоплений молодых массивных звёзд. В системах сталкивающихся сверхзвуковых МГД-потоков может происходить значительное усиление турбулентного магнитного поля, в результате чего часть механической энергии ветра или бегущей ударной волны переходит в магнитную. При этом, магнитное поле играет важную роль в контексте ускорения частиц – усиленное турбулентное поле как раз способствует удержанию частиц вблизи ударных волн. Таким образом, реализуемая 3D МГД модель позволит изучить, как магнитные поля эволюционируют и усиливаются в подобных системах, а также предсказывать характерные спектры излучения (гамма-лучи, радиоизлучение и нейтрино), которые могут быть сопоставлены с наблюдательными данными. Это поможет проверять гипотезы о природе источников высокоэнергетических космических лучей.

Апробация работы и публикации

Основные результаты НКР отражены в следующих публикациях в реферируемых журналах:

- A1. D. V. Badmaev, A. M. Bykov, M. E. Kalyashova Inside the core of a young massive star cluster: 3D MHD simulations // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 517, Issue 2, pp. 2818-2830 (2022);
- A2. A. M. Bykov, Yu. A. Uvarov, M. E. Kalyashova, D. V. Badmaev, I. Yu. Lapshov, A. A. Lutovinov, I. A. Mereminskiy, A. N. Semena X-ray emission

from Westerlund 2 detected by SRG/ART-XC and Chandra: search for radiation of TeV leptons // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 525, Issue 1, pp. 1553-1561 (2023);

- A3. D.V. Badmaev, A.M. Bykov, M.E. Kalyashova Core-collapse supernova inside the core of a young massive star cluster: 3D MHD simulations // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 527, Issue 2, pp. 3749-3760 (2024);

Также по результатам НКР был сделан ряд докладов на специализированных семинарах: Astroparticle Physics Seminar (University of Potsdam, 2021), Space Plasma Seminar (ИКИ, 2022/2023), Астрофизический семинар (ФТИ им. Иоффе, 2024). Ранние результаты работы были представлены на международных конференциях «PhysicA.SPb/2019» и «PhysicA.SPb/2021», а также на всероссийской конференции «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра» (HEA-2023).

Глава 1

Внутри ядра молодого массивного скопления звёзд

1.1 Введение

В этой главе представлена трёхмерная магнитогидродинамическая (МГД) модель ядра компактного молодого массивного скопления, в котором сталкиваются десятки мощных ветров массивных звёзд. Модель рассчитана с помощью свободного и хорошо апробированного численного кода PLUTO [33, 34, 35], созданного специально для задач астрофизической газодинамики. В работе подробно исследована структура и ключевые характеристики плазменных потоков внутри ядра скопления. Особое внимание уделено морфологии и усилению магнитного поля, что очень важно в контексте ускорения частиц в подобных системах. Наконец, обсуждается эффективность термализации механической энергии звёздных ветров, которая необходима для формирования коллективного ветра скопления, и представлены возможные тепловые спектры ядра скопления. Глава опубликована в статье Badmaev et al. [36].

1.1.1 Массивные звёзды в ММЗС

Значительная часть массивных звёзд ($M_* > 8 M_\odot$) рождается, эволюционирует и угасает в составе скоплений, которые представляют собой гравитационно связанные группы звёзд общего происхождения [38, 39, 40, 41]. Скопления звёзд принято подразделять на несколько типов в зависимости от их возрастных и пространственных характеристик. При этом, как объекты исследования, они находятся на стыке сразу нескольких областей астрофизики (физики космических лучей, теории звёздной эволюции, астрометрии), вследствие чего их номенклатура часто подвергается разночтению. Сейчас в контексте проблемы поиска

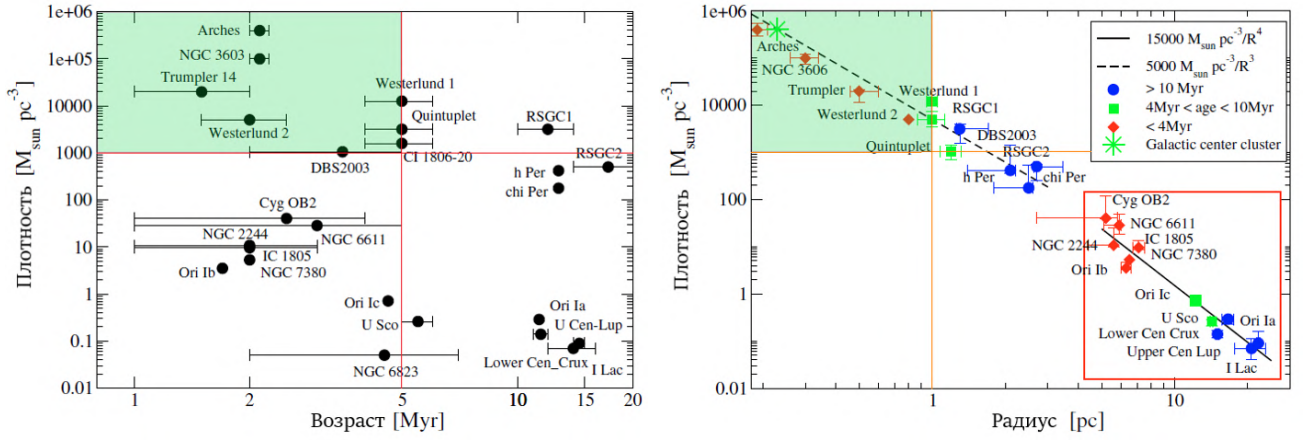


Рисунок 1.1: Слева: распределение известных галактических молодых массивных скоплений по плотности и возрасту. Справа: зависимость плотности вещества, заключенного в скоплении, от его радиуса. Зеленым выделена область соответствующая определению сверхскопления. В красную рамку взята группа ММС называемая «ассоциациями». Картинки взяты из работы [37].

источников ГКЛ высоких энергий или «пэватронов» ($E_{\text{cr}} \lesssim 10 \text{ ПэВ}$), особенно интересны компактные *молодые массивные звёздные скопления* ($R_{\text{cl}} \sim 1 \text{ пк}$; ММЗС / англ. YMSC).

ММЗС наблюдаются в широком диапазоне масс, размеров (звёздных плотностей), а также и возрастов [37, 42, 43] (см. Рисунок 1.1). Широко принятое определение этих объектов — это звёздные скопления, имеющие современную фотометрическую массу $M_{\text{cl}} > 10^4 M_{\odot}$ и возраст $\tau_{\text{cl}} < 100$ млн лет. Очевидно, в контексте звёздной эволюции скопление возрастом 100 млн лет является крайне старым для интересующих нас целей, поскольку к этому времени все населявшие его массивные звезды уже давно проэволюционировали и образовали компактные остатки. Для поиска ГКЛ высоких энергий интерес представляют ММЗС, которые являются «молодыми» в терминах их динамического возраста, который обычно всего в 10–100 раз превышает современное динамическое время обращения звёзд в скоплении, составляющее $\sim 10^5$ лет [42].

Таким образом, в качестве кандидатов на роль ускорителей ГКЛ принимаются ММЗС, чей эволюционный возраст не превышает 5–10 млн лет. Такие системы всё ещё содержат сотни ярких массивных звёзд, образовавшихся в одно время и находящихся на разных фазах своей эволюции в зависимости от их начальной массы: от горячих ОВ-звёзд главной последовательности, холод-

Таблица 1.1: Сводка ММС, попадающих в область интереса [42].

Скопление	Радиус, пк	Возраст, млн. лет	$\log M_{\text{cl}}/M_{\odot}$
Westerlund 1	1.0	4.0	4.7
Arches	0.4	2.0	4.3
NGC 3603	0.7	2.0	4.1
Westerlund 2	0.8	2.0	4.0
Quintuplet	2.0	3.0	4.0
Trumpler 14	0.5	2.0	4.0
DSB2003	1.2	3.5	3.8

ных сверх- и гипергигантов (RSG/YSG), до экстремальных звёзд Вольфа-Райе (WR). Согласно некоторым из современных моделей звёздной эволюции, до возраста в 5—10 млн лет могут доживать звёзды с начальной массой достигающей $60 M_{\odot}$ [44]. Компактные ММЗС широко распространены во всех типах галактик с очагами активного звездообразования [45, 46, 41]. Во Млечном Пути и БМО на данный момент обнаружено около десятка таких ММС, среди них выделяются: Westerlund 1 и 2 [MW: 47, 48], NGC 3603 [MW: 49], Arches [MW-GC: 50], Quintuplet [MW-GC: 51], R136 [LMC-30 Dor: 52]. В Таблице 1.1 приведены ключевые характеристики скоплений в Галактике, попадающих в зону интереса.

ММЗС представляют собой уникальные лаборатории для изучения процессов звездообразования, эволюции звёзд и динамики звёздных систем. Они характеризуются высокой плотностью и содержат богатые популяции звёзд различных типов и масс, которые активно взаимодействуют друг с другом и с окружающей средой. Звёзды в таких системах должны наблюдаться в широком диапазоне масс, от субзвёздных объектов до самых массивных звёзд ($M_* > 100 M_{\odot}$). При этом количественное распределение звёзд по массам зависит от размеров и массы самого скопления, а также от т.н. функции начальных масс (IMF) [53]. ММЗС могут содержать большое количество ярких массивных звёзд ОВ-класса, а также крайне редких звёзд Вольфа-Райе (WR). Точные числа зависят от конкретного скопления и характерного для него IMF, тем не менее популяционные наблюдения показывают, что компактные ММЗС могут содержать одновременно до ~ 100 ОВ-звёзд и ~ 10 WR-звёзд

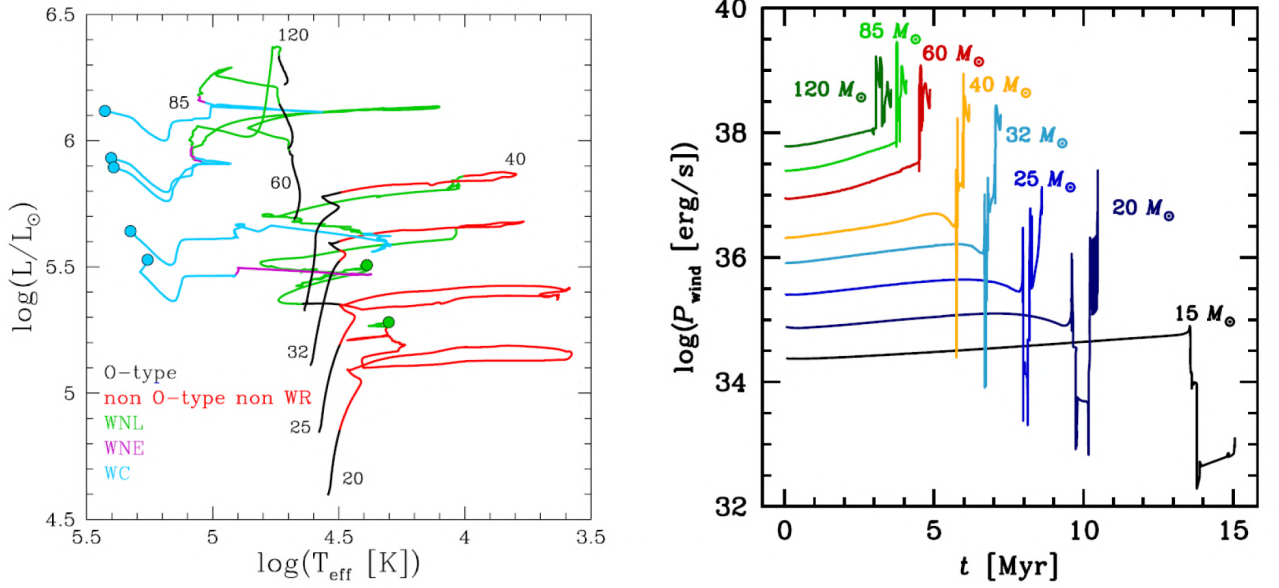


Рисунок 1.2: Слева: эволюционные треки звёзд на диаграмме Герцшпрунга-Рассела для различных ZAMS-масс и солнечной металличности. Справа: изменение механической мощности ветров звёзд различной массы из работы [59].

[47, 54, 55, 56, 57, 58]. Именно эти звёзды играют ключевую роль в эволюции скоплений и межзвёздной среды, оказывая значительное влияние на динамику и химический состав окружающей среды посредством мощных звёздных ветров и вспышек сверхновых.

1.1.2 Эволюция массивных звёзд

За время своей жизни массивные звёзды проходят через ряд характерных стадий эволюции. Звезда считается полностью сформированной и называется *звездой главной последовательности* (ГП), если она находится в гидростатическом равновесии, и в её ядре протекают термоядерные реакции горения водорода в гелий. Стадия ГП является самой продолжительной и занимает около 90% всего времени жизни звезды. После схода с ГП в ядре (и в слоях над ним) звезды массой $M_* \gtrsim 10 M_{\odot}$ начинают последовательно и с растущей скоростью прогорать более тяжелые элементы вплоть до железа (^{56}Fe), имеющего пиковую величину энергии связи на нуклон. Наличие и длительность последующих за ГП промежуточных стадий эволюции в основном определяется начальной массой звезды M_* (ZAMS-масса), её химическим составом (металличностью),

вращением, а также скоростью потери массы $\dot{M}$ посредством звёздного ветра (ЗВ) [60, 44, 61].

На Рисунке 1.2 слева показаны эволюционные треки вращающихся звёзд с массами более $20 M_{\odot}$. Звёзды на главной последовательности с $M_* > 15 M_{\odot}$ относятся к спектральному классу O V ($\log(T_{\text{eff}}/\text{K}) \gtrsim 4.5$, $\log(L/L_{\odot}) \gtrsim 4.5$). Такие звёзды обладают мощными звёздными ветрами (см. Рисунок 1.2), для которых характерны скорости потери массы $\dot{M} \sim 10^{-8} - 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ и терминальные скорости ветра $v_{\infty} \sim 2000 \text{ km s}^{-1}$ [62]. За весь период ГП звезда теряет более половины своей ZAMS-массы через ветер. Со временем светимость звезды ГП растёт: водород в ядре исчерпывается, звезда расширяется и остывает, смещаясь вправо по диаграмме ГР и постепенно переходя в новую фазу [63].

Если ZAMS-масса звезды ниже $40 M_{\odot}$, то она переходит в фазу *холодного* (красного/жёлтого) *сверхгиганта* (RSG/YSG, или собирательно: CSG), поддерживаемую синтезом гелиевого ядра из водорода, горящего в слоевом источнике. Холодные сверхгиганты, как следует из названия, обладают низкой поверхностной температурой, 3000–8000 K, при светимостях $\log(L/L_{\odot}) \gtrsim 5.0$, что может обуславливать радиус $\lesssim 1000 R_{\odot}$. Длительность фазы RSG/YSG варьируется в пределах $10^4 - 10^6$ лет, причем чем менее массивна звезда, тем дольше длится холодная фаза. На этой стадии эволюции ветер наиболее плотный, $\dot{M} \sim 10^{-5} - 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, и медленный, $v_{\infty} \lesssim 50 \text{ km s}^{-1}$ [64, 65].

Звёзды с ZAMS-массой более 20–25 $M_{\odot}$ в результате большой потери массы посредством ЗВ теряют свою внешнюю водородную оболочку и становятся *звёздами Вольфа-Райе* (WR). Атмосферы WR-звезд обладают спектрами с выраженными широкими эмиссионными линиями, свидетельствующими о высокой поверхностной концентрации металлов (N, C, O) и сильном истощении водорода. Они обладают одновременно быстрыми и плотными звёздными ветрами ($1000 \lesssim v_{\infty} \lesssim 5000 \text{ km s}^{-1}$, $\dot{M} \sim 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) [66, 67, 68]. На этом этапе в ядре звезды продолжает гореть гелий. Наконец, в состоянии предсверхновой звезда приобретает «луковичную» структуру с последовательными слоевыми источниками различного состава: от более тяжелых элементов вблизи ядра (Si) до более легких элементов ближе к атмосфере (He). Согласно современным моделям звёздной эволюции продолжительность фазы WR может составлять от 10^4 до 10^6 лет для ZAMS-масс $20 \lesssim M_* \lesssim 60 M_{\odot}$ [59].

Рассмотренные фазы эволюции разительно отличаются друг от друга по спектральным характеристикам – поверхностной (эффективной) температуре звезды T_{eff} , и её болометрической светимости L , что в свою очередь приводит к такому же различию в параметрах звёздного ветра – $\dot{M}$ и v_{∞} . Для простоты принято полагать, что в пределах каждой конкретной стадии данные величины изменяются медленно и остаются практически постоянными. Стоит отметить, что помимо рассмотренных фаз различают также крайне редкие нестабильные фазы желтого гипергиганта (YHG) и яркой голубой переменной (LBV) [69]. Жизненный путь массивной звезды заканчивается гравитационным коллапсом железного ядра с образованием компактного остатка – нейтронной звезды или черной дыры. Первый случай сопровождается вспышкой сверхновой типа II (для RSG/YSG) или Ib/c (для WR), при которой внешняя к ядру оболочка звезды, эжекта, разлетается с энергией $\sim 10^{51}$ эрг.

1.1.3 Каверны звёздных ветров

Массивные звезды обладают мощными звёздными ветрами ($P_w \sim 10^{36} - 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$) [59] (см. § 1.1.2). Интенсивное излучение фотосферы горячей звезды толкает наружу верхние слои атмосферы в результате поглощения испущенных фотонов в линиях ионизованных атомов [70, 71]. Это вызывает у звезды значительную и непрерывную потерю массы ($\dot{M} \lesssim 10^{-4} - 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) в виде сверхзвукового ветра ($v_{\infty} \gtrsim 1000 \text{ km s}^{-1}$). Будучи сильно сверхзвуковым ($\text{Ma} \sim 100$), свободно расширяющийся ветер раздувает вокруг звезды каверну (астросферу), заполненную ударно прогретым звёздным веществом и окружённую плотной и холодной оболочкой межзвёздного газа, сгребённого наружным ударным фронтом [72, 73, 74]. Морфология таких каверн зависит от вращения звезды [75, 76], анизотропии и намагниченности как самого ветра [77, 78, 79], так и МЗС [80]. Радиус отдельно взятой каверны звезды O-класса может достигать $\gtrsim 10$ пк (см. Рисунок 1.3), что сильно превышает среднее расстояние между массивными звездами в компактном молодом скоплении, которое составляет $\gtrsim 0.1$ пк. В результате взаимодействия множества плотно упакованных сверхзвуковых ветров внутри ядра ММС образуется горячая среда со сложной геометрией течений, перемежаемая множеством ударных волн.

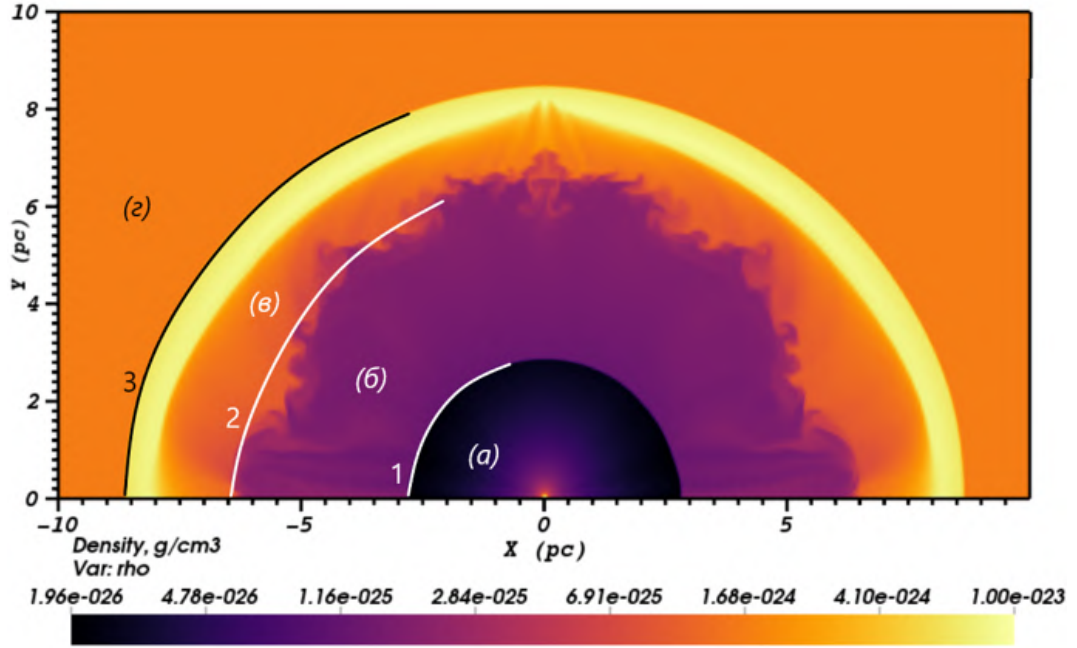


Рисунок 1.3: Характерная структура каверны, выдуваемой мощным звёздным ветром: (а) область свободно летящего сверхзвукового ветра, (б) ударно прогретый ветер, (в) ударно прогретое испаряющееся вещество межзвёздной среды, (г) невозмущённая межзвёздная среда. Цифрами 1 и 3 обозначены ударная волна остановки R_s и головная ударная волна R_b , соответственно. Цифрой 2 примерно обозначено положение контактного разрыва R_c .

1.2 Описание МГД модели ядра ММЗС

1.2.1 Построение скопления

В Галактике есть всего несколько ММЗС с хорошо исследованной популяцией звёзд. В качестве эталонного образца для построения модели был выбран Westerlund 1 (Wd1), расположенный в относительной близости на расстоянии около 4.2 кпк от Солнечной системы [58]. Wd1 подробно изучен обсерваториями с высоким угловым разрешением в радио [81, 82], оптическом [47, 83] и рентгеновском диапазонах [13, 84]. Наблюдения выявили крайне богатую популяцию массивных звёзд класса OB и WR, а также несколько красных и желтых сверхгигантов, заключенных в ядре скопления размером около 2 пк [85].

Внимание сосредоточено на двух группах звёзд. Первая группа представляет собой звёзды спектральных классов O/WR с быстрыми и энергичными ветрами.

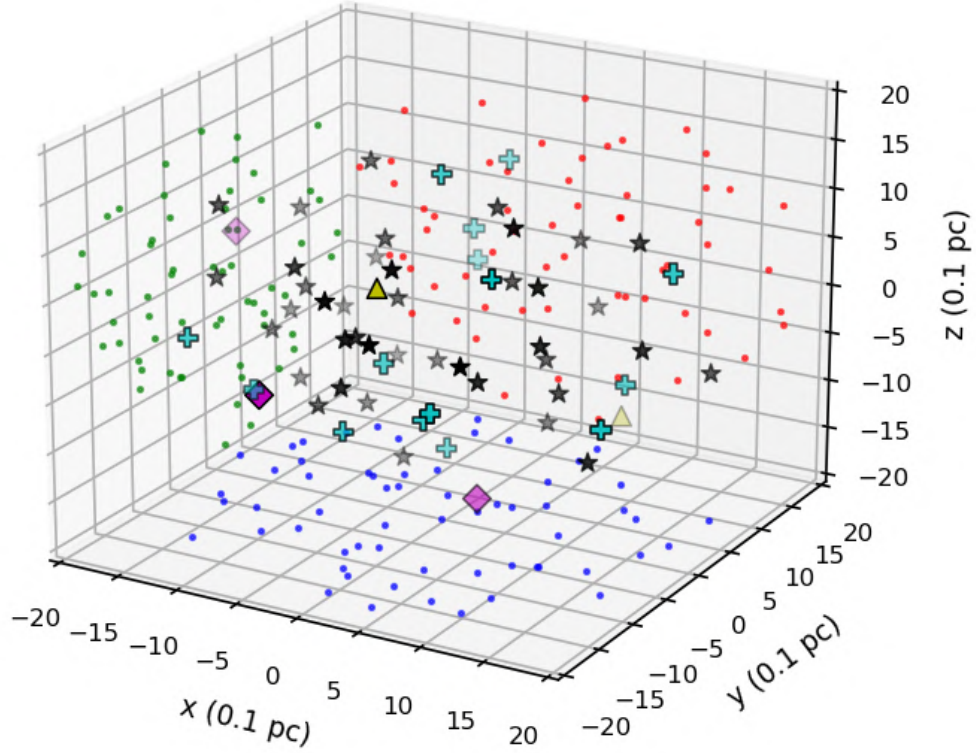


Рисунок 1.4: Положение звёзд всех сортов в внутри расчётной области. Черными звёздами обозначены O-звёзды, бирюзовыми крестами – WR, фиолетовыми ромбами – YSG, жёлтыми треугольниками – RSG.

ми ($v \sim 1000$ км/с), которые должны доминировать в общей динамике, а вторая группа представляет собой CSG-звёзды, которые являются мощными источниками холодной и инертной массы ($M \sim 100-4M_{\odot}/\text{год}$) в кластере. В частности, наблюдения Wd1 выявили порядка 100 ярких источников OB-типа [83, 58], 24 звезды WR [66], 6 звёзд YSG и 4 звезды RSG [47]. Модель не претендует на то, чтобы каким-либо образом имитировать наблюдаемые закономерности распределения звёзд на масштабе целого скопления. Таким образом, было рассмотрено равномерное случайное распределение популяций O/WR и CSG внутри сферы радиусом 2 пк, см. Рисунок 1.4.

Модель имеет набор ключевых параметров: полная механическая мощность, полная скорость потери массы, размер системы и звёздное население (в терминах эволюционных стадий). Первые два параметра могут варьироваться на порядок из-за эмпирических неопределенностей. Модель сохраняет наблюдаемое соотношение между различными типами звезд, но уменьшает звёздное

Таблица 1.2: Stellar wind parameters.

Type	v_{∞} (km s ⁻¹)	$\dot{M}$ ($M_{\odot}$ yr ⁻¹)	$\dot{E}$ (erg s ⁻¹)
O-wind	2300	5.35×10^{-6}	9.01×10^{36}
WR-wind	1600	6.50×10^{-5}	5.27×10^{37}
YSG-wind	50	2.30×10^{-4}	1.83×10^{35}
RSG-wind	35	1.75×10^{-4}	6.82×10^{34}

население кластера примерно вдвое, тем самым имитируя Wd1 на меньшем масштабе по числу звезд. В соответствии с вышесказанным, выбрано вледующее распределение звёзд по типам: 40 звёзд О-класса, 15 звёзд WR, а также 3 YSG и 2 RSG звезды. Технически сложно рассчитать полномасштабную модель, потому что большее количество источников (звёзд) требует более высокого разрешения сетки и, следовательно, значительно увеличивает вычислительные затраты. Чтобы энергетически компенсировать недостаток числа звезд, мы удваиваем их скорости потери массы (как самый неопределенный параметр). В результате механическая мощность моделируемого скопления соответствует оценкам мощности Wd1 на основе наблюдательных и эволюционных данных [44]. В итоге было выполнено 1 базовое моделирование (250:Base) и 3 дополнительных моделирования, где исследуются теплопроводность (125:Base-TC), а также влияние разрешения сетки (125/250/500:Base) на магнитное поле и геометрию потоков.

1.2.2 Уравнения и численная схема

Моделирование выполнено с использованием хорошо зарекомендовавшего себя и открытого МГД-кода PLUTO [33, 34, 35], основанного на методе Годунова и созданного специально для задач вычислительной астрофизики. В соответствии с задачей, код интегрирует следующую систему уравнений магнитной

гидродинамики (МГД):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{m} \mathbf{u} - \mathbf{B} \mathbf{B} + \mathbf{I} p_{\text{tot}}) = 0, \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot [(E + p_{\text{tot}}) \mathbf{u} - \mathbf{B} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{B})] = \nabla \cdot \mathbf{F}_c + \Phi(T, \rho), \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{u}) = 0, \quad (1.4)$$

где $\mathbf{m} = \rho \mathbf{u}$ представляет плотность импульса внутри контрольного объёма (ячейки), $\mathbf{B}$ - напряженность магнитного поля, $\mathbf{I}$ - единичный тензор, $p_{\text{tot}} = p + \mathbf{B} \cdot \mathbf{B}/2$ - полное давление. Плотность полной энергии записывается в виде

$$E = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{\mathbf{m} \cdot \mathbf{m}}{2\rho} + \frac{\mathbf{B} \cdot \mathbf{B}}{2}. \quad (1.5)$$

Выражение для скорости звука, $c_s = \sqrt{\gamma p / \rho}$, где $\gamma = 5/3$ - показатель адиабаты одноатомного идеального газа, замыкает систему МГД уравнений. В правой части уравнения баланса энергии слагаемые $\Phi(T, \rho)$ и $\mathbf{F}_c$ определяют оптически тонкие радиационные потери и теплопроводящий поток, соответственно.

Прирост и потери тепловой энергии, обусловленные оптически тонкими радиационными процессами, учтены в соответствии с методикой, предложенной [86] для астрофизических систем с фотоионизационным равновесием:

$$\Phi(T, \rho) = n_{\text{H}}^2 [\Gamma(T) - \Lambda(T)], \quad (1.6)$$

где n_{H} - концентрация водорода, а величины $\Gamma(T)$ и $\Lambda(T)$ характеризуют, соответственно, радиационный подогрев и охлаждение оптически тонкой плазмы.

Эта система уравнений решается с использованием алгоритма Рунге-Кутты второго порядка точности с линейной интерполяцией переменных между соседними ячейками (узлами) в сочетании с HLLD [87, 33] и HLL [88] решателями задачи Римана о распаде разрыва. Условие бездивергентности магнитного поля обеспечивается алгоритмом гиперболической очистки дивергенции (Hyperbolic Divergence Cleaning [89]) на всей расчетной области. Алгоритм интегрирования по времени контролируется стандартным параметром Куранта-Фридрихса-Леви, который мы установили равным $C_{\text{CFL}} = 0.2$.

Мы используем вращающуюся модель звездного ветра, основанную на теории Bjorkman and Cassinelli [90] в пределе больших расстояний. Граничные условия звездного ветра задаются уравнениями (3) – (5) из Langer et al. [76]:

$$v_r(\theta) = v_\infty (1 - \Omega \sin \theta)^\gamma, \quad (1.7)$$

$$v_\infty = \zeta(T) v_{\text{esc}} = \zeta(T) \sqrt{\frac{2GM(1 - \Gamma_{\text{Edd}})}{R}}, \quad (1.8)$$

где $\zeta = 2.6$ для O/WR и $\zeta = 0.5$ для CSG ветров [cf. 71], $\Omega = \sqrt{2}v_{\text{rot}}/v_{\text{esc}}$ – параметр вращения, и θ – полярный угол. Вращение ветра включается вместе с азимутальной компонентой скорости вида

$$v_\phi(r, \theta) = v_{\text{rot}} \frac{R}{r} \sin \theta, \quad (1.9)$$

где $v_{\text{rot}} = R\omega$ выражает экваториальную скорость вращения. Масса звезды M , поверхностная температура T , угловая скорость вращения ω , и эддингтоновский фактор $\Gamma_{\text{Edd}} = L/L_{\text{Edd}}$ были получены из изохронных данных звёздной эволюции кода *Geneva* [see 44]. Скорости потери массы $\dot{M}$ для O/WR и CSG ветров были выбраны так, чтобы по порядку величины не противоречить ни синтетическим данным, ни наблюдательным оценкам [81, 82] (see Table 1.2).

Геометрия силовых линий магнитного поля в свободно расширяющемся ветре соответствует спиральной модели Паркера [see e.g. 91, 77, 78, 79]:

$$B_r(r) = B_s \left(\frac{R}{r} \right)^2, \quad (1.10)$$

$$B_\phi(r) = B_s \left(\frac{R}{r} \right) \left[\frac{v_\phi(r, \theta)}{v_r(\theta)} \right] \left(\frac{r}{R} - 1 \right), \quad (1.11)$$

где B_s есть напряженность магнитного поля вблизи поверхности звезды. Поле имеет специальную сплит-монополярную структуру, меняющую знак при переходе через $\theta = \pi/2$. Во всех симуляциях для O- и WR-звёзд B_s полагается равным 100 Гс [e.g. 92].

Код PLUTO интегрирует уравнения (1.1 – 1.4) в декартовых координатах (x, y, z) . Расчётная область (домен) лежит в интервале $[-2; 2]$ пк по каждому из трёх направлений, и покрыта однородной сеткой с разрешением в 250^3 ячеек. Условия на границах расчётной области позволяют веществу свободно покидать контрольный объём и запрещают ему зависать вблизи границ. Первым

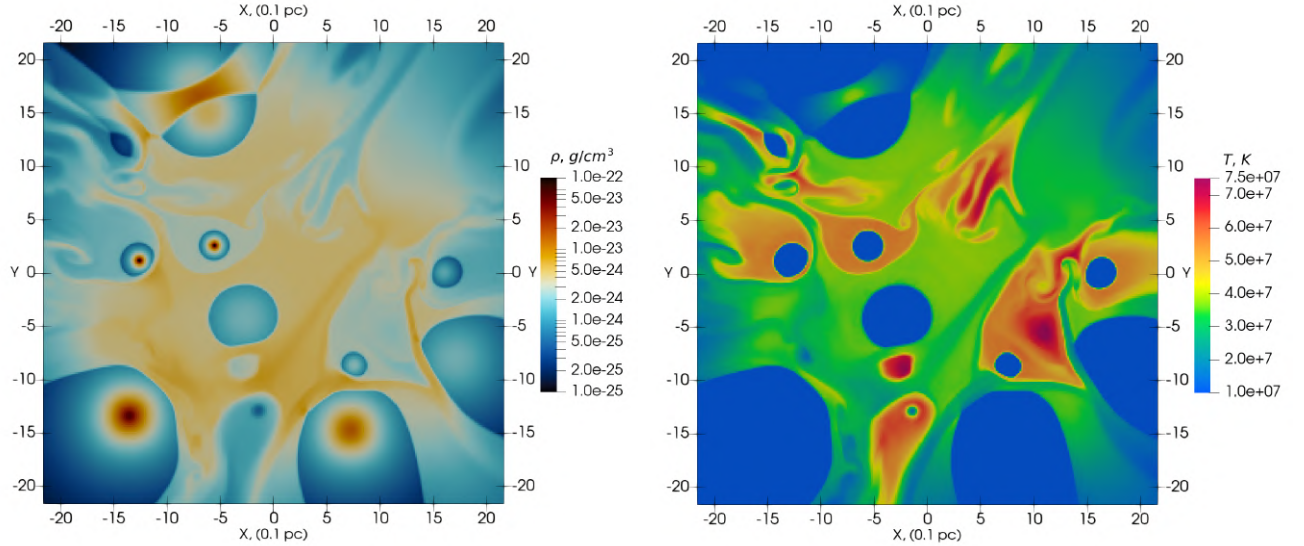


Рисунок 1.5: Слева: карта плотности в центральном Oxy -сечении кластера полученная в одножидкостной 3D МГД симуляции. Справа: карта температуры в центральном Oxy -сечении кластера полученная в одножидкостной 3D МГД симуляции.

делом, во всём домене инициализируется однородная замагниченная межзвёздная среда: $T = 8.5 \times 10^3$ K, $n = 0.5 \text{ cm}^{-3}$, $\mathbf{B} = B\mathbf{e}_y$, where $B = 3.5$ мкГс [e.g. 93]. Затем, в количестве 60 штук звёздные ветры инжектируются внутрь случайно распределённых по домену сферических областей радиусом 5 ячеек (see Fig. 1.4) в качестве внутренних граничных условий. Система интегрируется до времени $t_{\text{int}} = 10^4$ лет, более чем достаточного для установления квазистационарного режима плазменных течений внутри расчётной области.

1.3 Результаты моделирования

В этом разделе представлены результаты моделирования в двухмерных карт сечений и 3D рендеров. Поскольку мы не вводили какой-либо конкретной пространственной симметрии в распределение звезд (оно является равномерно случайным), нет никакой качественной разницы между выбором той или иной центральной плоскости для создания иллюстраций. Поэтому, были сделаны центральные карты перпендикулярные к оси z (в плоскости Oxy), так как остальные в целом показали похожее поведение течений, нагрева и усиления магнитного поля. Таким образом, Рисунки 1.5–1.6 представляют собой карты

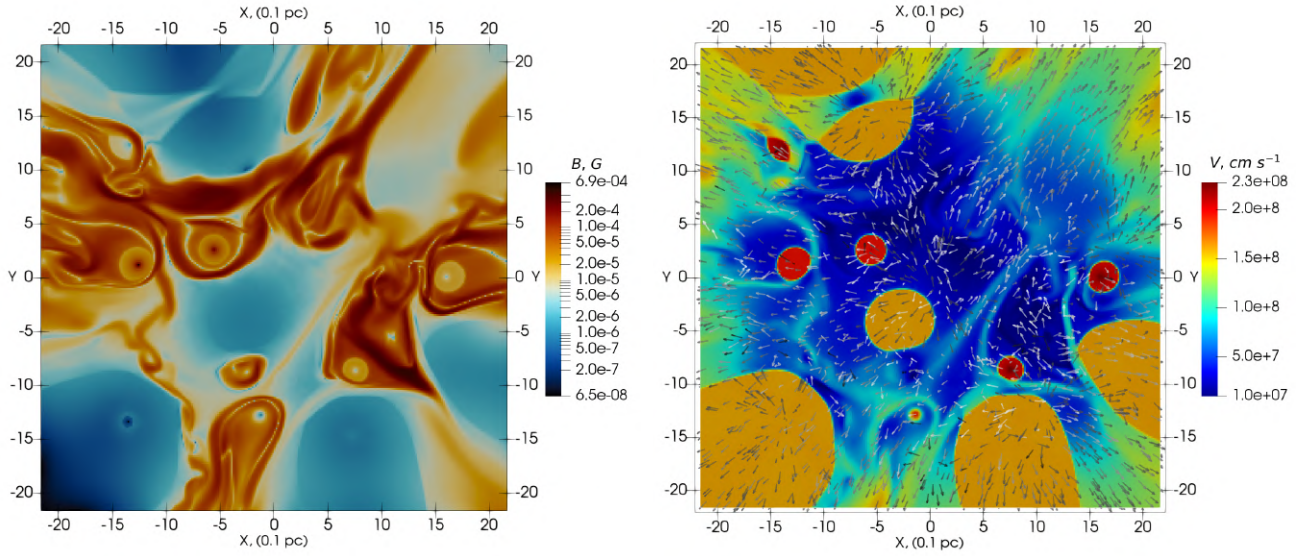


Рисунок 1.6: Слева: карта напряженности магнитного поля в центральном Oxy -сечении кластера полученная в одножидкостной 3D МГД симуляции. Справа: карта скоростей в центральном Oxy -сечении кластера полученная в одножидкостной 3D МГД симуляции.

плотности, температуры, напряженности магнитного поля и векторного поля скоростей, сделанные для центрального Oxy -сечения. Эти карты раскрывают сложную геометрию потоков.

1.3.1 Свойства плазменных течений в ядре скопления

На правом Рисунке. 1.6 видны несколько выражено деформированных круговых областей, где звёздные ветры распространяются со сверхзвуковой скоростью: красные области — ветры О-типа, оранжевые — WR ветер. Эти области ограничены ударной волной остановки ветра, где поток термализуется. Фактически в расчётной области присутствует 60 источников кинетической энергии, также несущих динамически ничтожное количество магнитной и тепловой энергии. Из сравнения имеющихся карт физических величин легко видеть, что кинетическая энергия ветров эффективно переходит в тепловую и магнитную составляющие. Типичная скорость потока в центральной части ядра скопления, где большинство ветров испытывают лобовые столкновения с результирующим потоком от соседей, составляет порядка нескольких 100 km s^{-1} , а температура там достигает рентгеновского уровня $\sim 6 \times 10^7 \text{ K}$ вблизи источников О-типа, см. Рисунок 1.5. Термализованное вещество ветра вновь ускоря-

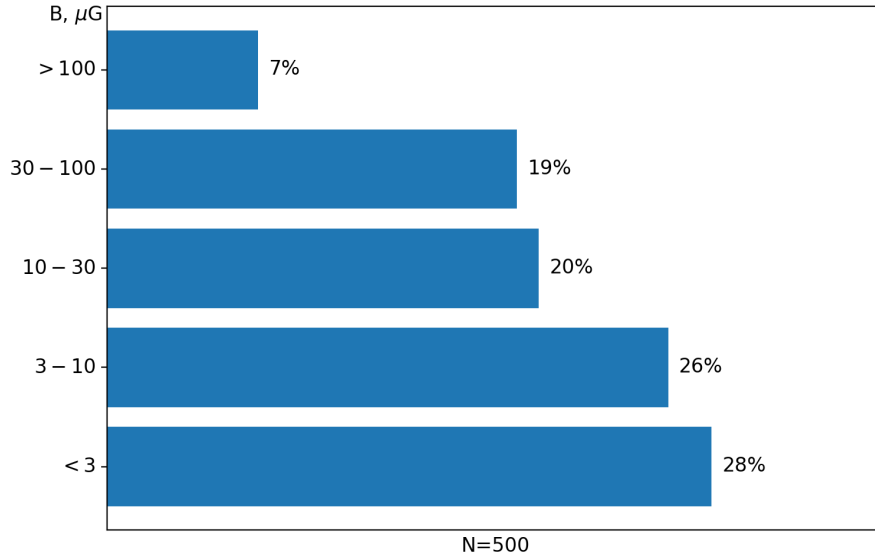


Рисунок 1.7: Объёмные коэффициенты заполнения ядра скопления для магнитных полей различной напряженности. Заполнение получено из анализа наиболее детального '500:Base' расчёта.

ется по направлению из центра скопления вдоль каналов, обтекающих области инъекции ветров. Ускорение коллективного вещества происходит в результате возникновения градиента теплового давления, направленного к центру. Средняя плотность газа в ядре скопления составляет $\sim 1.1 \times 10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$, а полная масса удерживаемого в домене газа $\sim 9.6 M_{\odot}$.

В областях сильного сжатия, особенно вблизи центральных плотно зажатых источников О-типа, магнитное поле усиливается до величин $\sim 100 \text{ мкГс}$ при сохранении магнитного потока. Действительно, самые высокие напряжённости наблюдаются в окрестностях звезд О-типа, где выброшенный звездой газ размещается и сжимается более мощными ветрами WR-типа, см. обширные голубые «пустоты» на левом Рисунке 1.6, где также видна филаментарная сильно перемежаемая структура усиленного магнитного поля. На Рисунке 1.8 представлен 3D рендер общей структуры усиленного магнитного поля, коррелирующей с формой и положением головных ударных волн, огибающих зоны инъекции ветров.

Как и ожидалось, CSG-ветры не вносят заметного вклада в общую динамику результирующего термализованного потока. С другой стороны, плотные оболочки их каверн оказываются достаточно инертными и устойчивы на временном масштабе от нескольких тысяч до 10^4 лет: они сохраняют четкие гра-

ницы относительно внешней среды ядра скопления, см. Рисунок 1.5. Только те, что оказались расположены вблизи краев домена, где коллективный ветер скопления или ветер конкретной звезды ускорен до $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$, образовали головную ударную структуру. И все же, популяция CSG-звёзд может повлиять на тепловой спектр скопления, привнося в среду ядра скопления значительные объём, заполненный плотным и холодным ($T \lesssim 10^4 \text{ K}$) материалом.

Также было проверено как разрешение влияет на мелкомасштабную структуру потоков и максимальную величину магнитного поля. По мере увеличения разрешения в моделях «125:Base», «250:Base» и «500:Base» обнаружено, что общая форма потоков и количественные данные всех исследуемых величин заметно не изменяются, за исключением мелкомасштабных особенностей магнитного поля [94]. Тем не менее, имеется некоторая сходимость объёмного фактора магнитных полей с напряжённостями $|\mathbf{B}| > 10^{-4} \text{ Гс}$: $\sim 1\%$ для '125:Base', $\sim 5\%$ для случая «250:Base», и $\sim 7\%$ для случая «500:Base» (см. Рисунок 1.7). Следовательно, можно предположить, что в симуляциях с более высоким разрешением (требующих $> 10^7$ процессорных часов) объёмный фактор будет сходиться к значению $\sim 10\%$.

1.3.2 Усиление магнитных полей в ядре ММЗС

На Рисунках 1.6, 1.9 и 1.8 показаны двухмерные сечения и 3D рендер магнитных полей в смоделированном ядре ММЗС. Видна сильно перемежаемая филаментарная структура магнитных полей, величина которых значительно превышает 100 мкГс . Природу усиления магнитного поля можно связать с локальным действием эффекта Аксфорда-Крэнфилла [95, 96] в даунстриме ударных волн остановки ветров массивных звезд. Область высокого давления, создаваемая сталкивающимися звёздными ветрами в центральной области скопления, регулирует протяжённость и геометрию ударных волн, связанных с ветрами, и помогает сжимать магнитные поля в узлы и филаменты. Значительно усиленные магнитные поля проявляются в областях столкновений быстрых ветров, как это показано на Рисунках 1.6 и 1.9. Несмотря на относительно высокие напряжённости магнитных полей в филаментах, плазменный параметр β всё ещё уверенно превышает 10 в центральной части скопления. Следует отметить, что нелинейное МГД-моделирование с идеальной проводимостью учи-

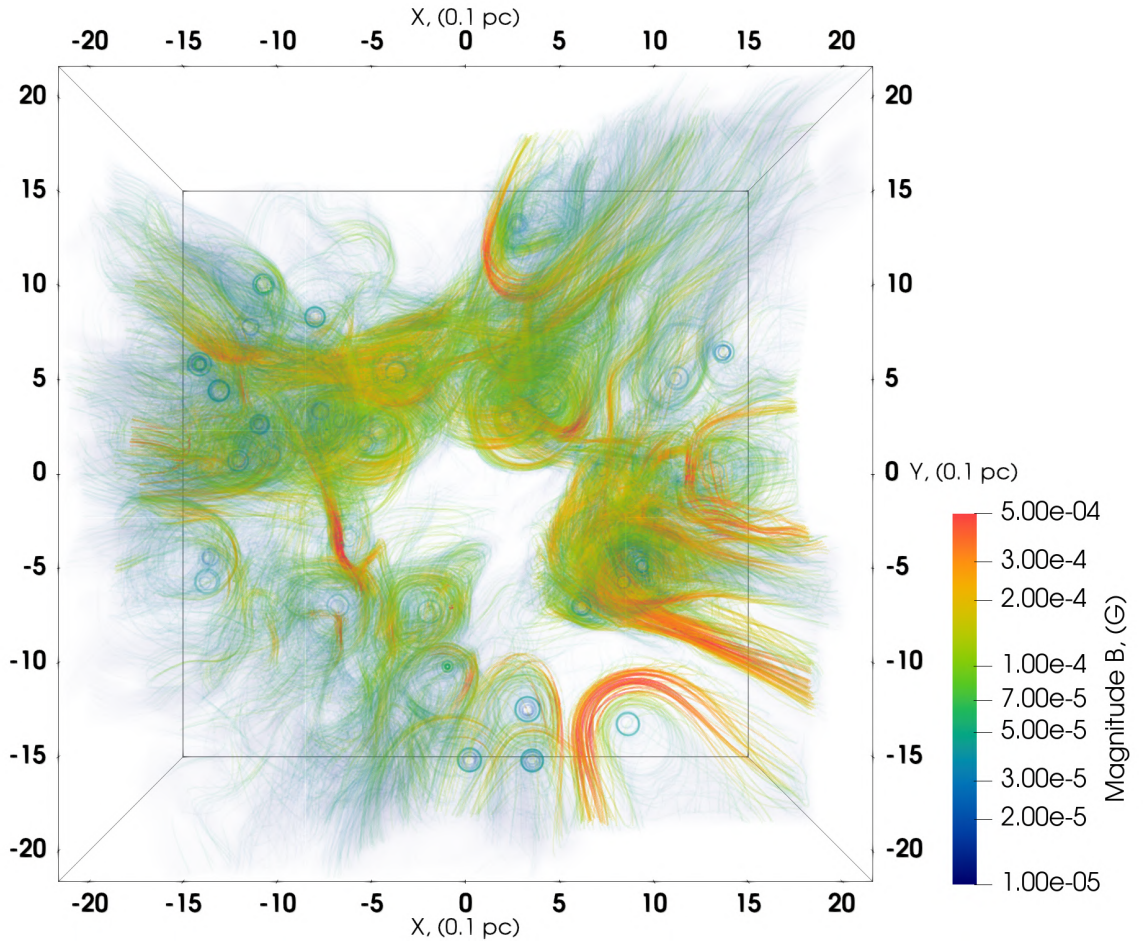


Рисунок 1.8: Трёхмерный рендер распределения усиленных филаментов магнитных полей внутри объёма ядра скопления. Голубые круги отмечают положения некоторых O/WR звёзд-источников замагниченных звёздных ветров.

тывает возможное динамическое влияние полей на поток, тогда как эффекты магнитного пересоединения игнорируются в нашей модели. Наличие крупномасштабных и турбулентных магнитных полей высокой напряжённости вкупе с множественными ударными волнами обеспечивает благоприятные условия для ускорения частиц высоких энергий в ММЗС.

Напряжённость магнитные поля локально достигает значений $B \sim 0.3$ мкГс, см. Рисунок 1.9. Размеры филаментарных структур магнитного поля $l \sim 0.5$ пк. Простую оценку максимальной энергии $\epsilon_{\max}$ частицы, ускоренной в системе, можно сделать, используя критерий Хилласа: $\epsilon_{\max} \sim u/clB$ [97], где u – преобладающая скорость плазмы найденная по правому Рисунку 1.6. Простая оценка показывает, что кластеры способны удерживать и ускорять протоны до энергий выше $\gtrsim 100$ ТэВ. Значительно усиленные магнитные поля окутывают области с сильными ударными волнами остановки быстрых звёзд-

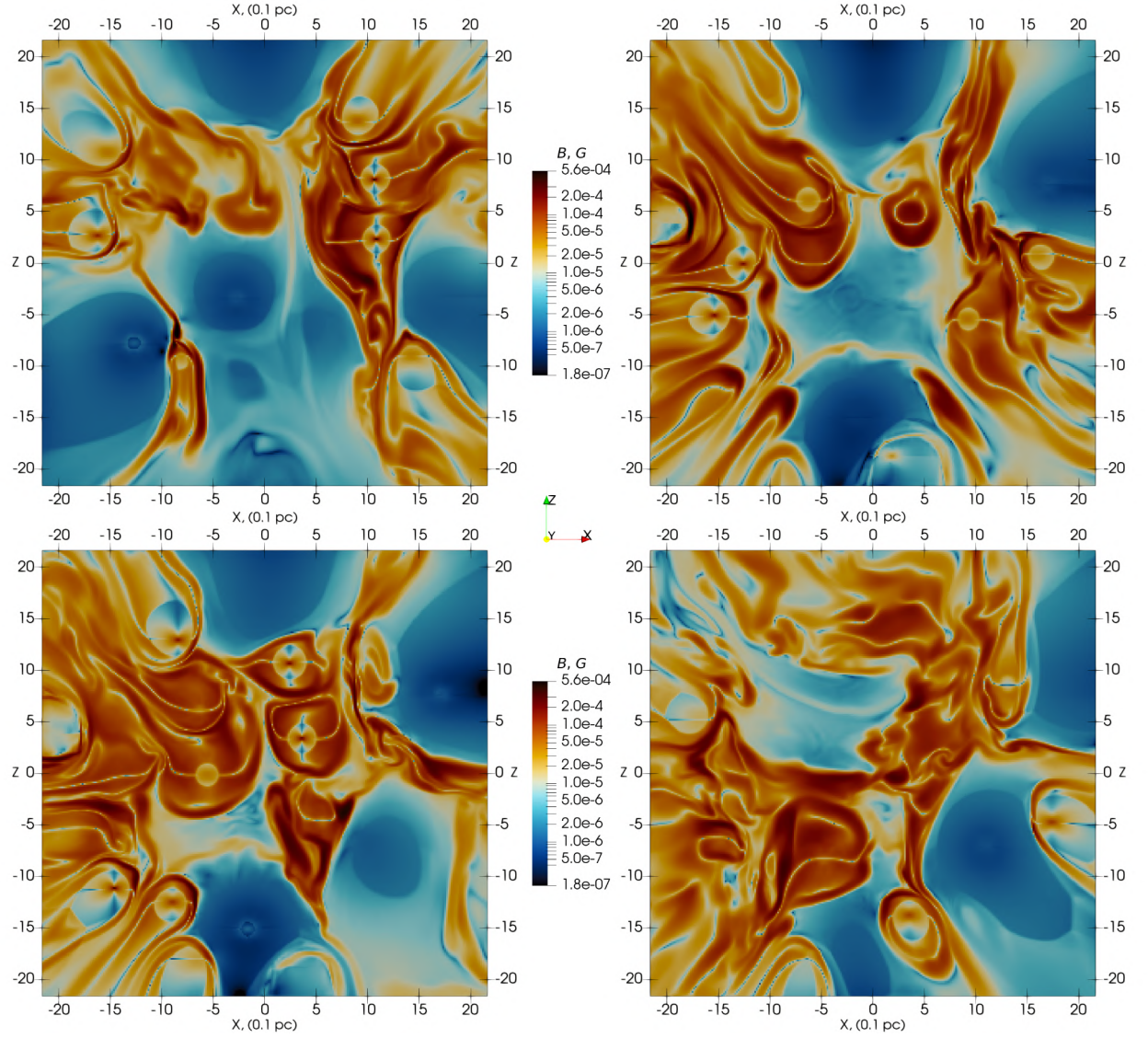


Рисунок 1.9: Карты напряжённости магнитного поля, снятые в серии xz -плоскостей, перпендикулярных к плоскости Рисунка. 1.6. Верхний левый угол: $y = -1.45 \text{ pc}$. Правый верхний угол: $y = -2.10 \text{ pc}$. Левый нижний угол: $y = 2.35 \text{ pc}$. Левый нижний угол: $y = 2.85 \text{ pc}$.

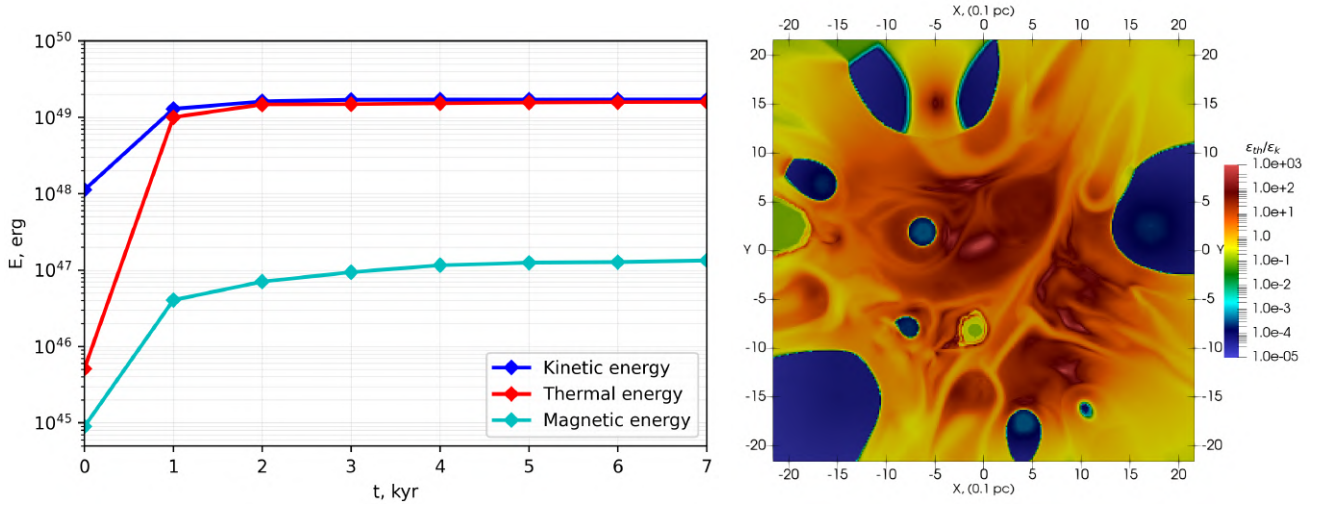


Рисунок 1.10: Слева: изменение со временем резервуаров кинетической, тепловой и магнитной энергий внутри контрольного объёма. Справа: карта величины отношения плотностей тепловой и кинетической энергий в плоскости Oxy при $z = 6$. Отметим видимость двух инертных CSG-каверн (светло-зеленые области), первая вблизи $(x, y) = (-1, -7)$ и вторая на левом крае домена, возле $y = 2.5$.

ных ветров, которые могут инжектировать и ускорять нетепловые протоны. Для построения энергетических спектров ускоренных частиц необходимо проводить кинетическое (PiC) моделирование, для чего в перспективе потребуется некоторая модель магнитной турбулентности с динамическим диапазоном, простирающемся на малых масштабах.

1.3.3 Разделение энергии и терализация

Сталкивающиеся ветры эффективно термализуются в ядре скопления. Полная кинетическая мощность 60 источников $\dot{E}_{\text{kin}} \sim 1.15 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$. Квазистационарный режим течений в расчетной области достигается примерно через 4000 лет времени интегрирования, что знаменует выходом на плато всех энергетических компонент, см. левый Рисунок 1.10. Полный резервуар энергии, заключённой в домене, $E_{\text{tot}} \sim 3.3 \times 10^{49} \text{ эрг}$, включая: $E_{\text{kin}} \sim 1.7 \times 10^{49} \text{ эрг}$, $E_{\text{th}} \sim 1.6 \times 10^{49} \text{ эрг}$, и $E_{\text{mf}} \sim 1.5 \times 10^{47} \text{ эрг}$. Таким образом, $E_{\text{th}}/E_{\text{tot}} \sim 48\%$, что говорит о фактическом равномерном распределении тепловой и кинетической энергии внутри ядра ММЗС. Это отношение сохраняется и в других моделях, в том числе в варианте с включённой теплопроводностью. На правом Рисунке 1.10

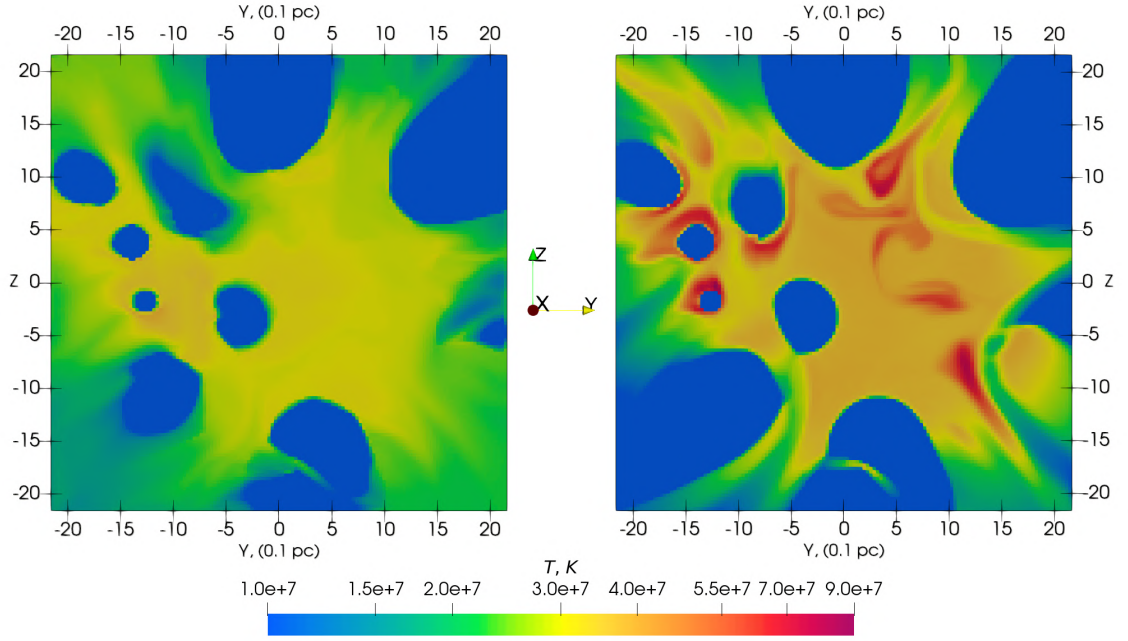


Рисунок 1.11: Влияние теплопроводности на температурные распределения в ядре скопления. Левая панель: карта, построенная в сценарии эффективной теплопроводности, Правая панель: карта, построенная в рамках идеальной МГД-модели, без учета теплопроводности.

показана карта величины отношения локальной плотности тепловой энергии к кинетической, которая демонстрирует наибольшие величины $\sim 10^2$ - 10^3 вблизи центра скопления. Поток энергии через границы расчётной области имеет уже несколько иное распределение: $\dot{E}_{\text{th(out)}}/\dot{E}_{\text{tot(out)}} \sim 36\%$ для базовой модели, и $\sim 46\%$ для модели с теплопроводностью. Учитывая, что скопление практически имеет чисто механический приток энергии в виде быстрых звездных ветров, эти результаты предполагают наличие эффективной термализации внутри скопления. Тестовые расчёты с вариацией $\dot{E}_{\text{kin}}$ и радиуса ядра скопления r не дают различимой разницы в эффективности термализации, $E_{\text{th}}/E_{\text{tot}}$.

На Рисунке 1.11 представлены результаты моделирования «125:Base» и «125:Base-ТС». Первый вариант фактически предполагает случай неэффективного нагрева электронов [98] и, следовательно, незначительность эффекта теплопроводности. Второй, напротив, предполагает электрон-ионное температурное равновесие, при котором эффективность теплопроводности максимальна. Легко видеть разницу между температурными картами двух моделей. Эффективная теплопроводность позволяет равномерно распределять тепло по объёму ядра скопления за время ~ 5000 лет. Как следствие, перегретые области вблизи

сильно подавленных О-ветров исчезают, а средняя температура в ядре скопления падает до $\sim 3 \times 10^7$ К, вариация температуры в центральной части ядра скопления становится плавной. В некоторых регионах заметно существенное изменение геометрии потоков после включения теплопроводности.

1.4 Выводы

Рассчитана трёхмерная квази-стационарная структура плазменных течений в ядре молодого массивного скопления звёзд типа Westerlund 1. Полученные объёмные карты плотности, температуры, скорости и магнитных полей демонстрируют сложную картину взаимодействия натекающих друг на друга мощных сверхзвуковых ветров.

Эффекты термализации кинетической энергии имеют важное значение для моделирования динамики плазменных потоков и излучения ММЗС. Это важно для детального моделирования коллективного ветра скопления за пределами его ядра [10, 99]. Отношение тепловой и кинетической плотностей энергии в центре свидетельствует об эффективной термализации сталкивающихся сверхзвуковых ветров массивных звёзд. Это обеспечивает условия для формирования коллективного ветра скопления.

Магнитные поля в ядре скопления имеют сильно перемежаемую филаментарную структуру, где амплитуды поля достигают $\gtrsim 100$ мкГс на масштабах до 0.5 пк. Мощные WR-ветры доминируют в пространстве, концентрируя поля вокруг менее мощных О-ветров. Предположительно, эффект Аксфорда-Кранфилла является механизмом, усиливающим поля в даунстриме ударных волн торможения звёздных ветров. Усиленные поля дополнительно сжимаются горячим газом высокого давления, который создаётся в центральных регионах ядра столкновениями звёздных ветров.

Наличие филаментов высоких магнитных полей в ядре скопления размером в несколько парсек делает ММЗС благоприятными местами для ускорения космических лучей высокой энергии. Это может помочь понять происхождение гамма-излучения с энергиями в несколько ТэВ из окрестностей компактных звёздных скоплений Westerlund 1 и 2 [100, 101, 102], недавно зарегистрированного в контексте моделей ускорения космических лучей [103].

Глава 2

Сверхновая в ядре молодого массивного скопления звёзд

2.1 Введение

Для изучения характеристик магнитных полей в ММЗС, находящемся на стадии доминирования в нём мощных звездных ветров, была построена 3D МГД модель квазистационарной среды со сложной структурой плазменных течений в ядре ММЗС (см. Badmaev et al. [36]) где обсуждалось образование филоаментарной структуры магнитного поля с напряжённостью $\gtrsim 100$ мкГс. Эта модель не учитывала возможные вспышки сверхновых, и поэтому фактически применима только для выделенного короткого (< 10 тыс. лет) периода времени, когда по ходу эволюции звездной системы не происходит сильных возмущений с динамическим временем $t_{\text{dyn}} \lesssim 1$ тыс. лет. В этой главе мы смоделируем расширение остатка сверхновой с коллапсом ядра и проанализируем динамику процесса. Результаты, изложенные в этой главе, были опубликованы в статье Badmaev et al. [104].

2.2 Инициализация сверхновой в скоплении

Для моделирования остатка сверхновой (ОСН) внутри ММЗС использована т.н. стратегия отображения [e.g. 105]. Предполагая, что ударная волна остатка изотропна, что не принципиально для достижения целей моделирования, мы рассчитали её раннее расширение в 1D с высоким разрешением. Это моделирование точно отслеживает эволюцию ОСН, начиная с момента времени $t_0 \approx 10^{-2}$ лет после коллапса ядра до момента времени $t_{\text{map}} \approx 30$ лет, когда волна распространяется через ветер WR звезды-предшественника (т.е. SN ти-

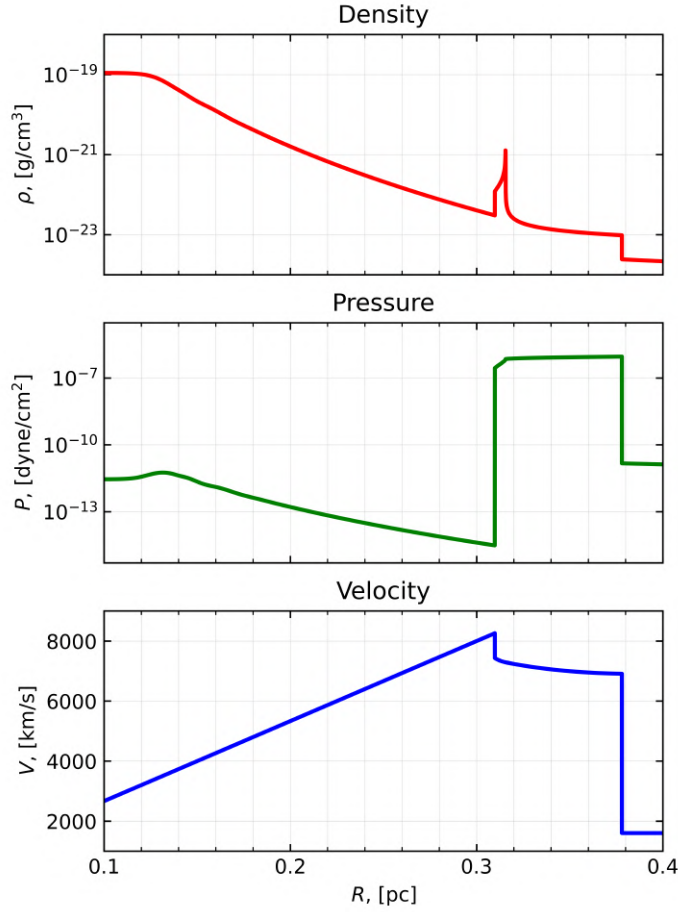


Рисунок 2.1: Профили самоподобного решения ОН для плотности, давления и скорости на момент отображения t_{map} . Внешняя ударная волна располагается в $R = 0.38$ pc, контактный разрыв между веществом эжекты и веществом ветра предшественника находится прямо на пике профиля плотности.

па Ib/c). Затем полученное 1D-решение изотропно встраивается в 3D-область, которая содержит предварительно смоделированную среду ядра ММЗС, заменив граничные условия инъекции ветра на профиль ОН.

Для расчёта профилей ОН использованы стандартные модели [e.g. 106, 107, 108, 109, 110], которые приводят к классическому самоподобному решению Chevalier [111] и Nadezhin [112], см. Рисунок 2.1. Предполагалось, что в момент $t_0 = r_0/v_0$ вскоре после вспышки сверхновой эжекты свободно расширяется со скоростью $v_0 = 30000 \text{ km s}^{-1}$ и состоит из внутреннего и внешнего слоёв с однородным и круто степенным профилями плотности, соответственно. Мы выполнили два моделирования для двух вариантов расположения остатка в ядре скопления: (1) вблизи центра скопления, $r_{\text{dist}} \approx 0.6$ пк, и на его периферии, $r_{\text{dist}} \approx 2$ пк.

2.3 Результаты

Здесь представлены результаты двух симуляций от $t_{\text{snr}} = 100$ лет до $t_{\text{snr}} = 500$ и до $t_{\text{snr}} = 700$ лет для, соответственно, центральной и периферийной вспышки сверхновой внутри ядра ММЗС. Конечные отсечки времени соответствуют моменту, когда внешняя ударная волна расширяющегося ОСН достигает границ расчётной области. Результаты представлены в двух форматах: 2D-карты сечений и 3D рендеры скалярных и векторных полей. После выхода оболочки ОСН за пределы домена обе модели интегрируются до $t_{\text{snr}} = 7500$ лет, полученные результаты анализируются.

2.3.1 Общая структура и динамика течений

Всего через сто лет после вспышки ОСН можно было отчетливо виден остаток с практически неискаженной исходной структурой, см. Рисунок 2.2. На этом этапе остаток свободно расширяется и имеет характерную структуру с двумя ударными волнами (обратной и внешней) и контактным разрывом между ними [107].

Локальная структура и морфология расширяющейся оболочки ОСН определяются ветрами соседних звёзд. Внешняя ударная волна прорывается через ветры в ядре скопления, сметает их, создавая многочисленные головные ударные волны различной геометрии в зависимости от типа ветра. Размер и форма головной ударной волны зависят от баланса между напорным давлением вещества ОСН и кинетической энергией ветра [see 113]. Наиболее широкие фронты головных ударных волн формируются вокруг оболочек холодных и плотных CSG-ветров, как показано на рис. 2.2. В зонах столкновения звёздные ветры образуют кометообразные структуры, проникающие сквозь оболочку остатка, оставляя прогретые «вмятины» на её поверхности, см. Рис. 2.3. Магнитные поля усиливаются до ~ 100 мкГс на головных ударных волнах и в хвостах этих кометных структур. Общая сферическая структура остатка сохраняется при расширении. Когда оболочка ОСН покидает объём расчётной области, ветровые структуры релаксируют до своих невозмущенных размеров за ~ 3000 лет, как показано на рис. 2.4.

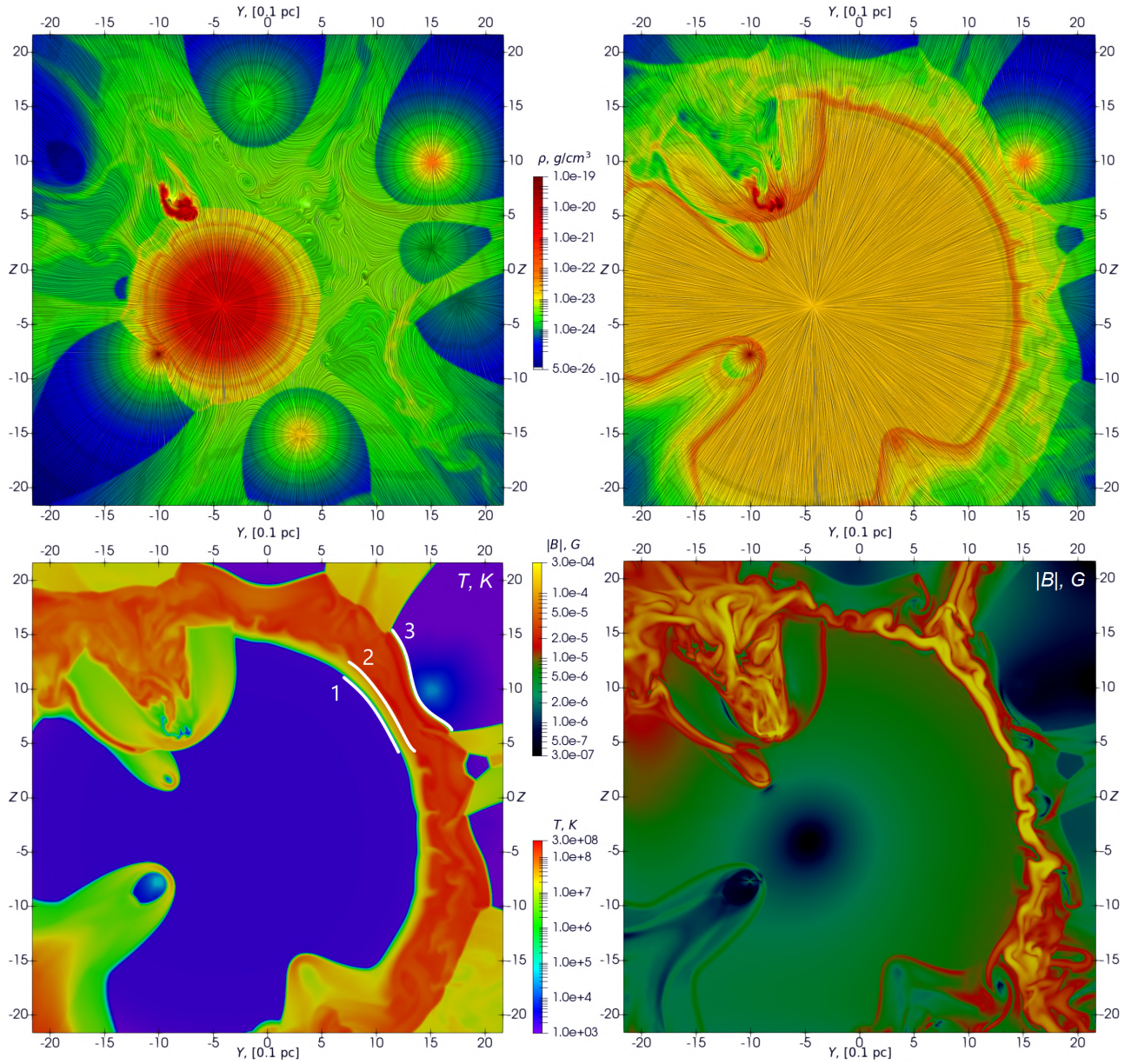


Рисунок 2.2: Расширение ОСН, расположенного вблизи центра скопления. Вверху: карты плотности и линии тока (темные полупрозрачные линии) в моменты $t_{\text{snr}} = 100$ и $t_{\text{snr}} = 500$ yr, слева направо. Внизу: карты температуры и напряжённости магнитного поля при $t_{\text{snr}} = 500$ лет. Белые линии 1, 2 и 3 отмечают положения обратной ударной волны, контактного разрыва и внешней ударной волны, соответственно. В левом верхнем углу плотная оболочка CSG-ветра образовала широкую головную ударную волну с замагниченным хвостом. Карты подстроены в Ozy -плоскости в точке $x = -2, 7$. Масштаб: $[0,1 \text{ пк}]$.

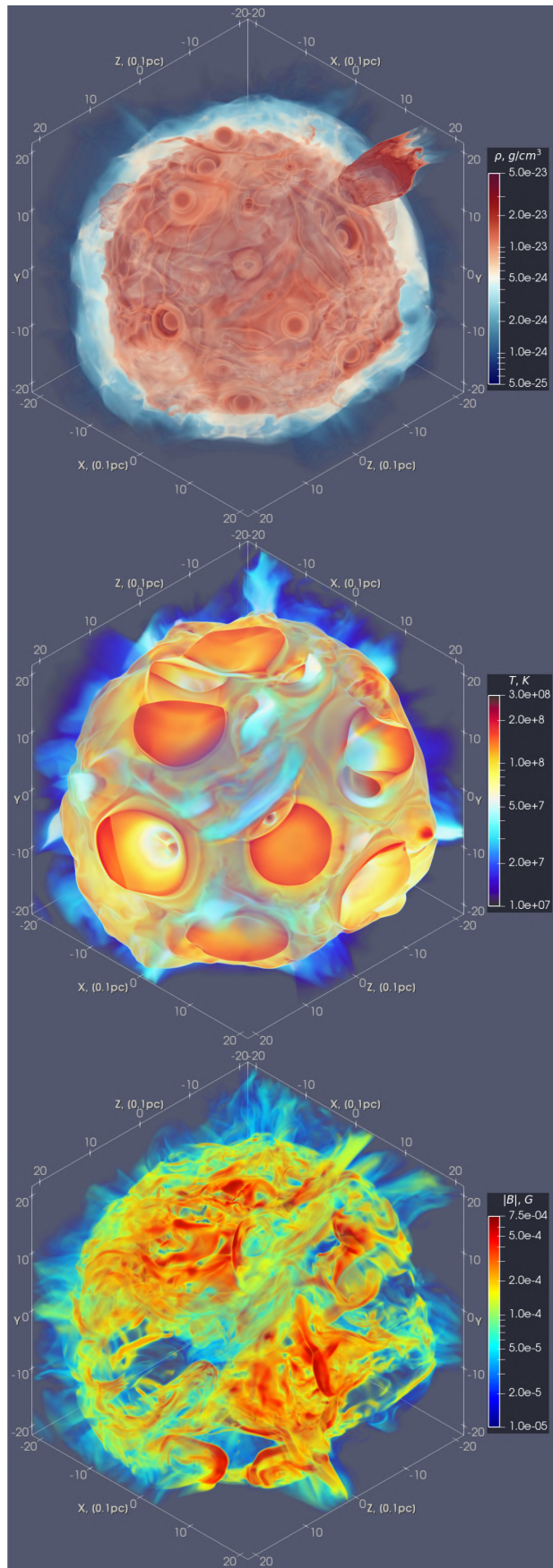


Рисунок 2.3: Объёмные распределения плотности (вверху), температуры (в центре) и магнитного поля (внизу) на поверхности оболочки центрально расположенного ОСН, показанные в виде трёхмерных изображений, $t_{\text{snr}} = 500$ лет.

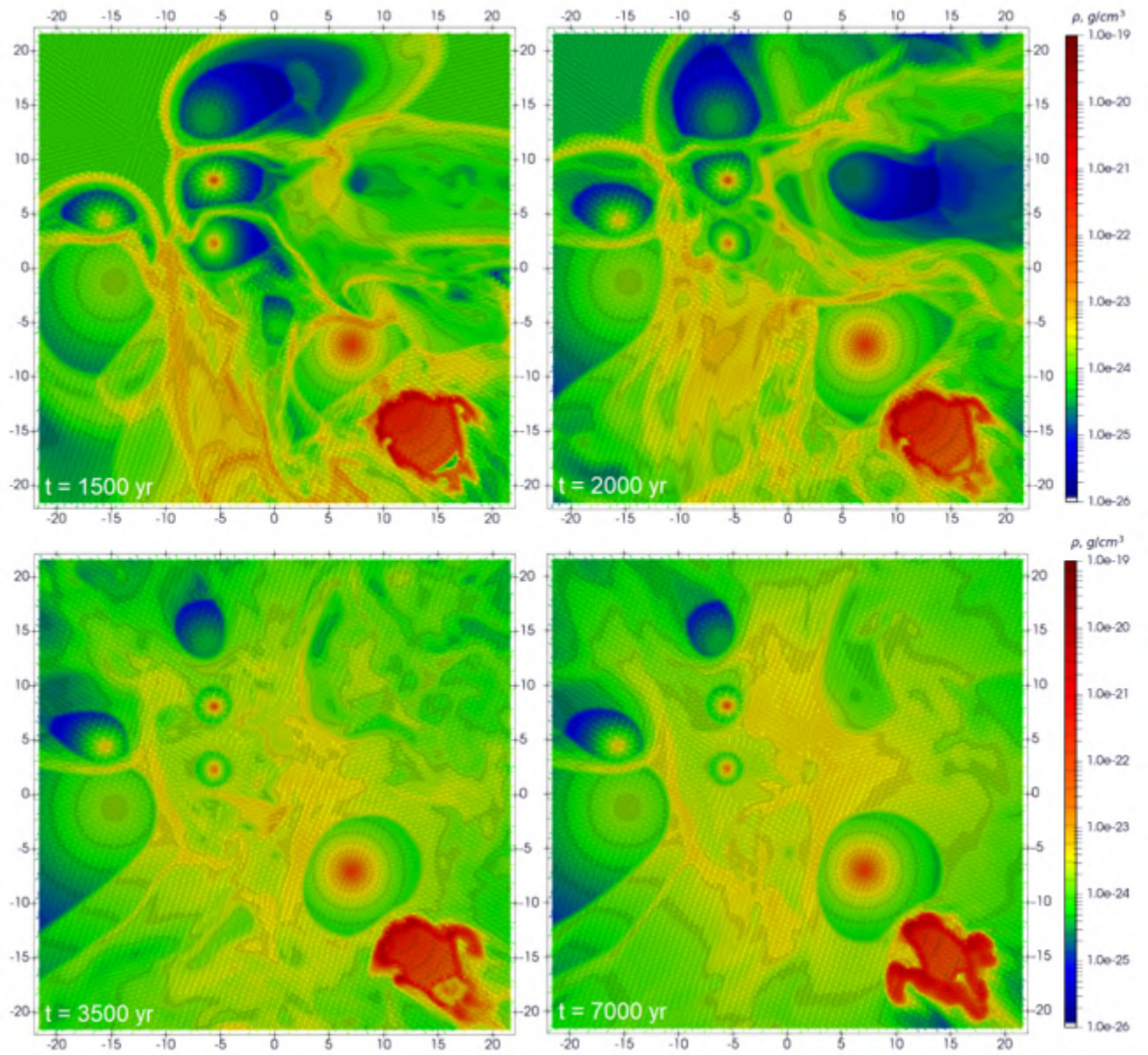


Рисунок 2.4: Динамика релаксации после периферической вспышки сверхновой. Ко времени 3500 лет спустя общая квази-стационарная структура течения восстанавливается, а после следующих 2500 лет мелкомасштабные возмущения плотности сглаживаются. В правом нижнем углу каждого кадра видна динамически устойчивая плотная оболочка, образованная CSG-ветром. Отметки на оси даны в единицах $[0,1 \text{ пк}]$.

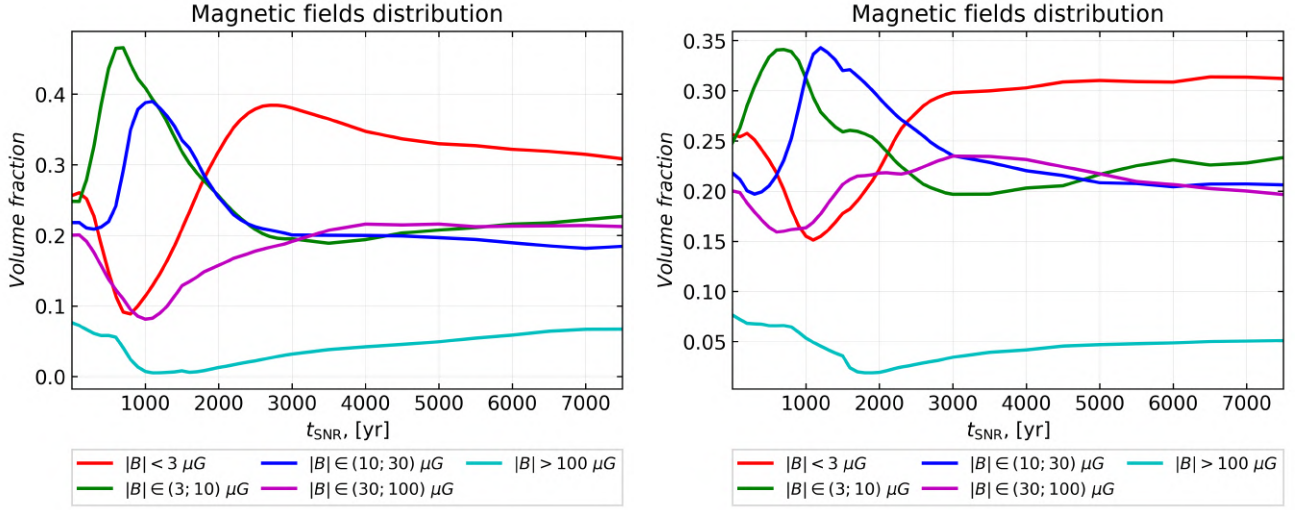


Рисунок 2.5: Объёмные факторы заполнения магнитных полей в разных диапазонах абсолютной величины напряжённости. Левое изображение соответствует случаю центрального расположения остатка, а правое — периферическому. Хорошо видно, что при распространении ударной волны остатка в ядре скопления объёмно доминирует диапазон $|B| \in (3; 30) \mu\text{G}$.

2.3.2 Усиление и структура магнитного поля

Магнитные поля сильно перемежаемы и охватывают широкий диапазон величин напряжённости, $\sim 1 - 100$ мкГс, с различными коэффициентами объёмного заполнения [36]. Событие сверхновой seriously нарушает квазистационарную конфигурацию магнитного поля, а также другие важные характеристики внутри скопления. Трёхмерная визуализация структуры магнитного поля при $t_{\text{SNR}} = 500$ лет после центрально расположенной сверхновой показана на нижнем Рисунке 2.3.

В магнитной энергии преобладают поля амплитудой $\gtrsim 100$ мкГс с объёмным коэффициентом заполнения в несколько процентов. Это согласуется с результатами Inoue et al. [114] в 2D модели молодого остатка сверхновой в турбулентной среде. Видно, что в некоторых сильно сжатых областях филаментарных структур величина магнитного поля достигает значений $\lesssim 750 \mu\text{G}$, см. нижний Рисунок 2.3. Эволюцию магнитных структур с течением времени можно опосредованно наблюдать на Рисунке 2.5. На нем показаны изменения факторов заполнения магнитных полей различной напряжённости как для центрального, так и для периферийного события сверхновой. Временная эволюция централь-

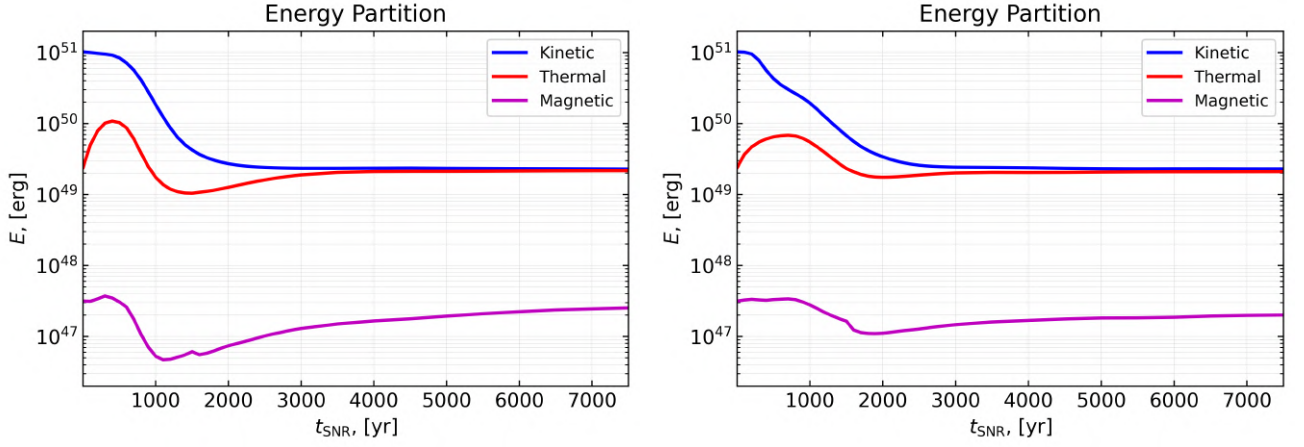


Рисунок 2.6: Резервуары кинетической, тепловой и магнитной энергии как функции времени t_{snr} . Левое изображение соответствует центральному, а правое – периферийному событию. Из-за уменьшения разрешения кривые магнитной энергии имеют небольшой скачок при $t_{\text{snr}} = 1500$ лет.

ного и периферийного остатка сверхновой различается, но в обоих случаях квази-стационарное распределение достигается за время ~ 4000 лет.

Уменьшение объемных факторов заполнения, наблюдаемое в интервалах магнитного поля с высокой напряжённостью, можно объяснить разрушением и сметанием исходной конфигурации магнитного поля, сформированной сталкивающимися ветрами массивных звезд. Сильная внешняя ударная волна ОСН распространяется через крайне неоднородную среду кластера. Она сжимает межзвёздное магнитное поле позади бесстолкновительной ударной волны и, возможно, дополнительно усиливает флуктуирующие магнитные поля в даунстриме за счет эффектов типа динамо. Тонкая оболочка с усиленным магнитным полем сопровождает внешнюю ударную волну остатка в её даунстриме, обволакивая мощные звёздные ветры, как показано на Рисунках 2.2 и 2.3.

Полная магнитная энергия, заключённая в расчётной области, составляет $\sim 10^{47}$ эрг и изменяется со временем, см. Рисунок 2.6. Магнитная энергия имеет заметный минимум, который возникает, когда фронт ударной волны ОСН выходит из объёма домена, и сохраняется до тех пор, пока взаимодействующие ветры не начнут восстанавливать прежний уровень намагниченности в ядре скопления. При распространении ударной волны остатка по объёму скопления диапазон величин магнитного поля $|\mathbf{B}|$ от 3 до 30 мкГс становится пространственно доминирующим. Однако, в энергию магнитных полей основной вклад

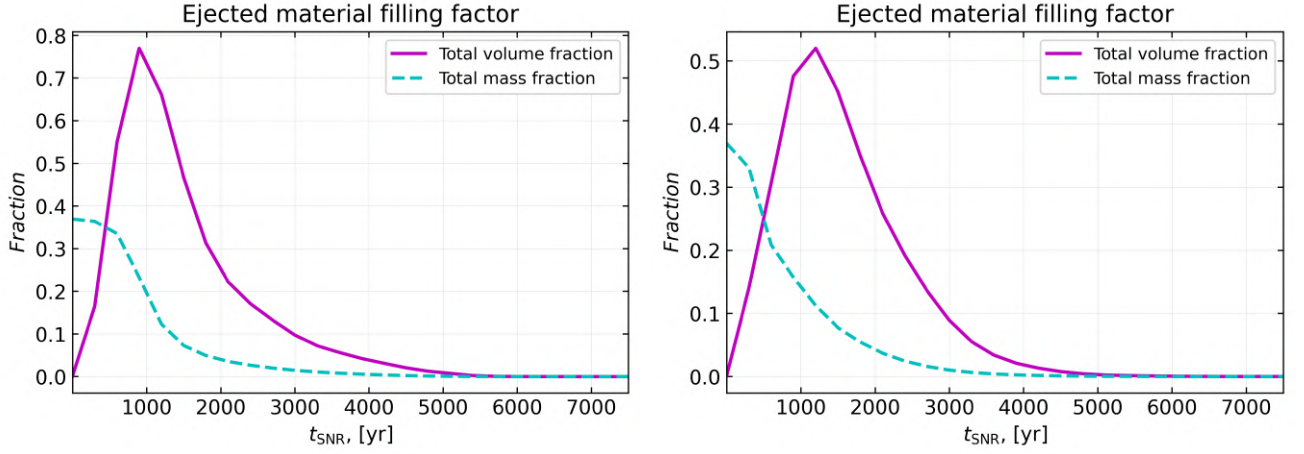


Рисунок 2.7: Пурпурной линией показана часть объёма ядра скопления, заполненная эжектой. Голубая пунктирная линия показывает отношение массы эжекты к общей массе диффузного газа внутри скопления. Левое изображение соответствует центральной вспышке, а правое — периферической.

вносят поля с магнитудой значительно выше 30 мкГс, при этом значительный вклад вносят области с напряжённостью свыше 100 мкГс, как видно из Рисунков 2.6-2.5. Наличие столь сильных магнитных полей можно проверить путем поиска синхротронного рентгеновского излучения от мульти-ТэВных лептонов, которые, как ожидается, будут присутствовать в ТэВных источниках, таких как Westerlund 1.

2.3.3 Релаксация и перенос эжекты в скоплении

Для звёздного скопления, подобного Wd1, наиболее массивные звезды начнут коллапсировать, когда возраст скопления достигнет ~ 3 млн лет, а затем, по оценке [13], ожидается ~ 1 сверхновая каждые 7-13 тыс. лет на временном интервале длительностью $\gtrsim 1$ млн. лет. Важно оценить времена релаксации системы после каждой вспышки. Эти времена несколько различаются в терминах динамики, распределения энергии и примеси эжекты. Время пересечения скопления ударной волной сверхновой составляет $\lesssim 1000$ лет в зависимости от положения вспышки. Представленное моделирование показывает, что сильное возмущение межзвёздной среды скопления, вызванное ударным потоком остатка сверхновой, релаксирует до квази-стационарного состояния через 4000-5000 лет после события сверхновой. Это согласуется с тем, что мы видим на Ри-

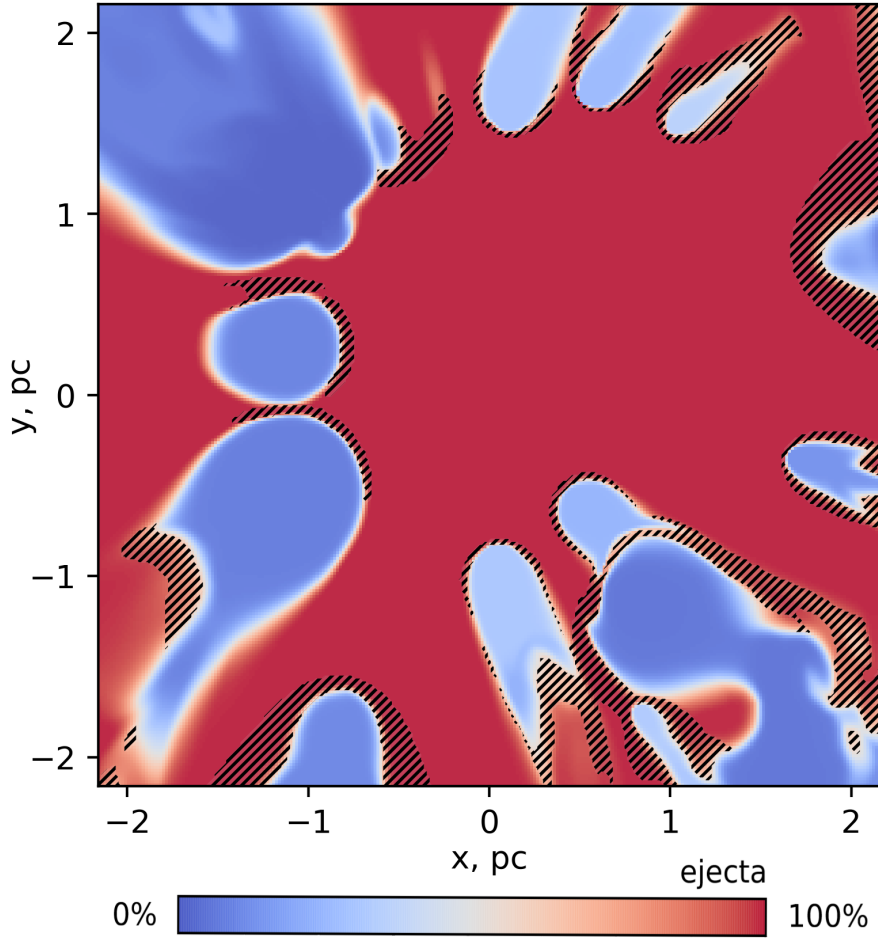


Рисунок 2.8: Штриховкой отмечено распределение горячей эжекты центрально расположенной сверхновой, или вещества, состоящего на $\gtrsim 50\%$ из эжекты с температурой $T > 1$ кэВ. Цветом представлена доля вещества сверхновой в материале: чистая эжекта отмечена красным цветом, а чистой вещество звёздных ветров отмечено синим цветом. Время на рисунке: $t_{\text{snr}} = 900$ лет.

сунке 2.4, где общая структура потоков восстанавливается за ~ 3500 лет с последующим сглаживанием мелкомасштабных возмущений в течение следующих нескольких тысяч лет. С точки зрения разделения энергии, как видно из Рисунка 2.6, системе требуется ~ 4000 лет, чтобы достичь релаксации. Тем не менее, следует отметить, что в случае периферийного события сверхновой субдоминантная магнитная энергия, хотя и медленно выходит на плато к 7000 лет, но всё ещё не достигает уровня $\approx 3 \times 10^{47}$ эрг, который наблюдался до вспышки. Это может быть как эффектом снижения разрешения после $t_{\text{snr}} = 1500$ лет, так и простым следствием медленной реорганизации магнитного поля, относительно остальных характеристик.

В течение первой ~ 1000 лет распространения ОСН эжекта замещает межзвездное вещество примерно в 50-80% объема ядра скопления в зависимости от положения сверхновой, см. рис. 2.7 и 2.8. Значительное количество эжекты остаётся в ядре скопления в течение ~ 3000 лет после вспышки, когда было выброшено $10 M_{\odot}$ вещества. Интересно отметить, что через ≈ 2000 лет после события сверхновой в ядре скопления имеется в общей сложности $17-18 M_{\odot}$ диффузного газа, из которых только $\approx 0.7-1 M_{\odot}$ является эжектой. Несмотря на сильную разреженность, эжекта занимает около 25-30% объёма, см. рис. 2.7. Отслеживание примеси эжекты показывает, что релаксация происходит через ~ 4000 лет, когда сильно разбавленные остатки эжекты окончательно покидают контрольный объём.

2.4 Выводы

Выполнен 3D МГД расчёт структуры и эволюции плазменных потоков, температуры и магнитных полей в ядре молодого массивного скопления, возмущенного сверхновой. Рассмотрены центральное и периферийные положения коллапсирующей сверхновой, выбрасывающей $10 M_{\odot}$ эжекты с энергией 10^{51} эрг в околозвездную среду. Модель касается молодых массивных скоплений возрастом в несколько миллионов лет.

Ударная волна остатка сверхновой проходит сквозь ядро скопления, разметаая и нагревая околозвёздный газ. Сброшенная эжекта изменяет химический состав газа в скоплении. Расширяющийся остаток формирует головные ударные волны на многочисленных звёздных ветрах. Релаксация наступает за время порядка 4000-5000 лет. Значительной разницы между центральным и периферийным расположением остатка не выявлено.

Структура возмущенного магнитного поля в кластере – прерывистая. Она составлена из многочисленных тонких филаментов сжатого поля величиной более 100 мкГс (до 750 мкГс) и более широких областей с полями $\gtrsim 10$ мкГс. Во время распространения ударной волны SNR диапазон величин магнитного поля 3-30 мкГс становится пространственно доминирующим, тогда как диапазон > 100 мкГс доминирует в энергии поля, но занимает всего несколько процентов объема. Наличие таких магнитных полей обуславливает нетепло-

вое рентгеновское синхротронное излучение частицами с энергией в несколько ТэВ, ускоренными на ударных волнах внутри кластера.

Обогащенная тяжелыми элементами эжекта достигает максимального объемного коэффициента 50-80% (в зависимости от положения сверхновой) внутри скопления примерно через 1000 лет после события сверхновой, который затем уменьшается до $< 5\%$ в следующие 3000 лет. Некоторая относительно незначительная часть эжекты нагревается до температур выше кэВ, что повлияет на тепловой рентгеновский спектр.

Заключение

Работа посвящена исследованию внутренней структуры плазменных течений в молодом массивном скоплении звезд типа Westerlund 1 с использованием 3D МГД моделирования (см. код PLUTO [33]). В частности, в работе рассматривается взаимодействие множества ветров горячих звёзд с остатком сверхновой, получены детальные карты плотности, температуры, скорости, и магнитных полей. Получены динамические данные о конверсии кинетической энергии ветров в тепловую и магнитную компоненты, рассмотрено влияние предельного случая теплопроводности на распределение тепла в ядре скопления. Впервые показано, что магнитные поля в таких системах могут усиливаться до значений близких к миллигаусу в областях сильного сжатия, приведены данные по заполнению объема скопления магнитными полями различной амплитуды в динамике. Подробно рассмотрена филаментарная структура магнитных полей внутри компакных ММЗС. Объяснены физические процессы усиливающие магнитные поля переносимые звёздными ветрами. Также впервые модельно установлено время релаксации структуры течений и химического состава газа в ядре скопления после вспышки сверхновой, показано распределение эжекты по объему скопления в динамике. Результаты были опубликованы в 3-х статьях в реферируемом журнале первого квартала [36, 115, 104].

Литература

1. Березинский В. С., Буланов С. В., Догель В. А. и др. Астрофизика Космических Лучей, М.Наука. — 1990.
2. Amato E. The origin of galactic cosmic rays // International Journal of Modern Physics D. — 2014. — Vol. 23, no. 7. — P. 1430013.
3. Dogiel V. A. Origin of cosmic rays // Highlights of Astronomy. — 2015. — Vol. 16. — P. 594–595.
4. Montmerle T. On gamma-ray sources, supernova remnants, OB associations, and the origin of cosmic rays. // ApJ. — 1979. — Vol. 231. — P. 95–110.
5. Bykov A. M., Fleishman G. D. On non-thermal particle generation in superbubbles. // MNRAS. — 1992. — Mar. — Vol. 255. — P. 269–275.
6. Klepach E. G., Ptuskin V. S., Zirakashvili V. N. Cosmic ray acceleration by multiple spherical shocks // Astropart. Phys.. — 2000. — Vol. 13. — P. 161–172.
7. Bykov A. M., Gladilin P. E., Osipov S. M. Non-linear model of particle acceleration at colliding shock flows // MNRAS. — 2013. — Vol. 429, no. 3. — P. 2755–2762.
8. Bykov A. M., Ellison D. C., Gladilin P. E., Osipov S. M. Ultrahard spectra of PeV neutrinos from supernovae in compact star clusters // MNRAS. — 2015. — Vol. 453, no. 1. — P. 113–121.
9. Vieu T., Gabici S., Tatischeff V. Particle acceleration at colliding shock waves // MNRAS. — 2020. — Vol. 494, no. 3. — P. 3166–3176.
10. Chevalier R. A., Clegg A. W. Wind from a starburst galaxy nucleus // Nature. — 1985. — Vol. 317, no. 6032. — P. 44–45.
11. Gupta Siddhartha, Nath Biman B., Sharma Prateek, Eichler David. Realistic modelling of wind and supernovae shocks in star clusters: addressing $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$ and other problems in Galactic cosmic rays // MNRAS. — 2020. — Vol. 493, no. 3. — P. 3159–3177.
12. Morlino G., Blasi P., Peretti E., Cristofari P. Particle acceleration in winds of star clusters // MNRAS. — 2021. — Vol. 504, no. 4. — P. 6096–6105.

13. Munro Michael P., Law Casey, Clark J. Simon et al. Diffuse, Nonthermal X-Ray Emission from the Galactic Star Cluster Westerlund 1 // *ApJ*. — 2006. — Vol. 650, no. 1. — P. 203–211.
14. Kavanagh P. J., Norci L., Meurs E. J. A. Diffuse thermal X-ray emission in the core of the young massive cluster Westerlund 1 // *New A*. — 2011. — Vol. 16, no. 7. — P. 461–469.
15. Law C., Yusef-Zadeh F. X-Ray Observations of Stellar Clusters Near the Galactic Center // *ApJ*. — 2004. — Vol. 611, no. 2. — P. 858–870.
16. Wang Q. Daniel, Dong Hui, Lang Cornelia. The interplay between star formation and the nuclear environment of our Galaxy: deep X-ray observations of the Galactic centre Arches and Quintuplet clusters // *MNRAS*. — 2006. — Vol. 371, no. 1. — P. 38–54.
17. Luo Ding, McCray Richard, Mac Low Mordecai-Mark. X-Rays from Colliding Stellar Winds // *ApJ*. — 1990. — Vol. 362. — P. 267.
18. Pittard J. M., Parkin E. R. 3D models of radiatively driven colliding winds in massive O + O star binaries - III. Thermal X-ray emission // *MNRAS*. — 2010. — Vol. 403, no. 4. — P. 1657–1683.
19. Pittard J. M., Romero G. E., Vila G. S. Particle acceleration and non-thermal emission in colliding-wind binary systems // *MNRAS*. — 2021. — Vol. 504, no. 3. — P. 4204–4225.
20. Rockefeller Gabriel, Fryer Christopher L., Melia Fulvio, Wang Q. Daniel. Diffuse X-Rays from the Arches and Quintuplet Clusters // *ApJ*. — 2005. — Vol. 623, no. 1. — P. 171–180.
21. Raga A. C., Velázquez P. F., Cantó J. et al. Simulated X-Ray Images and Spectra of the Arches Cluster // *ApJL*. — 2001. — Vol. 559, no. 1. — P. L33–L36.
22. Rodríguez-González A., Cantó J., Esquivel A. et al. Winds from clusters with non-uniform stellar distributions // *MNRAS*. — 2007. — Vol. 380, no. 3. — P. 1198–1206.
23. Rodríguez-González A., Esquivel A., Raga A. C., Cantó J. The Formation of Filamentary Structures in Radiative Cluster Winds // *ApJ*. — 2008. — Vol. 684, no. 2. — P. 1384–1389.
24. Silich Sergey, Tenorio-Tagle Guillermo, Rodríguez-González Ary. Winds Driven by Super Star Clusters: The Self-Consistent Radiative Solution // *ApJ*. — 2004. — Vol. 610, no. 1. — P. 226–232.

25. Wünsch Richard, Silich Sergiy, Palouš Jan et al. Evolution of Super Star Cluster Winds with Strong Cooling // *ApJ*. — 2011. — Vol. 740, no. 2. — P. 75.
26. Tenorio-Tagle Guillermo, Wünsch Richard, Silich Sergiy, Palouš Jan. Hydrodynamics of the Matter Reinserted within Super Stellar Clusters // *ApJ*. — 2007. — Vol. 658, no. 2. — P. 1196–1202.
27. Tenorio-Tagle Guillermo, Silich Sergiy, Martínez-González Sergio et al. Dusty Supernovae Running the Thermodynamics of the Matter Reinserted within Young and Massive Super Stellar Clusters // *ApJ*. — 2013. — Vol. 778, no. 2. — P. 159.
28. Wünsch R., Palouš J., Tenorio-Tagle G., Ehlerová S. The Formation of Secondary Stellar Generations in Massive Young Star Clusters from Rapidly Cooling Shocked Stellar Winds // *ApJ*. — 2017. — Vol. 835, no. 1. — P. 60.
29. Rogers H., Pittard J. M. Feedback from winds and supernovae in massive stellar clusters - I. Hydrodynamics // *MNRAS*. — 2013. — Vol. 431, no. 2. — P. 1337–1351.
30. Rogers H., Pittard J. M. Feedback from winds and supernovae in massive stellar clusters - II. X-ray emission // *MNRAS*. — 2014. — Vol. 441, no. 2. — P. 964–982.
31. Castellanos-Ramírez A., Rodríguez-González A., Esquivel A. et al. The soft and hard X-rays thermal emission from star cluster winds with a supernova explosion // *MNRAS*. — 2015. — Vol. 450, no. 3. — P. 2799–2811.
32. Gallegos-Garcia Monica, Burkhart Blakesley, Rosen Anna L. et al. Winds in Star Clusters Drive Kolmogorov Turbulence // *ApJL*. — 2020. — Vol. 899, no. 2. — P. L30.
33. Mignone A. A simple and accurate Riemann solver for isothermal MHD // *Journal of Computational Physics*. — 2007. — Vol. 225, no. 2. — P. 1427–1441.
34. Mignone A., Zanni C., Tzeferacos P. et al. The PLUTO Code for Adaptive Mesh Computations in Astrophysical Fluid Dynamics // *ApJS*. — 2012. — Vol. 198, no. 1. — P. 7.
35. Vaidya Bhargav, Mignone Andrea, Bodo Gianluigi et al. A Particle Module for the PLUTO Code. II. Hybrid Framework for Modeling Nonthermal Emission from Relativistic Magnetized Flows // *ApJ*. — 2018. — Vol. 865, no. 2. — P. 144.
36. Badmaev D. V., Bykov A. M., Kalyashova M. E. Inside the core of a young massive star cluster: 3D MHD simulations // *MNRAS*. — 2022. — Vol. 517, no. 2. — P. 2818–2830.
37. Pfalzner S. Universality of young cluster sequences // *A&A*. — 2009. — Vol. 498, no. 2. — P. L37–L40.

38. Lada Charles J., Lada Elizabeth A. Embedded Clusters in Molecular Clouds // ARA&A. — 2003. — Vol. 41. — P. 57–115.
39. de Wit W. J., Testi L., Palla F., Zinnecker H. The origin of massive O-type field stars: II. Field O stars as runaways // A&A. — 2005. — Vol. 437, no. 1. — P. 247–255.
40. Parker Richard J., Goodwin Simon P. Do O-stars form in isolation? // MNRAS. — 2007. — Vol. 380, no. 3. — P. 1271–1275.
41. Adamo Angela, Zeidler Peter, Kruijssen J. M. Diederik et al. Star Clusters Near and Far; Tracing Star Formation Across Cosmic Time // Space Sci. Rev.. — 2020. — Vol. 216, no. 4. — P. 69.
42. Portegies Zwart Simon F., McMillan Stephen L. W., Gieles Mark. Young Massive Star Clusters // ARA&A. — 2010. — Vol. 48. — P. 431–493.
43. Krumholz Mark R., McKee Christopher F., Bland-Hawthorn Joss. Star Clusters Across Cosmic Time // ARA&A. — 2019. — Vol. 57. — P. 227–303.
44. Ekström S., Georgy C., Eggenberger P. et al. Grids of stellar models with rotation. I. Models from 0.8 to 120 $M_{\odot}$ at solar metallicity ($Z = 0.014$) // A&A. — 2012. — Vol. 537. — P. A146.
45. Whitmore Bradley C. The Formation of Star Clusters // arXiv e-prints. — 2000. — P. astro-ph/0012546.
46. Renaud Florent. Star clusters in evolving galaxies // New A Rev.. — 2018. — Vol. 81. — P. 1–38.
47. Clark J. S., Negueruela I., Crowther P. A., Goodwin S. P. On the massive stellar population of the super star cluster <ASTROBJ>Westerlund 1</ASTROBJ> // A&A. — 2005. — Vol. 434, no. 3. — P. 949–969.
48. Zeidler Peter, Sabbi Elena, Nota Antonella et al. A High-resolution Multiband Survey of Westerlund 2 with the Hubble Space Telescope. I. Is the Massive Star Cluster Double? // AJ. — 2015. — Vol. 150, no. 3. — P. 78.
49. Drissen Laurent, Moffat Anthony F. J., Walborn Nolan R., Shara Michael M. The Dense Galactic Starburst NGC 3603. I. HST/FOS Spectroscopy of Individual Stars in the Core and the source of Ionization and Kinetic Energy // AJ. — 1995. — Vol. 110. — P. 2235.
50. Figer Donald F., Najarro Francisco, Gilmore Diane et al. Massive Stars in the Arches Cluster // ApJ. — 2002. — Vol. 581, no. 1. — P. 258–275.

51. Figer Donald F., McLean Ian S., Morris Mark. Massive Stars in the Quintuplet Cluster // *ApJ*. — 1999. — Vol. 514, no. 1. — P. 202–220.
52. Massey Philip, Hunter Deidre A. Star Formation in R136: A Cluster of O3 Stars Revealed by Hubble Space Telescope Spectroscopy // *ApJ*. — 1998. — Vol. 493, no. 1. — P. 180–194.
53. Kroupa Pavel. On the variation of the initial mass function // *MNRAS*. — 2001. — Vol. 322, no. 2. — P. 231–246.
54. Hur Hyeonoh, Park Byeong-Gon, Sung Hwankyung et al. Reddening, distance, and stellar content of the young open cluster Westerlund 2 // *MNRAS*. — 2015. — Vol. 446, no. 4. — P. 3797–3819.
55. Clark J. S., Lohr M. E., Patrick L. R. et al. An updated stellar census of the Quintuplet cluster // *A&A*. — 2018. — Vol. 618. — P. A2.
56. Clark J. S., Lohr M. E., Patrick L. R., Najarro F. The Arches cluster revisited. III. An addendum to the stellar census // *A&A*. — 2019. — Vol. 623. — P. A84.
57. Brands Sarah A., de Koter Alex, Bestenlehner Joachim M. et al. The R136 star cluster dissected with Hubble Space Telescope/STIS. III. The most massive stars and their clumped winds // *A&A*. — 2022. — Vol. 663. — P. A36.
58. Negueruela Ignacio, Alfaro Emilio J., Dorda Ricardo et al. Westerlund 1 under the light of Gaia EDR3: Distance, isolation, extent, and a hidden population // *arXiv e-prints*. — 2022. — P. arXiv:2204.00422.
59. Georgy Cyril, Walder Rolf, Folini Doris et al. Circumstellar medium around rotating massive stars at solar metallicity // *A&A*. — 2013. — Vol. 559. — P. A69.
60. Brott I., de Mink S. E., Cantiello M. et al. Rotating massive main-sequence stars. I. Grids of evolutionary models and isochrones // *A&A*. — 2011. — Vol. 530. — P. A115.
61. Maeder André, Meynet Georges. Rotating massive stars: From first stars to gamma ray bursts // *Reviews of Modern Physics*. — 2012. — Vol. 84, no. 1. — P. 25–63.
62. Markova N., Puls J., Langer N. Spectroscopic and physical parameters of Galactic O-type stars. III. Mass discrepancy and rotational mixing // *A&A*. — 2018. — Vol. 613. — P. A12.
63. Clayton D. D. Principles of stellar evolution and nucleosynthesis. — 1984.
64. Maun N., Josselin E. The mass-loss rates of red supergiants and the de Jager prescription // *A&A*. — 2011. — Vol. 526. — P. A156.

65. Georgy C. Yellow supergiants as supernova progenitors: an indication of strong mass loss for red supergiants? // A&A. — 2012. — Vol. 538. — P. L8.
66. Crowther Paul A., Hadfield L. J., Clark J. S. et al. A census of the Wolf-Rayet content in Westerlund 1 from near-infrared imaging and spectroscopy // MNRAS. — 2006. — Vol. 372, no. 3. — P. 1407–1424.
67. Crowther Paul A. Physical Properties of Wolf-Rayet Stars // ARA&A. — 2007. — Vol. 45, no. 1. — P. 177–219.
68. Gräfener G., Owocki S. P., Grassitelli L., Langer N. On the optically thick winds of Wolf-Rayet stars // A&A. — 2017. — Vol. 608. — P. A34.
69. Groh Jose H., Meynet Georges, Ekström Sylvia, Georgy Cyril. The evolution of massive stars and their spectra. I. A non-rotating $60 M_{\odot}$ star from the zero-age main sequence to the pre-supernova stage // A&A. — 2014. — Vol. 564. — P. A30.
70. Pauldrach A., Puls J., Kudritzki R. P. Radiation-driven winds of hot luminous stars. Improvements of the theory and first results. // A&A. — 1986. — Vol. 164. — P. 86–100.
71. Kudritzki Rolf-Peter, Puls Joachim. Winds from Hot Stars // ARA&A. — 2000. — Vol. 38. — P. 613–666.
72. Avedisova V. S. Formation of Nebulae by Wolf-Rayet Stars. // Soviet Ast.. — 1972. — Vol. 15. — P. 708.
73. Castor J., McCray R., Weaver R. Interstellar bubbles. // ApJL. — 1975. — Vol. 200. — P. L107–L110.
74. Weaver R., McCray R., Castor J. et al. Interstellar bubbles. II. Structure and evolution. // ApJ. — 1977. — Vol. 218. — P. 377–395.
75. Ignace R., Cassinelli J. P., Bjorkman J. E. Equatorial Wind Compression Effects across the H-R Diagram // ApJ. — 1996. — Vol. 459. — P. 671.
76. Langer Norbert, García-Segura Guillermo, Mac Low Mordecai-Mark. Giant Outbursts of Luminous Blue Variables and the Formation of the Homunculus Nebula around η Carinae // ApJL. — 1999. — Vol. 520, no. 1. — P. L49–L53.
77. Chevalier Roger A., Luo Ding. Magnetic Shaping of Planetary Nebulae and Other Stellar Wind Bubbles // ApJ. — 1994. — Vol. 421. — P. 225.
78. García-Segura Guillermo, Langer Norbert, Różyczka Michał, Franco José. Shaping Bipolar and Elliptical Planetary Nebulae: Effects of Stellar Rotation, Photoionization Heating, and Magnetic Fields // ApJ. — 1999. — Vol. 517, no. 2. — P. 767–781.

79. Meyer D. M. A. On the bipolarity of Wolf-Rayet nebulae // MNRAS. — 2021. — Vol. 507, no. 4. — P. 4697–4714.
80. van Marle A. J., Meliani Z., Marcowith A. Shape and evolution of wind-blown bubbles of massive stars: on the effect of the interstellar magnetic field // A&A. — 2015. — Vol. 584. — P. A49.
81. Fenech D. M., Clark J. S., Prinja R. K. et al. An ALMA 3 mm continuum census of Westerlund 1 // A&A. — 2018. — Vol. 617. — P. A137.
82. Andrews H., Fenech D., Prinja R. K. et al. A radio census of the massive stellar cluster Westerlund 1 // A&A. — 2019. — Vol. 632. — P. A38.
83. Negueruela I., Clark J. S., Ritchie B. W. The population of OB supergiants in the starburst cluster Westerlund 1 // A&A. — 2010. — Vol. 516. — P. A78.
84. Clark J. S., Munoz M. P., Negueruela I. et al. Unveiling the X-ray point source population of the Young Massive Cluster Westerlund 1 // A&A. — 2008. — Vol. 477, no. 1. — P. 147–163.
85. Beasor Emma R., Davies Ben, Smith Nathan et al. The Age of Westerlund 1 Revisited // ApJ. — 2021. — Vol. 912, no. 1. — P. 16.
86. Meyer D. M. A., Mackey J., Langer N. et al. Models of the circumstellar medium of evolving, massive runaway stars moving through the Galactic plane // MNRAS. — 2014. — Vol. 444, no. 3. — P. 2754–2775.
87. Miyoshi Takahiro, Kusano Kanya. A multi-state HLL approximate Riemann solver for ideal magnetohydrodynamics // Journal of Computational Physics. — 2005. — Vol. 208, no. 1. — P. 315–344.
88. Harten Amiram, Lax Peter D., Leer Bram van. [On Upstream Differencing and Godunov-Type Schemes for Hyperbolic Conservation Laws](#) // SIAM Review. — 1983. — Vol. 25, no. 1. — P. 35–61.
89. Dedner A., Kemm F., Kröner D. et al. Hyperbolic Divergence Cleaning for the MHD Equations // Journal of Computational Physics. — 2002. — Vol. 175, no. 2. — P. 645–673.
90. Bjorkman J. E., Cassinelli J. P. Equatorial Disk Formation around Rotating Stars Due to Ram Pressure Confinement by the Stellar Wind // ApJ. — 1993. — Vol. 409. — P. 429.
91. Parker E. N. Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. // ApJ. — 1958. — Vol. 128. — P. 664.

92. Schöller M., Hubrig S., Fossati L. et al. B fields in OB stars (BOB): Concluding the FORS 2 observing campaign // *A&A.* — 2017. — Vol. 599. — P. A66.
93. Meyer D. M. A., Mignone A., Kuiper R. et al. Bow shock nebulae of hot massive stars in a magnetized medium // *MNRAS.* — 2017. — Vol. 464, no. 3. — P. 3229–3248.
94. Li Pak Shing, Martin Daniel F., Klein Richard I., McKee Christopher F. A Stable, Accurate Methodology for High Mach Number, Strong Magnetic Field MHD Turbulence with Adaptive Mesh Refinement: Resolution and Refinement Studies // *ApJ.* — 2012. — Vol. 745, no. 2. — P. 139.
95. Axford W. I. The Interaction of the Solar Wind With the Interstellar Medium // *NASA Special Publication* / Ed. by Charles P. Sonett, Paul Jerome Coleman, John Marsh Wilcox. — 1972. — Vol. 308. — P. 609.
96. Cranfill Charles William. Flow Problems in Astrophysical Systems. // Ph.D. thesis / University of California, San Diego, United States. — 1974.
97. Hillas A. M. The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays // *ARA&A.* — 1984. — Vol. 22. — P. 425–444.
98. Raymond John C., Ghavamian Parviz, Bohdan Artem et al. Electron-Ion Temperature Ratio in Astrophysical Shocks // *ApJ.* — 2023. — Vol. 949, no. 2. — P. 50.
99. Stevens Ian R., Hartwell Joanna M. The cluster wind from local massive star clusters // *MNRAS.* — 2003. — Vol. 339, no. 1. — P. 280–288.
100. Aharonian Felix, Yang Ruizhi, de Oña Wilhelmi Emma. Massive stars as major factories of Galactic cosmic rays // *Nature Astronomy.* — 2019. — Vol. 3. — P. 561–567.
101. Aharonian F., Ashkar H., Backes M. et al. A deep spectromorphological study of the γ -ray emission surrounding the young massive stellar cluster Westerlund 1 // *arXiv e-prints.* — 2022. — P. arXiv:2207.10921.
102. Mestre Enrique, de Oña Wilhelmi Emma, Torres Diego F. et al. Probing the hadronic nature of the gamma-ray emission associated with Westerlund 2 // *MNRAS.* — 2021. — Vol. 505, no. 2. — P. 2731–2740.
103. Bykov Andrei M., Marcowith Alexandre, Amato Elena et al. High-Energy Particles and Radiation in Star-Forming Regions // *Space Sci. Rev.* — 2020. — Vol. 216, no. 3. — P. 42.

104. Badmaev D. V., Bykov A. M., Kalyashova M. E. Core-collapse supernova inside the core of a young massive star cluster: 3D MHD simulations // MNRAS. — 2024. — Vol. 527, no. 2. — P. 3749–3760.
105. Meyer D. M. A., Langer N., Mackey J. et al. Asymmetric supernova remnants generated by Galactic, massive runaway stars // MNRAS. — 2015. — Vol. 450, no. 3. — P. 3080–3100.
106. Chevalier Roger A., Liang Edison P. The Interaction of Supernovae with Circumstellar Bubbles // ApJ. — 1989. — Vol. 344. — P. 332.
107. Truelove J. Kelly, McKee Christopher F. Evolution of Nonradiative Supernova Remnants // ApJS. — 1999. — Vol. 120, no. 2. — P. 299–326.
108. Whalen Daniel, van Veelen Bob, O’Shea Brian W., Norman Michael L. The Destruction of Cosmological Minihalos by Primordial Supernovae // ApJ. — 2008. — Vol. 682, no. 1. — P. 49–67.
109. Telezhinsky I., Dwarkadas V. V., Pohl M. Acceleration of cosmic rays by young core-collapse supernova remnants // A&A. — 2013. — Vol. 552. — P. A102.
110. Petruk O., Kuzyo T., Orlando S. et al. Magneto-hydrodynamic simulations of young supernova remnants and their energy-conversion phase // MNRAS. — 2021. — Vol. 505, no. 1. — P. 755–770.
111. Chevalier R. A. Self-similar solutions for the interaction of stellar ejecta with an external medium. // ApJ. — 1982. — Vol. 258. — P. 790–797.
112. Nadezhin D. K. On the Initial Phase of Interaction Between Expanding Stellar Envelopes and Surrounding Medium // Astrophys. Space Sci.. — 1985. — Vol. 112, no. 2. — P. 225–249.
113. Wilkin Francis P. Exact Analytic Solutions for Stellar Wind Bow Shocks // ApJL. — 1996. — Vol. 459. — P. L31.
114. Inoue Tsuyoshi, Yamazaki Ryo, Inutsuka Shu-ichiro. Turbulence and Magnetic Field Amplification in Supernova Remnants: Interactions Between a Strong Shock Wave and Multiphase Interstellar Medium // ApJ. — 2009. — Vol. 695, no. 2. — P. 825–833.
115. Bykov A. M., Uvarov Yu A., Kalyashova M. E. et al. X-ray emission from Westerlund 2 detected by SRG/ART-XC and Chandra: search for radiation of TeV leptons // MNRAS. — 2023. — Vol. 525, no. 1. — P. 1553–1561.