

На правах рукописи

Гладилин Пётр Евгеньевич

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ УСКОРЕНИЯ
ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ В ОБЛАСТЯХ
АКТИВНОГО ЗВЁЗДООБРАЗОВАНИЯ**

(01.03.02 — Астрофизика и звёздная астрономия)

Диссертация

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

научный руководитель —
доктор физико-математических
наук, профессор, А. М. Быков

Санкт-Петербург

2013

Содержание

Введение	5
Актуальность темы диссертации	6
Цели работы	8
Научная новизна	8
Достоверность научных результатов	9
Основные положения, выносимые на защиту	10
1 Ускорение заряженных частиц в галактических источниках	11
1.1 Физические процессы в областях активного звёздообразования .	11
1.2 Краткий обзор существующих моделей ускорения космических лучей	16
1.3 Усиление магнитных полей	21
1.4 Системы сходящихся ударных волн	28
1.5 Линейная модель ускорения заряженных частиц в системе схо- дящихся ударных волн	33
1.6 Анализ эффективности процесса ускорения на сходящихся удар- ных волнах	37
1.7 Выводы	40
2 Нелинейная модель ускорения заряженных частиц в системе сходящихся магнитогидродинамических потоков	41
2.1 Основные предположения и допущения	42
2.2 Модель с параметризацией максимального импульса	42
2.3 Модель с границей свободного ухода	46
2.4 Итерационный метод	50

2.5	Основные результаты моделирования	52
2.6	Проверка закона сохранения потока энергии	57
2.7	Анализ максимально возможных энергий ускоренных частиц . .	61
2.8	Выводы	62
3	Нестационарная модель ускорения заряженных частиц в си-	
	стеме сходящихся ударных волн	65
3.1	Основные предположения и допущения	65
3.2	Описание численной модели	66
3.3	Временная эволюция максимальных энергий частиц, ускорен-	
	ных на УВ остатка сверхновой	70
3.4	Выводы	73
4	Спектры излучения нетепловых источников, связанных с об-	
	ластями сходящихся ударных волн	75
4.1	Излучательные процессы в астрофизике	75
4.2	Методика моделирования спектров излучения	77
4.2.1	Синхротронное излучение	78
4.2.2	Обратное Комптоновское излучение	79
4.2.3	Образование π_0 -мезонов	79
4.3	Результаты моделирования	80
4.4	Применение результатов моделирования для объяснения жёст-	
	кого нетеплового излучения убегающей звезды HD195592	82
4.5	Выводы	84
	Заключение	84
	Основные результаты работы	84

Список публикаций, содержащих описание основных результатов дис- сертации	86
Приложения	88
Список используемых сокращений	88
Расчёт сечений протон-протонного взаимодействия	89
Список цитированной литературы	93

Введение

Астрофизика высоких энергий в последние десятилетия является одной из бурно развивающихся областей космических исследований. Запуск нескольких современных орбитальных телескопов (INTEGRAL, PAMELA, Fermi LAT) и начало работы новых наблюдательных комплексов (H.E.S.S., VLA и др.) позволили существенно расширить и углубить наши знания о природе космического излучения и процессах, происходящих в оболочках сверхновых, пульсарных туманностях и других источниках интенсивного излучения.

Области активного звёздообразования являются крупными источниками высокоэнергичных частиц и излучения, так как содержат большое количество объектов с мощным выделением энергии. Такие процессы сопровождаются формированием ударных волн (УВ) и сверхзвуковых течений космической плазмы. УВ играют исключительно важную роль в ускорении заряженных частиц до ультрарелятивистских энергий. Они также ответственны за формирование спектров нетеплового излучения и генерацию магнитных полей в объектах различной природы. УВ остатков сверхновых, согласно последним данным, являются основным источником космических лучей вплоть до энергий 10^{17} эВ.

Большой массив наблюдательных данных требует дальнейшего теоретического исследования процессов, происходящих в областях активного звёздообразования.

Актуальность темы диссертации

Ударные волны (УВ) в космическом пространстве — часто встречающееся явление, поскольку такие волны обычно сопровождают процессы быстрого выделения энергии. Большинство УВ в энергичных космических объектах являются бесстолкновительными. Такие УВ позволяют ускорять заряженные частицы до ультрарелятивистских энергий, причём формируемый спектр ускоренных частиц имеет, как правило, степенной вид. Ускорение на УВ является эффективным механизмом конверсии кинетической энергии потока космической плазмы в энергию небольшого количества ускоренных частиц [6, 56]. УВ в остатках сверхновых звезд считаются сейчас наиболее вероятными источниками галактических космических лучей вплоть до энергий $10^{16} - 10^{17}$ эВ [65]. Сверхновые, связанные с коллапсом массивных звезд, часто встречаются в звездных ассоциациях, где имеется много молодых звёзд с мощным звёздным ветром. Поэтому в таких объектах возможны более сложные конфигурации ударноволновых течений, чем в окрестности изолированного остатка сверхновой (ОСН), включающие разнонаправленные гидродинамические потоки.

Данные астрономических наблюдений последних лет говорят о том, что спектр Галактических космических лучей (ГКЛ) в диапазоне $10^{14} - 10^{16}$ эВ имеет слабо выраженные особенности на фоне общего степенного закона [44]. Было замечено, что показатель спектра не является постоянным в различных диапазонах энергий и испытывает флуктуации. Это может быть следствием работы неких пока не изученных источников космических лучей, спектры которых отличаются от стандартного степенного закона, возникающего при ускорении заряженных частиц на одиночной УВ.

Источники излучения в диапазоне $10^{12} - 10^{14}$ эВ с очень жёсткими спек-

трами не всегда легко идентифицируются в диапазоне $10^9 - 10^{10}$ эВ, и некоторые из них могут составлять популяцию так называемых "тёмных ускорителей". Например, источник этого класса обнаружен в окрестности массивного молодого звёздного кластера Westerlund-1 [28].

Сказанное выше указывает на то, что необходимо подробное исследование возможных механизмов ускорения космических лучей до ультрарелятивистских энергий в областях активного звёздообразования, которое позволило бы объяснить наблюдения гамма-источников в этих объектах и особенности поведения спектра ГКЛ в диапазоне энергий свыше 10^{12} эВ.

В настоящей диссертации исследован новый класс галактических источников нетеплового излучения, связанных с областями сходящихся магнитогидродинамических (МГД) потоков. Такие течения космической плазмы могут встречаться в областях активного звёздообразования, содержащих много близко расположенных звёзд на разных стадиях эволюции. В ряде работ (например, [30, 78]) исследовалась гидродинамическая структура такого рода течений, отмечалась возможность более эффективного ускорения частиц в сходящихся МГД течениях, а также тот факт, что спектр ускоренных в такой системе частиц будет более жёстким по сравнению с процессом ускорения на одиночной УВ [21]. Тем не менее, последовательной аналитической модели таких источников, одновременно учитывающей особенности процессов ускорения и распространения заряженных частиц в окрестности УВ и гидродинамической структуры сходящихся МГД-течений, до сих пор построено не было. В диссертации построена модель ускорения заряженных частиц в сходящихся потоках космической плазмы, проведено исследование распределения ускоренных частиц и спектров их излучения, а результаты моделирования использованы для интерпретации наблюдательных данных.

Таким образом, тема диссертации представляется актуальной.

Цели работы

Цель диссертации – исследование процессов ускорения частиц и излучения в областях активного звёздообразования посредством аналитического и численного моделирования.

Задачами диссертации являются:

1. Аналитическое описание процесса ускорения и распространения заряженных частиц в системе сходящихся ударных волн. Теоретическое обоснование формирования жёстких спектров космических лучей в источниках, находящихся в областях активного звёздообразования, и в системах с множественными ударными волнами.

2. Создание математической модели распространения ударных волн и ускорения заряженных частиц в системе со сходящимися сверхзвуковыми МГД потоками. Проведение моделирования с учётом нелинейного влияния ускоренных частиц на структуру потока плазмы и оценка максимально возможных энергий космических лучей, ускоренных в таких системах.

3. Построение модельных спектров излучения от жёстких нетепловых источников, связанных с системами сходящихся МГД потоков, в широком диапазоне длин волн.

Научная новизна

1. Впервые дано аналитическое и численное описание кинетики объектов со сходящимися ударными волнами в областях активного звёздообразования как возможных источников ультрарелятивистских частиц и нетеплового излучения.

2. Построена нелинейная нестационарная модель таких объектов, с помощью которой впервые получены спектры излучения областей с множественными УВ. Показана повышенная интенсивность излучения таких источников по сравнению с одиночными УВ.

3. Впервые проанализирована величина и временная эволюция максимальной энергии космических лучей, ускоренных в областях активного звёздообразования.

Достоверность научных результатов

Основные результаты работы получены с помощью широко известных аналитических и численных методов решения нелинейных уравнений, а также уравнений в частных производных. Телеграфные уравнения, приведённые в **главе 3**, были решены с помощью интегро-интерполяционного метода, который включает в себя решение системы линейных алгебраических уравнений методом матричной прогонки [61]. Достоверность этого метода подтверждена его многолетним использованием для решения всевозможных научно-технических задач. В нелинейной модели ускорения частиц в системах сходящихся УВ (**глава 2**) для численного решения нелинейных уравнений применялся метод Ньютона (или метод касательных). Он подробно изучен и, наряду с методом последовательных приближений, методом секущих и методом хорд, является классическим способом численного решения нелинейных уравнений.

Достоверность численных расчётов подтверждена также выполнением (с точностью до нескольких процентов) законов сохранения потоков вещества, энергии и импульса в нелинейной нестационарной модели системы сходящихся УВ.

В диссертации использованы физические параметры областей активного звёздообразования (значения плотности, магнитного поля, скоростей УВ и т.д.), соответствующие последним данным наблюдений и численному моделированию, выполненному другими авторами.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Нелинейная квазистационарная модель течений бесстолкновительной плазмы с релятивистскими частицами в астрофизических объектах с системами сходящихся ударных волн.
2. Нестационарная модель ускорения и распространения заряженных частиц в астрофизических объектах с системами сходящихся ударных волн.
3. Энергетические спектры протонов и электронов, ускоренных в системе сходящихся МГД ударных волн: показатели спектра, максимальные энергии частиц и их временная эволюция.
4. Модель ускорения космических лучей в остатках сверхновых звезд, взаимодействующих с ветрами массивных молодых звезд.
5. Жёсткие нетепловые спектры излучения источников в областях активного звёздообразования.

1 Ускорение заряженных частиц в галактических источниках

1.1 Физические процессы в областях активного звёздообразования

Области активного звёздообразования в нашей Галактике содержат большое количество объектов на различных стадиях звёздной эволюции с интенсивным истечением вещества и как правило ассоциируются с массивным молекулярными облаками. Они содержат протозвёздные аккрецирующие объекты, массивные звёзды классов ОВ или звёзды Вольфа-Райе с мощным звёздным ветром, а также расширяющиеся ОСН. Энергия, уносимая звёздным ветром за время жизни массивной звезды класса О или В оценивается в $10^{50} - 10^{51}$ эрг, что сравнимо с энергией, выделяющейся при взрыве сверхновой [48]. Быстрые гидродинамические потоки, связанные с ударными волнами звёздных ветров и остатков сверхновых, распространяющиеся в достаточно плотной среде, должны приводить к созданию условий, благоприятных для эффективной конверсии кинетической энергии ускоренных частиц в излучение.

Для рассмотрения процесса ускорения и распространения заряженных частиц в области активного звёздообразования необходимо принимать во внимание, что такие области содержат большое количество близких друг к другу (в астрономическом масштабе) и разнонаправленных потоков космической плазмы. Такие условия, безусловно, будут влиять на характер движения частиц и их энергетические характеристики, а, значит, и на свойства излучения источников, находящихся в этих областях.

Интенсивное образование новых звёзд происходит в молекулярных об-

лаках. Гравитационный коллапс гигантского молекулярного облака может привести к формированию нескольких групп массивных О и В звёзд, называемых звёздными ассоциациями. Расстояние между двумя звёздами в ассоциации может быть порядка нескольких парсек, размеры самих ассоциаций составляют 10-100 пк в поперечнике. Характерный возраст массивных звёзд-гигантов в ОВ-ассоциации – $10^6 - 10^7$ лет. Таким образом, ОВ-ассоциации являются областями, где в современную эпоху продолжается процесс звёздообразования. Компактные группы молодых звёзд являются благоприятными областями для запуска эффективного механизма ускорения частиц, связанного с взаимодействием УВ ОСН и звёздных ветров.

Максимальная энергия частиц, ускоренных на УВ ОСН, сильно разнится для различных типов ОСН (см. [65]) и, в то же время, сильно зависит от свойств межзвёздной среды, окружающей ОСН. Коллапсировавшие сверхновые, родившиеся из массивных звёзд в ОВ-ассоциациях, интенсивное излучение окружающих звёзд, сильный звёздный ветер сильно модифицируют окружающее пространство, образуя протяжённые горячие области размером в несколько десятков парсек, называемые супербабблами. К примеру, комплекс звезд ОВ-Carina содержит около 70 звёзд О-типа и более сотни В0-В3 звёзд, в области размером около 40 пк [20].

В 2011 году телескопом Ферми был зафиксирован источник гамма-излучения в форме кокона, который, по-видимому, связан с областью звёздообразования Cygnus OB2 [1]. Cygnus OB2 содержит около 50 звёзд О-типа и сотни звёзд В-типа [75]. Наблюдательные данные говорят об активном процессе ускорения частиц в данном регионе.

Значительное число массивных звёзд являются двойными. В статье Эйхлера и Усова [36] было предсказано, что сходящиеся звездные ветра моло-

дых двойных систем могут быть источниками нетепловых частиц и излучения. Позднее действительно было зафиксировано нетепловое радиоизлучение от звёзд типа Вольфа-Райе в двойных системах [29, 68]. Звёзды типа Вольфа-Райе – горячие звёзды с очень высокой светимостью и температурой, с яркими и широкими спектральными линиями водорода, нейтрального и ионизованного гелия, а также азота, углерода, кислорода в разных стадиях ионизации. Наблюдательные данные говорят о том, что примерно половина звёзд Вольфа-Райе входит в состав тесных двойных систем со спутниками – массивными звёздами спектральных классов О-В. Масса таких звёзд достигает $20 - 30 M_{\odot}$.

Спектроскопические данные свидетельствуют о том, что из звёзд Вольфа-Райе происходит мощное истечение вещества. Ширины эмиссионных линий соответствуют скоростям истечения больше $1000 - 3000$ км/с. Учитывая тот факт, что звёзды ранних спектральных классов О и В могут обладать интенсивным звёздным ветром со скоростью до 3000 км/с, двойные системы типа "звезда Вольфа-Райе - звезда ОВ-класса" представляют собой систему с мощными сходящимися магнитогидродинамическими потоками и могут быть одной из систем, в которых реализуется эффективный ускорительный механизм, исследуемый в диссертации.

Компактные источники, такие как двойные системы (с расстоянием между соседними звёздами в несколько астрономических единиц) могут ускорять релятивистские частицы на временных масштабах порядка 1 месяца [36, 64]. Тем не менее, коллективный вклад таких систем в общее гамма-излучение, детектируемое орбитальными телескопами, может быть значительным. Гамма-излучение таких источников также может быть связано с релятивистскими частицами, ускоренными множественными УВ в ОВ-ассоциации (см. [15], [18]

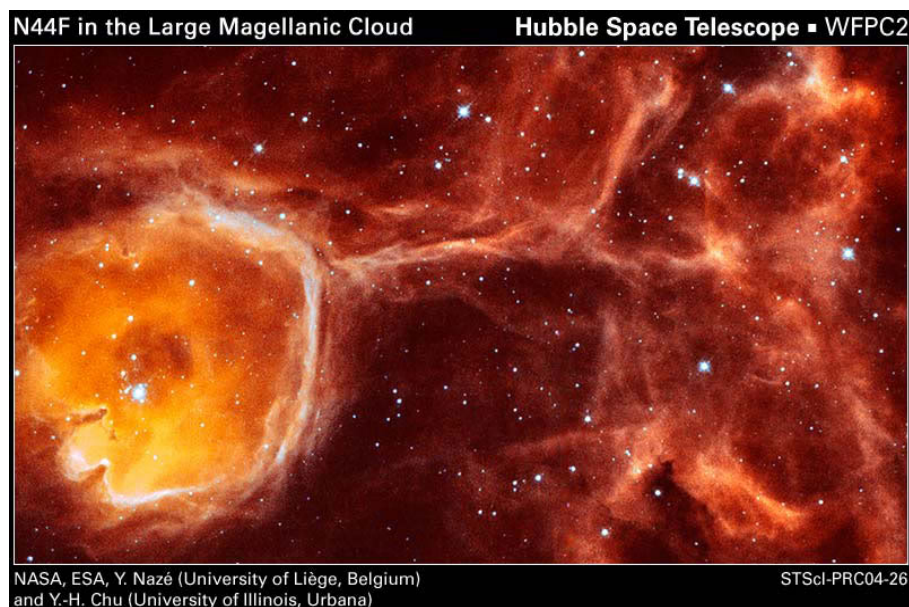


Рис. 1: Туманность N44F в Большом Магеллановом Облаке, образованная мощным звёздным ветром.

и [37]).

Регион, в котором остаток сверхновой расширяется в окрестности мощного звёздного ветра от молодой массивной звезды (или звёздного кластера), также содержит сходящиеся МГД потоки. Основные особенности распределения скоростей потоков плазмы до и после взаимодействия УВ в такой системе были исследованы в работе [78]. Эти системы могут на время взаимодействия УВ ОСН и УВ звёздного ветра значительно повышать интенсивность излучения остатка.

Астросфера – это пузырь (каверна) звёздного ветра, окружающий свою звезду, т.е. область пространства, ограниченная бесстолкновительной ударной волной, в которой звёздный ветер имеет положительную скорость по направлению от своей звезды. Такие области могут иметь до нескольких десятков парсек в поперечнике для молодых массивных звёзд классов ОВ или звёзд Вольфа-Райе. Положение ударной волны, т.е. размер астросферы, опре-

деляется балансом давлений звёздного ветра, магнитного поля и межзвёздной среды.

На рис. 1 приведено оптическое изображение туманности N44F, сделанное телескопом Hubble Space Telescope (HST). Эта туманность находится в комплексе туманностей N44 в Большом Магеллановом Облаке. На рис. 1 слева можно видеть большую каверну звёздного ветра, размером около 80 пк, образованную мощным звёздным ветром молодой звезды. На изображении отчётливо видны "столбы" газо-пылевого облака, ориентированные по направлению к горячей центральной звезде в N44F.

Астросфера имеет сложную пространственную структуру. Форма астросферы может отличаться от сферы в зависимости от направления вращения звёздной системы вокруг галактического центра и особенностей окружающего пространства, близлежащих звёзд и их энергетики. В работе [48] было проведено детальное исследование эволюции звёздной астросферы и её пространственной структуры. В частности, было показано, что астросферы имеют типичные радиусы порядка 30 пк при средней плотности внутри "пузыря" около 0.01 см^{-3} . Пространственная структура профилей температуры и плотности внутри звёздной астросферы изображена на рис. 2.

Некоторые источники жёсткого рентгеновского излучения могут быть объяснены взаимодействием двух звездных ветров или УВ в двойной системе либо в системе "ОСН - звёздный ветер". Область Галактического центра может содержать большое количество таких объектов. Источники такого рода теоретически могут наблюдаться телескопом H.E.S.S. и другими обсерваториями, работающими в ТэВ диапазоне энергий.

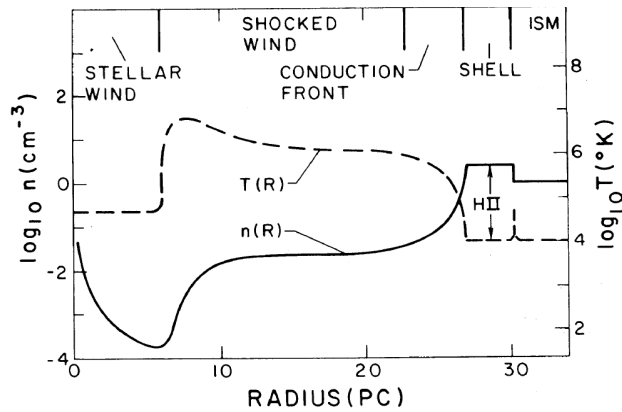


Рис. 2: Пространственная структура плотности и температуры внутри звёздной астросферы. [48]

1.2 Краткий обзор существующих моделей ускорения космических лучей

Многообразие встречающихся в космическом пространстве механизмов ускорения заряженных частиц обусловлено различными свойствами тех физических систем, в которых они работают. Энергия ускоряемых частиц во всех ускорительных механизмах черпается из энергии крупномасштабных движений плазмы, поэтому полное решение задачи о формировании спектра нетепловых частиц включает рассмотрение физики процессов передачи энергии заданного крупномасштабного движения вещества небольшой группе ускоряемых частиц. Основные, известные на сегодняшний момент механизмы ускорения космических лучей, следующие: ускорение частиц ударными волнами, ускорение индукционными электрическими полями при пересоединении магнитных силовых линий, ускорение продольными электрическими полями, ускорение заряженных частиц в крупномасштабных нестационарных

магнитных полях (магнитная накачка), стохастическое ускорение, ускорение в сдвиговых течениях.

Механизмы ускорения делят на регулярные, при которых среднее электрическое поле $\langle E \rangle \neq 0$, и стохастические, при которых $\langle E \rangle = 0$. Энергия, приобретаемая частицей $\Delta\epsilon$, равна работе электрического поля вдоль траектории движения частицы, $\Delta\epsilon = \int eEvd\mathbf{r}$, где e , v - заряд частицы и ее скорость. Так как радиус ларморовской орбиты частицы растет с ростом энергии, а большие электрические поля имеют малые пространственные масштабы, для объяснения ускорения частиц до больших энергий, как правило, привлекаются стохастические механизмы. Однако не исключена возможность существования во Вселенной процессов, ускоряющих частицы регулярными электрическими полями до высоких и сверхвысоких энергий.

Крупномасштабные движения вещества во Вселенной поддерживают существование в плазме градиентов различных физических величин и приводят к возникновению токов и соответствующих этим токам магнитных полей — как регулярных, так и турбулентных.

Как правило, регистрируемые на эксперименте ускоренные частицы возникают в результате действия нескольких механизмов ускорения. Поэтому попытки восстановить вид ускорительного механизма только по зарегистрированному спектру сталкивается с большими трудностями, тем более, что вид спектра определяется не только типом ускорительного механизма, но и зависит от характеристик энергетических потерь при распространении заряженных частиц и условий удержания и выхода частиц из области ускорения.

Механизм ускорения заряженных частиц на ударных волнах остатков сверхновых звёзд — один из основных механизмов, позволяющих ускорять КЛ до энергий "колена" в спектре ГКЛ (см., например, [23, 42]). Соглас-

но моделированию ускорения частиц на остатках сверхновых, проведённому В.Птускиным и В. Зиракашвилли (см. [65]) энергия ускоренных частиц может даже превосходить 10^{18} эВ для случая ускорения тяжёлых ядер на ОСН типа IIb.

Основные особенности данного процесса, называемого также механизмом ускорения Ферми I рода, были впервые исследованы в конце 70-х годов XX века в пионерских работах [7], [53], [8] и [13], в которых была показана высокая эффективность ускорения частиц в данном процессе. Позднее многими авторами была отмечена важность учёта нелинейных эффектов в данном механизме, связанных с влиянием давления ускоренных частиц на структуру сверхзвукового течения [31], [12], [11], [9], [50], [56], [14], [2] и [80]. Было показано, что давление ускоренных частиц модифицирует поток плазмы в области перед фронтом и приводит к существенному изменению спектра на максимальных энергиях, увеличению сжатия УВ. Флуктуации магнитного поля в окрестности УВ могут быть значительно усилены неустойчивостями, связанными с величиной тока КЛ и градиентом давления КЛ в сильных УВ [10, 17, 27]. Усиление магнитных полей - важный фактор, который необходимо учитывать при моделировании ускорения частиц на УВ до высоких энергий (подробнее см. параграф 1.3).

Для вывода аналитической формулы для спектра частиц, ускоренных на одиночной УВ, воспользуемся диффузионно-конвективным уравнением для функции распределения частиц $f_i(x, p, t)$ [56]:

$$\frac{\partial f_i(t, x, p)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} D_i(x, p) \frac{\partial f_i(t, x, p)}{\partial x} - u_i \frac{\partial f_i(t, x, p)}{\partial x} + \frac{p}{3} \frac{\partial u_i}{\partial x} \frac{\partial f_i(t, x, p)}{\partial p} \quad (1)$$

где $i = 1$ – индекс, обозначающий положение за-и перед- фронтом УВ, $D_i(x, p)$, $u_i(x)$ – коэффициент диффузии и скорость потока в области перед- и за- фронтом.

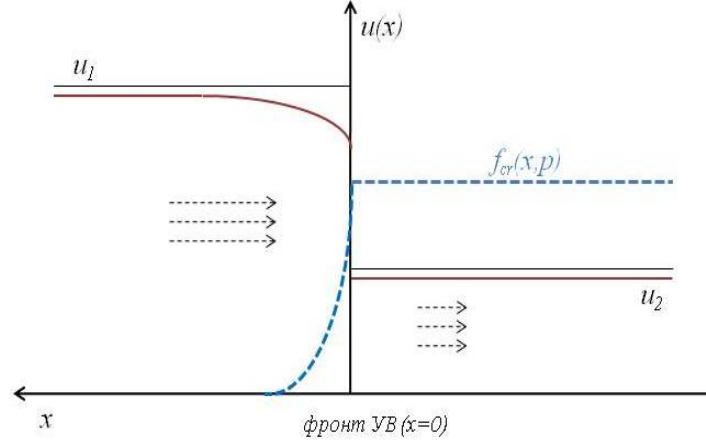


Рис. 3: Поведение функции распределения космических лучей $f_{cr}(x, p)$ (голубая штрихованная линия) и скорости потока вблизи фронта ударной волны (черная линия - линейный случай, коричневая - с учётом нелинейной модификации МГД потока).

Получим упрощённое решение диффузионно-конвективного уравнения (1), в котором не учитывается нелинейная модификация структуры фронта УВ. Такой подход носит название "тестовых частиц", так как в нём не учитывается влияние давления самих ускоренных частиц на процесс ускорения. Будем искать стационарное решение с профилем скорости

$$u_i = \begin{cases} -u_1, & \text{если } x < 0; \\ -u_2, & \text{если } x > 0, \end{cases}$$

где $u_1 > u_2$ – постоянные скорости перед- и за- фронтом соответственно. Также будем предполагать, что $f(x) = 0$ на границах рассматриваемой области.

Тогда стационарное решение уравнения (1), в области за фронтом $x > 0$,

$$f(x, p) = f_0(p) \exp(-u_1 x / D_1(x, p)). \quad (2)$$

В области перед фронтом решение будет представлять собой функцию, не зависящую от координаты $f_0(p)$. При выводе уравнения (2) использовалось

условие непрерывности функции распределения в точке $x = 0$. Интегрируя (2) вдоль фронта УВ, получим дифференциальное уравнение, решением которого будет являться степенная функция

$$f_0(p) = Q_{inj} p^{-q}, \quad (3)$$

где $q = \frac{3r}{r-1}$, $r = u_1/u_2$ – сжатие УВ, и Q_{inj} – константа, описывающая скорость инжекции частиц в процесс ускорения из тепловой области.

Механизм ускорения Ферми 1 рода является эффективным ускорителем космических лучей. Но, тем не менее, для сохранения его эффективности, необходимо выполнение трёх условий:

(1) По крайней мере некоторое количество тепловых частиц должно возвращаться из области за фронтом в область перед фронтом, чтобы обеспечить многократное пересечение фронта УВ и набор энергии;

(2) Ускоренные частицы не должны сразу покидать область ускорения, чтобы продолжать набирать энергию;

(3) Если большое количество частиц ускорилось до высоких энергий, их давление не должно полностью разрушить структуру фронта УВ;

Три эти условия составляют по сей день три основных направления исследований процесса ускорения частиц на УВ. Это проблема инжекции частиц, вопрос удержания частиц в области ускорения и проблема сохранения структуры течения. Их подробное обсуждение даётся в работе [56].

В последние десятилетия был достигнут значительный прогресс в применении теории ускорения на УВ к моделированию конкретных астрофизических объектов, содержащих УВ. Одной из основных целей исследований последних лет является объяснение спектра ГКЛ, а также природы излучения, идущего от остатков сверхновых звёзд и областей активного звездообразования.

Тем не менее, несмотря на значительный прогресс в моделировании и объяснении наблюдательных данных, данное явление на текущий момент понято не полностью, и общая теория механизма ускорения частиц на УВ находится в стадии становления и обсуждения.

Вопрос о происхождении космических лучей сверхвысоких энергий (свыше 10^{19} эВ) также пока остаётся нерешённым. Из-за взаимодействия с реликтовым излучением Вселенной частицы с энергией выше $5 \cdot 10^{19}$ эВ должны быстро терять энергию, рождая π_0 -мезоны. Это явление носит название эффекта Грайзена-Зацепина-Кузьмина. Средняя длина свободного пробега частиц с такой энергией — 50 Мпк, а так как в этих пределах нет источников космических лучей таких высоких энергий, подобные частицы наблюдаться не должны. Тем не менее, детектирование таких высокоэнергичных частиц оставляет вопрос об их происхождении открытым.

1.3 Усиление магнитных полей

Магнитные поля играют центральную роль в ускорении заряженных частиц. Поле может быть как посредником в передаче энергии между потоками плазмы и энергичными частицами (например, в процессе ускорения частиц на УВ), так и непосредственным источником энергии, которая передаётся ускоряемым частицам (как, например, в процессе магнитного пересоединения). На существование усиленных до 0.1 — 1.0 мГ магнитных полей в остатках сверхновых указали в середине прошлого века В.Л.Гинзбург и С.И.Сыроватский в предположении равномерного распределения энергии между магнитным полем в радиоизлучающих оболочках ОСН и ускоренными частицами [40]. Как следует из наблюдений синхротронного излучения ОСН, топология магнитного поля сильно различается для "молодых" и "старых" ОСН

(см. [58]).

Известны несколько возможных механизмов усиления магнитных полей в космическом пространстве. Неустойчивость Рэля-Тэйлора в оболочках ОШ уже долгое время считается потенциальным источником турбулентного магнитного поля. Как следует из трёхмерного МГД моделирования, неустойчивости Рэля-Тэйлора и Кельвина-Гельмгольца могут до 60 раз усиливать поля в локальных плотных сгустках вещества. Эффективное ускорения частиц на УВ требует, чтобы частицы многократно рассеивались на магнитных неоднородностях вблизи фронта УВ. Значение амплитуды МГД турбулентности, необходимой для эффективной работы ускорительного процесса, существенно выше, чем величина МГД турбулентности межзвёздной среды. Это может означать, что турбулентность генерируется УВ.

Для того, чтобы ускорить заряженные частицы до высоких энергий необходимо взаимодействие энергичных частиц с магнитными неоднородностями в широком диапазоне длин волн. Процесс генерации магнитных полей посредством УВ является сильно нелинейным, поскольку необходимое значение магнитной турбулентности для ускорения частиц до ультрарелятивистских энергий создаётся самими ускоренными частицами. Ускоренные частицы изменяют структуру течения вблизи УВ и определяют процесс усиления магнитного поля.

Приведём расчет длинноволновой планговой неустойчивости, связанной с наличием анизотропии давления ускоренных частиц, которая имеет существенное значение для рассеяния высокоэнергичных частиц вблизи фронта УВ.

Рассмотрим функцию распределения ускоренных частиц в следующем

виде:

$$f_0^{cr} = \frac{n_{cr} N(p)}{4\pi} \left[1 + \frac{3u_s}{c} \mu + \frac{\delta}{2} (3\mu^2 - 1) \right], \quad (4)$$

где n_{cr} – концентрация ускоренных частиц, $\mu = \cos \theta$, θ – угол между направлением магнитного поля и импульсом частицы, u_s – скорость ударной волны, δ – параметр определяющий анизотропию давления. Спектр ускоренных частиц:

$$N(p) = \frac{(\alpha - 3) p_0^{(\alpha-3)}}{\left(1 - \left(\frac{p_0}{p_m} \right)^{\alpha-3} \right) p^\alpha}, \quad p_0 \leq p \leq p_m, \quad (5)$$

где α – показатель спектра, p_0 и p_m – минимальный и максимальный импульс ускоренных частиц.

Неустойчивость, вызванная током ускоренных частиц (второе слагаемое в квадратных скобках выражения (4)), в данной геометрии рассматривалась в работах [10, 17, 33]. Рассмотрим неустойчивость, связанную с анизотропией давления ускоренных частиц (третье слагаемое в квадратных скобках выражения (4)). Линеаризованные уравнения Максвелла и бесстолкновительные кинетические уравнения дают следующее дисперсионное соотношение в геометрии задачи (см. [10, 17]):

$$(\omega^2 - k^2 v_a^2) \mathbf{E} \pm \frac{4\pi e n_{cr} (\omega - k u_s)}{c B_0} v_a^2 \mathbf{E} + 4\pi i \omega \frac{v_a^2}{c^2} \mathbf{j}^{cr} = 0, \quad (6)$$

где $v_a = \frac{B_0}{\sqrt{4\pi\rho}}$, B_0 – невозмущённое магнитное поле, $\mathbf{B}_0 \parallel \mathbf{k}$, ρ – плотность фоновой плазмы, $\mathbf{E}$ – электрическое поле возмущения, e – единичный электрический заряд, c – скорость света, i – мнимая единица, ω и $\mathbf{k}$ – частота волны и волновой вектор волны возмущения, $\mathbf{j}^{cr}$ – возмущение тока ускорен-

ных частиц. Величина $\mathbf{j}^{cr}$ задаётся следующим выражением:

$$\begin{aligned}\mathbf{j}^{cr} &= -\mathbf{E}i\frac{e^2}{2}\int_0^\infty dp\int_{-1}^1 d\mu X\frac{p^2v(p)(1-\mu^2)}{\omega-kv(p)\mu\pm\Omega}, \\ X &= \frac{1}{\omega}\left[\omega\left(-\mu\frac{1}{p}\frac{\partial f_0^{cr}}{\partial\mu}+\frac{\partial f_0^{cr}}{\partial p}\right)+\frac{kv(p)}{p}\frac{\partial f_0^{cr}}{\partial\mu}\right],\end{aligned}\quad (7)$$

где $v(p)$ – скорость ускоренной частицы, $\Omega = \frac{eB_0}{p}$ – гирочастота. Знаки $\pm$ в выражениях (6), (7) соответствуют различным циркулярным поляризациям мод. Второе слагаемое в выражении (6) соответствует вкладу фоновых электронов.

Дисперсионное соотношение для шланговой неустойчивости, полученное в МГД рассмотрении плазмы [12], имеет вид:

$$\omega = \pm\sqrt{v_a^2 - \frac{P_{\parallel} - P_{\perp}}{\rho}k}, \quad (8)$$

где $P_{\parallel} - P_{\perp}$ – разность продольного и поперечного давления относительно направления магнитного поля (анизотропия давления). Соотношение (8) верно на масштабах больше гирорадиусов частиц плазмы. Неустойчивость возникает когда выражение под корнем в соотношении (8) отрицательно. Приведем выражение для анизотропии давления ускоренных частиц, имеющих функцию распределения (4):

$$\begin{aligned}P_{\parallel}^{cr} - P_{\perp}^{cr} &= \frac{3}{5}\delta P^{cr}, \\ P^{cr} &= \frac{1}{3}n_{cr}\int_0^\infty v(p)pN(p)p^2dp.\end{aligned}\quad (9)$$

Вычислим возмущение тока ускоренных частиц по формуле (7), используя соотношение (4). В дальнейшем будем предполагать, что $v(p) \approx c$. Вклад в ток, связанный с изотропной и токовой частью функции распределения (4),

имеет вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_1^{cr} = & \mp \mathbf{E} i \frac{ec n_{cr}}{\omega B_0} \left\{ \left(u_s k - \frac{\alpha}{3} \left(1 - \frac{\delta}{2} \right) \omega \right) A_0(x_0, x_m) + \right. \\ & \left. + \frac{(\alpha - 3) \left(1 - \frac{\delta}{2} \right) \omega}{3 \left(1 - \left(\frac{p_0}{p_m} \right)^{\alpha-3} \right)} \left[\sigma_0(p_0) - \left(\frac{p_0}{p_m} \right)^{\alpha-3} \sigma_0(p_m) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (10)$$

Вклад в общий ток, связанный с анизотропией давления КЛ, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_2^{cr} = & \mp \mathbf{E} i \frac{ec n_{cr}}{\omega B_0} \delta \left\{ - \left(1 + \frac{\alpha}{2} \right) \omega A_1(x_0, x_m) + k c A_2(x_0, x_m) + \right. \\ & \left. + \frac{(\alpha - 3) \omega}{2 \left(1 - \left(\frac{p_0}{p_m} \right)^{\alpha-3} \right)} \left[\sigma_1(p_0) - \left(\frac{p_0}{p_m} \right)^{\alpha-3} \sigma_1(p_m) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$A_{0,1,2}(x_0, x_m) = \int_{p_0}^{p_m} \sigma_{0,1,2}(p) N(p) p^2 dp \quad (12)$$

$$\sigma_0(p) = \frac{3}{4} \int_{-1}^1 \frac{(1 - \mu^2)}{1 \mp x \mu} d\mu, \quad (13)$$

$$\sigma_1(p) = \frac{3}{4} \int_{-1}^1 \frac{(1 - \mu^2) \mu^2}{1 \mp x \mu} d\mu \quad (14)$$

$$\sigma_2(p) = \frac{3}{4} \int_{-1}^1 \frac{(1 - \mu^2) \mu}{1 \mp x \mu} d\mu \quad (15)$$

где $x = \frac{kcp}{eB_0}$, $x_0 = \frac{kcp_0}{eB_0}$, $x_m = \frac{kcp_m}{eB_0}$.

Соотношения (13), (14) и (15) имеют в знаменателе подынтегрального выражения полюс. Интегрирование в этих выражениях производится по правилу Ландау.

Преобразуя (6) с использованием (10), (11), получим следующее дисперсионное соотношение:

$$\omega^2 = v_a^2 \left[k^2 \pm \frac{4\pi e n_{cr} k u_s}{c B_0} \{1 - A_0(x_0, x_m)\} \mp \frac{4\pi e n_{cr} k \delta}{B_0} A_2(x_0, x_m) \right]. \quad (16)$$

Второе слагаемое правой части (16) соответствует неустойчивости Белла при $x_0 > 1$ [10]. Данная неустойчивость является пороговой и область усиления мод данным механизмом определяется соотношением $k_0 > k > \frac{1}{r_{g0}}$, где $k_0 = \frac{4\pi en_{cr}u_s}{c B_0}$, $r_{g0} = \frac{cp_0}{eB_0}$. При $x_0 < 1$ второе слагаемое правой части (16) соответствует резонансной неустойчивости. Третье слагаемое правой части (16) соответствует шланговой неустойчивости.

Параметр анизотропии давления ускоренных частиц можно оценить в условиях предфронта ударной волны в остатке сверхновой как $\delta = \chi \frac{u_s^2}{c^2}$, где χ - параметр, равный нескольким единицам. Его точное значение зависит от модельного интеграла столкновений ускоренных частиц с магнитными неоднородностями. Основной вклад в дисперсионное соотношение при $x_0 < 1$ и параметрах, $k_0 r_{g0} = 100$, $\frac{u_s}{c} = 0.01$, характерных для предфронта ударной волны, дают $\Im(A_0(x_0))$ (резонансный вклад) и $\Re(A_2(x_0))$ (вклад шланговой неустойчивости). Резонансный вклад значительно превышает вклад анизотропии давления при $\chi \approx 5$. Вклад анизотропии давления превышает резонансный при $\chi \frac{u_s}{c} \approx 1$.

На рис. 4 приведены кривые для различных параметров анизотропии давления, построенных на основе выражения (16) при характерном значении показателя спектра ускоренных частиц $\alpha = 4$ и параметрах $k_0 r_{g0} = 100$, $u_s/c = 0.01$, $p_m/p_0 = 100$. Вблизи фронта ударной волны остатка сверхновых звезд значение может быть на несколько порядков больше ста, но при удалении от фронта в сторону невозмущенной межзвездной среды минимальный импульс ускоренных частиц растет и отношение постепенно стремится к единице. Для наглядности графиков на рис. 4 величина $p_m/p_0 = 100$.

Шланговая неустойчивость определяется величиной $\Re(A_2(x_0))$, которая связана с вещественной частью параметра (15). Величина $\Re(A_2(x_0))$ входит в

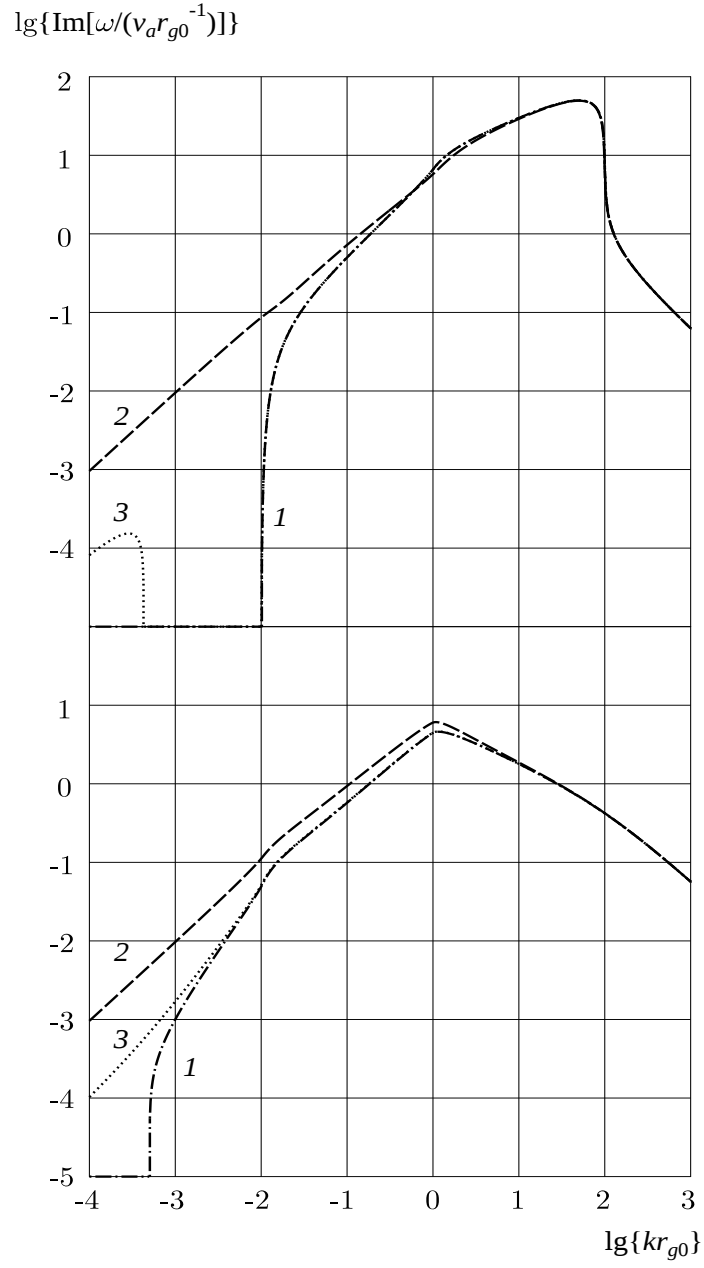


Рис. 4: Зависимость показателей роста неустойчивостей от величины kr_{g0} (k – волновой вектор) для правой (верхняя панель) и левой (нижняя панель) циркулярных поляризаций (знаки $+$ и $-$ в выражении (16)) и различных значений χ : 0 (кривая 1), c/u_s (кривая 2) и 2.0 (кривая 3). В расчётах использовано выражение (16) с параметрами $k_0 r_{g0} = 100$, $u_s/c = 0.01$, $p_m/p_0 = 100$.

дисперсионное соотношение с одним и тем же знаком для обеих поляризаций мод, а $\Im(A_2(x_0))$ входит с различными знаками. Это означает, что чистая шланговая неустойчивость одинаково усиливает две моды с противоположными циркулярными поляризациями, которые распространяются в противоположные стороны. Направление распространения определяется $\Im(A_2(x_0))$.

Таким образом, шланговая неустойчивость может играть важную роль при росте возмущений, имеющих больший масштаб, чем максимальный гиорорадиус ускоренных частиц. Возмущения данного масштаба вносят существенный вклад в рассеяние высокоэнергичных частиц, ускоренных на УВ.

1.4 Системы сходящихся ударных волн

Как было отмечено в параграфе (1.1), области, содержащие системы сходящихся УВ, могут достаточно часто встречаться в областях звёздообразования. Особый класс систем со сходящимися УВ представляют области, где остаток сверхновой звезды расширяется в окрестности мощного звёздного ветра от молодой массивной звезды раннего спектрального класса (см. рис. 5,6). Такие системы должны многократно появляться в областях активного звёздообразования, где существует большое количество горячих звёзд ранних спектральных классов и есть повышенная вероятность взрыва сверхновой звезды. В работе [78] производилось гидродинамическое моделирование области столкновения и дальнейшей эволюции УВ звёздного ветра и ОСН. На рис.(7) приведены результаты моделирования такой системы. На диаграммах заметна временная эволюция ударных волн. Также на диаграммах можно видеть, что структура течения после столкновения имеет сложную структуру с отражёнными УВ, распространяющимися внутрь областей звёздного ветра и ОСН. Кроме того, гидродинамическая структура после столкновения силь-

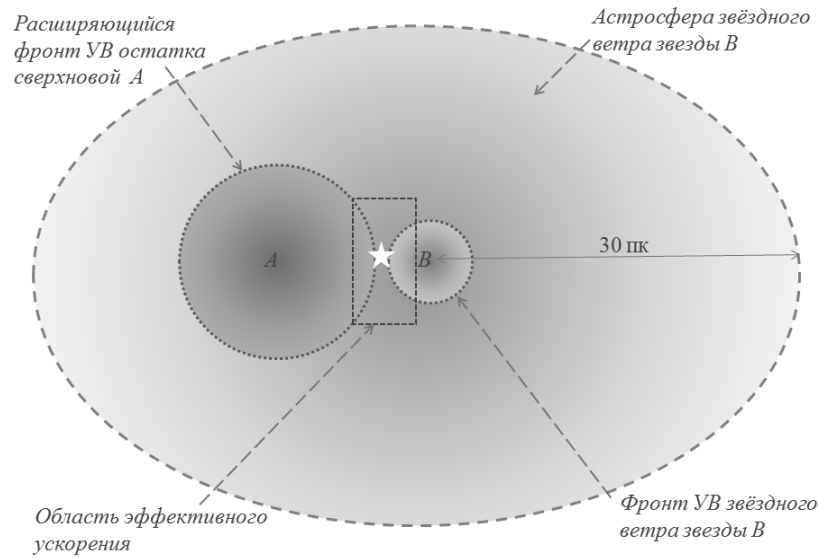


Рис. 5: Упрощённая схема области ускорения внутри астросферы звёздного ветра в системе сходящихся UV.

но зависит от параметров UV звёздного ветра и ОСН – стадии расширения ОСН, скоростей UV, свойств межзвёздной среды в рассматриваемой области.

Повышенное гамма-излучение было замечено в нескольких источниках, предположительно связанных с двойными системами, в том числе системами типа "Звезда Вольфа-Райе - звезда класса ОВ" [3–5, 59, 81]. Существует большое количество работ, посвящённых исследованию гидродинамики и вопросам устойчивости течений при столкновении потоков в двойных системах [72, 74]. Например, в работе [54] проанализирована сложная турбулентная структура МГД течений в двойной звёздной системе. На рисунке 7 показана временная эволюция такой системы после столкновения UV. Системы со сходящимися МГД потоками могут возникать во многих областях космического пространства, в том числе и в Солнечной Системе. Несколько работ (см., например, [46, 47]) посвящены объяснению повышенного рентгеновского излучения некоторых солнечных вспышек. Было замечено, что когда быст-

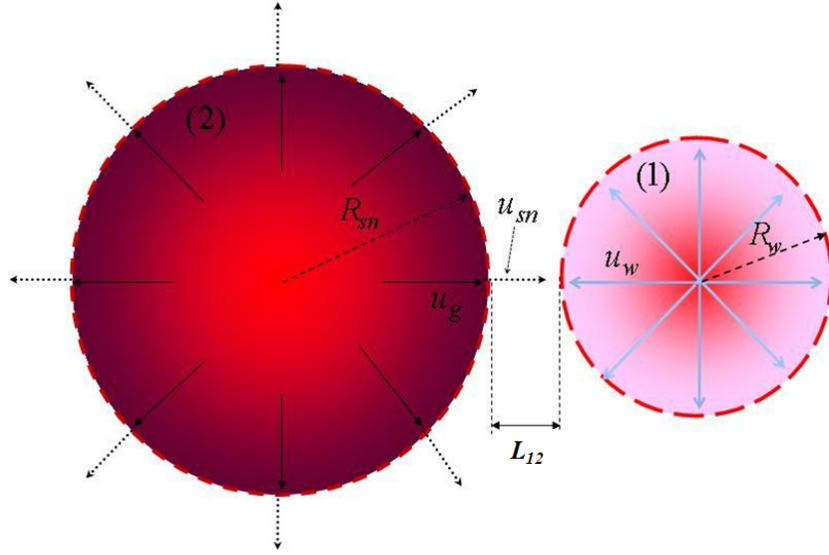


Рис. 6: Схема взаимодействия остатка сверхновой со звёздным ветром молодой звезды.

рая УВ вспышки настигает УВ более ранней медленной вспышки, общая интенсивность радиоизлучения системы резко повышается. Повышенная интенсивность в указанный момент времени может быть связана со столкновением двух УВ, и запуском эффективного механизма ускорения заряженных частиц. Следует отметить, что в данном случае обе УВ являются сонаправленными, но факт повышения интенсивности радиоизлучения говорит о том, что и в этом случае эффективность ускорения частиц растёт.

Убегающие звёзды, то есть, звёзды, движущиеся в межзвёздном пространстве с большой радиальной скоростью (до 100 км/с), также представляют собой систему, в которой имеются сходящиеся МГД потоки. Такие звезды могут быть "выброшены" из ассоциации, в которых они родились, под действием гравитационных сил, либо в результате распада двойной системы при взрыве близкой сверхновой; при этом бегущая звезда получает начальный импульс от взрыва звезды-компаньона [43]. Как правило, эти звезды достаточно массивны. В системе покоя звезды пространственная структура тече-

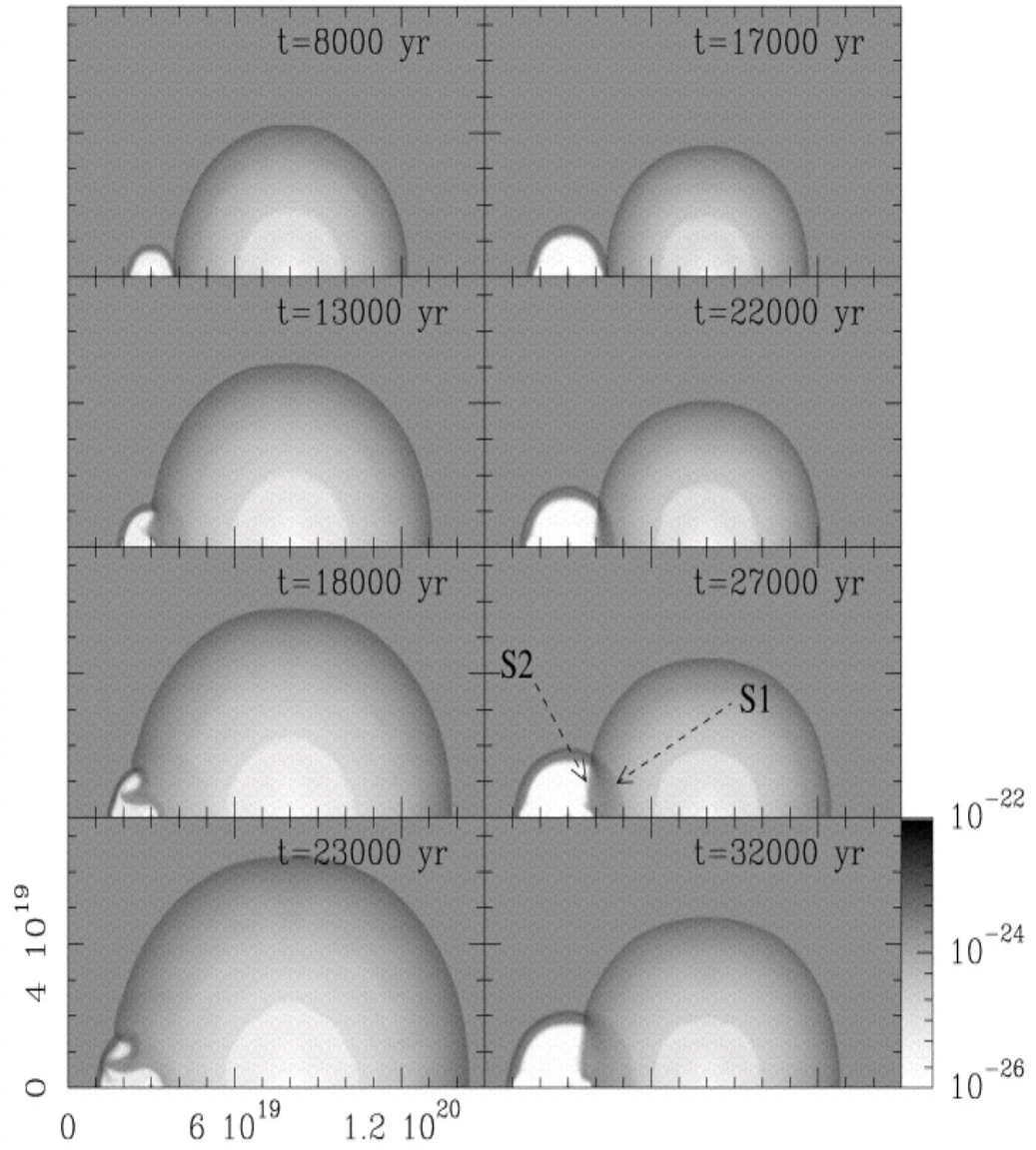


Рис. 7: Результаты гидродинамического моделирования столкновения звёздного ветра с остатком сверхновой. S1 и S2 – положения УВ ОЧН и звёздного ветра после столкновения фронтов УВ [78].

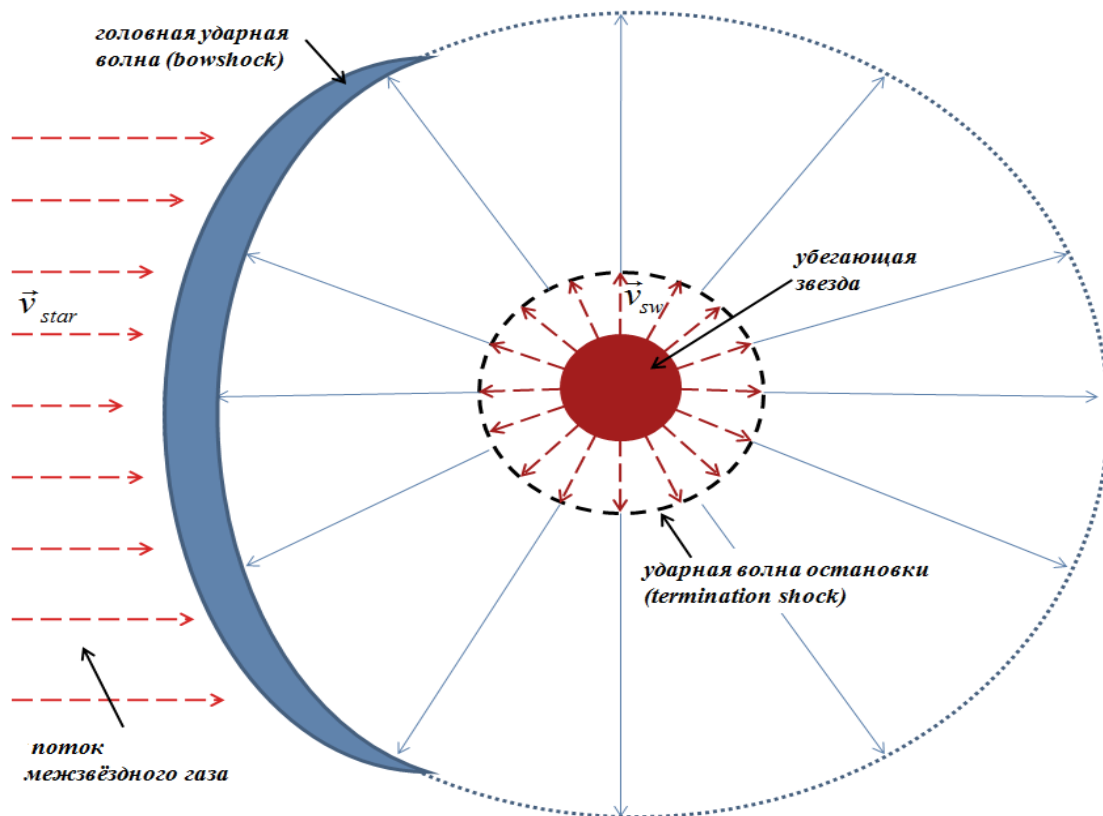


Рис. 8: Схема гидродинамических течений в системе покоя убегаящей звезды.

ний вблизи неё будет представлять собой две стационарные УВ: головную УВ (bowshock) и УВ остановки звёздного ветра (termination shock) с натекающими с противоположных сторон потоками вещества. С одной стороны это будет движущийся со скоростью движения звезды v_{star} поток межзвёздного вещества, а с другой – мощный звёздный ветер от самой звезды со скоростью v_{sw} . Таким образом, в этой системе также будет существовать область сходящихся МГД потоков.

1.5 Линейная модель ускорения заряженных частиц в системе сходящихся ударных волн

Проанализируем кинетику заряженных частиц в системе сходящихся УВ на примере взаимодействия ОСН и звёздного ветра.

Область, где фронт УВ расширяющегося остатка сверхновой звезды взаимодействует с быстрым и мощным звездным ветром от молодой массивной звезды (или звездного кластера) содержит сходящиеся МГД потоки.

Моделируемая стадия эволюции такой системы начинается за несколько сотен лет до столкновения фронтов УВ (см. рис.6). На этом этапе эволюции частицы максимальных энергий, ускоренные механизмом Ферми I рода на фронте УВ остатка сверхновой, начинают достигать фронта стоячей УВ быстрого звёздного ветра. Начинается процесс рассеяния этих частиц на магнитных флуктуациях звёздного ветра, причём частицы, испытывая лобовые столкновения, будут рассеиваться в обратном направлении. Таким образом, высокоэнергичные частицы, имеющие длину свободного пробега $\Lambda(p)$ большую, чем расстояние между фронтами УВ L_{12} , начнут ускоряться системой быстрых сходящихся МГД потоков. Исходя из того, что структура МГД течений в рассматриваемой области пространства достаточно сложна, оправ-

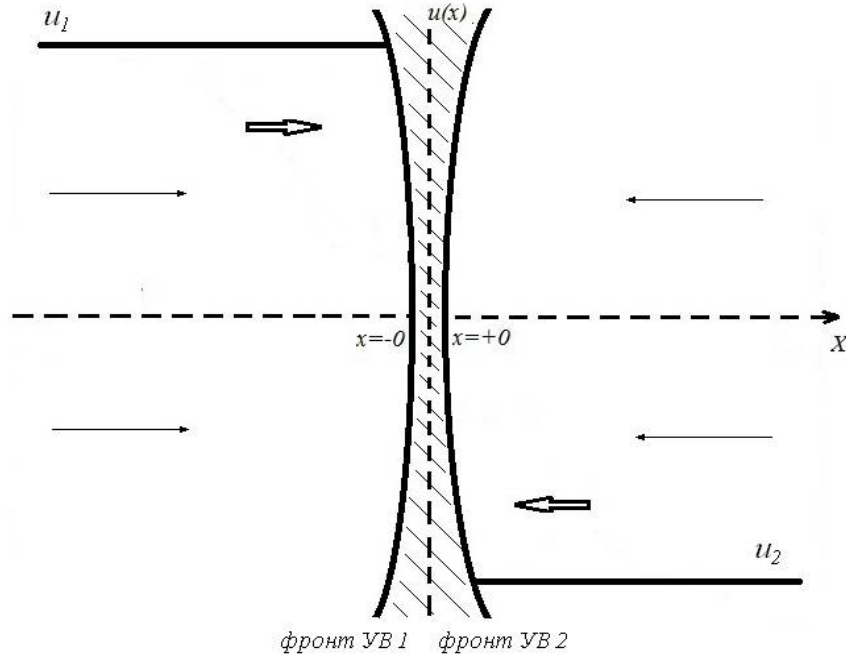


Рис. 9: Схема течений для линейной одномерной модели системы сходящихся УВ. u_1 и u_2 – скорости сходящихся потоков.

данным является рассмотрение одномерной кинетической модели, в которой учитываются все основные особенности процесса ускорения и распространения частиц.

Получим уравнение, описывающее распределение частиц по энергиям для случая двух сходящихся ударных волн.

Рассмотрим одномерную модель, описывающую популяцию высокоэнергичных частиц космических лучей с пробегом $\Lambda(p) > L_{12}$ в области двух сходящихся УВ. Будем считать, что радиусы ОСН и области звёздного ветра гораздо больше расстояния между фронтами УВ, так что фронт УВ можно рассматривать как плоский. На рис. 9 показана упрощённая схема двух сходящихся потоков в линейном приближении "тестовых" частиц, т.е., когда поток не модифицирован нелинейными эффектами. Предфронт первой УВ расположен в области $x < 0$, предфронт второй УВ – в области $x > 0$.

Для вывода функции распределения частиц на фронте УВ в случае двух сходящихся УВ воспользуемся нестационарным диффузионно-конвективным уравнением:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_i(t, x, p)}{\partial t} = & \frac{\partial}{\partial x} D_i(x, p) \frac{\partial f_i(t, x, p)}{\partial x} - u_i \frac{\partial f_i(t, x, p)}{\partial x} \\ & + \frac{p \partial u_i}{3 \partial x} \frac{\partial f_i(t, x, p)}{\partial p} + Q_0 \delta(x) \delta(p - p_0) H(t - t_0) \end{aligned} \quad (17)$$

где индекс $i = 1$ соответствует области $x < 0$ и $i = 2$ соответствует области $x > 0$ (см. рис.9), Q_0 – член, описывающий скорость инжекции частиц в процесс ускорения, $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака, $H(\tau)$ – ступенчатая функция Хевисайда, $D_i(x, p)$ и u_i – коэффициент диффузии и скорости потоков в предфронте 1 и 2 (для простоты в дальнейшем будем считать D_i независимым от x).

Профиль скорости выберем следующим образом (см. рис.9):

$$u_i = \begin{cases} u_1, & \text{если } x < 0; \\ -u_2, & \text{если } x > 0; \end{cases}$$

Функция распределения частиц $f(t, x, p) = 0$ при $t = 0$. Условия "сшивки" решения в точке $x = 0$ могут быть получены интегрированием уравнения (17) вдоль оси x :

$$f_1 = f_2, \quad (18)$$

$$D_1 \frac{\partial f_1}{\partial x} + \frac{u_1}{3} p \frac{\partial f_1}{\partial p} = D_2 \frac{\partial f_2}{\partial x} - \frac{u_2}{3} p \frac{\partial f_2}{\partial p} + Q_0 \delta(p - p_0) H(t - t_0). \quad (19)$$

Применив преобразование Лапласа к соотношениям 18 и 19, получим уравнение (17) и условия (18), (19) в следующем виде:

$$s g_{fi} + u_i \frac{\partial g_{fi}}{\partial x} = D_i \frac{\partial^2 g_{fi}(s, x, p)}{\partial^2 x}, \quad (20)$$

$$D_1 \frac{\partial g_{f1}}{\partial x} + \frac{u_1}{3} p \frac{\partial g_{f1}}{\partial p} = D_2 \frac{\partial g_{f2}}{\partial x} - \frac{u_2}{3} p \frac{\partial g_{f2}}{\partial p} + \frac{Q_0}{s} \delta(p - p_0), \quad (21)$$

где

$$g_{fi}(s, x, p) = \int_0^\infty \exp(-st) f(t, x, p) dt, \quad (22)$$

– лапласовы образы функции $f_i(x, p, t)$, $i = 1, 2$.

Чтобы удовлетворить условию $g_{fi}(s, x, p) \rightarrow 0$ при $x \rightarrow \pm\infty$ будем искать решение в виде $g_{fi} \propto \exp(\beta_i x)$, где

$$\beta_i = \frac{u_i}{2D_i} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4D_i s}{u_i^2}} \right). \quad (23)$$

Таким образом, мы имеем:

$$D_1 \beta_1 g_{f0} - D_1 \beta_2 g_{f0} + \frac{1}{3} p \frac{\partial g_{f0}}{\partial p} = \frac{1}{s} Q_0 \delta(p - p_0). \quad (24)$$

где $g_{f0} = g_f(s, 0, p)$ – лапласов образ функции $f(x, p, t)$ в точке $x = 0$.

В общем случае обратное преобразование Лапласа уравнения (24) вычислить не удаётся. Однако для физически значимых времён $t \gg D_i/u_i^2$ обратное преобразование удаётся произвести, принимая во внимание, что в этом случае $\sqrt{1 + \frac{4D_i s}{u_i^2}} \approx (1 + \frac{2D_i s}{u_i^2})$.

Таким образом, решение уравнения (17) будет выглядеть следующим образом:

$$f_i(x, p, t) = \frac{3Q_0}{u_1 + u_2} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-3} H(p - p_0) H(t - \tau_a) \exp\left(-\frac{u_i |x|}{D_i(p)}\right) \propto \frac{1}{p^3}, \quad (25)$$

и дифференциальный спектр частиц

$$\frac{\partial N}{\partial p} \propto p^2 f \propto \frac{1}{p}, \quad (26)$$

где

$$\tau_a(p^*) = \int_{p_0}^{p^*} \frac{3}{(u_1 + u_2)} \left(\frac{D_1}{u_1} + \frac{D_2}{u_2} \right) \frac{dp}{p} \quad (27)$$

– время ускорения частицы до импульса p^* .

Полученный результат отличается от хорошо известного решения $dN/dp \propto 1/p^2$ для изолированной УВ. Так как в выражении (27) в знаменателе стоит

сумма скоростей сходящихся потоков, время ускорения $\tau_a(p^*)$ будет в несколько раз меньше аналогичного времени ускорения до данного импульса в случае ускорения на одиночной УВ, $\tau_{a1}(p^*)$, т.к. $\tau_{a1}(p^*) \propto 1/(u_1 - u_2)$ (в последнем выражении u_1 и u_2 - скорости потока перед- и за- фронтом УВ).

Таким образом, сходящиеся МГД течения могут быть уникальными ускорителями релятивистских частиц с жестким энергетическим спектром $dN/dp \propto 1/p$ в области максимальных энергий. Спектр частиц, ускоренных на определенных фазах эволюции системы, может быть существенно более жестким, чем спектры частиц, ускоренных одиночными УВ [16].

1.6 Анализ эффективности процесса ускорения на сходящихся ударных волнах

Оценим характерные времена в системе, схематично представленной на рис. 6. В этой системе УВ ОСН надвигается со скоростью u_{sn} на стоячую ударную волну звездного ветра. Ускоренные частицы высокоэнергичной части спектра способны покинуть предфронт УВ остатка, достаточно быстро пересекать область протяженностью L_{12} между УВ, где межзвездное магнитное поле B_{is} не усилено, и, следовательно, длина свободного пробега $\lambda_{is}(p)$ ускоренных частиц в этой области много больше величины $\lambda_f(p)$ - длины их свободного пробега вблизи фронтов УВ. Это позволит таким частицам попасть в область звездного ветра. Таким образом, данные частицы будут рассеиваться на встречных МГД потоках УВ остатка и звездного ветра.

Время, за которое УВ столкнутся и геометрия системы нарушится, оценим как

$$t_{appr} = \frac{L}{u_{sn}}. \quad (28)$$

Время ускорения на встречных потоках высокоэнергичной доли частиц

можно с помощью выражения (27) оценить как

$$t_a = 3 \frac{\frac{D_{sn}}{U_g} + \frac{D_w}{U_w}}{u_g + u_w} + \frac{L^2}{D_{is}}, \quad (29)$$

где первое слагаемое соответствует времени ускорения на встречных потоках, а второе — времени диффузии ускоренной частицы в межзвездной среде между УВ; D_{sn}, D_w, D_{is} — коэффициенты диффузии ускоренных частиц вблизи фронтов УВ остатка сверхновой, звездного ветра и в межзвездной среде соответственно, u_w, u_g — скорости потоков звездного ветра и газа вблизи фронта УВ остатка. Коэффициенты диффузии связаны с длиной пробега следующим образом:

$$D = \frac{\lambda(p, \mathbf{r})c}{3}, \quad (30)$$

где $\mathbf{r}$ — пространственная координата. Для эффективного ускорения частиц требуется, чтобы время существования системы было больше времени ускорения частицы до определённой энергии.

$$t_a < t_{appr} \quad (31)$$

Перепишем это условие, используя выражения для t_a и t_{appr} :

$$\frac{3u_{sn}}{u_w + u_g} \left(\frac{D_{sn}}{Lu_g} + \frac{D_w}{Lu_w} \right) + \frac{Lu_{sn}}{D_{is}} < 1. \quad (32)$$

Множитель при слагаемом в скобках имеет порядок нескольких единиц, обе величины в круглых скобках пропорциональны ширине предфронтов УВ. Для малости первого слагаемого в уравнении (32) расстояние между фронтами должно быть много больше ширины предфронтов; для малости второго требуется, чтобы $L_{12} \ll \frac{D_{is}}{u_{sn}}$. Оба условия могут быть удовлетворены, если $D_{is} \ll D_w$ и $D_{is} \ll D_{sn}$. Предположим, что радиусы ОСН и УВ звездного ветра имеют значения порядка 10 пк. Для квази-плоской модели ускорения

расстояние между ударными волнами может быть порядка 1 пк. Коэффициенты диффузии вблизи фронтов УВ будем считать боровскими, то есть длину пробега ускоренной частицы считаем равной ее гирорадиусу: $\lambda(p) = r_g = \frac{cp}{eB}$. Пусть магнитное поле вблизи фронта УВ усилено до 100 мкГс, скорость газа вблизи фронта $u_g = 3000$ км/с, скорость звездного ветра $u_w = 1000$ км/с. Используя данные значения, получаем следующие оценки для частиц с энергией $\epsilon = 10^{12}$ эВ:

$$\frac{D_{sn}}{u_g} = 10^{15} \text{ см} \left(\frac{100 \text{ мкГс}}{B} \right) \left(\frac{3000 \text{ км/с}}{u_g} \right) \left(\frac{\epsilon}{10^{12} \text{ эВ}} \right) \quad (33)$$

$$\frac{D_w}{u_w} = 3 \cdot 10^{15} \text{ см} \left(\frac{100 \text{ мкГс}}{B} \right) \left(\frac{1000 \text{ км/с}}{u_w} \right) \left(\frac{\epsilon}{10^{12} \text{ эВ}} \right) \quad (34)$$

Величины $\frac{D_{sn}}{u_g}$ и $\frac{D_w}{u_w}$ на три порядка меньше расстояния между УВ (1 пк = $3.085 \cdot 10^{18}$ см), что и необходимо для выполнения условия (32). Характерное значение межзвездного коэффициента диффузии оценим как

$$D_{is} = 3 \cdot 10^{28} \text{ см}^2/\text{с} \left(\frac{\epsilon}{1 \text{ ГэВ}} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (35)$$

Таким образом, для энергии частиц $\epsilon = 10^{12}$ эВ получаем $\frac{D_{is}}{u_{sn}} \approx 10^{21}$ см (здесь использовано соотношение $u_g = \frac{3}{4}u_{sn}$, которое верно для сильной УВ). Отсюда следует, что величина $\frac{D_{is}}{u_{sn}}$ много больше расстояния между УВ. Таким образом, для рассмотренных параметров соотношение (32) выполняется.

Значение усиленного поля в 100 мкГс выбрано на основе теоретических работ по исследованию развития неустойчивостей и формирования спектров магнитных полей вблизи фронтов УВ в остатках сверхновых звезд (см., например, [10, 12, 17, 82]). В частности, в работе [65] моделирование ускорения частиц в остатке сверхновой демонстрирует разумное согласие с наблюдениями при значении магнитного поля вблизи фронта УВ порядка 100 мкГс.

Механизм формирования жестких спектров ультрарелятивистских частиц и связанного с частицами излучения для условий, описанных выше, должен быть эффективен в течение порядка 10^3 лет. Поскольку число остатков сверхновых данного возраста, имеющих звезду раннего спектрального класса в окрестности порядка 20 пк, невелико, можно ожидать наблюдений всего нескольких галактических источников такого типа. Рассмотренный новый класс источников является в определенном смысле промежуточным между компактными двойными типа WR140 и сильно вытянутыми суперкавернами, связанными с множественными сверхновыми [15].

Обсуждаемый механизм ускорения может эффективно создавать высокоэнергетические нетепловые частицы с очень жесткими спектрами, содержащие существенную часть кинетической энергии УВ сверхновой. Высокоэнергетическое нетепловое излучение таких источников будет характеризоваться сильно жестким спектральным распределением по энергии с пиком на максимальных энергиях фотонов и будет иметь свойства схожие с излучением так называемых "темных ускорителей".

Источники излучения, связанные с данным классом объектов, должны быть наблюдаемы в диапазоне энергий выше 1 ТэВ, где черенковские телескопы последнего поколения имеют достаточную чувствительность. Течение со сходящимися потоками может иметь место и в двойных системах со сталкивающимися звездными ветрами. Особое внимание привлекают двойные системы со звездами типа Вольфа–Райе, такие как WR140 [36, 64].

1.7 Выводы

1. Области активного звёздообразования являются системами со множественными УВ и мощным истечением вещества от близких массивных звёзд.

В таких системах может реализоваться эффективный механизм ускорения частиц с системами сходящихся УВ.

2. Построено аналитическое решение нестационарного диффузионно-конвективного уравнения для случая двух сходящихся МГД потоков. Показатель спектра частиц, ускоренных в системе сходящихся потоков плазмы $\gamma \simeq 1.0$, в отличие от случая ускорения на одиночной УВ, где $\gamma = 2.0$.

3. Анализ полученного решения позволяет говорить о том, что процесс ускорения на двух сходящихся УВ является более эффективным по сравнению с ускорением на одиночной УВ.

2 Нелинейная модель ускорения заряженных частиц в системе сходящихся магнитогидродинамических потоков

В этой главе проведено обобщение на случай двух УВ комбинированного численно-аналитического подхода, предложенного в работах [14], [2] и [19] для одиночной сильной УВ. Этот подход позволяет учитывать нелинейные эффекты, возникающие из-за влияния давления ускоренных частиц на структуру сверхзвукового течения. Структура течения с двумя УВ может быть стационарной, например, в случае если массивная звезда с сильным звёздным ветром движется со сверхзвуковой скоростью. В этом случае головная УВ и стоячая УВ движущейся звезды будут стационарны в системе отчёта, связанной с движущейся звездой. В другом случае, если УВ сверхновой приближается к стоячей УВ молодой звезды, система нестационарна. Данный случай подробно описан в главе 3.

В случае эффективной бомовской диффузии, приводящей к эффектив-

ному ускорению КЛ, возможен учёт модифицированного профиля течения из стационарной модели, описанной в настоящей главе, в расчётах нестационарной модели путём вставки модифицированного профиля скорости в нестационарные транспортные уравнения.

2.1 Основные предположения и допущения

Если величины магнитных флуктуаций вблизи фронтов сходящихся УВ достаточно велики, чтобы обеспечить режим так называемой бомовской диффузии с $\Lambda(p) = \xi r_g(p)$, (где p – импульс частицы, $r_g(p)$ – гирорадиус частицы в усреднённом магнитном поле и $\xi \gtrsim 1$) высокоэнергичные частицы, колеблющиеся между фронтами УВ, будут иметь более жёсткий спектр по сравнению с частицами, ускоренными на одиночной УВ. Эти частицы могут получать значительную часть общей кинетической энергии сходящихся потоков.

Исходя из того, что радиусы УВ (например, остатка сверхновой R_{sh} и УВ звёздного ветра R_{sw}) на рассматриваемом этапе эволюции будут значительно меньше расстояния между фронтами УВ L_{12} , предлагается рассмотрение одномерной задачи без потери общности.

2.2 Модель с параметризацией максимального импульса

Ранее в работах [14], [2] и [19] Е.Амато, П.Блази и Д.Каприоли предложили оригинальную численно-аналитическую схему расчёта спектра ускоренных на одиночной ударной волне протонов с учётом модификации профиля скорости УВ давлением ускоренных частиц. В настоящей диссертации метод, предложенный указанными авторами, был модифицирован применительно к случаю ускорения частиц на встречных ударных волнах.

Рассмотрим квазистационарную модель, описывающую область сходя-

щихся гидродинамических потоков. Для простоты и краткости изложения будем искать здесь решение задачи нахождения спектра ускоренных в такой системе частиц предполагая, что сходящиеся потоки имеют одинаковые профили скорости, но модель может быть с определённой лёгкостью обобщена на общий случай. Модель ускорения будет справедлива и процесс ускорения частиц в данной системе будет эффективен, если кинетическая энергия рассматриваемых частиц будет достаточно большой, чтобы "не замечать" области между фронтами. Иными словами, гирорадиус частицы должен быть больше, чем расстояние между фронтами ударных волн:

$$r_g = \frac{pc}{eB} \gg L_{12} \quad (36)$$

где p – импульс частицы, L_{12} – расстояние между ударными фронтами.

При выполнении этого условия частицы будут пересекать оба фронта УВ за каждый свободный пробег между рассеяниями.

На рисунке (10) представлена схема профилей скорости сходящихся потоков в момент времени, когда фронты ударных волн приблизились на достаточно близкое расстояние, чтобы большинство частиц смогли пересекать оба фронта, u_0 и $-u_0$ - скорости немодифицированного потока вдали от фронта. Области $x < 0$ и $x > 0$ - соответствуют областям перед фронтами первой УВ и второй УВ. Фронты УВ расположены в точках $x = 0^-$ и $x = 0^+$. Так как мы опускаем из рассмотрения маленькую область между фронтами, следует отметить, что в такой системе невозможно определить величины $R_{tot} = \frac{u_0}{u_2}$ - общий коэффициент сжатия УВ, и $R_{sub} = \frac{u_1}{u_2}$ - локальный коэффициент сжатия УВ. Можно ввести в рассмотрение только их отношение $\frac{R_{tot}}{R_{sub}} = \frac{u_0}{u_1}$, которое будет характеризовать величину модификации профиля скорости.

Для нахождения функции распределения ускоренных частиц воспользу-

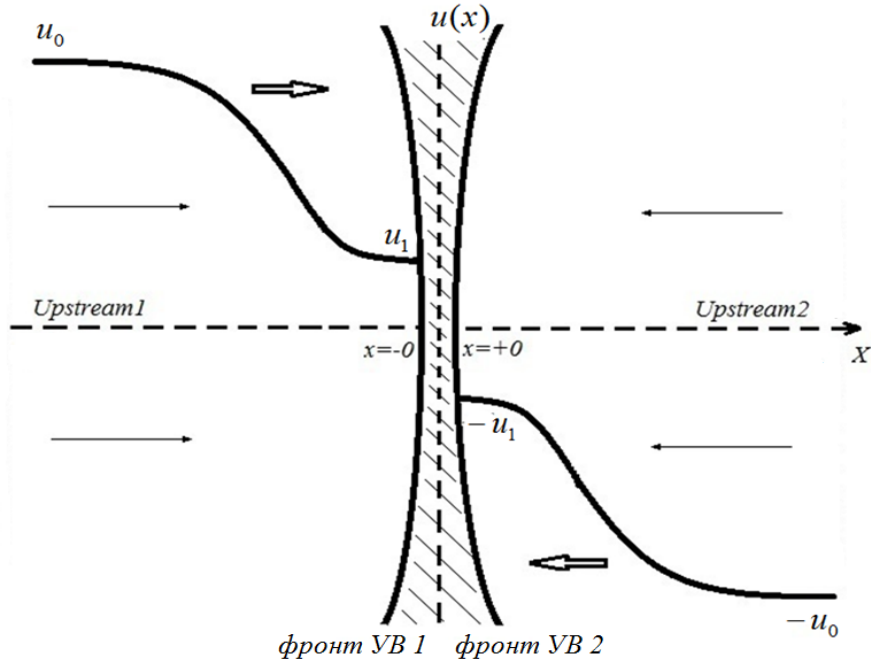


Рис. 10: Схема профилей скорости, модифицированных давлением космических лучей, в системе сходящихся ударных волн. Модель с параметризацией максимального импульса.

емя стационарным диффузионно-конвективным уравнением с источником:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[D(x, p) \frac{\partial}{\partial x} f(x, p) \right] - u(x) \frac{\partial f(x, p)}{\partial x} + \frac{1}{3} \left(\frac{du}{dx} \right) p \frac{\partial f(x, p)}{\partial p} + Q(x, p) \delta(x) = 0, \quad (37)$$

где $D(x, p)$ – коэффициент диффузии, $u(x)$ – скорость потока.

Проинтегрируем уравнение (37) от $x = -\infty$ до $x = +\infty$, разделив область интегрирования на 3 части: от $x = -\infty$ до $x = 0^-$, от $x = 0^-$ до $x = 0^+$ и от $x = 0^+$ до $x = +\infty$.

Таким образом, мы получим следующее выражение:

$$\begin{aligned} \frac{1}{3} p \frac{\partial}{\partial p} \left[\int_{-\infty}^{0^-} + \int_{0^+}^{+\infty} \right] f \frac{du}{dx} dx - \left[\int_{-\infty}^{0^-} + \int_{0^+}^{+\infty} \right] f \frac{du}{dx} dx + \\ - 2(u_1 f_0 + \frac{1}{3} p \frac{\partial f_0}{\partial p} u_1) + Q_0(p) = 0 \end{aligned} \quad (38)$$

где $f_0(p) = f(x = 0, p)$ – функция распределения частиц на фронте УВ, $Q_0(p) = Q(0, p)$ – скорость инжекции частиц на фронте УВ. Предполагая

симметричность профилей скорости и вводя новую функцию

$$u_p = u_1 - \frac{1}{f_0(p)} \int_{-\infty}^0 dx (du/dx) f(x, p), \quad (39)$$

где u_1 – скорость потока в близкой окрестности перед и за фронтом (при $x = 0^-$ и $x = 0^+$), получим:

$$p \frac{\partial f_0}{\partial p} = -\frac{3}{u_p} \left\{ f_0 \left(u_p + \frac{1}{3} p \frac{\partial u_p}{\partial p} \right) + \frac{1}{2} Q_0(p) \right\}. \quad (40)$$

Функция u_p описывает нелинейную модификацию профиля УВ ускоренными частицами. Таким образом, проинтегрировав уравнение (40) от минимального импульса p_0 до произвольного импульса p , можно вычислить функцию распределения на фронте:

$$f_0(p) = \int_{p_0}^p \frac{dp'}{\bar{p}} \frac{3(Q_0(\bar{p})/2)}{u_{\bar{p}}} \exp \left[- \int_{\bar{p}}^p \frac{dp'}{p'} \frac{3}{u_{p'}} (u_{p'} + \frac{1}{3} p' \frac{\partial u_{p'}}{\partial p'}) \right]. \quad (41)$$

Член, описывающий инжекцию частиц в уравнении (37), может быть записан следующим образом:

$$Q(x, p) = \frac{\eta n_{gas,1} u_1}{4\pi p_{inj}^2} \delta(p - p_{inj}) \delta(x), \quad (42)$$

где $n_{gas,1} = n_0 R_{tot}/R_{sub} = \frac{\rho}{m_p} \frac{u_o}{u_1}$ – концентрация газа в близкой окрестности перед и за фронтом ($x = 0^-$ и $x = 0^+$) и η – доля частиц, пересекающих фронт УВ, вовлечённых в процесс ускорения. Величина η называется параметром инжекции и представляет собой долю общего числа частиц, вовлечённых в процесс ускорения. В вычислениях в зависимости от других параметров модели величина η принимала значения от 10^{-3} до 10^{-4} (см. подробнее [2]).

Из уравнения (41), подставив $Q(x, p)$ в виде (42), можно получить функцию распределения частиц на фронте УВ в следующем простом виде:

$$f_0(p) = \frac{3\eta\rho_0}{8\pi m_p U_p(p)} \cdot \frac{1}{p^3}, \quad (43)$$

где $U_p \equiv u_p/u_0$.

Уравнение (43) позволяет вычислить функцию распределения высокоэнергичных частиц в системе двух сходящихся УВ. Стоит заметить, что для каждого импульса p функция $f_0(p)$ пропорциональна $1/p^3$ с корректирующим фактором $U_p(p)$. Это означает, что спектр ускоренных в такой системе частиц будет иметь степенной индекс, близкий к 3.0. На высоких энергиях спектр будет модифицирован нелинейными эффектами, посредством функции $U_p(p)$. Максимальный импульс частицы p в подходе, описанном выше, является внешним параметром и ограничивается лишь законами сохранения потоков вещества и импульса. Стоит заметить, что такая простая формула для функции распределения получается только в приближении одинаковых скоростей сходящихся гидродинамических потоков. Общий случай более сложен и такого наглядного соотношения для $f_0(p)$ получить не удаётся.

Функция распределения $f(x, p)$ на расстоянии x от фронта может быть записана в виде, предложенном в работе [55]:

$$f(x, p) = f_0(p) \exp \left[-\frac{q(p)}{3} \int_x^0 dx' \frac{u(x')}{D(x', p)} \right] \quad (44)$$

Здесь $q(p) = -\frac{d \ln f_0}{d \ln p}$ - степенной индекс функции распределения.

2.3 Модель с границей свободного ухода

Рассмотрим теперь модель, описывающую популяцию высокоэнергичных частиц космических лучей с $\Lambda(p) > L_{12}$ в окрестности двух сходящихся фронтов УВ с $R_1 = R_2 \gg L_{12}$ с условием свободного ухода ускоренных частиц на границе рассматриваемой области пространства. Как и в предыдущем параграфе, для простоты и краткости изложения мы получим здесь решение для УВ с одинаковыми скоростями сходящихся потоков.

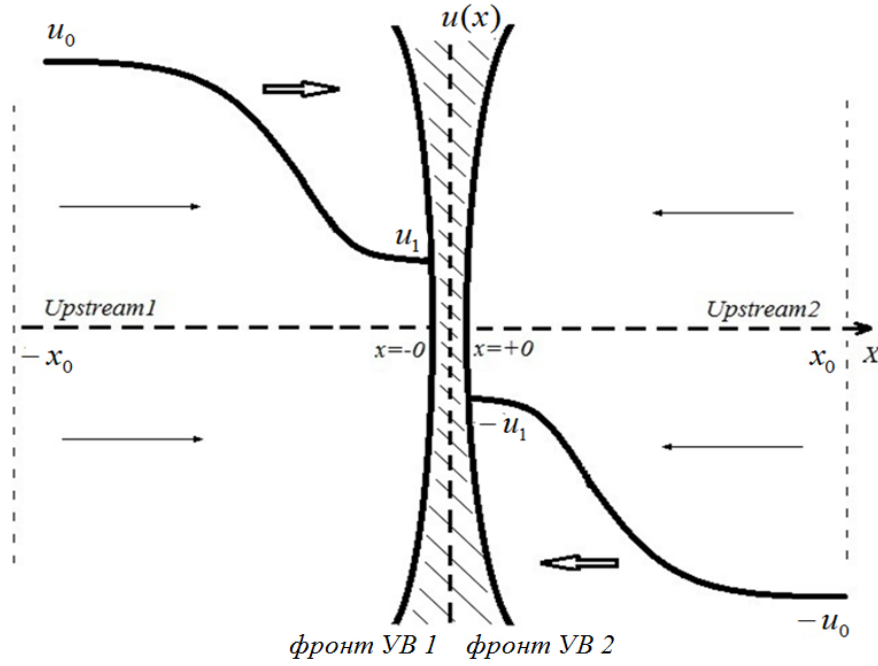


Рис. 11: Схема профилей скорости, модифицированных давлением космических лучей, в системе сходящихся ударных волн. Модель с границей свободного ухода частиц из области ускорения.

На рис. 11 продемонстрирована упрощённая схема рассматриваемой области для модели с границей свободного ухода. Области $x < 0$ и $x > 0$ - соответствуют областям перед фронтами первой УВ и второй УВ . Фронты УВ расположены в точках $x = 0^-$ и $x = 0^+$, границы свободного ухода высокоэнергичных частиц расположены в точках $x = -x_0$ и $x = x_0$.

Условие свободно ухода выглядит следующим образом:

$$f(-x_0, p) = f(x_0, p) = 0, \quad (45)$$

где $f(x, p)$ – стационарная функция распределения частиц.

Для вывода функции распределения частиц на фронтах УВ в модели с границей свободного ухода также, как и в предыдущем параграфе, воспользуемся диффузионно-конвективным уравнением с источником (37).

Интегрируя уравнение (37) аналогично схеме, рассмотренной в предыду-

щей главе, получим следующее выражение:

$$\begin{aligned} \frac{1}{3} p \frac{\partial}{\partial p} \left[\int_{-x_0}^{0^-} + \int_{0^+}^{x_0} \right] f \frac{du(x)}{dx} dx + \left[\int_{-x_0}^{0^-} + \int_{0^+}^{x_0} \right] f \frac{du(x)}{dx} dx + \\ + 2(\phi_{esc}(p) - \frac{1}{3} p \frac{\partial f_0}{\partial p} u_1) + Q_0(p) = 0, \end{aligned} \quad (46)$$

где $f_0(p) = f(x=0, p)$ – функция распределения частиц на фронте, $Q_0(p) = Q(0, p)$ скорость инжекции на фронте УВ и $\phi_{esc}(p) = - \left[D(x, p) \frac{\partial f}{\partial x} \right]_{\pm x_0}$ – поток уходящих энергичных частиц в точках $x = -x_0$ и $x = x_0$.

Предполагая симметрию сходящихся потоков и используя функцию $u_p(p)$, получим

$$p \frac{\partial f_0}{\partial p} = - \frac{3}{u_p} \left\{ f_0 \left(u_p + \frac{1}{3} p \frac{\partial u_p}{\partial p} \right) - \phi_{esc}(p) - \frac{1}{2} Q_0(p) \right\}. \quad (47)$$

Таким образом, функция распределения может быть рассчитана по следующей простой формуле:

$$f_0(p) = \int_{p_{inj}-0}^p \frac{d\bar{p}}{\bar{p}} \frac{3(\phi_{esc}(\bar{p}) + Q_0(\bar{p})/2)}{u_{\bar{p}}} K(p, \bar{p}), \quad (48)$$

где

$$K(p, \bar{p}) = \exp \left[- \int_{\bar{p}}^p \frac{dp'}{p'} \frac{3}{u_{p'}} \left(u_{p'} + \frac{1}{3} p' \frac{\partial u_{p'}}{\partial p'} \right) \right]. \quad (49)$$

Используя выражение для скорости инжекции частиц (42), функцию распределения $f_0(p)$ можно представить в следующей наглядной форме:

$$f_0(p) = \frac{3\eta\rho_0}{8\pi m_p U_p(p)} \frac{1}{p^3} - \frac{3}{U_p(p)p^3} \int_{p_0}^p \phi_{esc} p'^2 dp', \quad (50)$$

где $U_p \equiv u_p/u_0$.

Соотношение (50) описывает функцию распределения частиц по импульсам в высокоэнергичном пределе ($\Lambda(p) > L_{12}$) для двух симметричных сходящихся МГД потоков с условиями границы свободного ухода (45). Первый член в (50) описывает распределение частиц, захваченных в процесс ускорения на

фронте УВ, и полностью совпадает с выражением для функции распределения (43), полученным в предыдущем параграфе. Второй член описывает уход частиц из области ускорения, т.е., распределение уходящих частиц. Вторым член наиболее важен для формы спектра ускоренных КЛ на высоких энергиях.

Для нахождения $f(x, p)$ в модели с границей свободного ухода воспользуемся приближённым решением одномерного диффузионно-конвективного уравнения, предложенным в [19]. Решение уравнения было получено путём интегрирования диффузионно-конвективного уравнения от $-x_0$ до некоторой точки x в области перед фронтом, с учётом условия (45). Мы рассматриваем симметричную модель, таким образом решение, полученное для области $x < 0$ не будет отличаться от решения в области $x > 0$ (см. рис. 11).

Следуя [19], приведём приближённое решение уравнения (37):

$$f(x, p) = f_0(p) \exp \left[- \int_x^0 dx' \frac{u(x')}{D(x', p)} \right] \left[1 - \frac{W(x, p)}{W_0(p)} \right], \quad (51)$$

$$\phi_{esc}(p) = - \frac{u_0 f_0}{W_0(p)} \quad (52)$$

где $D(x, p)$ - коэффициент диффузии, $\phi_{esc}(p)$ - поток уходящих частиц,

$$W(x, p) = u_0 \int_x^0 dx' \frac{\exp [-\psi(x', p)]}{D(x', p)}, \quad (53)$$

$$\psi(x, p) = - \int_x^0 dx' \frac{u(x')}{D(x', p)}, \quad (54)$$

и $W_0(p) = W(x_0, p)$. Функция $f_0(p)$ вычисляется из соотношения (50).

Несложно видеть, что последние выражения в предположении отсутствия модификации профиля скорости нелинейными эффектами ($U_p = 1, u(x) = const$) переходят в решение для функции распределения в пределе "тестовых частиц" (см. главу 1).

2.4 Итерационный метод

Итерационный метод, использовавшийся в вычислениях в моделях, описанных в параграфах (2.2) и (2.3) основан на последовательных приближениях к решению $f(x, p)$, которое одновременно удовлетворяло бы диффузионно-конвективному уравнению (37) и закону сохранения импульса. Закон сохранения импульса, нормализованный на $\rho_0 u_0^2$ выглядит следующим образом:

$$U(x) + P_c(x) + P_w(x) + P_g(x) = 1 + \frac{1}{\gamma M_0^2}, \quad (55)$$

где M_0 – число Маха потока плазмы перед фронтом УВ, нормализованное давление космических лучей

$$P_c(x) = \frac{4\pi}{3\rho_0 u_0^2} \int_{p_{inj}}^{\infty} dp p^3 v(p) f(x, p), \quad (56)$$

где $v(p)$ – скорость частицы КЛ. Нормализованное давление магнитных турбулентных флуктуаций, вызванное резонансной неустойчивостью потока (см. ур.(42) в [34]):

$$P_w(x) = \frac{v_A}{4u_0} \frac{1 - U^2(x)}{U^{3/2}(x)}, \quad (57)$$

где $v_A = B_0/\sqrt{4\pi\rho_0}$ – Альвеновская скорость, $B_0 = 1\mu G$ – величина индукции магнитного поля невозмущённой среды. Уравнение (57) получено из стационарного уравнения, описывающего рост и распространение магнитной турбулентности, используя аппроксимацию для потока энергии магнитной турбулентности $F_w(x) \simeq 3u(x)p_w(x)$, которая была получена с учётом предположения $v_a \ll u(x)$. Более детально этот вопрос разобран в [34]. Нормализованное давление фонового газа выглядит следующим образом:

$$P_g(x) = \frac{U^{-\gamma}(x)}{\gamma M_0^2}. \quad (58)$$

где $U(x) = u(x)/u_0$ и γ – показатель адиабаты.

Итерационный процесс начинается с оценочного значения скорости $U_1 = u_1/u_0$ в ближайшей окрестности фронта УВ, которое однозначно определяет P_{w1} , P_{g1} и P_{c1} через соотношения (57), (58) и (55).

В качестве первого приближения функции распределения $f(x, p)$ берётся решение, полученное в приближении тестовых частиц, нормализованное исходя из значения давления космических лучей P_{c1} , после этого рассчитывается пространственный профиль $P_c(x)$ по формуле (56), а затем $U(x)$ из соотношения (55). После этого новый профиль скорости используется для расчёта $P_w(x)$ и $\delta B(x) = \sqrt{8\pi\rho_0 u_0^2 P_w(x)}$, которые, в свою очередь, используются для расчёта нового коэффициента диффузии $D(x, p) = v p c / 3e \delta B(x)$.

В соответствии с (51), новый профиль $f(x, p)$ рассчитывается на основе начальной функции распределения и новых функций $U(x)$ и $D(x, p)$. На основе новой функции $f(x, p)$ рассчитывается новый профиль $P_c(x)$, который сравнивается с $P_c(x)$, полученным на предыдущем шаге. Процедура повторяется до тех пор, пока не будет достигнута сходимость с заданной точностью, т.е. когда разность между полученной $f(x, p)$ и нормализованной не станет меньше заранее определённой величины.

Тем не менее, для произвольного выбора U_1 с фиксированным набором модельных параметров (параметра инжекции η , скорости u_0 , концентрации n_0 , начального импульса p_0), требуемый нормировочный множитель для $f(x, p)$ может отличаться от 1. В этом случае итерационный процесс начинается с нового значения U_1 и продолжается до тех пор пока больше не потребуется нормализация функции распределения. Функция распределения, полученная описанным методом, является по построению решением диффузионно-конвективного уравнения и удовлетворяет законам сохранения вещества и импульса для модели двух сходящихся УВ.

2.5 Основные результаты моделирования

На рис. 12 проиллюстрирован спектр КЛ в пределе малого L_{12} когда УВ практически столкнулись (модель 2.3). Функция распределения протонов на фронтах УВ (точечная линия), описанная уравнениями (50) и (51) и соответствующий поток уходящих частиц (пунктирная линия) (см. (52)) были рассчитаны с использованием итерационного метода, описанного в параграфе 2.4. В вычислении спектра, изображённого на рис. 12, были использованы следующие параметры: скорость потока $u_0 = 3000 \text{ km s}^{-1}$, граница свободного ухода располагалась на расстоянии 1.0 пк с обеих сторон фронтов УВ, фоновая плотность межзвёздного газа $n_0 = 1.0 \text{ cm}^{-3}$ и альвеновская скорость $v_A = 30 \text{ km s}^{-1}$. Коэффициент диффузии брался в следующем виде: $D(x, p) = 5 \times 10^{20} [p/(GeV/c)] \times (\delta B(x)/100 \mu G)^{-1} \text{ cm}^2/\text{s}$, число Маха $M_0 = 100$. Отношение потока уходящих и инжектированных в процесс ускорения частиц зависит от значения коэффициента диффузии в области перед фронтом УВ $D(x, p)$ и для данной модели даётся выражением:

$$\frac{\phi_{esc}(p)}{u_0 f_0(p)} = \frac{1}{W_0(p)}. \quad (59)$$

На максимальных энергиях ускоренных частиц безразмерный параметр (59) пропорционален величине магнитного поля, т.е. относительное количество уходящих частиц повышается с увеличением поля.

Следует отметить, что форма спектра уходящих частиц в случае двух волн (см. рис. 13) отличается от случая одиночной УВ. В случае сходящихся УВ ускоренные частицы формируют более пологий спектр в сторону меньших энергий. Его форма не является симметричной и отличается от параболической.

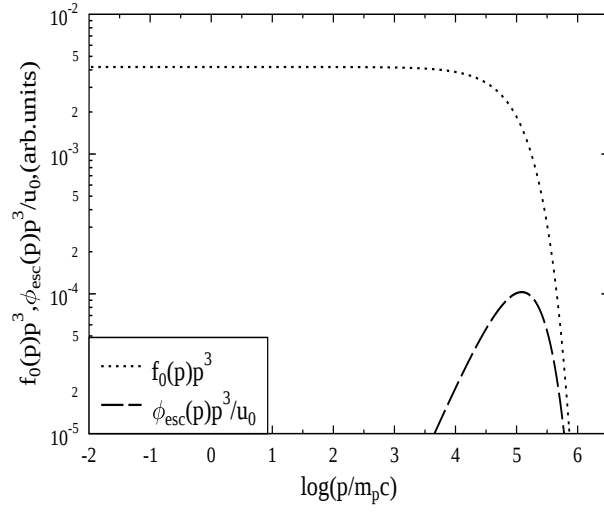


Рис. 12: Спектр протонов КЛ $p^3 f_0(p)$ на фронте УВ (точечная линия) и поток уходящих частиц $p^3 \phi_{esc}(p)/u_0$ (пунктирная линия), (модель с границей свободного ухода)

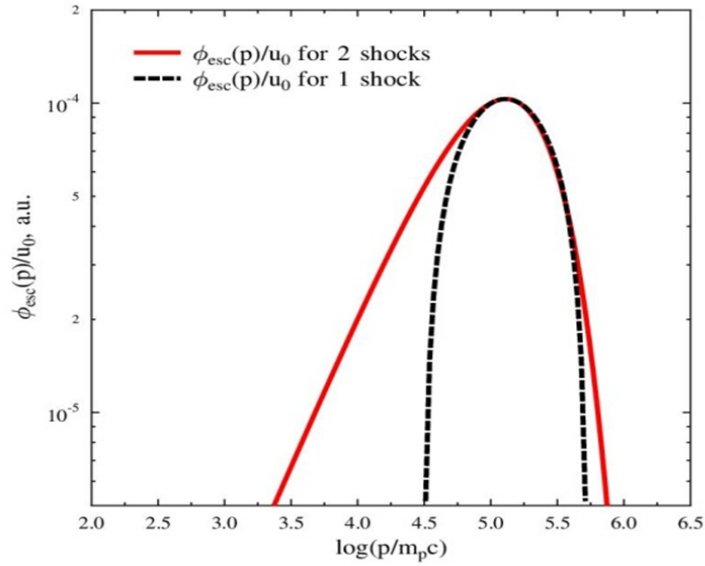


Рис. 13: Сравнение потоков уходящих частиц для системы двух УВ (красная линия) и одиночной УВ (чёрная пунктирная линия)

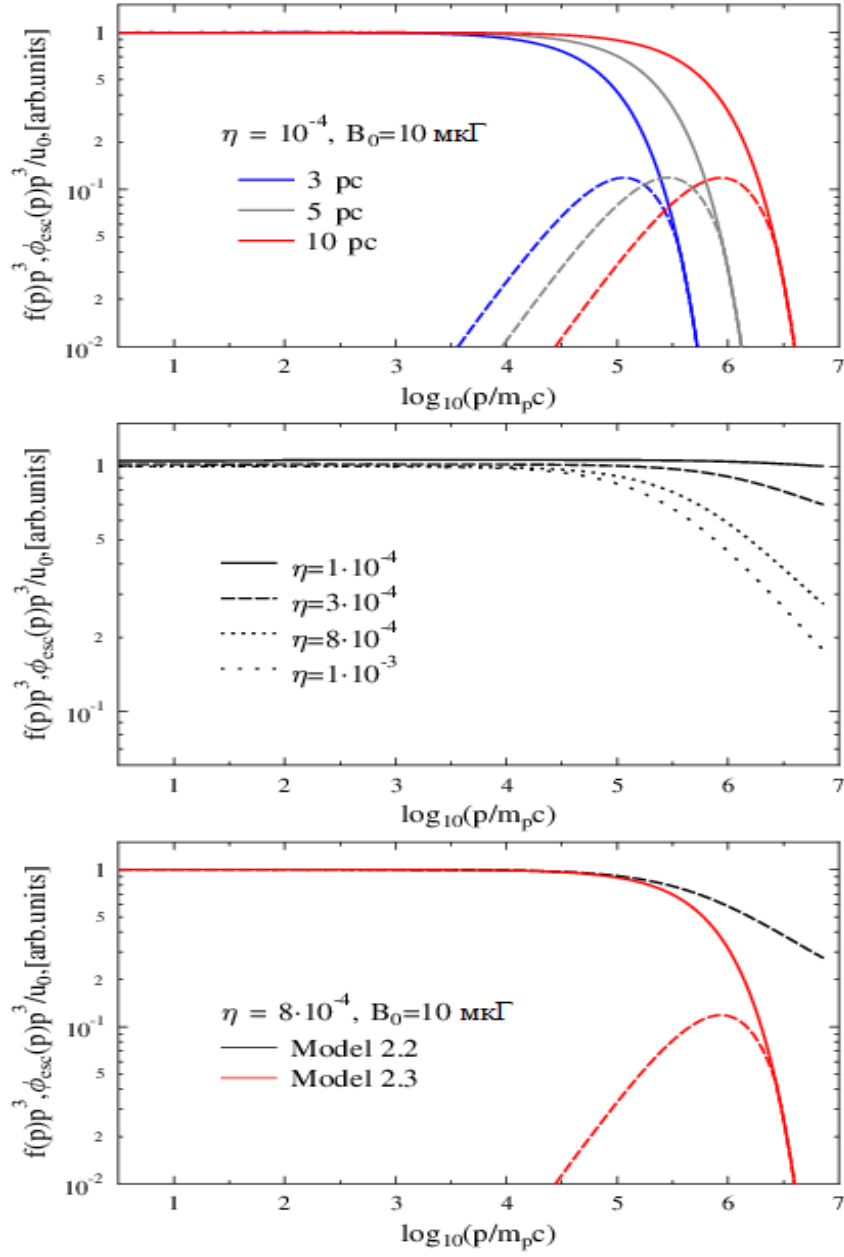


Рис. 14: Верхняя панель: спектр захваченных и спектр уходящих частиц (протонов) для модели с границей свободного ухода для трёх различных расстояний между УВ и границей свободного ухода; средняя панель: спектр захваченных частиц для модели с параметризацией максимального импульса для различной величины инжекции; нижняя панель: сравнение результатов расчётов модели 2.2 и модели 2.3 для одинаковых параметров поля и инжекции.

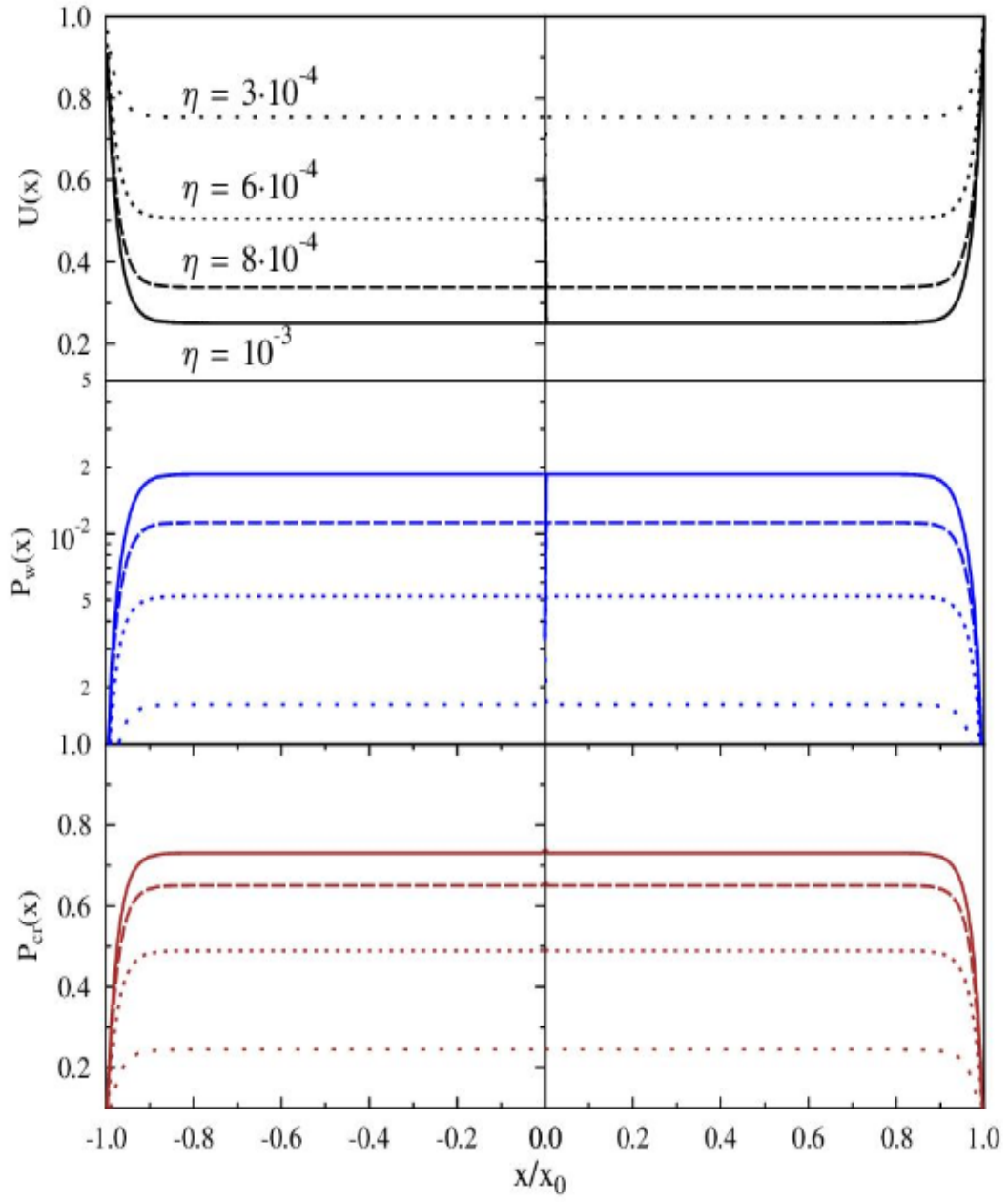


Рис. 15: Модель с границей свободного ухода. Модули профиля скорости $U(x) = u(x)/u_0$, давления космических лучей $P_{cr} = p_{cr}/\rho u_0^2$ и давления магнитной турбулентности $P_w = p_w/\rho u_0^2$ в области сходящихся УВ для различной величины инжекции частиц в ускорительный процесс. Пространственная координата дана в единицах x_0 , где x_0 — положение границы свободного ухода.

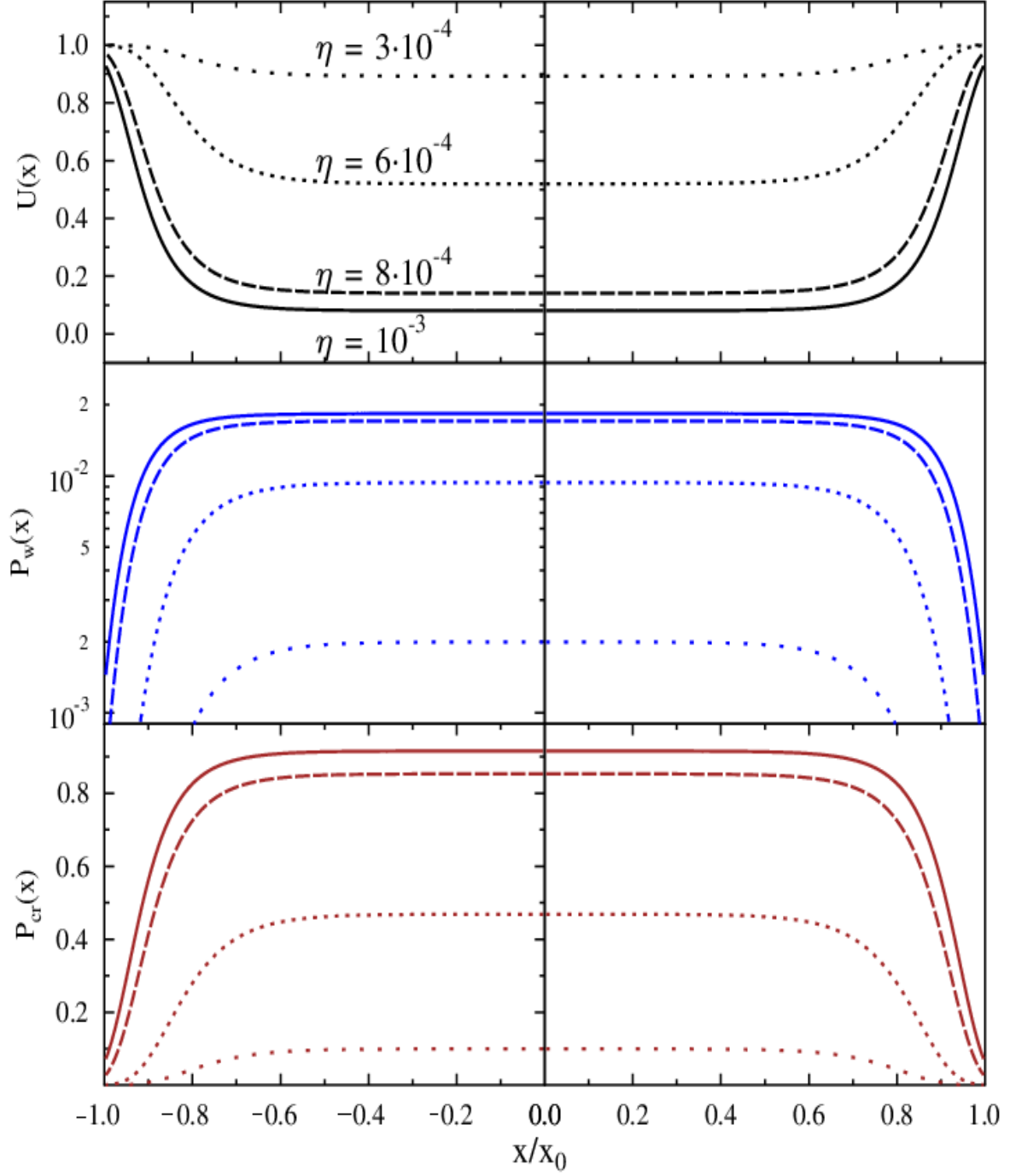


Рис. 16: Модель с параметризацией максимального импульса. Модули профиля скорости $U(x) = u(x)/u_0$, давления космических лучей $P_{cr} = p_{cr}/\rho u_0^2$ и давления магнитной турбулентности $P_w = p_w/\rho u_0^2$ в области сходящихся УВ для различной величины инжекции частиц в ускорительный процесс. Пространственная координата дана в единицах $x_0 = D(p_{max})/u_0$.

На рис. (15) и (16) проиллюстрированы гидродинамические профили скорости потоков $U(x) = u(x)/u_0$, давления космических лучей $P_{cr} = p_{cr}/\rho u_0^2$ и давления магнитной турбулентности $P_w = p_w/\rho u_0^2$ для различных скоростей инъекции в модели с границей свободного ухода и с параметризацией максимального импульса. Нетрудно видеть, что увеличение инъекции соответственно увеличивает модификацию структуры гидродинамического потока.

На рис. 14 изображены спектры захваченных и уходящих частиц, полученные в расчётах моделей с границей свободного ухода и с ограничением максимального импульса. Из рис. 14 можно сделать вывод о том, что модели, описанные в параграфах 2.2 и 2.3 дают согласованные результаты.

Из-за того, что нелинейные эффекты становятся ощутимыми лишь при импульсах $\geq 10^4$ ГэВ (см. рис. 14, средняя панель), область модификации функции распределения попадает в область "завала" спектра для модели с ограничением по максимальному импульсу, вызванного уходящими частицами. Поэтому на рис. 12 и 14 (верхняя панель) модификация спектра не проявляется и зависимость $f_0(p) \propto 1/p^3$ сохраняется вплоть до максимальных энергий ускоренных частиц.

2.6 Проверка закона сохранения потока энергии

Проанализируем точность выполнения законов сохранения в рассматриваемой нелинейной модели, поскольку она опирается на аппроксимацию функции распределения (см. соотношение 51). Для стационарного случая потоки массы, импульса и энергии в рассматриваемой области пространства должны быть постоянны:

$$\rho(x)u(x) = \rho_0 u_0, \quad (60)$$

$$\Phi_P(x) = \rho_0 u_0^2 + P_{th0}, \quad (61)$$

$$\Phi_E(x) = \Phi_{E0}, \quad (62)$$

где ρ и u – массовая плотность и скорость потока, $\Phi_P(x)$ и $\Phi_E(x)$ – потоки x -компоненты импульса и энергии вдоль оси абсцисс, индексы "0" относятся к значениям величин в далёком предфронте. Потоки импульса и энергии вычисляются по функции распределения КЛ. В модели предполагается, что подавляющий вклад в энергию КЛ вносят ускоренные протоны, в то время как электроны рассматриваются как тестовые частицы, распространяющиеся в среде, модифицированной протонами.

Выполнение закона сохранения потока массы и импульса для данной модели автоматически следует из итерационной схемы расчёта профилей скорости и функции распределения. Проследим выполнение закона сохранения потока энергии в данной задаче.

Функция распределения ускоренных частиц со слабой анизотропией в общем виде может быть записана следующим образом (см. [76]):

$$f(\mathbf{r}, p) = \frac{1}{4\pi} \left[N(\mathbf{r}, p) + \frac{3}{v^2} \mathbf{v} \mathbf{J}(\mathbf{r}, p) \right] \quad (63)$$

где $N(\mathbf{r}, p)$ – изотропная часть функции распределения, $\mathbf{J}(\mathbf{r}, p)$ – поток частиц. Проекция потока на ось абсцисс будет иметь вид:

$$J_x = -D(x, p) \frac{\partial N}{\partial x} - \frac{p}{3} \frac{\partial N}{\partial p} u(x) \quad (64)$$

Поток энергии $\Phi_{cr}(x)$ ускоренных частиц определяется следующим образом:

$$\Phi_{cr}(x) = \int K(p) v_x f(x, p) d^3p \quad (65)$$

где $K(p) = E - mc^2$ – кинетическая энергия ускоренных частиц с импульсом p , $E = \sqrt{(pc)^2 + m^2c^4}$ – полная энергия частиц, $v_x = v \cos \theta$, θ – угол между осью абсцисс и направлением движения частицы, $v = \frac{\partial E}{\partial p} = \frac{p}{m \sqrt{1 + (\frac{p}{mc})^2}}$. Подставив

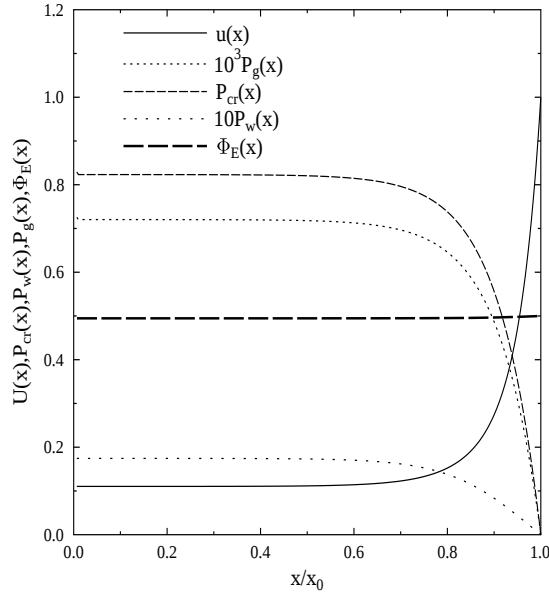


Рис. 17: Давление космических лучей $P_c(x)$, газовое давление $P_g(x)$ и давление магнитной турбулентности $P_w(x)$, а также поток полной энергии $\Phi_E(x)$. Профиль скорости изображён для гидродинамического потока с числом Маха $M_0 = 100$. УВ расположена в точке $x = 0$, граница свободного ухода расположена в точке $x = 1.0$. Величины давлений нормированы на $\rho_0 u_0^2$, поток энергии $\Phi_E(x)$ нормирован на своё значение в далёком предфронте.

x -проекцию функции распределения (63) в уравнение (65), получим:

$$\Phi_{cr}(x) = \frac{1}{4\pi} \int \left[N(x, p) + \frac{3}{v} \cos\theta J_x(x, p) \right] (E - mc^2) v \cos\theta d^3p. \quad (66)$$

После интегрирования по телесному углу, выражение примет вид:

$$\Phi_{cr}(x) = \int_0^\infty K(p) \left[-D(x, p) \frac{\partial N}{\partial x} - \frac{p}{3} \frac{\partial N}{\partial p} u \right] p^2 dp. \quad (67)$$

Таким образом, можно получить следующее выражение для потока кинетической энергии ускоренных частиц:

$$\Phi_{cr}(x) = \int_0^\infty p^2 dp \left[-D(x, p) \frac{\partial N}{\partial x} K(p) + \left(\frac{pv}{3} + K(p) \right) Nu \right]. \quad (68)$$

Поток энергии магнитной турбулентности можно аппроксимировать следующим выражением:

$$\Phi_w(x) \simeq 3u(x)p_w(x), \quad (69)$$

где $p_w(x) = \rho_0 u_0^2 P_w(x)$ давление магнитной турбулентности, вызванной резонансной неустойчивостью (см. ур. (57) в работе [34]).

Таким образом, закон сохранения энергии для стационарной нелинейной модели можно записать как

$$\Phi_g(x) + \Phi_w(x) + \Phi_{cr}(x) - \Phi_{esc} = \Phi_E(x), \quad (70)$$

или

$$\frac{1}{2}\rho(x)u^3(x) + 3u(x)p_w(x) + \frac{\gamma}{\gamma-1}u(x)p_g(x) + \Phi_{cr}(x) = const \quad (71)$$

где $\Phi_{cr}(x)$ вычисляется из выражения (68),

$$p_g(x) = \rho_0 u_0^2 P_g(x)$$

– газовое давление и

$$\Phi_{esc} = 4\pi \int_{p_{inj}}^{\infty} E \cdot \phi_{esc}(p) p^2 dp$$

– поток энергии уходящих частиц.

На рис. 17 проиллюстрирована точность выполнения закона сохранения энергии в рассматриваемой модели ускорения частиц. Безразмерная пространственная координата нормирована на значение x_0 , соответствующее положению границы свободного ухода частиц из области ускорения. Точность выполнения закона сохранения потока энергии составляет около 1%. Небольшое отличие потока энергии от постоянного значения может быть объяснено выбором аппроксимированного выражения для функции распределения (51), которое использовалось в моделировании.

2.7 Анализ максимально возможных энергий ускоренных частиц

Вопросом о максимальных энергиях, достижимых при ускорении частиц УВ, занимается в настоящее время большое количество исследователей. Согласно существующей парадигме, основным ускорителем ГКЛ до энергий "колена" в спектре ГКЛ ($5 \cdot 10^{14}$ эВ) и даже до энергий $10^{16} - 10^{17}$ эВ являются УВ остатков сверхновых, и поэтому понимание процессов, происходящих на максимальных энергиях частиц в УВ остатков сверхновых звёзд является исключительно важным [65].

Исследованию особенностей поведения спектра ГКЛ в диапазоне $10^2 - 10^4$ ТэВ посвящено много научных трудов, так как точного объяснения излома в спектре ГКЛ при $5 \cdot 10^{14}$ эВ, когда показатель меняется с 2.7 до 3.1 пока дано не было. В работе В.Птускина (см. [26]) была сделана попытка объяснить излом сменой режима распространения КЛ в Галактике - с диффузионного до энергий "колена" на магнитодинамический после. Недавний анализ наблюдательных данных показал, что спектр имеет и более мелкие особенности и небольшие пики на фоне общей степенной зависимости [44, 45].

В работе [65] было показано, что при определённых условиях энергии ускоренных на УВ остатка сверхновой частиц могут достигать $10^{15} - 10^{16}$ эВ, а в случае сверхновой типа IIb, энергия ускоренных ионов железа превышает 10^{18} эВ. Тем не менее, большое число современных наблюдательных данных и результатов численного моделирования, использующих реальные физические параметры таких систем, говорит о том, что максимально возможные энергии ускорения лежат в пределах 10^{16} (см., например, [22]). Энергия ускоренной на УВ частицы зависит от большого набора параметров: скорости УВ, величины усиленного магнитного поля, размеров УВ (т.е., например, радиуса остатка сверхновой или астросферы звезды), доли частиц, инжектируемых в

процесс ускорения из тепловой области, плотности окружающего межзвёздного пространства.

В таблице на рис. 18 представлены результаты расчётов максимально возможных энергий ускоренных частиц при различных параметрах нелинейной модели с границей свободного ухода. В расчётах проанализирована зависимость максимальной энергии протонов от величины усиленного магнитного поля в предфронте УВ, скорости УВ и расстояния от фронта УВ до границы свободного ухода. Из таблицы на рис. 18 можно видеть, что максимальные энергии протонов растут при увеличении поля, скорости и расстояния до границы свободного ухода. Максимальный импульс вычислялся по максимуму потока уходящих частиц ($\phi_{esc}(p_{max}) = max$). При $B_0 = 100$ мкГ, $u_0 = 10000$ км/с и $X_{FEB} = 10$ пк, то есть, например, в случае ускорения на большом ОСН с радиусом порядка 10 пк, взаимодействующим с мощным звёздным ветром молодой звезды, максимальная энергия протонов составляет $10^{16.62}$ эВ.

Число сверхновых типа IIb, которые, согласно исследованию [65] позволяют ускорять ионы до 10^{18} эВ не так велико и составляет порядка 1-2% от общего числа сверхновых в Галактике [41]. Поэтому источники, связанные с системой двух УВ могут вносить существенный вклад в ускорение частиц до энергий $10^{16} - 10^{17}$ эВ.

2.8 Выводы

1. Построена нелинейная модель ускорения и распространения частиц в системе сходящихся УВ. Показана согласованность подходов, основанных на ограничении максимального импульса и на приближении пространственной границы свободного ухода частиц.

$X_{FEB}, \text{нк}$	$u_0, \text{км/с}$	$B, \text{мкГ}$	$\log_{10}(p_{\max})$
3.0	3000	3.0	13.60
		10.0	14.16
		100.0	15.11
	5000	3.0	13.79
		10.0	14.31
		100.0	15.32
	10000	3.0	14.33
		10.0	14.86
		100.0	15.85
5.0	3000	3.0	14.33
		10.0	14.82
		100.0	15.84
	5000	3.0	14.53
		10.0	15.06
		100.0	16.05
	10000	3.0	14.82
		10.0	15.32
		100.0	16.34
10.0	3000	3.0	14.58
		10.0	15.11
		100.0	16.13
	5000	3.0	14.74
		10.0	15.31
		100.0	16.30
	10000	3.0	15.10
		10.0	15.61
		100.0	16.62

Рис. 18: Таблица, описывающая зависимость максимально возможных энергий заряженных частиц, ускоренных в системе сходящихся УВ от различных параметров. X_{FEB} - положение границы свободного ухода, u_0 - скорость невозмущённого потока в области за фронтом, B - индукция магнитного поля, $\log_{10}(P_{\max})$ - десятичный логарифм максимально возможного импульса ускоренных частиц при данных параметрах. Максимальный импульс вычислялся по максимуму потока уходящих частиц ($\phi_{esc}(p_{\max}) = \max$).

2. В рамках нелинейной модели проанализированы гидродинамические параметры системы двух УВ. Показана модификация структуры гидродинамического потока.

3. Проанализирована точность выполнения законов сохранения потоков энергии и импульса для рассматриваемой модели. Точность выполнения законов сохранения составляет $\simeq 1\%$

4. Результаты моделирования показывают, что максимальные энергии протонов, ускоренных в системе двух УВ с характерными для ОСН и мощных звёздных ветров параметрами поля и скоростей могут достигать $\simeq 10^{16} - 10^{17}$ эВ.

3 Нестационарная модель ускорения заряженных частиц в системе сходящихся ударных волн

3.1 Основные предположения и допущения

Характерные радиусы остатков сверхновых составляют 1–10 парсек. Последние данные гидродинамического моделирования звёздных ветров звёзд классов О и В говорят о том, что радиус сферы, ограниченной УВ остановки, или "termination shock", для таких звёзд может достигать трёх парсек. Представленная в этой главе нестационарная модель ускорения заряженных частиц предполагает достаточно близкое расположение УВ остатка сверхновой и звёздного ветра молодой звезды, поэтому, так же, как и в главе 2, решалась плоско-параллельная одномерная задача.

Моделирование велось для расстояний между УВ в диапазоне $1.0 - 0.01$ парсек, что соответствует отношению $R_{1,2}/L_{12} \simeq 0.1 - 0.01$, где $R_{1,2}$ – радиусы УВ ОСН и звёздного ветра, L_{12} – расстояние между фронтами УВ. Использование одномерной геометрии оправдано также потому, что полное трёхмерное гидродинамическое моделирование остатков сверхновых и эволюции звёздных ветров пока не представляется возможным из-за недостаточной вычислительной мощности современных ЭВМ.

В модели были учтены синхротронные и комптоновские потери энергии при движении заряженных частиц в электромагнитных полях. Из-за малости таких потерь у протонов и более тяжёлых ядер по сравнению с электронами, слагаемое, описывающее энергетические потери, было оставлено только в уравнениях, описывающих движение электронов.

3.2 Описание численной модели

Специфической особенностью численной нестационарной модели является её способность описывать баллистический характер распространения частиц между фронтами УВ. В моделировании использовалось транспортное (диффузионно-конвективное) уравнение, которое может быть получено из кинетического уравнения Больцмана для квазиизотропной функции распределения КЛ (см., например, уравнение (35) в работе [35]). Уравнение позволяет осуществить плавную сшивку между режимом диффузионного распространения на малых энергиях и режимом бесстолкновительного баллистического распространения на больших энергиях. Данные нестационарного моделирования позволили получить энергетические спектры протонов и электронов КЛ в области УВ остатка сверхновой, распространяющейся в окрестности УВ сильного звёздного ветра от ближайшей звезды раннего спектрального класса. В уравнениях для релятивистских электронов и позитронов были учтены энергетические потери на синхротронное излучение и излучение от обратного комптоновского эффекта.

В рамках моделирования численно решались следующие транспортные уравнения для усреднённой по углам функции распределения протонов $f_p(x, p, t)$ и электронов $f_e(x, p, t)$:

$$\tau(p) \frac{\partial^2 g_p}{\partial t^2} + \frac{\partial g_p}{\partial t} + u(x) \frac{\partial g_p}{\partial x} - \frac{1}{3} \frac{\partial u(x)}{\partial x} \left(\frac{\partial g_p}{\partial y} - 4g_p \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(D(x, p) \frac{\partial g_p}{\partial x} \right), \quad (72)$$

$$\tau(p) \frac{\partial^2 g_e}{\partial t^2} + \frac{\partial g_e}{\partial t} + u(x) \frac{\partial g_e}{\partial x} - \frac{1}{3} \frac{\partial u(x)}{\partial x} \left(\frac{\partial g_e}{\partial y} - 4g_e \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(D(x, p) \frac{\partial g_e}{\partial x} \right) + \exp(y) \frac{\partial}{\partial y} [b \exp(-2y) g_e], \quad (73)$$

где $g_p = p^4 f_p$, $g_e = p^4 f_e$, $y = \ln(p)$. Безразмерный импульс частицы p выражен в единицах $m_p c$. Член, описывающий потери, $b(p) = -dp/dt$, описывает синхротронные и комптоновские потери на излучение (см., например, [52]). Величина $\tau(p) = \Lambda(p)/v$ – усреднённое время между рассеяниями для частицы КЛ, $\Lambda(p)$ – длина свободного пробега частицы, v – её скорость.

Транспортные уравнения (72) и (73) представляют собой комбинированные телеграфные уравнения [35, 76]. Особенностью этих уравнений является то, что они позволяют описывать как диффузионное движение низкоэнергетических частиц с длиной свободного пробега меньшей расстояния между фронтами УВ L_{12} , так и режим высокоэнергетического баллистического распространения без рассеяний для частиц с $p \gtrsim p_*$.

Эти транспортные уравнения справедливы для квази-изотропного распределения частиц, которое будет справедливо для частиц с импульсом $p_{\max} \geq p \gtrsim p_*$ которые рассеиваются в сходящихся потоках плазмы. На высоких энергиях $p \gtrsim p_*$ баллистический режим распространения регулируется первыми членами в уравнениях (72) и (73). Бомовский коэффициент диффузии в области между фронтами достигает своего максимального значения при $D_{is} \approx cL_{12}$.

В моделировании были применены стандартные граничные условия и условия сшивки на УВ, применяемые в численных расчётах ускорения частиц на УВ (см., например, [8, 12]). Условия сшивки представляют собой равенство функций распределения и потоков частиц в фазовом пространстве на фронте УВ, что является обязательным условием для гарантии сохранения числа частиц. На границах области моделирования $x = \pm x_b$ использовалось условие свободного ухода частиц из области ускорения $g_{i1}(t, -x_b, p) = 0$ и $g_{i2}(t, x_b, p) = 0$. Моделирование начиналось с тестовой начальной функции

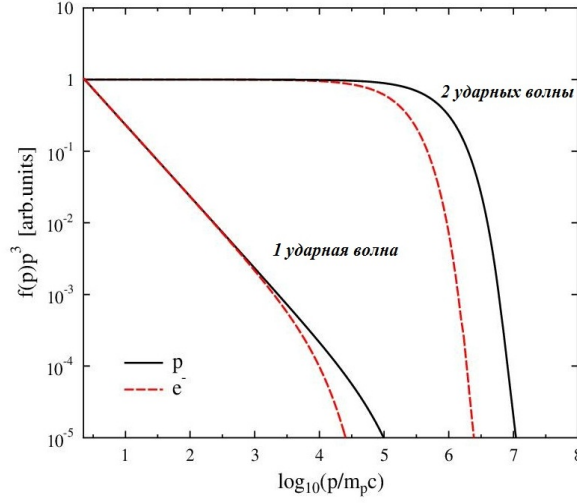


Рис. 19: Сравнение энергетических спектров протонов и электронов для одиночной УВ и для двух взаимодействующих УВ.

распределения на фронте $dN(p)/dp \sim 1/p^2$, и $\partial N/\partial t = 0$ при $t = 0$.

Транспортные уравнения решались интегро-интерполяционным методом [61, 70] с использованием схемы Кранка-Николсона [49]. Модель позволяет рассчитывать $f_{e,p}(x, p, t)$ в любом узле пространственной расчётной сетки между фронтами УВ и в областях перед фронтами первой и второй УВ. На рис. 19 представлены результаты расчёта спектров протонов и электронов для одной УВ и для системы двух сходящихся УВ на основе уравнений (72) и (73). Функция распределения была взята на фронте УВ в один и тот же момент времени - в случае, когда УВ ОСН распространялась свободно (одиночная УВ), и в случае, когда она надвигалась на встречную УВ звёздного ветра молодой звезды (две УВ). Ранний завал электронной функции распределения объясняется действием энергетических потерь. Из рис. 19 можно сделать вывод о повышенной жёсткости спектров системы двух УВ, для которой $f(p) \propto 1/p^3$, в то время как одиночная УВ имеет спектр $f(p) \propto 1/p^4$, соответствующий аналитическому решению (2),(3).

На рис. 20 (левые панели) представлен результат моделирования протонной функции распределения на основе нестационарной модели сходящихся УВ. Три панели показывают $f_p(x, p, t)$ в фазовом пространстве (p, x) в три последовательные момента времени, которые соответствуют расстояниям между фронтами УВ, равными 0.6 пк, 0.3 пк и 0.1 пк. Граница свободного ухода находилась на расстоянии $x_b = 0.55$ пк от центра области моделирования.

Три правые панели на рис. 20 показывают спектры протонов и электронов $dN_p(p)/dp$ и $dN_e(p)/dp$ на движущемся фронте левой УВ в моменты времени, соответствующие левым панелям, в сравнении с аналитическим решением $dN(p)/dp \sim 1/p$, полученным в главе 1. Из панелей на рис. 20 видна эволюция спектра КЛ. Изначально протоны КЛ сконцентрированы в окрестности фронтов УВ, и протонный спектр близок к теоретическому спектру УВ одиночного остатка сверхновой, $dN_p(p)/dp \sim 1/p^2$. Но, по мере того, как расстояние между УВ уменьшается, протонный и электронный спектры становятся жёстче, и КЛ начинают концентрироваться между фронтами УВ. При расстоянии 0.1 пк (нижние панели на рис. 20) спектр протонов КЛ, ускоренных в системе сходящихся УВ практически совпадает со спектром $dN(p)/dp \sim 1/p$, полученным аналитически.

В параграфе 1.6 было выведено условие эффективного ускорения в системе "ОСН - звёздный ветер". Оно представляет собой условие малости времени ускорения τ_a по сравнению с динамическим временем τ_{dyn} , характеризующим время существования рассматриваемой геометрии системы. Это условие равнозначно условию малости коэффициента диффузии межзвёздной среды, D_{is} , (в области между фронтами УВ) по сравнению с коэффициентами диффузии в предфронтах УВ. Коэффициенты диффузии были параметризованы исходя из современных данных о величине усиленного магнитного

поля в ОСН [79, 80]. Предполагая, что поле межзвёздной среды $B_{is} = 1$ мкГ, а поле вблизи УВ $B_0 = 100$ мкГ, то в режиме боровской диффузии получим $D_{is} \simeq 100 \cdot D_{sn}$ и $D_{sn} \simeq D_{sw}$, где D_{sn} и D_{sw} – коэффициенты диффузии в предфронтах УВ ОСН и звёздного ветра, соответственно. Такие значения магнитного поля и коэффициентов диффузии обеспечивают выполнение условия (32).

3.3 Временная эволюция максимальных энергий частиц, ускоренных на УВ остатка сверхновой

Влияние свойств окружающего пространства на максимальные энергии заряженных частиц, ускоренных изолированными ОСН, а также изменение во времени их максимальной энергии были обсуждены в работе [32]. Согласно предложенной в работе [32] модели, максимальные энергии космических лучей, ускоренных изолированным ОСН достигаются в основном в стадии свободного расширения остатка до начала стадии Седова-Тэйлора, когда УВ ОСН начинает замедляться. В работе было показано, что для ОСН, расширяющихся внутри каверны звёздного ветра звезды-предшественницы максимально возможные энергии имеют место на ранней стадии эволюции.

Как было отмечено в предыдущих частях диссертации, ОСН в молодом звёздном кластере, взаимодействующий с мощным звёздным ветром молодой звезды, образует систему сходящихся УВ, которая может ускорять частицы до больших энергий, по сравнению с изолированным остатком. Таким образом, максимальные энергии КЛ от ОСН, когда его УВ "встречает" УВ близкой молодой звезды, могут быть достигнуты и на седовской стадии эволюции ОСН.

ОСН после взрыва проходит три последовательные стадии эволюции (в

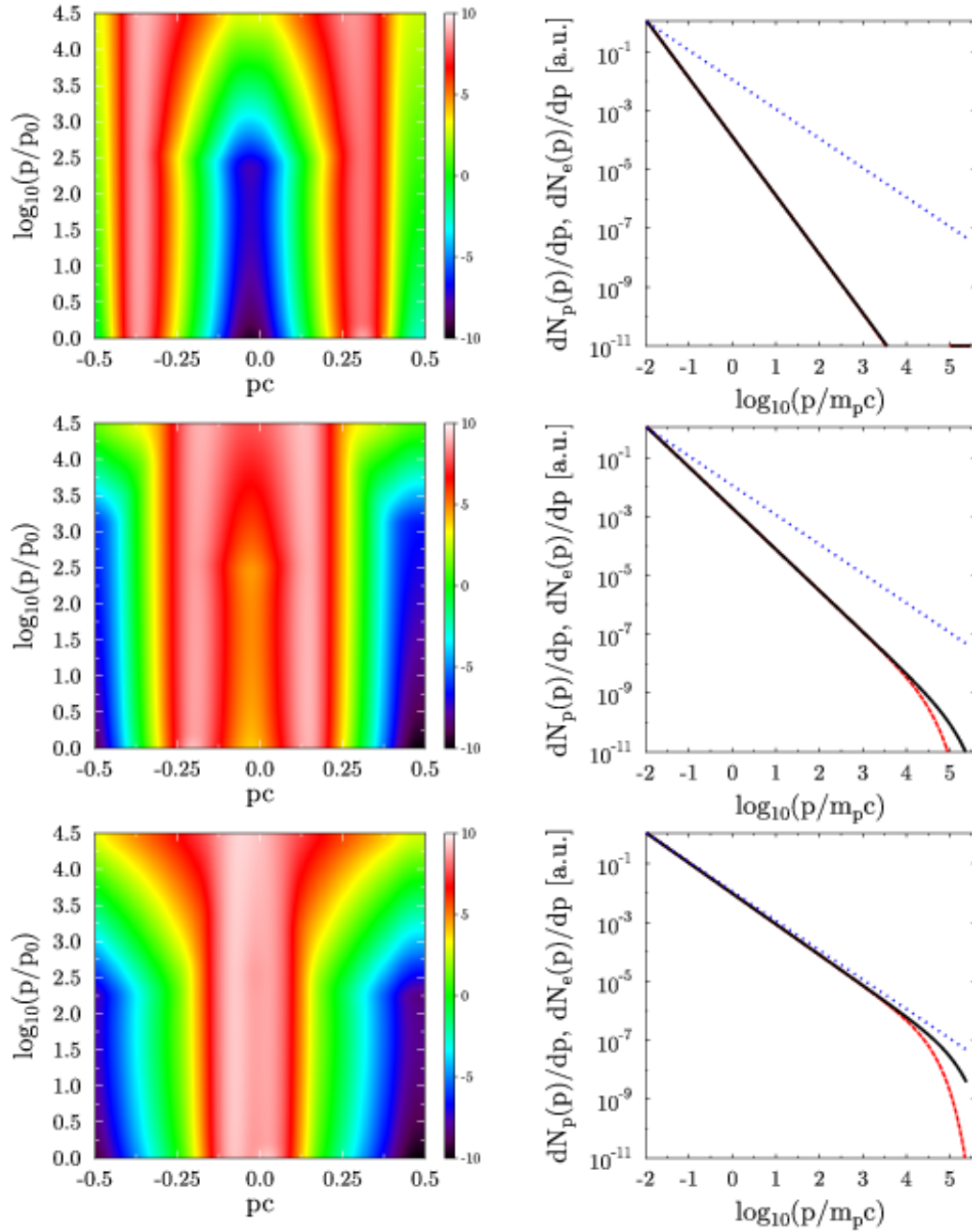


Рис. 20: Слева: функция распределения протонов $f(x, p)p^3$ как функция импульса частицы и положения в пространстве x , представленная для трёх различных положений двух сближающихся фронтов УВ – сверху вниз: 0.6 пк, 0,3 пк и 0.1 пк. Левая УВ распространяется в положительном направлении оси абсцисс, а правая УВ движется в противоположном направлении. Скорости УВ одинаковы и равны 3000 км/с. Справа: спектры протонов и электронов на движущемся фронте левой УВ в моменты времени, соответствующие левым панелям. Сплошная кривая – спектр протонов dN_p/dp , штриховая кривая – спектр электронов dN_e/dp . Точечной кривой показан асимптотический спектр $dN/dp \propto 1/p$.

хронологическом порядке): стадия свободного расширения, стадия Седова-Тэйлора и радиативная стадия. Во время стадии свободного расширения скорость УВ выброшенного вещества приблизительно постоянна. В течение стадии Седова-Тэйлора УВ начинает замедляться, так как "нагребённое" вещество становится сравнимым по массе с массой выброшенного в процессе взрыва вещества [71]. Переход к стадии Седова-Тэйлора происходит ориентировочно на времени t_{Sedov} (см., например, [62]):

$$t_{Sedov} = 2.6 \left(\frac{E_{SN}}{10^{51} erg} \right)^{-1/2} \left(\frac{M_{ej}}{8M_{\odot}} \right)^{5/6} \left(\frac{n_0}{0.1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} 10^3 \text{ лет.} \quad (74)$$

Здесь n_0 – плотность межзвёздного вещества, E_{SN} – энергия взрыва ОСН, M_{ej} – масса выброшенного вещества, и $M_{\odot}$ – масса Солнца.

Эволюция радиуса УВ ОСН $R_{sh}(t)$ и скорости УВ $u_{sh}(t) = dR_{sh}/dt$ в течение расширения ОСН на стадии Седова-Тэйлора может быть описана следующими уравнениями:

$$R_{sh} = 25.5 \left(\frac{M_{ej}}{8M_{\odot}} \right)^{1/3} \left(\frac{n_0}{0.1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \left(\frac{t}{t_{Sedov}} \right)^{2/5} \text{ пк,} \quad (75)$$

$$u_{sh} = 3.7 \cdot 10^3 \left(\frac{E_{SN}}{10^{51} erg} \right)^{1/5} \left(\frac{n_0}{0.1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \left(\frac{t}{t_{Sedov}} \right)^{-3/5} \text{ км/с.} \quad (76)$$

Для расчёта максимального импульса ускоренных частиц в процессе эволюции ОСН использовался подход, предложенный в работе В.Птускина и В.Зиракашвили [66]:

$$\frac{p_{max}}{m_p c} = \frac{3\chi u_{sh}(t) R_{sh}(t)}{v r_{g0}}, \quad (77)$$

где $r_{g0} = mc^2/eB_0$ – гирорадиус частицы, $v \approx c$ – скорость частицы, $B_0 = 1 \text{ мкГ}$ – индукция невозмущённого магнитного поля, параметр $\chi = 0.04$, $M_{ej} = 8 \cdot M_{\odot}$ – масса вещества, выброшенного во время взрыва сверхновой.

На рис. 21 проиллюстрирована эволюция максимального импульса p_{max} частиц, ускоренных в рассматриваемой системе, в которой УВ ОСН на стадии Седова-Тэйлора приближается к мощному звёздному ветру от молодой массивной звезды. Столкновение УВ ОСН и звёздного ветра может также произойти после окончания стадии Седова-Тэйлора, в зависимости от компактности звёздного кластера и распределения вещества внутри самого кластера. В определённый момент эволюции ОСН УВ сближаются настолько, что начинают эффективно ускорять частицы, что приводит к резкому скачку максимального импульса ускоренной частицы (см. рис. 21).

Таким образом, для конкретного ОСН, расширяющегося в молодой звёздной ассоциации при достаточной плотности молодых звёзд могут наблюдаться флуктуации максимальной энергии ускоренных частиц в те моменты, когда УВ остатка будет приближаться к УВ ближайших звёзд. Это, в свою очередь, приведёт к флуктуациям интенсивности излучения на энергиях $10^{14} - 10^{16}$ эВ.

3.4 Выводы

1. Построена численная нестационарная модель системы сходящихся УВ. В рамках модели исследована временная эволюция спектров ускоренных протонов и электронов и пространственного распределения интенсивности излучения. Показано, что при расстояниях между УВ порядка 0.1 пк, спектр ускоренных частиц становится предельно жёстким с показателем $\gamma \simeq 1.0$, что соответствует аналитическому решению, описывающему функцию распределения для системы сходящихся УВ.

2. Предложенная модель позволяет описывать различные галактические объекты со сходящимися ударными волнами, например, "ОСН - звёздный

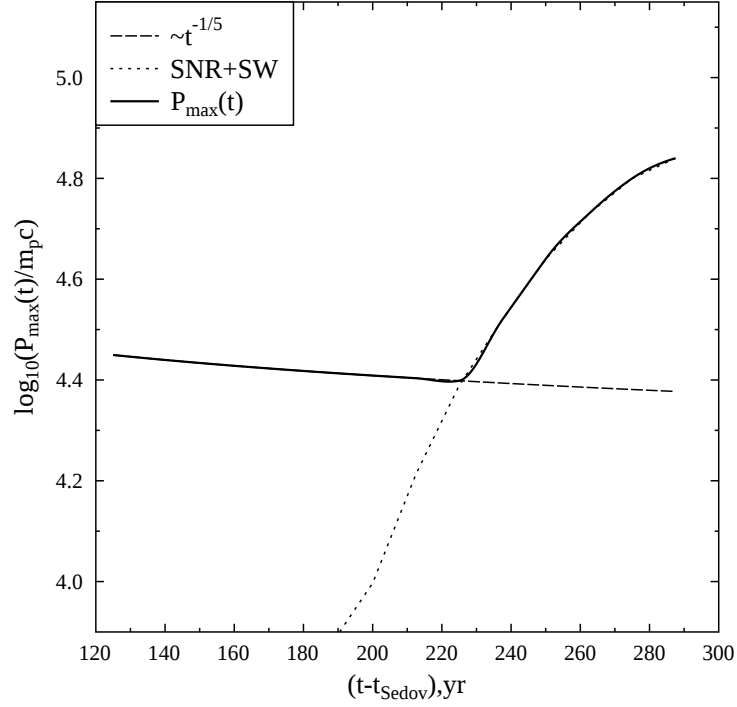


Рис. 21: Максимальный импульс ускоренных частиц в случае столкновения УВ ОСН и звёздного ветра на стадии эволюции Седова-Тэйлора ОСН. Maximum momentum of the accelerated particles in case of SNR-SW collision at the Sedov-Taylor phase of a SNR. При $t - t_{Sedov} \approx 190$ лет, частицы начинают ускоряться системой двух сходящихся УВ в системе ОСН - звёздный ветер. t_{Sedov} рассчитывался на основе уравнения (74). Пунктирная кривая соответствует p_{max} в случае ускорения на изолированном ОСН, точечная кривая соответствует p_{max} для системы двух сходящихся УВ, в тот отрезок времени, когда УВ ОСН начинает "чувствовать" звёздный ветер ближайшей звезды, и, наконец, сплошная кривая соответствует результирующей зависимости $p_{max}(t)$.

ветер" и двойные системы типа "звезда Вольфа-Райе - звезда класса ОВ".

3. Системы сходящихся УВ на время существования условий эффективного ускорения (сохранения геометрии таких систем) могут производить популяцию ускоренных частиц с максимальными энергиями, превосходящими энергию частиц ускоренных на одиночной УВ. Это приведёт к тому, что по мере эволюции остатка сверхновой звезды, могут возникать "вспышки" эффективного ускорения с увеличением максимальной энергии частиц в несколько раз, связанные с последовательным приближением фронта УВ остатка к границам звёздных ветров близлежащих молодых звёзд.

4 Спектры излучения нетепловых источников, связанных с областями сходящихся ударных волн

4.1 Излучательные процессы в астрофизике

Основные процессы, производящие рентгеновское и гамма-излучение в космическом пространстве [39]:

1. Тормозное излучение (свободно-свободные переходы). Основной вклад в тормозное излучение в космическом пространстве вносят электроны и позитроны, так как интенсивность тормозного излучения протонов на более тяжёлых ядрах в $(m_p/m_e)^2 \geq 3.4 \cdot 10^6$ раз меньше, чем для электронов с той же энергией. Тормозное излучение возникает при соударениях (рассеянии) электронов на ядрах и других заряженных частицах, причём состояние рассеивающей частицы до и после взаимодействия (если не учитывать эффект отдачи) не изменяется.

2. Рекомбинационное и характеристическое излучение (свободно-связанные и связанно-связанные переходы). Излучение этого типа возникает при пере-

ходе электрона с уровня в непрерывном спектре на атомный уровень (рекомбинационное излучение) или при переходах с одного атомного уровня на другой (характеристическое излучение атома).

3. Комptonовское рассеяние релятивистских электронов на рентгеновских, оптических и радиофотонах.

Суть процесса заключается в передаче энергии релятивистского электрона при его рассеянии на значительно менее энергичном фотоне. Как правило, фотон, на котором происходит рассеяние, относится к оптическому или реликтовому тепловому радиодиапазону энергий, но возможно также рассеяние электронов на космических рентгеновских лучах.

4. Синхротронное излучение. Оно возникает при движении заряженной частицы вокруг силовой линии магнитного поля. В галактиках и оболочках сверхновых звёзд синхротронное рентгеновское и гамма-излучение (т.е. с частотой $\geq 10^{18}$ Гц) может возникнуть только при наличии электронов ультра-релятивистских энергий $\geq 10^{14}$ эВ. Особенностью синхротронного излучения являются также сильные потери энергии при излучении. Характерное время потери энергии для электрона с энергией E в магнитном поле $H_{\perp}$ равно

$$t_m = \frac{5.1 \cdot 10^8 mc^2}{H_{\perp}^2 E} \quad (78)$$

и для электрона с энергией 10^{13} эВ в поле 10^{-3} Э составляет меньше 1 года.

5. Распад π_0 -мезонов на два гамма-фотона. В основном к рождению π_0 -мезонов приводят соударения высокоэнергичных протонов p и альфа-частиц α (ядер гелия) $p-p$, $p-\alpha$, $\alpha-p$. При больших энергиях КЛ возможно также рождение π_0 -мезонов при взаимодействии частиц КЛ с фотонами (оптическими или реликтовыми).

6. Аннигиляция электронов и позитронов ($e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$)

7. Ядерное гамма-излучение, возникающее при радиационных переходах в атомных ядрах. Радиационные переходы возникают при ядерных реакциях в атмосферах звёзд и при взрывах сверхновых, а также в соударениях с быстрыми частицами.

Для расчёта гамма-излучения необходимо знать функцию распределения или дифференциальный спектр электронов, протонов и других заряженных частиц и ядер, ускоренных в рассматриваемом источнике, иметь модель распределения в пространстве магнитного поля и вещества внутри источника и в его окрестности, знать зависимость сечений от энергии ускоренной частицы для разных типов взаимодействия частиц.

В частности, для моделирования протон-протонного взаимодействия с образованием π_0 -мезонов и гамма-квантов по каналу

$$p + p \rightarrow \pi_0 \rightarrow 2\gamma \quad (79)$$

необходимо знать сечение р-р-взаимодействия с образованием вторичной частицы (гамма-кванта). Для расчёта процесса обратного комптоновского рассеяния ультрарелятивистских электронов на фотонах микроволнового реликтового излучения необходимо задать модель межзвёздного фотонного поля, на котором рассеиваются электроны. Помимо реликтового излучения в общее фотонное поле значительный вклад может вносить космическая пыль и ультрафиолетовое излучение ближайших звёзд.

4.2 Методика моделирования спектров излучения

Зная функцию распределения электронов по энергиям, поток высокоэнергетического излучения $J(E_\gamma)$ на расстоянии R от источника может быть вычислен из уравнения:

$$J(E_\gamma) = \frac{1}{4\pi R^2} \int_V dV \frac{dn_\gamma(E_\gamma, \mathbf{r})}{dt} \quad (80)$$

где $dn_\gamma(E_\gamma, \mathbf{r})/dt$ - излучательная способность источника,

В моделировании излучения источников, рассматриваемых в диссертации, учитывался вклад в общий многоволновой спектр от синхротронной компоненты, обратного эффекта Комптона и адронной компоненты излучения от р-р взаимодействия.

4.2.1 Синхротронное излучение

В расчётах использовалось стандартная формула, описывающая синхротронное излучение (см., например, [39]). Излучательная способность может выражена следующим образом:

$$E_\gamma \cdot \frac{dn_\gamma(E_\gamma)}{dt} = \frac{\sqrt{3} \alpha e}{m_e c} \int d\chi dE N(E, \chi) H \sin^2(\chi) F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right), \quad (81)$$

$$F(x) = x \int_x^\infty K_{5/3}(\eta) d\eta,$$

где χ – угол между скоростью электрона и магнитным полем, $N(E, \chi)$ – функция распределения электронов по энергии и углам, $\nu_c = \frac{3eH \sin(\chi)}{4\pi m_e c} \left(\frac{E}{m_e c^2}\right)^2$, и $K_{5/3}(x)$ - функция Макдональда. Интегрируя уравнение (81) по углу и предполагая хаотическое распределение магнитной турбулентности, получим уравнение:

$$E_\gamma \cdot \frac{dn_\gamma(E_\gamma, \mathbf{r})}{dt} = \frac{\sqrt{3} \alpha e}{2\pi m_e c} \int dE N(E, \mathbf{r}) H_\perp F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right), \quad (82)$$

где $N(E, \mathbf{r})$ – функция распределения электронов по энергиям и координатам, $H_\perp = \sqrt{2/3} H(\mathbf{r})$ – усреднённое магнитное поле.

4.2.2 Обратное Комптоновское излучение

Рассеяние высокоэнергичных электронов на фоновом межзвёздном фотонном поле приводит к образованию популяции высокоэнергичных гамма-квантов (см., например, [38, 67]).

Если энергия электрона $E_e \ll \frac{m_e^2 c^4}{4E_\gamma} \approx \frac{6 \cdot 10^{10}}{E_\gamma (\text{эВ})}$ эВ (E_γ – энергия излучённого фотона), то формула для излучательной способности источника в пределе Томпсона имеет вид [39]:

$$\frac{dn_\gamma(E_\gamma)}{dt} = \sqrt{3}\pi\sigma_T m_e c^2 \int dE_{ph} \sqrt{\frac{E_\gamma}{E_{ph}}} N_{ph}(E_{ph}, \mathbf{R}) J_e \left(m_e c^2 \sqrt{\frac{3E_\gamma}{4E_{ph}}}, \mathbf{R} \right), \quad (83)$$

где $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2$ – сечение Томпсона, $N_{ph}(E_{ph})$ – спектр фонового межзвёздного фотонного поля, и $J_e(E)$ – поток высокоэнергичных электронов.

Если энергия электрона $E \geq \frac{m_e^2 c^4}{4E_\gamma} \approx \frac{6 \cdot 10^{10}}{E_\gamma (\text{эВ})}$ эВ, необходимо использовать формулу Клейна-Нишины, проинтегрированную по углам:

$$\frac{dn_\gamma(E_\gamma)}{dt} = 4\pi \int dE_e dE_{ph} N_{ph}(E_{ph}) \sigma_{KN}(E_\gamma, E_e, E_{ph}) J(E_e), \quad (84)$$

$$\sigma_{KN}(E_\gamma, E_e, E_{ph}) = \frac{2\pi r_o^2}{\epsilon_{ph} \gamma_e^2} \left[2q \ln(q) + 1 + q - 2q^2 + \frac{q^2(1-q)\Gamma^2}{2(1+q\Gamma)} \right], \quad (85)$$

где $\Gamma = 4\epsilon_{ph}\gamma_e$, $q = \frac{\epsilon_\gamma}{(\gamma_e - \epsilon_\gamma)\Gamma}$, $0 \leq q \leq 1$, $\epsilon_\gamma = E_\gamma/m_e c^2$, $\epsilon_{ph} = E_{ph}/m_e c^2$, γ_e – Лоренц-фактор электрона и $r_o = e^2/m_e c^2$ – классический радиус электрона.

4.2.3 Образование π_0 -мезонов

Особенности расчёта гамма-излучения от протон-протонного взаимодействия, сопровождающимся образованием и дальнейшим распадом π_0 -мезонов, представлены в приложении 2.

4.3 Результаты моделирования

На рис. 22 представлены вычисленные спектры синхротронного излучения и обратного комптоновского рассеяния электронов, ускоренных в системе сходящихся УВ в сравнении со спектром одиночной УВ.

Для моделирования синхротронного спектра применялся подход описанный в параграфе 4.2.1. Для моделирования комптоновского излучения использовался подход, схожий с тем, который применялся в работах [38, 60, 67]) по моделированию излучения от остатка сверхновой IC443. ОСН IC443 расположен в молодой звёздной ассоциации Gem OB1, поэтому в его окрестности возможно возникновение системы эффективного ускорения заряженных частиц на сходящихся МГД потоках. Помимо межзвёздного фонового фотонного спектра, который представляет собой сумму четырёх чёрнотельных спектров с температурами 2.7 К, 7500 К, 4000 К и 3000 К, необходимо также учитывать компоненту от инфракрасного излучения космической пыли, присутствующей в ОБ-ассоциации [57]. Инфракрасная компонента фотонного поля в окрестности IC 443 в соответствии с данными наблюдений IRAS [69] была аппроксимирована двумя чернотельными спектрами с температурами 185 К и 34.3 К [69]. Если область столкновения двух УВ находится на расстоянии ≥ 2 пк от молодой массивной звезды, то её УФ излучение ощутимо не повлияет на спектр излучения обратного комптоновского рассеяния. Поэтому вклад от ультрафиолетового излучения звезды в моделировании не учитывался.

Интенсивность излучения двухволновой системы, как видно из модельного спектра значительно выше, чем в случае одиночного ОСН. Поэтому интенсивность излучения источников, связанных с системами двух УВ, может повышаться более, чем в несколько раз на время эффективного ускорения

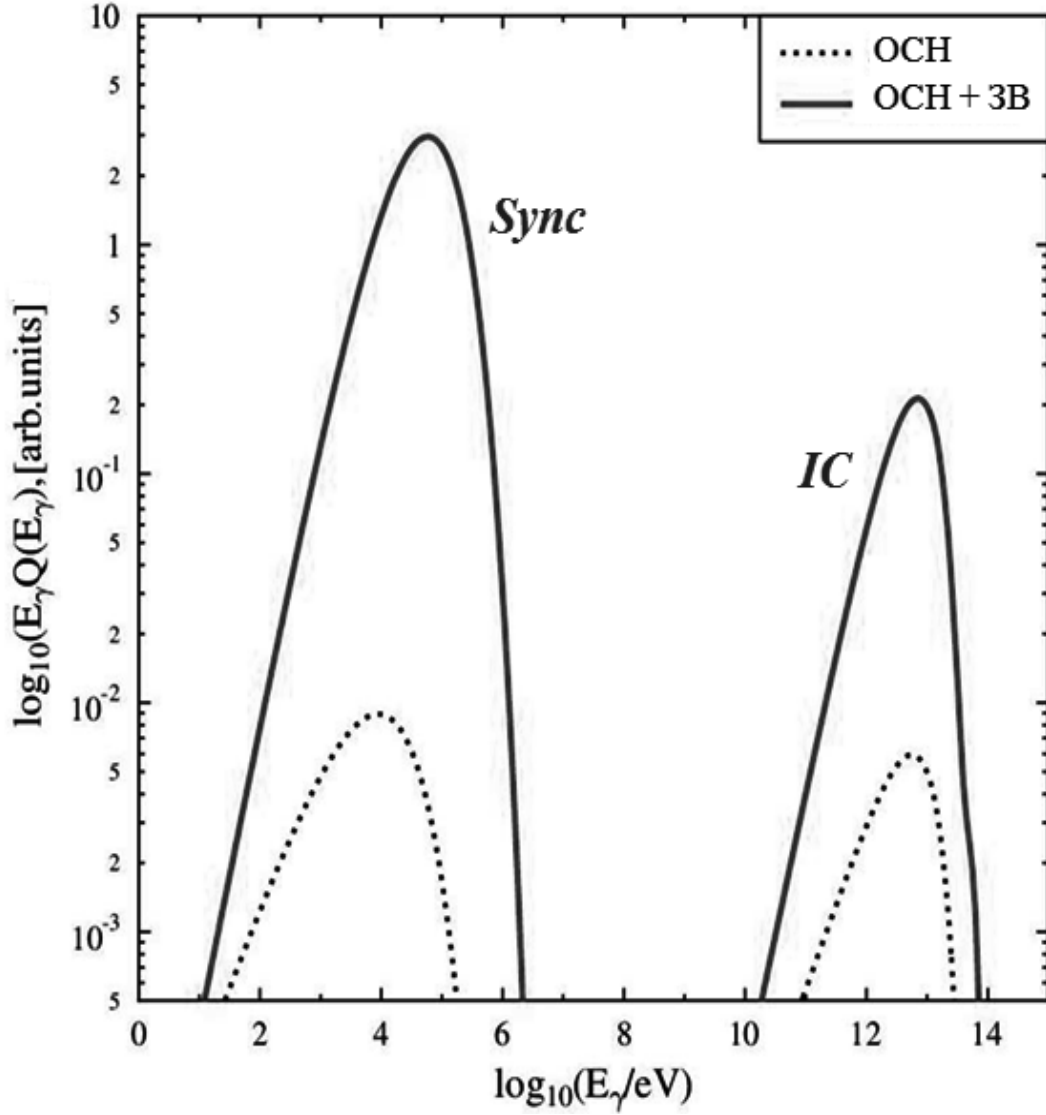


Рис. 22: Модельные спектры синхротронного и обратного комптоновского излучения для рассматриваемого источника со сходящимися УВ в сравнении с аналогичными спектрами от одиночной УВ. Пунктирной линией показаны спектры излучения ОСН, свободно расширяющегося в межзвёздной среде. Сплошной линией показан спектр излучения в случае, когда ОСН взаимодействует с УВ сильного звёздного ветра. Параметры, использовавшиеся в расчётах: $B_0 = 10$ мкГ, $u_{01} = 3000$ км/с, $u_{02} = 3000$ км/с.

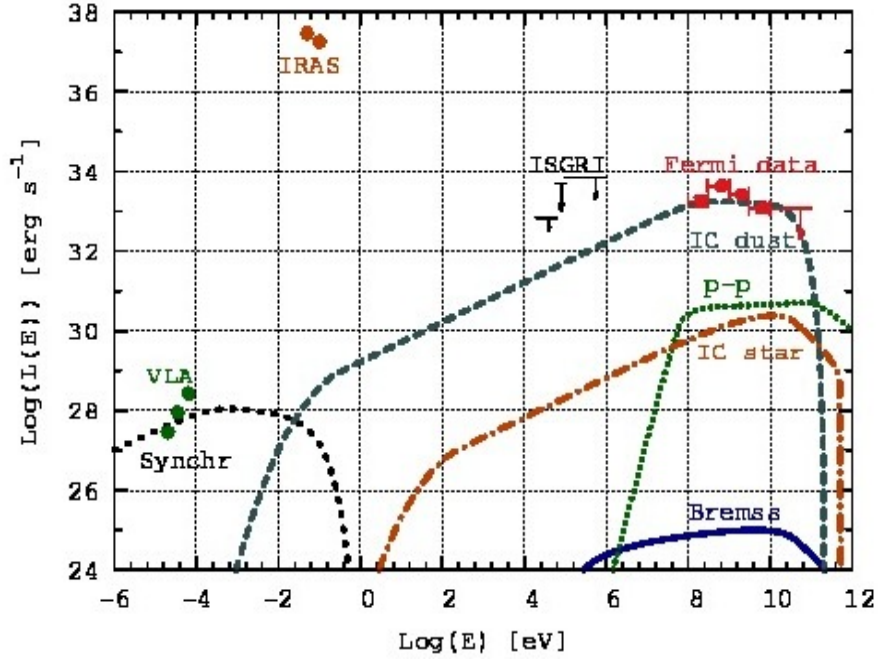


Рис. 23: Широкополосный спектр излучения звезды HD 195592 [25].

частиц в системе.

Источники излучения, возникающие в описанных в диссертации сталкивающихся (или близко сходящихся) сверхзвуковых течениях, могут вносить заметный вклад в высокоэнергичное излучение молодых звёздных ассоциаций (см., например, [15, 77]), а также в излучение так называемых галактик со вспышкой звёздообразования, которые также известны как источники мощного гамма-излучения (см. [28, 73]).

4.4 Применение результатов моделирования для объяснения жёсткого нетеплового излучения убегающей звезды HD195592

Звезда HD 195592 является сверхгигантом спектрального класса O9.7Ia, движущимся со скоростью (27.0 ± 0.9) км/с [24]. Звезда входит в состав двойной системы со звездой-компаньоном малой массы спектрального класса B. Скорость звёздного ветра HD195592 составляет 2900 км/с. Таким образом, в

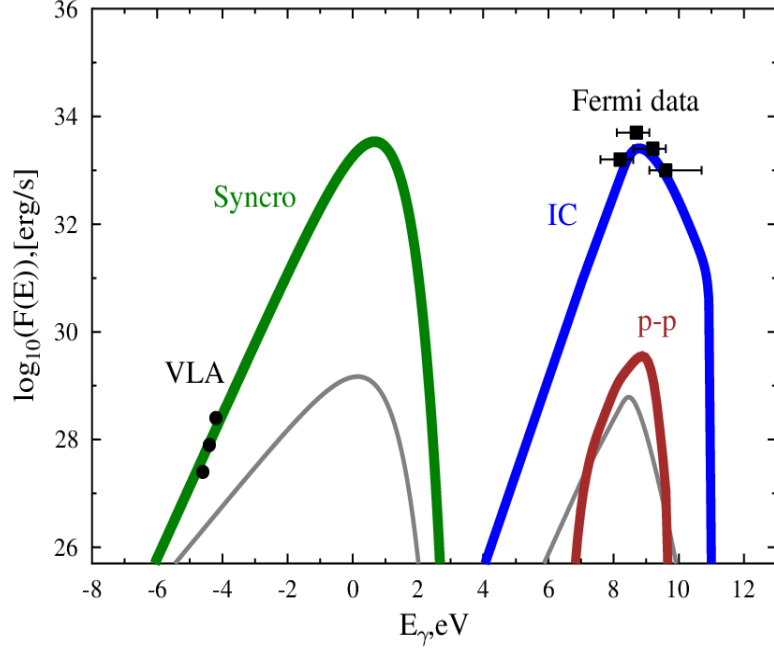


Рис. 24: Модельные спектры излучения звезды HD 195592. Зелёным цветом показан спектр синхротронного излучения, синим цветом – спектр комптоновского излучения, коричневым – спектр излучения от распада π -мезонов. Серым цветом показаны спектры излучения без учёта двухволновой системы. Параметры модели: $u_1 = 2900$ км/с, $u_2 = 27$ км/с, магнитное поле $B_0 = 10$ мкГ, положение границы свободного ухода $x_0 = 0.15$ пк

данной системе может реализоваться механизм ускорения на двух УВ - головной УВ ("bowshock") и УВ остановки звёздного ветра ("termination shock") (см. подробнее параграф 1.4). На рис. 23 показан широкополосный спектр звезды HD 195592. Как можно видеть, экспериментальные данные комплекса VLA (Very Large Array) указывают на необычно жёсткий синхротронный спектр излучения этого объекта в радиодиапазоне, который невозможно объяснить стандартным дифференциальным спектром $dN/dp \propto 1/p^2$ от одиночной УВ. Однако, такой вид спектра может быть вызван возникновением в окрестности звёздной этой звезды эффективного ускорительного механизма, описываемого в диссертации. На рис. 24 представлены результаты моделирования излучения от HD195592 в предположении ускорения на двух УВ со

скоростями сходящихся потоков $u_1 = 2900$ км/с и $u_2 = 27$ км/с. Результаты моделирования говорят о том, что данные VLA и Fermi могут быть успешно объяснены в рамках рассматриваемой модели.

4.5 Выводы

1. Построены модельные спектры излучения нетепловых источников, связанных с областями сходящихся УВ. В рамках моделирования показана исключительная жёсткость спектров и повышенная интенсивность излучения таких источников в оптическом и гамма-диапазоне по сравнению с источниками, связанными с одиночной УВ.

2. Предложенная модель может быть применена для объяснения различных наблюдательных данных от жёстких рентгеновских и гамма-источников в областях активного звёздообразования.

3. Наблюдательные данные от убегающей звезды HD195592 могут быть успешно объяснены в рамках разработанной в диссертации модели ускорения частиц на УВ.

Заключение

Основные результаты работы

1. Найдено аналитическое решение нестационарного одномерного транспортного уравнения в случае двух сходящихся УВ. Показано, что ускоренные в такой системе заряженные частицы будут иметь жёсткий энергетический спектр с показателем $\gamma \simeq 1.0$. Проведен анализ физических условий, необходимых для эффективного ускорения частиц в системе "УВ звёздного ветра - УВ ОСН". Показано, что для обычных параметров УВ и физических свойств

межзвёздной среды в областях активного звёздообразования области сходящихся УВ являются чрезвычайно эффективными источниками космических лучей высоких энергий.

2. Построена нелинейная квазистационарная численно-аналитическая модель сходящихся потоков плазмы, позволяющая учитывать модификацию структуры фронта УВ давлением ускоренных частиц. Рассчитаны гидродинамические параметры рассматриваемой системы (скорость потока, давление магнитной турбулентности вблизи фронта УВ, давление космических лучей). Проведено сравнение численных методов, основанных на приближении ограничения максимального импульса ускоренной частицы и приближении границы свободного ухода. Показана согласованность указанных подходов. Проанализирован энергетический спектр частиц, покидающих область ускорения.

3. Построена нестационарная численная модель ускорения и распространения протонов и электронов в системе сходящихся УВ. Результаты моделирования показали повышение жёсткости энергетических спектров заряженных частиц в области между сходящимися фронтами УВ. Показано, что по мере сближения УВ, спектр ускоренных частиц асимптотически приближается к аналитическому решению $dN/dp = 1/p$.

4. Проведён анализ временной эволюции максимальной энергии частиц, ускоренных на фронте УВ расширяющегося ОН. Показано, что в случае расширения в окрестности звёздного ветра от молодых звёзд спектральных классов О или В максимальная энергия ускоренных протонов будет повышаться в несколько раз на время взаимодействия двух УВ из-за повышения эффективности ускорительного процесса.

5. Проведён анализ максимально возможной энергии частиц, ускорен-

ных в системе сходящихся УВ. Показано, что для системы "Звёздный ветер - ОСН" для типичных параметров массивных звёзд и ОСН максимальные энергии протонов могут достигать $10^{16} - 10^{17}$ эВ, в зависимости от размеров остатка, скорости УВ ОСН и величины магнитного поля.

6. Построены модельные спектры излучения источников, связанных с областями сходящихся УВ. Построены спектры синхротронного, обратного Комптоновского излучения, а также адронной компоненты от $p - p$ взаимодействия. Показано, что интенсивность излучения областей со сходящимися УВ в разы превосходит интенсивность излучения источников, связанных с УВ от изолированных расширяющихся ОСН. То, что рассматриваемые источники имеют жёсткие спектры в рентгеновском и гамма-диапазоне энергий может объяснить природу некоторых наблюдаемых гамма-источников.

7. Наблюдательные данные от убегающей звезды HD195592 могут быть успешно объяснены в рамках разработанной в диссертации модели ускорения частиц на УВ.

Список публикаций, содержащих описание основных результатов диссертации

[A1]. Bykov A.M., **Gladilin P.E.**, Osipov S.M. "Non-linear model of particle acceleration at colliding shock flows" Monthly Notices of Royal Astronomical Society, 429, 2013, p. 2755-2762 (участие в постановке задачи, проведение аналитических и численных расчетов, анализ результатов, подготовка статьи к публикации).

[A2]. Bykov A.M., **Gladilin P.E.**, Osipov S.M. «Particle acceleration at supernova shocks in young stellar clusters» Memories of Society Astronomica Italiana, 2011, Vol 82, p.800 (участие в постановке задачи, проведение ана-

литических и численных расчетов, анализ результатов, подготовка статьи к публикации).

[A3]. Быков А.М., **Гладилин П.Е.**, Осипов С.М., Г.Г. Павлов "Новый класс галактических рентгеновских источников как результат взаимодействия звёздного ветра с остатком сверхновой" Научно-Технические Ведомости СПбГПУ 1(115), 2011, с.106-110 (участие в постановке задачи, проведение аналитических расчетов, анализ результатов, подготовка статьи к публикации).

[A4]. A. M. Bykov, D. C. Ellison, **P. E. Gladilin**, and S. M. Osipov "Galactic cosmic ray origin sites: Supernova remnants and superbubbles" American Institute of Physics: Conference Proceedings, 1505, 2012, p.46 (участие в постановке задачи, проведение аналитических и численных расчетов, анализ результатов, подготовка статьи к публикации).

[A5]. Быков А.М., **Гладилин П.Е.**, Осипов С.М., Г.Г. Павлов "Роль шланговой неустойчивости в ускорении заряженных частиц ударными волнами" Научно-Технические Ведомости СПбГПУ (153), 2012, с.195-201 (участие в постановке задачи, анализ результатов).

[A6]. Osipov S.M, **Gladilin P.E.**, Bykov A.M., G.G.Pavlov "Supernova remnant colliding with a stellar wind: a new class of gamma-ray sources" Book of abstracts JENAM-2011, 4-8 july 2011, Saint-Petersburg, Russia, p.119 (участие в постановке задачи, проведение аналитических и численных расчетов, анализ результатов, подготовка публикации).

[A7]. **Гладилин П.Е.**, Быков А.М., Осипов С.М. "Ускорение частиц в области взаимодействия звёздного ветра с остатком сверхновой Тезисы докладов Всероссийской молодёжной конференции по физике и астрономии "Физика-СПб-2011" 26-27 октября 2011 г., Санкт-Петербург, Россия, с.171-172; (участие в постановке задачи, проведение аналитических и численных

расчетов, анализ результатов, подготовка публикации).

[А8]. **Гладилин П.Е.**, Быков А.М., Осипов С.М. "Ускорение ультрарелятивистских частиц в области взаимодействия сходящихся ударных волн Тезисы докладов IX Конференции молодых учёных "Фундаментальные и прикладные космические исследования" 12-13 апреля 2012, Москва, Россия, с.29-30; (участие в постановке задачи, проведение аналитических и численных расчетов, анализ результатов, подготовка публикации).

[А9]. **Гладилин П.Е.**, Быков А.М., Осипов С.М. "Ускорение частиц в системе сходящихся ударных волн Тезисы докладов Всероссийской молодёжной конференция по физике и астрономии "ФизикА-СПб-2012" 24-25 октября 2012, Санкт-Петербург, Россия, с.16-17; (участие в постановке задачи, проведение аналитических и численных расчетов, анализ результатов, подготовка публикации).

Приложения

Список используемых сокращений

КЛ - космические лучи;

ГКЛ - галактические космические лучи

пк - парсек,

мкГ - микрогаусс;

эВ - электронвольт;

ГэВ - гигаэлектронвольт;

МэВ - мегаэлектронвольт;

ТэВ - тераэлектронвольт;

св. лет - световых лет;

УВ - ударная волна;

ОСН - остаток сверхновой (звезды);

ССУВ - система сходящихся ударных волн;

МГД - магнитогидродинамический;

ИК - инфракрасный;

Расчёт сечений протон-протонного взаимодействия

Для расчёта сечений $p-p$ взаимодействия, необходимых для моделирования спектров излучения нетепловых источников в диссертации были использованы соотношения, полученные в работах [51, 63], представляющие собой аппроксимацию экспериментальных данных по столкновению заряженных частиц от различных наземных ускорителей. В работе [63] представлены формулы, описывающие спектр вторичных частиц, получающихся в результате $p-p$ взаимодействия. Вклад в общее сечение дают дифракционный, недифракционный и резонансные процессы, возникающие при взаимодействии двух протонов.

Для недифракционного процесса дифференциальное сечение $\Delta\sigma_{\text{ND}}$ для производства вторичной частицы с энергией, лежащей в диапазоне $\Delta E_{\text{sec}}/E_{\text{sec}}$, даётся формулой:

$$\frac{\Delta\sigma_{\text{ND}}(E_{\text{sec}})}{\Delta \log(E_{\text{sec}})} = F_{\text{ND}}(x)F_{\text{ND,kl}}(x), \quad (86)$$

где E_{sec} (ГэВ) – энергия вторичной частицы, и $x = \log_{10}(E_{\text{sec}}[\text{ГэВ}])$. Выражение для $F_{\text{ND}}(x)$, приведённое ниже, описывает недифракционное сечение взаимодействия, а $F_{\text{ND,kl}}(x)$ – поправка, учитывающая законы сохранения энергии-импульса.

$$F_{\text{ND}}(x) = a_0 \exp(-a_1(x - a_3 + a_2(x - a_3)^2)^2) + a_4 \exp(-a_5(x - a_8 + a_6(x - a_8)^2 + a_7(x - a_8)^3)^2), \quad (87)$$

$$F_{\text{ND,kl}}(x) = \frac{1}{(\exp(W_{\text{ND,l}}(L_{\text{min}} - x)) + 1)} \frac{1}{(\exp(W_{\text{ND,h}}(x - L_{\text{max}})) + 1)}, \quad (88)$$

где L_{min} и L_{max} – нижний и верхний энергетические пределы взаимодействия, следующие из кинематики процесса, $W_{\text{ND,l}}$ и $W_{\text{ND,h}}$ – ширины кинематических завалов; $L_{\text{min}} = -2.6$ для всех вторичных частиц. Другие параметры даны в таблице (1).

Сечение диффракционного процесса $\Delta\sigma_{\text{diff}}$ описывается схожей формулой:

$$\frac{\Delta\sigma_{\text{diff}}(E_{\text{sec}})}{\Delta \log(E_{\text{sec}})} = F_{\text{diff}}(x)F_{\text{kl}}(x), \quad (89)$$

где E_{sec} (ГэВ) – энергия вторичной частицы и $x = \log_{10}(E_{\text{sec}}[\text{ГэВ}])$. Величина $F_{\text{diff}}(x)$ описывает диффракционное сечение взаимодействия и выражается следующим образом:

$$F_{\text{Diff}}(x) = b_0 \exp(-b_1((x - b_2)/(1 + b_3(x - b_2)))^2) + b_4 \exp(-b_5((x - b_6)/(1 + b_7(x - b_6)))^2), \quad (90)$$

$F_{\text{kl}}(x)$ – поправка, учитывающая законы сохранения энергии-импульса,

$$F_{\text{kl}}(x) = \frac{1}{\exp(W_{\text{diff}}(x - L_{\text{max}})) + 1}, \quad (91)$$

где $W_{\text{diff}} = 75$ и $L_{\text{max}} = \log_{10}(T_p[\text{ГэВ}])$.

Для резонансных процессов $[\Delta(1232)$ и $\text{res}(1600)]$ использовалось следующее соотношение:

$$\frac{\Delta\sigma_{\text{res}}(E_{\text{sec}})}{\Delta\log(E_{\text{sec}})} = F_{\text{res}}(x)F_{\text{kl}}(x), \quad (92)$$

где E_{sec} (ГэВ) – энергия вторичной частицы, $x = \log_{10}(E_{\text{sec}}[\text{ГэВ}])$. Величина $F_{\text{res}}(x)$ приведённое ниже, описывает резонансное сечение взаимодействия, а $F_{\text{kl}}(x)$ – также, как и в предыдущем случае, поправка, учитывающая законы сохранения энергии-импульса:

$$F_{\text{res}}(x) = c_0 \exp(-c_1((x - c_2)/(1 + c_3(x - c_2) + c_4(x - c_2)^2))^2). \quad (93)$$

Кроме того, для более точного соответствия экспериментальным данным по концентрации π^0 в области энергии T_p резонансных процессов, в выражение для недифракционного сечения взаимодействия был введён корректирующий множитель $r(T_p)$:

$$r(T_p) \simeq 1.01 \quad T_p > 1.95, \quad (94)$$

$$r(y = \log_{10}(T_p)) = 3.05 \exp(-107((y + 3.25)/(1 + 8.08(y + 3.25)))^2) \quad T_p \leq 1.95. \quad (95)$$

Модель, предложенная в работе [63], хорошо воспроизводит экспериментальные спектры гамма-излучения, полученные на основе приведённых выше сечений р-р взаимодействия для производства вторичной частицы (с точностью до долей процента). Некоторое расхождение с экспериментом наблюдается лишь в областях низкоэнергетического и высокоэнергетического завалов, где согласие с экспериментом наблюдается в пределах 10 – 20%.

Таблица 1: Параметры, описывающие сечение р-р взаимодействия для произвольной энергии протона.

Параметр	Расчётные формулы как функции кинетической энергии протонов ($y = \log_{10}(T_p)$, T_p в единицах ТэВ) [63]
Недифракционный процесс, уравнение 87	
a_0	$-0.51187(y + 3.3) + 7.6179(y + 3.3)^2 - 2.1332(y + 3.3)^3 + 0.22184(y + 3.3)^4$
a_1	$-1.2592 \cdot 10^{-5} + 1.4439 \cdot 10^{-5} \exp(-0.29360(y + 3.4)) + 5.9363 \cdot 10^{-5}/(y + 4.1485) + 2.2640 \cdot 10^{-6}y - 3.3723 \cdot 10^{-7}y^2$
a_2	$-174.83 + 152.78 \log_{10}(1.5682(y + 3.4)) - 808.74/(y + 4.6157)$
a_3	$0.81177 + 0.56385y + 0.0040031y^2 - 0.0057658y^3 + 0.00012057y^4$
a_4	$0.68631(y + 3.32) + 10.145(y + 3.32)^2 - 4.6176(y + 3.32)^3 + 0.86824(y + 3.32)^4 - 0.053741(y + 3.32)^5$
a_5	$9.0466 \cdot 10^{-7} + 1.4539 \cdot 10^{-6} \log_{10}(0.015204(y + 3.4)) + 1.3253 \cdot 10^{-4}/(y + 4.7171)^2 - 4.1228 \cdot 10^{-7}y + 2.2036 \cdot 10^{-7}y^2$
a_6	$-339.45 + 618.73 \log_{10}(0.31595(y + 3.9)) + 250.20/(y + 4.4395)^2$
a_7	$-35.105 + 36.167y - 9.3575y^2 + 0.33717y^3$
a_8	$0.17554 + 0.37300y - 0.014938y^2 + 0.0032314y^3 + 0.0025579y^4$
$r(y)$	$3.05 \exp(-107((y + 3.25)/(1 + 8.08(y + 3.25)))^2)$ для $T_p \leq 1.95$ ГэВ 1.01 для $T_p > 1.95$ ГэВ
Дифракционный процесс, уравнение 90	
b_0	$60.142 \tanh(-0.37555(y + 2.2)) - 5.9564(y + 0.59913)^2 + 6.0162 \cdot 10^{-3}(y + 9.4773)^4$
b_1	$35.322 + 3.8026 \tanh(-2.5979(y + 1.9)) - 2.1870 \cdot 10^{-4}(y + 369.13)^2$
b_2	$-15.732 - 0.082064 \tanh(-1.9621(y + 2.1)) + 2.3355 \cdot 10^{-4}(y + 252.43)^2$
b_3	$-0.086827 + 0.37646 \exp(-0.53053((y + 1.0444)/(1.0 + 0.27437(y + 1.0444)))^2)$ $b_0, \dots, b_3 = 0$ для $T_p < 5.52$ ГэВ
b_4	$2.5982 + 0.39131(y + 2.95)^2 - 0.0049693(y + 2.95)^4 + 0.94131 \exp(-24.347(y + 2.45 - 0.19717(y + 2.45)^2)^2)$
b_5	$0.11198 - 0.64582y + 0.16114y^2 + 2.2853 \exp(-0.0032432((y - 0.83562)/(1.0 + 0.33933(y - 0.83562)))^2)$
b_6	$1.7843 + 0.91914y + 0.050118y^2 + 0.038096y^3 - 0.027334y^4 - 0.0035556y^5 + 0.0025742y^6$
b_7	$-0.19870 - 0.071003y + 0.019328y^2 - 0.28321 \exp(-6.0516(y + 1.8441)^2)$
$\Delta(1232)$, уравнение 93	
c_0	$2.4316 \exp(-69.484((y + 3.1301)/(1.0 + 1.24921(y + 3.1301)))^2) - 6.3003 - 9.5349/y + 0.38121y^2$
c_1	$56.872 + 40.627y + 7.7528y^2$
c_2	$-5.4918 - 6.7872 \tanh(4.7128(y + 2.1)) + 0.68048y$
c_3	$-0.36414 + 0.039777y$
c_4	$-0.72807 - 0.48828y - 0.092876y^2$
res1600, уравнение 93	
d_0	$3.2433 \exp(-57.133((y + 2.9507)/(1.0 + 1.2912(y + 2.9507)))^2) - 1.0640 - 0.43925y$
d_1	$16.901 + 5.9539y - 2.1257y^2 - 0.92057y^3$
d_2	$-6.6638 - 7.5010 \tanh(30.322(y + 2.1)) + 0.54662y$
d_3	$-1.50648 - 0.87211y - 0.17097y^2$
d_4	$0.42795 + 0.55136y + 0.20707y^2 + 0.027552y^3$

Список литературы

- [1] A Cocoon of Freshly Accelerated Cosmic Rays Detected by Fermi in the Cygnus Superbubble / M. Ackermann, M. Ajello, A. Allafort et al. // *Science*. — 2011. — Vol. 334. — Pp. 1103–.
- [2] *Amato E., Blasi P.* A general solution to non-linear particle acceleration at non-relativistic shock waves // *MNRAS*. — 2005. — Vol. 364. — Pp. L76–L80.
- [3] *Antokhin I. I., Owocki S. P., Brown J. C.* A Steady, Radiative-Shock Method for Computing X-Ray Emission from Colliding Stellar Winds in Close, Massive-Star Binaries // *ApJ*. — 2004. — Vol. 611. — Pp. 434–451.
- [4] *Araudo A. T., Bosch-Ramon V., Romero G. E.* Gamma-ray emission from Wolf-Rayet stars interacting with AGN jets // American Institute of Physics Conference Series / Ed. by F. A. Aharonian, W. Hofmann, F. M. Rieger. — Vol. 1505 of *American Institute of Physics Conference Series*. — 2012. — Pp. 614–617.
- [5] *Araudo A. T., Ortiz-León G. N., Rodríguez L. F.* Gamma-rays from the compact colliding wind region in Cyg OB2 #5 // American Institute of Physics Conference Series / Ed. by F. A. Aharonian, W. Hofmann, F. M. Rieger. — Vol. 1505 of *American Institute of Physics Conference Series*. — 2012. — Pp. 422–425.
- [6] Astrophysics of cosmic rays / V. S. Berezhinskii, S. V. Bulanov, V. A. Dogiel, V. S. Ptuskin. — Amsterdam: North-Holland, edited by Ginzburg, V. L., 1990.
- [7] *Axford W. I., Leer E., Skadron G.* The acceleration of cosmic rays by shock waves // International Cosmic Ray Conference. — Vol. 11 of *International Cosmic Ray Conference*. — 1977. — Pp. 132–137.

- [8] *Bell A. R.* The acceleration of cosmic rays in shock fronts. I // *MNRAS*. — 1978. — Vol. 182. — Pp. 147–156.
- [9] *Bell A. R.* The non-linear self-regulation of cosmic ray acceleration at shocks // *MNRAS*. — 1987. — Vol. 225. — Pp. 615–626.
- [10] *Bell A. R.* Turbulent amplification of magnetic field and diffusive shock acceleration of cosmic rays // *MNRAS*. — 2004. — Vol. 353. — Pp. 550–558.
- [11] *Berezhko E. G., Krymskii G. F.* REVIEWS OF TOPICAL PROBLEMS: Acceleration of cosmic rays by shock waves // *Soviet Physics Uspekhi*. — 1988. — Vol. 31. — Pp. 27–51.
- [12] *Blandford R., Eichler D.* Particle acceleration at astrophysical shocks: A theory of cosmic ray origin // *Phys. Rep.* — 1987. — Vol. 154. — Pp. 1–75.
- [13] *Blandford R. D., Ostriker J. P.* Particle acceleration by astrophysical shocks // *ApJ*. — 1978. — Vol. 221. — Pp. L29–L32.
- [14] *Blasi P.* Nonlinear shock acceleration in the presence of seed particles // *Astroparticle Physics*. — 2004. — Vol. 21. — Pp. 45–57.
- [15] *Bykov A. M.* Particle Acceleration and Nonthermal Phenomena in Superbubbles // *Space Science Reviews*. — 2001. — Vol. 99. — Pp. 317–326.
- [16] *Bykov A. M.* Energetic processes and nonthermal emission of starforming complexes // *Massive Stars and High-Energy Emission in OB Associations* / Ed. by G. Rauw, Y. Nazé, R. Blomme, E. Gosset. — 2005. — Pp. 95–98.
- [17] *Bykov A. M., Osipov S. M., Ellison D. C.* Cosmic ray current driven turbulence in shocks with efficient particle acceleration: the oblique, long-wavelength mode instability // *MNRAS*. — 2011. — Vol. 410. — Pp. 39–52.

- [18] *Bykov A. M., Toptygin I. N.* A Model of Particle Acceleration to High Energies by Multiple Supernova Explosions in OB Associations // *Astronomy Letters*. — 2001. — Vol. 27. — Pp. 625–633.
- [19] *Caprioli D., Amato E., Blasi P.* Non-linear diffusive shock acceleration with free-escape boundary // *Astroparticle Physics*. — 2010. — Vol. 33. — Pp. 307–311.
- [20] Carina OB Stars: X-ray Signatures of Wind Shocks and Magnetic Fields / M. Gagné, G. Fehon, M. R. Savoy et al. // *ApJS*. — 2011. — Vol. 194. — P. 5.
- [21] *Casse F., Marcowith A.* Relativistic particle transport in extragalactic jets. I. Coupling MHD and kinetic theory // *A&A*. — 2003. — Vol. 404. — Pp. 405–421.
- [22] Cosmic-ray acceleration and escape from supernova remnants / A. R. Bell, K. M. Schure, B. Reville, G. Giacinti // *MNRAS*. — 2013. — Vol. 431. — Pp. 415–429.
- [23] Cosmic Rays in Galactic and Extragalactic Magnetic Fields / F. Aharonian, A. Bykov, E. Parizot et al. // *Space Sci. Rev.*. — 2012. — Vol. 166. — Pp. 97–132.
- [24] *De Becker M., Linder N., Rauw G.* Spectroscopic study of the O-type runaway supergiant HD 195592 // *New Astronomy*. — 2010. — Vol. 15. — Pp. 76–82.
- [25] *del Valle M. V., Romero G. E., De Becker M.* Is the bowshock of the runaway massive star HD 195592 a Fermi source? // *A&A*. — 2013. — Vol. 550. — P. A112.

- [26] Diffusion and drift of very high energy cosmic rays in galactic magnetic fields / V. S. Ptuskin, S. I. Rogovaya, V. N. Zirakashvili et al. // *A&A*. — 1993. — Vol. 268. — Pp. 726–735.
- [27] Diffusive Shock Acceleration and Magnetic Field Amplification / K. M. Schure, A. R. Bell, L. O’C Drury, A. M. Bykov // *Space Sci. Rev.*. — 2012.
- [28] Discovery of extended VHE γ -ray emission from the vicinity of the young massive stellar cluster Westerlund 1 / A. Abramowski, F. Acero, F. Aharonian et al. // *A&A*. — 2012. — Vol. 537. — P. A114.
- [29] *Dougherty S. M., Williams P. M.* Non-thermal emission in Wolf-Rayet stars: are massive companions required? // *MNRAS*. — 2000. — Vol. 319. — Pp. 1005–1010.
- [30] *Drury L. O.* First-order Fermi acceleration driven by magnetic reconnection // *MNRAS*. — 2012. — Vol. 422. — Pp. 2474–2476.
- [31] *Drury L. O., Völk J. H.* Hydromagnetic shock structure in the presence of cosmic rays // *ApJ*. — 1981. — Vol. 248. — Pp. 344–351.
- [32] *Dwarkadas V. V., Telezhinsky I., Pohl M.* On the maximum energy and escape of accelerated particles in young supernova remnants // American Institute of Physics Conference Series / Ed. by F. A. Aharonian, W. Hofmann, F. M. Rieger. — Vol. 1505 of *American Institute of Physics Conference Series*. — 2012. — Pp. 245–248.
- [33] Dynamical Effects of Self-Generated Magnetic Fields in Cosmic-Ray-modified Shocks / D. Caprioli, P. Blasi, E. Amato, M. Vietri // *ApJ*. — 2008. — Vol. 679. — Pp. L139–L142.

- [34] Dynamical feedback of self-generated magnetic fields in cosmic ray modified shocks / D. Caprioli, P. Blasi, E. Amato, M. Vietri // *MNRAS*. — 2009. — Vol. 395. — Pp. 895–906.
- [35] *Earl J. A.* Coherent Propagation of Charged-Particle Bunches in Random Magnetic Fields // *ApJ*. — 1974. — Vol. 188. — Pp. 379–398.
- [36] *Eichler D., Usov V.* Particle acceleration and nonthermal radio emission in binaries of early-type stars // *ApJ*. — 1993. — Vol. 402. — Pp. 271–279.
- [37] *Ferrand G., Marcowith A.* On the shape of the spectrum of cosmic rays accelerated inside superbubbles // *A&A*. — 2010. — Vol. 510. — P. A101.
- [38] *Gaisser T. K., Protheroe R. J., Stanev T.* Gamma-Ray Production in Supernova Remnants // *apj*. — 1998. — Vol. 492. — P. 219.
- [39] *Ginzburg V. L.* Theoretical physics and astrophysics. — 1979.
- [40] *Ginzburg V. L., Syrovatskii S. I.* The Origin of Cosmic Rays. — 1964.
- [41] *Green D. A.* Galactic supernova remnants: an updated catalogue and some statistics. // *Bulletin of the Astronomical Society of India*. — 2004. — Vol. 32. — Pp. 335–370.
- [42] *Hillas A. M.* TOPICAL REVIEW: Can diffusive shock acceleration in supernova remnants account for high-energy galactic cosmic rays? // *Journal of Physics G Nuclear Physics*. — 2005. — Vol. 31. — Pp. 95–+.
- [43] *Hoogerwerf R., de Bruijne J. H. J., de Zeeuw P. T.* The Origin of Runaway Stars // *ApJ*. — 2000. — Vol. 544. — Pp. L133–L136.
- [44] *Hörandel J. R.* On the knee in the energy spectrum of cosmic rays // APS April Meeting Abstracts. — 2002.

- [45] *Hörandel J. R.* The composition of cosmic rays at the knee // American Institute of Physics Conference Series / Ed. by J. F. Ormes. — Vol. 1516 of *American Institute of Physics Conference Series*. — 2013. — Pp. 185–194.
- [46] Interacting Coronal Mass Ejections and Solar Energetic Particles / N. Gopalswamy, S. Yashiro, G. Michalek et al. // *ApJ*. — 2002. — Vol. 572. — Pp. L103–L107.
- [47] Interplanetary radio emission due to interaction between two coronal mass ejections / N. Gopalswamy, S. Yashiro, M. L. Kaiser et al. // *GeoRL*. — 2002. — Vol. 29. — P. 1265.
- [48] Interstellar bubbles. II - Structure and evolution / R. Weaver, R. McCray, J. Castor et al. // *ApJ*. — 1977. — Vol. 218. — Pp. 377–395.
- [49] *J. Crank P. Nicolson.* A practical method for numerical evaluation of solutions of partial differential equations of the heat-conduction type // American Institute of Physics Conference Series. — Vol. 43 of *Proc. Camb. Phil. Soc.* — 1947. — Pp. 50–67.
- [50] *Jones F. C., Ellison D. C.* The plasma physics of shock acceleration // *Space Science Reviews*. — 1991. — Vol. 58. — Pp. 259–346.
- [51] *Kamae T., Abe T., Koi T.* Diffractive Interaction and Scaling Violation in p-p Interaction and GeV Excess in Galactic Diffuse Gamma-Ray Spectrum of EGRET // *ApJ*. — 2005. — Vol. 620. — Pp. 244–256.
- [52] *Kang H.* Energy Spectrum of Nonthermal Electrons Accelerated at a Plane Shock // *Journal of Korean Astronomical Society*. — 2011. — Vol. 44. — Pp. 49–58.

- [53] *Krymskii G. F.* A regular mechanism for the acceleration of charged particles on the front of a shock wave // *Akademiia Nauk SSSR Doklady*. — 1977. — Vol. 234. — Pp. 1306–1308.
- [54] *Lamberts A., Fromang S., Dubus G.* High-resolution numerical simulations of unstable colliding stellar winds // *MNRAS*. — 2011. — Vol. 418. — Pp. 2618–2629.
- [55] *Malkov M. A.* Analytic Solution for Nonlinear Shock Acceleration in the Bohm Limit // *Astrophysical Journal*. — 1997. — Vol. 485. — P. 638.
- [56] *Malkov M. A., O’C Drury L.* Nonlinear theory of diffusive acceleration of particles by shock waves // *Reports on Progress in Physics*. — 2001. — Vol. 64. — Pp. 429–481.
- [57] *Mathis J. S., Mezger P. G., Panagia N.* Interstellar radiation field and dust temperatures in the diffuse interstellar matter and in giant molecular clouds // *A&A*. — 1983. — Vol. 128. — Pp. 212–229.
- [58] *Milne D. K.* Polarization and magnetic fields in supernova remnants // *Galactic and Intergalactic Magnetic Fields* / Ed. by R. Beck, R. Wielebinski, P. P. Kronberg. — Vol. 140 of *IAU Symposium*. — 1990. — Pp. 67–72.
- [59] Non-thermal radio emission from O-type stars. IV. Cygnus OB2 No. 8A / R. Blomme, M. De Becker, D. Volpi, G. Rauw // *A&A*. — 2010. — Vol. 519. — P. A111.
- [60] Nonthermal Emission from a Supernova Remnant in a Molecular Cloud / A. M. Bykov, R. A. Chevalier, D. C. Ellison, Y. A. Uvarov // *Astrophysical Journal*. — 2000. — Vol. 538. — Pp. 203–216.
- [61] Numerical recipes in C++ : the art of scientific computing / W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, B. P. Flannery. — William H. Press., 2002.

- [62] Observational Signatures of Particle Acceleration in Supernova Remnants / E. A. Helder, J. Vink, A. M. Bykov et al. // *Space Sci. Rev.* — 2012. — Vol. 173. — Pp. 369–431.
- [63] Parameterization of γ , $e^{+/-}$, and Neutrino Spectra Produced by p-p Interaction in Astronomical Environments / T. Kamae, N. Karlsson, T. Mizuno et al. // *ApJ*. — 2006. — Vol. 647. — Pp. 692–708.
- [64] *Pittard J. M., Dougherty S. M.* Radio, X-ray, and γ -ray emission models of the colliding-wind binary WR140 // *MNRAS*. — 2006. — Vol. 372. — Pp. 801–826.
- [65] *Ptuskin V., Zirakashvili V., Seo E.-S.* Spectrum of Galactic Cosmic Rays Accelerated in Supernova Remnants // *ApJ*. — 2010. — Vol. 718. — Pp. 31–36.
- [66] *Ptuskin V. S., Zirakashvili V. N.* Limits on diffusive shock acceleration in supernova remnants in the presence of cosmic-ray streaming instability and wave dissipation // *A&A*. — 2003. — Vol. 403. — Pp. 1–10.
- [67] Radio to Gamma-Ray Emission from Shell-Type Supernova Remnants: Predictions from Nonlinear Shock Acceleration Models / M. G. Baring, D. C. Ellison, S. P. Reynolds et al. // *ApJ*. — 1999. — Vol. 513. — Pp. 311–338.
- [68] *Rauw G.* Non-Thermal Emission from Early-Type Binaries // Cosmic Gamma-Ray Sources / Ed. by K. S. Cheng, G. E. Romero. — Vol. 304 of *Astrophysics and Space Science Library*. — 2004. — P. 105.
- [69] *Saken J. M., Fesen R. A., Shull J. M.* An IRAS survey of Galactic supernova remnants // *ApJS*. — 1992. — Vol. 81. — Pp. 715–745.
- [70] *Samarskiy A. A.* Teoria raznostnykh skhem. — 1977. — Pp. 1–656.
- [71] *Sedov L. I.* Similarity and Dimensional Methods in Mechanics. — 1959.

- [72] Simulation of Shock-Shock Interaction in Parsec-Scale Jets / C. M. Fromm, M. Perucho, E. Ros et al. // *International Journal of Modern Physics Conference Series*. — 2012. — Vol. 8. — Pp. 323–326.
- [73] Spectral analysis and interpretation of the γ -ray emission from the Starburst galaxy NGC 253 / A. Abramowski, F. Acero, F. Aharonian et al. // *ApJ*. — 2012. — Vol. 757. — P. 158.
- [74] *Stevens I. R., Blondin J. M., Pollock A. M. T.* Colliding winds from early-type stars in binary systems // *ApJ*. — 1992. — Vol. 386. — Pp. 265–287.
- [75] The Massive Star-Forming Region Cygnus OB2. II. Integrated Stellar Properties and the Star Formation History / N. J. Wright, J. J. Drake, J. E. Drew, J. S. Vink // *ApJ*. — 2010. — Vol. 713. — Pp. 871–882.
- [76] *Toptygin I. N.* Cosmic rays in interplanetary magnetic fields. — D. Reidel Publishing Co., 1985.
- [77] *Torres D. F., Domingo-Santamaría E., Romero G. E.* High-Energy Gamma Rays from Stellar Associations // *ApJ*. — 2004. — Vol. 601. — Pp. L75–L78.
- [78] *Velázquez P. F., Koenigsberger G., Raga A. C.* A Supernova Remnant Collision with a Stellar Wind // *ApJ*. — 2003. — Vol. 584. — Pp. 284–292.
- [79] *Vink J.* Supernova remnants: the X-ray perspective // *Astron. Astroph. Reviews*. — 2012. — Vol. 20. — P. 49.
- [80] *Vladimirov A. E., Bykov A. M., Ellison D. C.* Turbulence Dissipation and Particle Injection in Nonlinear Diffusive Shock Acceleration with Magnetic Field Amplification // *ApJ*. — 2008. — Vol. 688. — Pp. 1084–1101.
- [81] *Zhekov S. A.* X-rays from colliding stellar winds: the case of close Wolf-Rayet+O binary systems // *MNRAS*. — 2012. — Vol. 422. — Pp. 1332–1342.

- [82] *Zirakashvili V. N., Ptuskin V. S.* Diffusive Shock Acceleration with Magnetic Amplification by Nonresonant Streaming Instability in Supernova Remnants // *ApJ*. — 2008. — Vol. 678. — Pp. 939–949.