

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. А.Ф. ИОФФЕ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК; САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ПЕТРА ВЕЛИКОГО

На правах рукописи

УДК 523.9-48

Кропотина Юлия Андреевна

**ГИБРИДНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В
МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ ОСТАТКОВ
СВЕРХНОВЫХ, СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК И
СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА**

Специальность 01.03.02 —

«Астрофизика и звёздная астрономия»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

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

Санкт-Петербург — 2021

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Гибридный код “Maximus”	11
1.1 Свойства БУВ и методы их моделирования	11
1.2 Нормировка и алгоритм кода “Maximus”	16
1.3 Вычисление электрического и магнитного поля в коде “Maximus”	19
1.4 Начальные и граничные условия. Инициализация ударной волны в коде	23
1.5 Тестирование кода	24
1.5.1 Тест №1. Распространение альвеновской волны	24
1.5.2 Тест №2. Моделирование резонансной электромагнитной неустойчивости ионного пучка	25
1.5.3 Тест №3. Сравнение спектров ускоренных частиц за фронтом БУВ с наблюдениями в солнечном ветре и с моделями других авторов	28
1.5.4 Тест №4. Сравнение спектров ускоренных частиц за фронтом БУВ в скоплениях галактик с результатами PIC-моделирования	31
1.6 Выводы	34
Глава 2. Ударные волны в остатках сверхновых	35
2.1 Нагрев и неравновесные распределения частиц в обратных ударных волнах остатков сверхновых звёзд	35
2.1.1 Структура остатков сверхновых и особенности обратных ударных волн	35
2.1.2 Обратная ударная волна в остатке сверхновой SN 1987A	37
2.1.3 Структура фронта ударных волн в плазме, обогащённой тяжёлыми ионами	45

2.1.4	Нагрев и релаксация частиц различных сортов в ударных волнах в плазме, состоящей исключительно из тяжёлых ионов	49
2.2	Диффузия ионов различных сортов в предвестнике бесстолкновительных ударных волн	57
2.2.1	Теоретические представления о диффузии энергичных частиц вблизи ударных волн	58
2.2.2	Гибридное моделирование диффузии надтепловых частиц	63
2.2.3	Диффузия надтепловых протонов	64
2.2.4	Диффузия ионов тяжелее водорода	68
2.2.5	Границы областей с различными режимами диффузии	70
2.2.6	Траектории тестовых частиц	73
2.2.7	Диффузия надтепловых ионов в солнечном ветре	74
2.3	Выводы	78
Глава 3. Ударные волны в скоплениях галактик		80
Глава 4. Взаимодействие вращательного разрыва с головной ударной волной Земли		87
Заключение		100
Список сокращений и условных обозначений		102
Список литературы		103

Введение

Актуальность темы исследования. Бесстолкновительные ударные волны (БУВ) могут возникать в целом ряде астрофизических объектов, где присутствуют сверхзвуковые потоки: в оболочках остатков сверхновых звёзд [1–3], на границе магнитосфер звёзд и планет [4; 5], в турбулентной межзвёздной и межпланетной среде [6; 7], при слиянии скоплений галактик [8; 9], в аккреционных дисках [10] и джетах радиогалактик [11]. За счёт разреженности среды кулоновская длина свободного пробега существенно превышает ширину фронта БУВ, а её структура полностью определяется коллективными взаимодействиями движущихся ионов и флуктуаций электромагнитного поля.

БУВ играют важную роль в астрофизике. Они нагревают вещество [12; 13], усиливают магнитные поля [14], приводят к возникновению неравновесных распределений частиц и плазменных неустойчивостей [15], ускоряют частицы до сверхвысоких энергий, являясь таким образом источником космических лучей (КЛ) [16–18]. Ускоренные и нагретые ударными волнами частицы излучают в диапазоне от радио- до жёсткого гамма-излучения и делают астрофизические объекты наблюдаемыми с орбиты Земли. КЛ ионизуют молекулярные облака, способствуя образованию молекул, в том числе, органических [19], влияют на процессы образования галактик [20] и динамику остатков сверхновых [21]. Учёт давления надтепловой компоненты может быть важен при оценке доли тёмной материи в скоплениях галактик. Таким образом, изучение структуры и свойств БУВ, в частности — эффективности ускорения частиц, играет ключевую роль в понимании многих астрофизических процессов. Отдельно отметим, что динамика ближайшей к нам БУВ — ударной волны (УВ) на границе магнитосферы Земли (*magnetospheric bow shock*) — оказывает влияние на геомагнитные явления, то есть непосредственно на среду обитания человека. Эта УВ вызывает большой интерес ещё и потому, что она доступна для прямых (*in situ*) наблюдений.

Сложные самосогласованные взаимодействия волн и частиц в БУВ можно моделировать при помощи кинетических кодов. Однако обычно рассматриваются БУВ в среде, состоящей исключительно из протонов и электронов. Значительно реже учитывается примесь гелия и более тяжёлых ионов. Например,

в ранних работах [22; 23] авторам удалось воспроизвести наблюдаемые спектры ускоренных частиц в солнечном ветре, а в работах [24; 25] рассматривалось ускорение частиц нескольких сортов на УВ в остатках сверхновых. Тем не менее, кинетическое моделирование БУВ сложного состава — новое и мало разработанное направление. В частности, ранее не исследовалось влияние сложного химического состава плазмы на микроструктуру обратных УВ остатков сверхновых и эффективность ускорения ими частиц. Решение этой задачи позволяет сделать выводы о вкладе обратных УВ в состав КЛ, а также из первых принципов найти форму распределений частиц по скоростям, что может быть важно для анализа спектроскопических данных об остатках сверхновых [1; 26]. Влияние состава вещества на форму спектральных линий важно также для интерпретации наблюдений УВ, возникающих при слиянии скоплений галактик. Отдельный интерес представляет исследование процессов переноса ускоренных ионов различного сорта в окрестности БУВ. Эти процессы играют важную роль в динамике ускорения КЛ и могут быть использованы в полуаналитических моделях в приложении к различным астрофизическим объектам. Ещё одна актуальная задача — исследование влияния разрывов в солнечном ветре на магнитосферу Земли. В частности, для предсказания магнитосферных явлений важно понимать, при каких условиях вращательный разрыв (ВР) после пересечения фронта головной УВ Земли станет неустойчивым к пересоединению магнитных линий. Пересоединение магнитных линий в магнитослое сопровождается быстрым энерговыделением, которое может спровоцировать магнитную суббурю. Взаимодействие разрывов с УВ может происходить и в других астрофизических объектах, например — пульсарных туманностях. Поэтому результаты моделирования, проверенные путём сравнения с непосредственными наблюдениями в солнечном ветре, могут иметь и более широкое применение. **Таким образом, все решаемые в диссертации задачи представляются актуальными.**

Цели и задачи работы. Целью диссертации является моделирование микроструктуры бесстолкновительных ударных волн в различных астрофизических объектах с учётом химического состава.

Перечислим основные задачи исследования:

- Исследовать влияние примеси тяжёлых ионов на структуру обратных ударных волн в остатках сверхновых и на инжекцию ионов различных сортов в процесс ускорения Ферми I порядка.
- Исследовать законы переноса ионов в турбулентном предвестнике ударной волны в плазме солнечного состава. Определить режимы диффузии ускоренных ионов различных сортов по мере удаления от фронта.
- Определить зависимость от химического состава плазмы распределений тяжёлых ионов за фронтом ударных волн, возникающих при слиянии скоплений галактик.
- Исследовать процесс прохождения вращательного разрыва через головную ударную волну на границе магнитосферы Земли. Определить условия эффективного усиления тока в разрыве.

Методы. Сложность аналитического описания БУВ, а также рост доступных вычислительных мощностей приводят к тому, что всё большее значение в изучении БУВ приобретает численное моделирование [5; 15; 27–29], в частности — так называемые гибридные коды [30; 31]. Это кинетические коды, основанные на разбиении пространства на ячейки с постоянным электромагнитным полем, в которых решается система уравнений Власова-Максвелла. При этом ионы рассматриваются как частицы, а электроны представлены в качестве нейтрализующей жидкости с нулевой плотностью. Это позволяет отслеживать динамику ионов и значительно экономит вычислительные ресурсы за счёт усреднения по быстрым электронным осцилляциям. Гибридный подход оптимален для моделирования нерелятивистских процессов на ионных масштабах и может быть использован для решения всех задач, поставленных в диссертации. Моделирование БУВ проводилось с помощью трёхмерного гибридного кода “Maximus”, существенный вклад в разработку которого внёс автор диссертации.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Нелинейное кинетическое моделирование структуры и функций распределения ионов в бесстолкновительных ударных волнах в космической плазме.
2. Установление механизма преимущественного ускорения тяжёлых ионов в обратных ударных волнах остатков сверхновых звезд. Исследование влияния тяжёлых ионов на инжекцию протонов в процесс ускорения Ферми I порядка.

3. Анализ режимов переноса ионов различных энергий в турбулентном предвестнике ударной волны в плазме солнечного состава. Определение режимов диффузии ускоренных ионов различных сортов по мере удаления от ударного фронта.
4. Демонстрация влияния локальной концентрации ионов гелия на форму функции распределения ионов железа за фронтами ударных волн в горячей плазме скоплений галактик. Предложение способа диагностики распределения гелия внутри скопления по наблюдениям рентгеновских линий ионов железа.
5. Установление существенного усиления тока вращательного разрыва при его прохождении через ударную волну с популяцией надтепловых частиц. Демонстрация способности вращательного разрыва задерживать надтепловые частицы в предвестнике ударной волны и переносить их к фронту.

Научная новизна. Автором впервые проведено гибридное моделирование БУВ в космической плазме с составом, существенно отличающимся от солнечного, и из первых принципов исследована инжекция частиц в процесс ускорения Ферми I порядка в таких средах. Впервые квазилинейная теория диффузии ускоренных частиц обобщена на различные сорта ионов и проверена из первых принципов в этом случае. Впервые обозначены пространственные границы применимости квазилинейной теории в предвестнике БУВ. Впервые созданы гибридные модели БУВ при слиянии скоплений галактик с учётом состава плазмы и предложена методика спектральной диагностики локального содержания гелия. Впервые показано влияние надтепловых частиц на усиление тока во вращательном разрыве при пересечении им БУВ на границе магнитосферы Земли, а также показано, что вращательный разрыв эффективно удерживает частицы и переносит их в область за фронтом.

Научная и практическая значимость. Результаты моделирования ускорения частиц на обратных УВ остатков сверхновых могут быть использованы для оценки вклада обратных УВ сверхновых в спектр и химический состав наблюдаемых в солнечной системе распределений КЛ. Кроме того, давление нетепловой компоненты может быть важным при создании гидродинамических моделей остатков сверхновых. Результаты моделирования процесса переноса частиц вблизи БУВ могут быть использованы при параметризации коэффици-

ента диффузии в полуаналитических моделях ускорения КЛ. Форма смоделированных распределений ионов железа в БУВ в скоплениях галактик может использоваться при анализе спектроскопических данных будущих рентгеновских обсерваторий XRISM и ATHENA и послужить индикатором локального содержания гелия. Результаты моделирования взаимодействия ВР с головной УВ на границе магнитосферы Земли могут использоваться как для предсказаний магнитосферных явлений, так и в приложении к другим объектам с разрывными течениями, например — к пульсарным туманностям.

Достоверность полученных результатов. Достоверность результатов моделирования обоснована несколькими факторами:

1. В коде “Maximus” точно сохраняется нулевая дивергенция магнитного поля.
2. В коде “Maximus” использованы дискретные схемы второго порядка точности в пространстве и времени, а также реализовано несколько методик подавления численных осцилляций. Благодаря этому во всех решённых задачах закон сохранения полной энергии выполнялся с точностью не хуже 10% за всё время численного эксперимента, а закон сохранения импульса — с точностью не хуже 3%.
3. Результаты гибридного моделирования УВ в скоплениях галактик с хорошей точностью согласуются с результатами работы [32], независимо полученными с помощью PIC-кода “TRISTAN-MP”.
4. С помощью гибридного кода “Maximus” можно с высокой точностью воспроизвести решение ряда задач, допускающих аналитический подход.
5. Результаты, полученные с кодом “Maximus”, показали хорошее согласие с непосредственными наблюдениями спектров ускоренных частиц и структуры магнитных полей в солнечном ветре, а также с результатами полуаналитического кода Эллисона [22] и гибридного кода Шолера [23] по интерпретации тех же данных.

Апробация работы. Основные результаты работы опубликованы в 9 статьях в реферируемых журналах, а также представлены на всероссийских и международных конференциях: Международная молодёжная школа-конференция по астрофизике (Бюракан, Армения, 2017, 2018), “ФизикА.СПб” (Санкт-Петербург, 2017, 2018, 2019), “Cosmic rays and interstellar medium” (Гренобль,

Франция, 2018), “Russian SuperComputer Days” (Москва, 2018), XMM-Newton Workshop “Astrophysics of Hot Plasma in Extended X-ray Sources” (Мадрид, Испания, 2019), “Advances and applications in plasma physics” (Санкт-Петербург, 2019), “Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра” (Москва, 2019).

Личный вклад автора. Исходная версия гибридного кода “Maximus” была создана М.Ю. Густовым в 2007 году [33]. Далее разработкой кода полностью занимался автор диссертации, который:

- усовершенствовал пользовательский интерфейс и адаптировал код для расчётов на многопроцессорных вычислительных комплексах с использованием технологии MPI (*Message Passing Interface*),
- добавил в код квадратичную интерполяцию и биномиальную фильтрацию токов, что на порядок уменьшило численные шумы, нарушавшие сохранение энергии,
- включил в модель давление электронов с возможностью задания их уравнения состояния,
- включил в модель возможность феноменологического учёта диссипативных процессов на электронных масштабах,
- сделал шаг по времени адаптивным, реорганизовал хранение больших массивов и оптимизировал алгоритм, что увеличило быстродействие кода примерно на порядок, в зависимости от конкретной задачи.

Автор диссертации активно участвовал в постановке задач, лично провёл все необходимые численные эксперименты, внёс определяющий вклад в подготовку раздела 3.1 обзорной работы А7 и в подготовку всех остальных публикаций по теме диссертации.

Список публикаций по теме диссертации

- А1. Гибридное моделирование бесстолкновительных ударных волн в космической плазме / Ю. А. Кропотина [и др.] // ЖТФ. — 2015. — т. 85, No 2. — с. 73—81.

- A2. Релаксация тяжелых ионов в бесстолкновительных ударных волнах в космической плазме / Ю. А. Кропотина [и др.] // ЖТФ. — 2016. — т. 86, No 4. — с. 40—46.
- A3. Нагрев и неравновесные распределения ионов в обратной ударной волне остатка сверхновой SN 1987A / Ю. А. Кропотина [и др.] // Ядерная физика. — 2018. — т. 81, No 1. — с. 125—131.
- A4. Evolution of anisotropic distributions of weakly charged heavy ions downstream collisionless quasiperpendicular shocks / J.A. Kropotina [et al.] // J. Phys. Conf. Ser. — 2018. — Vol. 1038, Id 012014.
- A5. Maximus: a Hybrid Particle-in-Cell Code for Microscopic Modeling of Collisionless Plasmas / J.A. Kropotina [et al.] // Communications in Computer and Information Science. — 2019. — Vol. 965. — P. 242–253.
- A6. J.A. Kropotina, K.P. Levenfish, A.M. Bykov. Simulation of collisionless shocks in plasmas with high metallicity // J. Phys. Conf. Ser. — 2019. — Vol. 1400, Id 022002.
- A7. Shocks and non-thermal particles in clusters of galaxies / A.M. Bykov, F. Vazza, J.A. Kropotina [et al.] // SSR. — 2019. — Vol. 215, no. 1. — P. 14.
- A8. Моделирование диффузии ускоренных частиц в бесстолкновительных ударных волнах с примесью ионов тяжелее водорода / Ю.А. Кропотина [и др.] // ЖТФ. — 2020. — т. 90, No 1. — с. 18—25.
- A9. Solar Wind Discontinuity Transformation at the Bow Shock / J.A. Kropotina [et al.] // ApJ. — 2021. — June. — Vol. 913, no. 2. — P. 142.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 116 страниц с 26 рисунками и 2 таблицами. Список литературы содержит 157 наименований.

Глава 1. Гибридный код “Maximus”

1.1 Свойства БУВ и методы их моделирования

Как уже упоминалось выше, механизм возникновения большинства астрофизических УВ бесстолкновительный. Диссипация энергии в БУВ происходит не на кулоновских масштабах, а на масштабах порядка десятков и сотен инерционных длин иона $l_i = c/\omega_{pi} \approx 2,3 \cdot 10^7 n^{-0,5}$ см. Здесь c — скорость света в вакууме, $\omega_{pi} = \sqrt{4\pi n e^2 / m_p}$ — плазменная частота протонов, n — их концентрация, e и m_p — заряд и масса протона. В качестве сравнения можно привести оценку кулоновской длины в тёплой межгалактической среде (WHIM, warm-hot intergalactic medium) [12]. Характерная колонковая толща выравнивания электронной и протонной температуры за счёт кулоновских соударений оценивается как $N_{eq} \equiv n \cdot l_{eq} = 2,5 \cdot 10^{17} T_6^2 [\ln \Lambda]^{-1} \text{см}^{-2}$, где l_{eq} — длина свободного пробега, T_6 — температура среды в единицах 10^6 К, а Λ — кулоновский логарифм. Поскольку в тёплой межгалактической среде $n \sim 1 \text{см}^{-3}$, а $T_6 \sim 1$, можно видеть, что кулоновская длина примерно на 10 порядков больше инерционной. Аналогичные оценки можно провести и для других астрофизических сред. Так, в солнечном ветре кулоновская длина свободного пробега протона составляет около 1 А.Е., что существенно превышает ширину фронта головной УВ на границе магнитосферы Земли.

Первые предположения о возможности существования БУВ относятся к середине XX века [34]. Десятилетие спустя вышла известная работа Р. З. Сагдеева [35], заложившая основы физики БУВ. В то же время космический аппарат Mariner пересёк головную ударную волну на границе магнитосферы Земли и окончательно развеял сомнения в существовании БУВ [36], что положило начало их активным теоретическим и экспериментальным исследованиям. БУВ образуются при столкновении сверхзвукового потока плазмы с препятствием или при нелинейном укрупнении возмущений в бесстолкновительной плазме. Параметры БУВ зависят от скорости сверхзвукового потока V , концентрации частиц n , температуры T , амплитуды начального магнитного поля B_0 и его угла наклона к нормали к фронту θ . Удобно также ввести безразмерные параметры:

$M_a = V/V_a$ — альвеновское число Маха, $M_s = V/V_s$ — звуковое число Маха (где $V_a = B_0/\sqrt{4\pi\rho_0}$ — альвеновская скорость, $V_s = \sqrt{\partial P/\partial\rho}$ — скорость звука) и $\beta = 8\pi nT/B_0^2$ — отношение теплового давления к магнитному (здесь температура дана в энергетических единицах). Число Маха чаще всего определяют в системе покоя фронта УВ. Значения электронного и ионного бета (β_e, β_i) в бесстолкновительной среде могут отличаться, а полное β равно их сумме.

Ранние аналитические методы, использовавшиеся для построения теории БУВ, изложены в обзоре [37]. Аналитическая теория Сагдеева (т.н. метод квазипотенциала) позволяет оценить форму фронта УВ и параметры за фронтом. При этом при превышении некоторого критического числа Маха уравнение Сагдеева не имеет решений. Это означает, что кинетическая энергия налетающего потока не может быть полностью диссипирована в области фронта. В статьях [38—40] критическое число Маха вводится из других соображений: при достаточно больших числах Маха скорость звука за фронтом оказывается больше скорости потока, и звуковые волны из области за фронтом могут двигаться против потока и достигать фронта, тем самым нарушая его стабильность. Диапазон докритических УВ достаточно узок: критическое число Маха обычно не превышает 2,8, в зависимости от угла наклона магнитного поля к нормали и от β . Поэтому большинство наблюдаемых в астрофизике УВ являются сверхкритическими.

Энергия налетающего потока в сверхкритических БУВ не может быть полностью диссипирована мелкомасштабной турбулентностью на фронте. Из-за этого часть ионов отражается на фронте УВ, приводя к неустойчивости (перестройке) фронта [15; 30; 41; 42]. В квазипоперечных УВ ($\theta > 45^\circ$) отражённые ионы быстро возвращаются на фронт сильным поперечным магнитным полем, в то время как в квазипродольных УВ ($\theta < 45^\circ$) частицы уходят вдоль линий магнитного поля далеко в область перед фронтом и формируют предвестник УВ.

В квазипоперечном случае отражённые ионы скапливаются в узкой области перед фронтом (*foot*, подножие) и вызывают ряд неустойчивостей, таких как ион-ионная двухпотоковая, бунемановская, модифицированная двухпотоковая, вистлеровская, зеркальная, ионно-циклотронная [5]. В результате подножие нарастает, постепенно достигает амплитуды самой ударной волны и становится новым фронтом, завершая таким образом цикл перестройки. Также в области

подножия могут присутствовать магнитные неоднородности, связанные с дисперсией вистлеров вблизи фронта [43].

Перестройка квазипродольных УВ происходит за счёт взаимодействия с волнами, которые раскачиваются популяцией отражённых ионов в предвестнике и сносятся к фронту сверхзвуковым потоком. Волны в предвестнике играют также существенную роль в процессе ускорения Ферми I порядка (диффузионного ускорения) [16–18; 42; 44–46]. При этом частицы рассеиваются на резонансных флуктуациях электромагнитного поля и многократно отражаются по обе стороны фронта. В каждом цикле частицы приобретают энергию из-за разницы скоростей отражающих центров до и после УВ.

В аналитических моделях процесс ускорения Ферми обычно рассматривается как диффузионный, а распределение ускоренных частиц считается изотропным в системе покоя фронта УВ. В простейшем приближении также пренебрегают обратным влиянием ускоренных частиц на структуру УВ. Тогда энергетический спектр ускоренных частиц будет степенным ($dN/dE \propto E^{-\Gamma}$) с индексом, зависящим только от R — степени сжатия УВ [17; 18; 44]:

$$\Gamma = \begin{cases} (R + 2)/(R - 1) & \text{— для релятивистских частиц,} \\ (2R + 1)/2(R - 1) & \text{— для нерелятивистских частиц.} \end{cases} \quad (1.1)$$

В случае сильной ударной волны ($M_a, M_s \gg 1$) магнитогидродинамическая оценка даёт $R = 4$, что приводит к значению $\Gamma = 2$ в релятивистском случае и $\Gamma = 1,5$ в нерелятивистском. Полученный для релятивистских частиц степенной индекс очень близок к наблюдаемому спектральному индексу КЛ ($\Gamma_{obs} \sim 2,4$). Однако учёт обратного влияния давления ускоренных частиц на структуру УВ приводит к более сложной форме спектра и более широкому пространству параметров [14; 22; 47; 48], которые часто вводят феноменологически.

Несмотря на существенный прогресс аналитических и полуаналитических моделей БУВ, нелинейные эффекты воспроизводятся ими достаточно приближённо. Поэтому в современной астрофизике широко применяются различные численные методы. Так, крупномасштабная структура астрофизических объектов, содержащих БУВ, может адекватно воспроизводиться уравнениями магнитной гидродинамики. Такой подход, хотя и наименее ресурсоёмкий, полностью игнорирует кинетику частиц, что делает его непригодным для реше-

ния многих задач. Сравнительно недавно появились PIC-MHD (*particle-in-cell magneto-hydrodynamic*) коды, в которые искусственно добавляется популяция ускоренных частиц [49]. Эти частицы рассматриваются кинетически и могут оказывать обратное влияние на фоновую гидродинамическую плазму. Тем не менее, наиболее точными остаются кинетические PIC-коды (*particle-in-cell*, частица в ячейке), в которых из первых принципов рассматривается самосогласованное движение всех заряженных частиц и генерация электромагнитных неустойчивостей [50].

Первые кинетические модели бесстолкновительной плазмы появились в середине XX века [51; 52]. Тогда же были заложены базовые принципы PIC-моделирования: решение уравнения Власова совместно с системой уравнений Максвелла на пространственной сетке [50]. Внутри каждой ячейки сетки электрическое и магнитное поле считаются однородными, что позволяет пошагово решать самосогласованную систему Власова-Максвелла. Для экономии вычислительных ресурсов часто используют одномерную сетку, в которой ячейка представляет собой отрезок.

Поскольку характеристиками уравнения Власова являются траектории частиц, для его решения в каждую пространственную ячейку помещают произвольное число т. н. макрочастиц — участков фазового пространства, движущихся как одно целое. Физически одна макрочастица соответствует большому количеству реальных частиц. Для учёта этого фактора вводится понятие веса макрочастицы, который учитывается при подсчёте токов и плотностей. Для подавления численных шумов, связанных с малым числом макрочастиц в ячейке (*ppc* — *particles per cell*), используют макрочастицы конечного размера и вместо числа, обозначающего вес, вводят весовую функцию координаты, чаще всего полиномиальную [31; 50]. Макрочастицы движутся под действием силы Лоренца. Их траектории определяются отношением заряда к массе, при этом вес частицы в уравнениях движения сокращается и на траекторию не влияет. В дальнейшем для краткости макрочастицы мы будем называть просто частицами. Стандартный PIC-алгоритм состоит из трёх этапов: вычисление токов и плотностей, вычисление электромагнитных полей, ускорение и перемещение частиц. Далее время увеличивается на шаг, и цикл повторяется.

PIC-код включает в рассмотрение как минимум два сорта частиц — протоны и электроны. Инерционные длины этих частиц отличаются в $\sqrt{m_p/m_e} \approx 43$

раза, а гирочастоты и гирорадиусы (при одинаковой скорости) — в $m_p/m_e = 1836$ раз. Чтобы отследить движение электронов, шаги по времени и координате должны быть порядка электронных масштабов. При этом размер области моделирования должен как минимум на порядок превышать характерную толщину фронта БУВ (порядка протонного гирорадиуса). Если же исследуется ускорение частиц, то важно, чтобы размеры области моделирования превышали длину свободного пробега энергичных ионов, т.е. составляли сотни или тысячи инерционных длин протона. Исследование динамики тяжёлых, слабо заряженных ионов с большим гирорадиусом требует ещё больших масштабов. Исключение одного или нескольких пространственных измерений также приводит к численным артефактам [53], поэтому желательно моделировать по крайней мере двумерные области. Совокупность вышеперечисленных факторов делает PIC-коды чрезмерно ресурсоёмкими. Даже на современных суперкомпьютерах PIC-коды позволяют смоделировать лишь небольшой участок фронта БУВ на временах порядка минут.

Альтернативный подход к моделированию БУВ впервые был предложен в работе [54] и далее многократно использовался различными научными группами [23; 25; 27; 55—59]. Поскольку основная часть энергии потока перед фронтом УВ содержится в ионах, и структура фронта определяется в основном динамикой ионов, многие задачи могут быть решены без учёта кинетики электронов. Тогда электроны описываются уравнениями гидродинамики, при этом используется условие квазинейтральности $n_e = n_i \equiv n$, а в законе Ампера не учитывается ток смещения. Чаще всего пренебрегают также массой электронов. Коды, где ионы описываются как частицы, а электроны — как безмассовая нейтрализующая жидкость, называются гибридными. Рассмотрение БУВ на ионных масштабах, хотя и игнорирует кинетику электронов, существенно экономит вычислительные ресурсы, позволяя приблизиться к решению глобальных задач. В частности, за счёт увеличения области и времени моделирования становится возможно проследить ускорение частиц до более высоких энергий. Особенно важны размеры области моделирования при включении в рассмотрение ионов тяжелее водорода.

Принятые допущения накладывают ограничения на круг решаемых задач. Условие квазинейтральности допустимо только на масштабах существенно больше дебаевского радиуса, поэтому гибридный код может учитывать процес-

сы на электронных масштабах лишь феноменологически, через искусственно вводимое сопротивление. Вследствие этого с осторожностью следует подходить к гибриднему моделированию БУВ с малыми числами Маха, особенно докритических БУВ, где важны электронные эффекты. Ещё одно ограничение следует из закона Ампера. Током смещения можно пренебречь только если $V \ll c$ и $V_a \ll c$, т.е. в нерелятивистском случае [60]. Но даже с учётом этих ограничений широкий спектр астрофизических задач может быть решён при помощи гибридного моделирования. Для решения задач диссертации использовался трёхмерный гибридный код “Maximus”, подробно описанный в следующих разделах.

1.2 Нормировка и алгоритм кода “Maximus”

Физические величины в коде “Maximus” нормируются следующим образом: единицей длины является инерционная длина протона $l_i = c/\omega_{pi}$, единицей времени — обратная гирочастота протона Ω^{-1} , единицами плотности и магнитного поля — средняя плотность и магнитное поле в начальный момент времени ρ_0 и B_0 . Остальные нормировочные единицы можно найти самосогласованно, например, единицей скорости является альвеновская скорость V_a , т.е. в качестве безразмерной скорости используется альвеновское число Маха. При моделировании плазмы сложного состава берутся нормировочные длины и частоты для чисто водородной плазмы с такой же плотностью. Такая нормировка является стандартной и часто используется в гибридных кодах [57]. В безразмерных единицах система уравнений выглядит как показано ниже:

$$\frac{d\vec{r}_k}{dt} = \vec{v}_k, \quad (1.2)$$

$$\frac{d\vec{v}_k}{dt} = \frac{Z_k}{A_k} \left(\vec{E} + \vec{v}_k \times \vec{B} \right) - \nu(\vec{j}_i - \vec{j}_e)/\rho_c, \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E}, \quad (1.4)$$

$$\vec{E} = -\frac{1}{\rho_c} (\vec{j}_e \times \vec{B} + \nabla P_e - \nu(\vec{j}_i - \vec{j}_e)), \quad (1.5)$$

$$\vec{j}_e = \vec{j}_i - \nabla \times \vec{B}, \quad (1.6)$$

$$\vec{j}_i = \sum_{\text{cell}} S(\vec{r}_k) Z_k \vec{v}_k, \quad \rho_c = \sum_{\text{cell}} S(\vec{r}_k) Z_k. \quad (1.7)$$

Здесь \vec{r}_k и \vec{v}_k , A_k и Z_k — координаты и скорости, массовые и зарядовые числа отдельных ионов, \vec{E} и \vec{B} — электрическое и магнитное поле, ν — эффективная частота столкновений электронов с ионами (искусственное сопротивление), P_e — давление электронов, ρ_c и \vec{j}_i — плотность заряда и тока ионов, усреднённые по ячейке сетки, \vec{j}_e — плотность тока электронов, $S(\vec{r}_k)$ — весовая функция. Код “Maximus” позволяет менять весовую функцию. Для решения поставленных задач использовалась квадратичная интерполяция токов и зарядов, обеспечивающая второй порядок точности по координате. В задачах, связанных с вращательными разрывами в солнечном ветре, использовалась адаптивная частота столкновений в виде

$$\nu = 0,005 |\nabla \times \vec{B}| \quad (1.8)$$

[61], во всех остальных задачах частота столкновений считалась нулевой.

Код работает по стандартной для кинетических кодов схеме. Сначала по формулам (1.7) в каждой ячейке подсчитываются ток и плотность заряда. Затем с помощью уравнений (1.4), (1.5) находятся электромагнитные поля. Наконец, с помощью уравнений (1.2), (1.3) обновляются скорости и координаты частиц. При перемещении частиц электромагнитные поля интерполируются в точку нахождения частицы с той же весовой функцией, чтобы избежать нефизического эффекта — действия на частицы сил со стороны них самих.

Для достижения второго порядка точности по времени в коде используется метод перешагивания (*‘leap-frog’*) [31; 58]. При этом токи, скорости и положения частиц считаются известными на целых шагах по времени, а электро-

магнитные поля — на полуцелых. После дискретизации по времени уравнения движения (1.2), (1.3) приобретают следующий вид:

$$\frac{\vec{r}_k^{n+1} - \vec{r}_k^n}{\Delta t} = \vec{v}_k^{n+1/2}, \quad (1.9)$$

$$\frac{\vec{v}_k^{n+1} - \vec{v}_k^n}{\Delta t} = \frac{Z_k}{A_k} \left(\vec{E}^{n+1/2} + \vec{v}_k^{n+1/2} \times \vec{B}^{n+1/2} \right) - \frac{\nu}{\rho_c} (\vec{j}_i^{n+1/2} - \vec{j}_e^{n+1/2}). \quad (1.10)$$

Здесь верхние индексы обозначают номер шага по времени, нижние — номер частицы, Δt — величину шага по времени.

Следует отметить, что при использовании метода перешагивания скорости и координаты частиц часто задаются в различные моменты времени. В этом случае оба уравнения (1.9) и (1.10) были бы автоматически центрированы по времени. Но для подсчёта токов и плотностей заряда необходимо знать скорости и координаты одновременно, поэтому схему гибридного кода сделать полностью центрированной по времени невозможно без дополнительных экстраполяций. Для кода “Maximus” автором диссертации был разработан следующий центрированный по времени алгоритм перемещения частиц на основе метода Бориса [31; 62] и метода предсказания-поправки (*predictor-corrector*) [58]:

1. В начале перемещения частиц известны \vec{r}_k^n , \vec{v}_k^n , а также поля в ячейках сетки $\vec{E}^{n+1/2}$, $\vec{B}^{n+1/2}$.
2. Для вычисления ускорения в формуле (1.10) предварительно предсказывается положение частицы через полшага $\vec{r}_k^{n+1/2} = \vec{r}_k^n + 0,5\vec{v}_k^n\Delta t$ и осуществляется квадратичная интерполяция полей в эту точку. Следует отметить, что диссипативное слагаемое является малой поправкой, поэтому в нём используются токи на шаге n . Интерполяция токов в точку нахождения частицы также не проводится; вместо этого берётся ток, посчитанный ранее для ячейки, в которую должна попасть частица через полшага.
3. Из уравнения (1.3) методом Бориса находится скорость на следующем шаге \vec{v}_k^{n+1} . Метод Бориса основан на разделении движений: сначала частица наполовину ускоряется в электрическом поле, затем поворачивается в магнитном, затем окончательно доускоряется в электрическом. При этом проблема с наличием неизвестной $\vec{v}_k^{n+1/2}$ в правой части решается геометрически.

4. Находится $\vec{r}_k^{n+1} = \vec{r}_k^{n+1/2} + 0,5\vec{v}_k^n \Delta t$.

Наиболее сложной частью кода является алгоритм вычисления электромагнитных полей. Этот алгоритм, в основном разработанный М.Ю. Густовым, во-первых, гарантирует сохранение дивергенции магнитного поля, а во-вторых — удовлетворяет условию уменьшения вариации (TVD, *total variation diminishing* [63]), необходимому для подавления осцилляций вблизи разрывов. Автором диссертации этот метод был дополнен учётом давления электронов и диссипативного слагаемого в уравнении (1.5).

1.3 Вычисление электрического и магнитного поля в коде “Maximus”

Решение системы (1.2)—(1.7) само по себе не гарантирует сохранение нулевой дивергенции магнитного поля. Появление в процессе счёта магнитных монополей приводит к возникновению нефизичных сил, действующих вдоль магнитного поля, и нарушению законов сохранения энергии, импульса и магнитного потока [64]. Поэтому важно обеспечить выполнение закона сохранения нулевой дивергенции магнитного поля с машинной точностью. В коде “Maximus” это реализовано при помощи задания нормальной компоненты магнитного поля на гранях декартовой сетки и продольной компоненты электрического на рёбрах (т.н. *Yee lattice* [65; 66]). Тогда $\nabla \cdot \vec{B}$ в ячейке вычисляется через разность значений на гранях, а $\nabla \times \vec{E}$ в выражении (1.4) — через разность значений на рёбрах. Нетрудно показать, что в этом случае дивергенция прибавки к магнитному полю в выражении (1.4) оказывается нулевой (все электрические поля на рёбрах взаимно компенсируются). Следовательно, магнитное поле остаётся бездивергентным, если было таким изначально.

Нулевая дивергенция \vec{B} — не единственное условие стабильной работы гибридного кода. Стандартные разностные схемы плохо описывают разрывы, приводя к появлению численных осцилляций. Для подавления осцилляций вблизи разрыва используется консервативная TVD-схема с параболической реконструкцией магнитного поля в ячейке [67]. Параболическая реконструкция поля — представление поля в ячейке в виде полинома второй степени по коорди-

натам. Коэффициенты реконструкции находятся через градиенты компонент магнитного поля, а градиенты вычисляются с ограничителем производной вида *'Monotonized central difference limiter'* (*MC limiter*) [63]. Ограничитель производной подавляет численные осцилляции на разрывах. Поскольку реконструкция поля на границе между соседними ячейками испытывает скачок, для нахождения значений поля на гранях и рёбрах сетки на каждом шаге решается задача Римана о распаде разрыва [68]. Схемы такого типа (реконструкция и решение задачи Римана) называют схемами Годунова.

Для перемещения частиц необходимо знать электрическое и магнитное поле в ячейках, поэтому эти величины также находятся на каждом шаге. Для вычисления среднего магнитного поля в ячейке интегрируется ранее построенная по значениям B на гранях параболическая реконструкция, а для вычисления электрического поля оказалось удобно ввести тензор давления $P_{ij} = 0,5B^2\delta_{ij} - B_iB_j + P_e\delta_{ij}$ и переписать уравнение (1.5) в виде:

$$E_j = -\frac{1}{\rho_c} \frac{\partial P_{ij}}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho_c} \left(\vec{j}_i \times \vec{B} \right)_j. \quad (1.11)$$

Компоненты тензора давления задаются на гранях сетки.

Основной алгоритм кода “Maximus” схематически показан на рис. 1.1. Код написан на языке C++. Для хранения частиц, ячеек, граней, рёбер и вершин декартовой сетки отведены специально созданные структуры (PARTICLEs, CELLs, FACEs, EDGEs, VERTEXs), содержащие перекрёстные указатели друг на друга. Так, каждая ячейка имеет ссылку на находящиеся в ней частицы, соседние ячейки и свои грани, каждое ребро — на свои вершины, прилегающие грани и ячейки, и т.п. На схеме в каждом столбце показаны физические величины, относящиеся к различным объектам в программе. Красные стрелки показывают зависимости рассчитываемых величин.

В начале каждого шага (верхняя строка схемы) известны текущие координаты и скорости ионов (PARTICLEs v, r), магнитные поля на гранях (FACEs B) и электрические поля на рёбрах (EDGEs E). Сначала методом квадратичной интерполяции подсчитываются текущие токи и плотности заряда в ячейках (CELLs moments, вторая строка схемы). Далее (третья строка схемы) необходимо вычислить магнитные поля на гранях и электрические поля на рёбрах на шаге $n + 1/2$. Это осуществляется в несколько этапов:

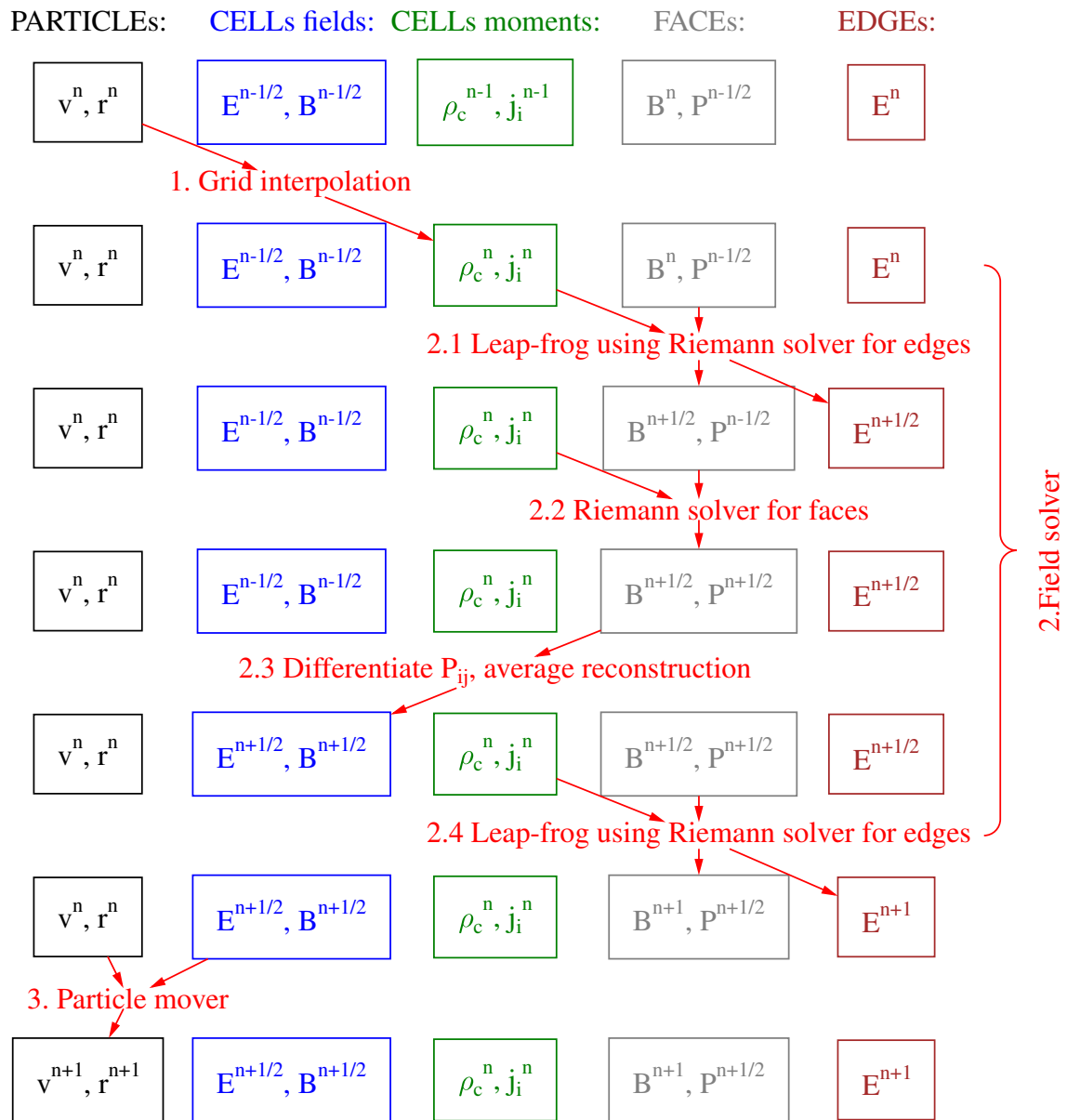


Рисунок 1.1 — Алгоритм гибридного кода “Maximus”. В каждом столбце показаны физические величины, относящиеся к различным объектам в программе. Слева направо: частицы, поля в ячейках, плотности заряда и токи в ячейках, нормальные компоненты магнитного поля и компоненты тензора давления на гранях, продольные компоненты электрического поля на рёбрах.

1. Вычисляются градиенты магнитного поля на гранях с использованием ограничителя производной *MC limiter*.
2. С помощью найденных градиентов строится параболическая реконструкция магнитного поля в ячейках.

3. С помощью построенной реконструкции находятся значения магнитного поля вблизи каждого ребра сетки. В общем случае они различны в каждой из четырёх прилегающих к ребру ячеек, что приводит к задаче, аналогичной задаче Римана о распаде разрыва [63].
4. Задача Римана решается методом линеаризации (*Roe solver*), что в итоге позволяет вычислить электрическое поле по формуле (1.5).
5. Находится приращение магнитного поля по формуле (1.4).

Следует отметить, что данная процедура не является центрированной по времени: магнитное поле на гранях и электрическое на рёбрах всегда известно в один и тот же момент времени. Это вызвано тем, что электрическое поле выражается через магнитное алгебраически, а не через производную по времени. Для повышения точности данная процедура повторяется несколько раз с меньшим шагом по времени, при этом токи считаются постоянными, а поля циклически обновляются. Этот приём аналогичен методу '*cyclic leapfrog*', описанному в статье [57].

Для расчёта ускорения частиц необходимо знать электромагнитные поля в ячейках на шаге $n + 1/2$. Они находятся следующим образом (четвёртая и пятая строка схемы):

1. Вычисляются градиенты магнитного поля на гранях с использованием ограничителя производной '*MC limiter*'.
2. С помощью найденных градиентов строится параболическая реконструкция магнитного поля в ячейках.
3. Средние значения магнитного поля в ячейках находятся как интеграл построенной реконструкции.
4. С помощью построенной реконструкции находятся значения магнитного поля вблизи каждой грани сетки. В общем случае они различны в обеих прилегающих к грани ячейках, что приводит к задаче, аналогичной задаче Римана о распаде разрыва.
5. Задача Римана решается методом линеаризации (*Roe solver*), что в итоге позволяет вычислить компоненты тензора давления на гранях.
6. Электрическое поле в ячейках вычисляется согласно формуле (1.11).

Далее электрические поля на рёбрах и магнитные поля на гранях обновляются до момента времени $n + 1$ по описанной ранее схеме типа '*cyclic leapfrog*'. На этом вычисление полей (*Field solver*) завершается, и с использовани-

ем $\vec{E}^{n+1/2}, \vec{B}^{n+1/2}$ в ячейках осуществляется перемещение частиц по описанной выше схеме. Затем время увеличивается на один шаг, и цикл может начаться заново. Разрешение по времени на каждом шаге подбирается с учётом критерия Куранта: волны и частицы не должны за один шаг проходить более одной ячейки [59; 63].

1.4 Начальные и граничные условия. Инициализация ударной волны в коде

Перед каждым запуском кода задаются следующие параметры задачи:

- Геометрия: размеры области моделирования, пространственное разрешение, граничные условия.
- Частицы: типы ионов, их относительная плотность, начальное распределение в пространстве и по скоростям.
- Начальное магнитное поле.
- Уравнение состояния электронов.
- Частота столкновений электронов и ионов ν .
- Граничные условия (периодические, открытые или отражающие).

Периодические граничные условия соответствуют бесконечному размеру моделируемой системы в данном направлении. При пересечении периодической границы частица возвращается с противоположной стороны области моделирования. При интерполяции токов и вычислении градиентов ячейки с минимальной и максимальной координатой считаются соседними.

При пересечении открытой границы частица исчезает. Обычно через открытую границу также осуществляется инжекция частиц.

При взаимодействии с отражающей границей (проводящая стенка) частица зеркально отражается. Для вычисления градиентов и интерполяции токов вблизи открытой или отражающей границы вводятся вспомогательные ячейки (*'ghost cells'*) и грани (*'ghost faces'*) с фиксированными значениями электрического и магнитного поля. При этом на стенке тангенциальная компонента электрического поля задаётся равной нулю.

Отражающие граничные условия используются для инициализации УВ. При этом сверхзвуковой поток плазмы налетает на стенку и зеркально от неё отражается. Взаимодействие отражённого и налетающего потока приводит к развитию ряда плазменных неустойчивостей (двухпотоковая, шланговая), вследствие чего формируется фронт УВ, движущийся в направлении от стенки. При таком способе инициализации УВ лабораторная система отсчёта соответствует системе покоя плазмы за фронтом.

1.5 Тестирование кода

Для проверки достоверности результатов моделирования гибридный код “Maximus” тестировался на известных задачах, а также сравнивался с наблюдательными данными и результатами PIC-кода “TRISTAN” [69]. В этом разделе будут приведены примеры проведённых тестов.

1.5.1 Тест №1. Распространение альвеновской волны

Простейшая задача, позволяющая оценить правильность работы гибридного кода, — это задача о распространении плоских волн в плазме. Для проверки работы кода в этом случае была смоделирована левополяризованная альвеновская волна. При этом параметры запуска гибридного кода были следующими:

- Трёхмерная область моделирования размером $L_x \times L_y \times L_z = 200 \times 20 \times 20$ ячеек, в начальный момент времени равномерно заполненная электрон-протонной плазмой (50 макрочастиц на ячейку).
- Размер ячейки $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0,5l_i$.
- Периодические граничные условия по всем осям.
- Начальное магнитное поле вида $B_x = 1$, $B_y(x) = A \cdot \cos(2\pi x/\lambda)$, $B_z(x) = A \cdot \sin(2\pi x/\lambda)$, где $\lambda = 50l_i$ — длина волны, $A = 0,1$ — амплитуда (в единицах начального поля, согласно нормировке кода).

- Начальное распределение частиц — максвелловское с $\beta_i = \beta_e = 0,5$ и средней скоростью потока $V_x = 0$, $V_y(x) = -A \cdot \cos(2\pi x/\lambda)$, $V_z(x) = -A \cdot \sin(2\pi x/\lambda)$ (в единицах V_a).
- Конечное время моделирования $200\Omega^{-1}$.

Эта конфигурация соответствует альвеновской волне, распространяющейся вдоль начального магнитного поля в положительном направлении оси x . Дисперсионное соотношение для альвеновской ветви колебаний в нормированных единицах можно записать как:

$$k^2 = \frac{\omega^2}{1 - \omega}. \quad (1.12)$$

Тогда заданным параметрам соответствует фазовая скорость $V_\phi = \omega/k = 0,94V_a$. На рис. 1.2 цветом показана эволюция компоненты магнитного поля и скорости потока вдоль оси y вместе с характеристиками, соответствующими теоретической фазовой скорости. Видно хорошее согласие результатов моделирования с теоретическими предсказаниями. Также было проверено, что в конце работы программы полная энергия системы составляла 99,3% от исходной, а амплитуда волны составляла 95% от исходной. Таким образом, гибридный код адекватно воспроизводит распространение плоских волн в плазме.

1.5.2 Тест №2. Моделирование резонансной электромагнитной неустойчивости ионного пучка

Электромагнитная пучковая неустойчивость возникает при взаимодействии плотного фонового потока ионов, движущегося вдоль среднего магнитного поля, с менее плотным отражённым пучком, при условии, что относительная скорость пучков больше альвеновской. Электромагнитная пучковая неустойчивость приводит к изотропизации отражённого пучка за счёт взаимодействия с раскачиваемыми низкочастотными электромагнитными волнами. Отражённые пучки, а также возникающие вследствие электромагнитной пучковой неустойчивости диффузные распределения ионов и низкочастотные моды колебаний

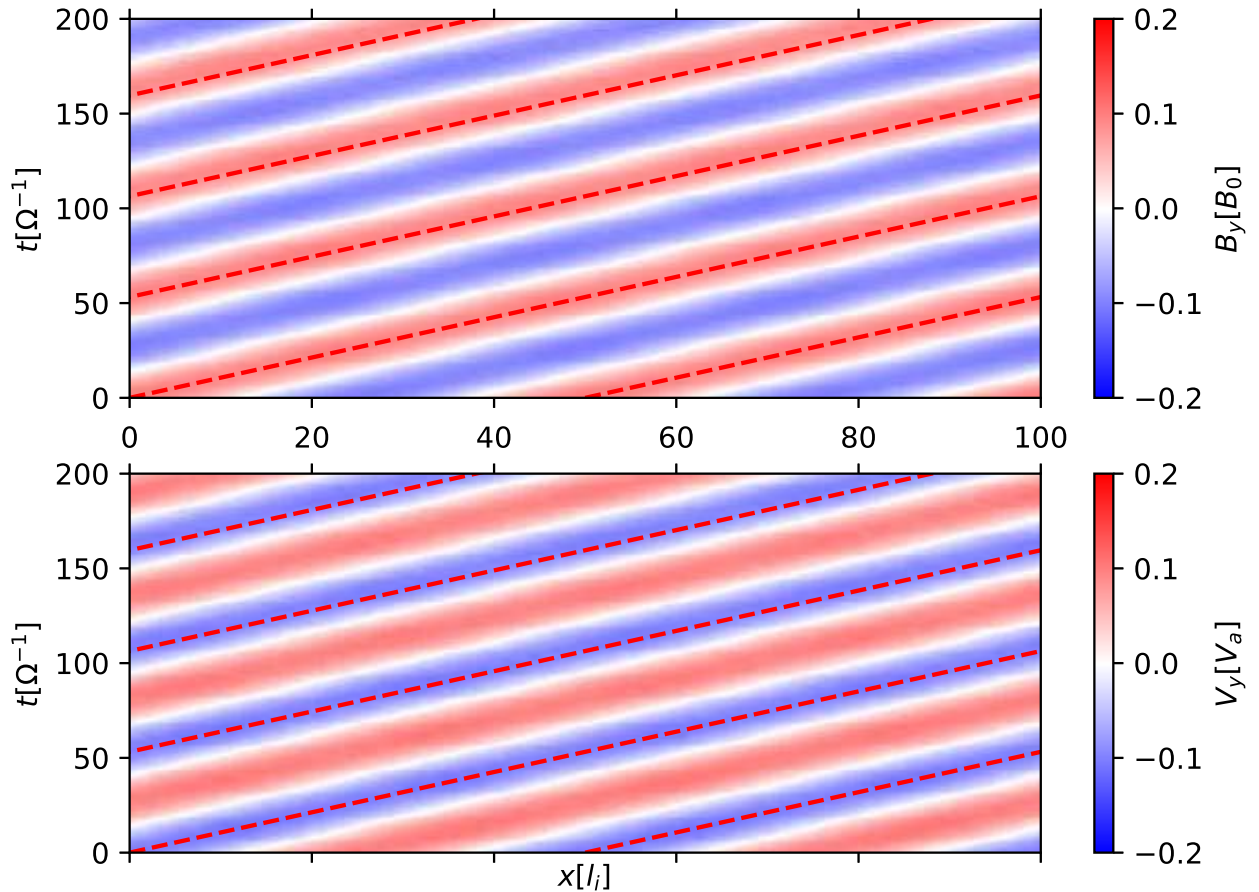


Рисунок 1.2 — Тест №1. Гибридное моделирование распространения продольной альвеновской волны. Цветом показаны поперечное магнитное поле и поперечная скорость потока, штриховые характеристики соответствуют теоретической фазовой скорости альвеновской волны с заданной длиной.

часто наблюдаются в солнечном ветре перед фронтом головной УВ на границе магнитосферы Земли [70].

При взаимодействии двух ионных пучков могут раскачиваться две правополяризованные магнитозвуковые моды: резонансная, движущаяся сонаправленно с пучком меньшей плотности, и нерезонансная, движущаяся в противоположном направлении. Соотношение инкрементов двух мод зависит от параметров пучка [71]. Для проверки работы гибридного кода был выбран случай, когда преобладает резонансная мода. Параметры гибридной модели ионных пучков были следующие:

- Трёхмерная область моделирования размером $L_x \times L_y \times L_z = 264 \times 20 \times 20$ ячеек.
- Размер ячейки $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 1l_i$.

- Периодические граничные условия по всем осям.
- Начальное магнитное поле, направленное вдоль оси x .
- Нулевая температура электронов.
- В начальный момент времени задавались два однородных встречных пучка ионов с максвелловским распределением ($\beta_i = 1$). Пучки были направлены вдоль магнитного поля: основной пучок (*core*) с плотностью $\rho_c = 0,985\rho_0$ и скоростью $V_c = -0,15V_a$ и отраженный пучок (*beam*) с плотностью $\rho_b = 0,015\rho_0$ и скоростью $V_b = 10V_a$. Таким образом, моделирование проводилось в системе покоя плазмы.
- В каждой ячейке изначально содержалось 50 макрочастиц фоновой плазмы и 50 макрочастиц пучка.

Согласно линейной теории, при указанных параметрах системы должны раскачиваться резонансные моды, движущиеся сонаправленно с пучком, т.е. в положительном направлении оси x . Их максимальный инкремент оценивается как $\gamma_m = (0,5\rho_b)^{1/3}\Omega_i \approx 0,2\Omega_i$, он соответствует волновому числу $k_m = 1/V_b$, т.е. длине волны $\lambda_m = 2\pi V_b \approx 63l_i$. На рис. 1.3 показана эволюция поперечной компоненты магнитного поля и скорости пучка. К моменту времени $t \approx 60\Omega^{-1}$ нарастает поперечная волна с $\lambda \approx 60l_i$, положительной фазовой скоростью и правой поляризацией, согласно теории. Далее за счёт нелинейных эффектов пучок замедляется и нагревается, а волны распадаются, образуют турбулентный каскад и постепенно затухают. Часть энергии волн также идет на нагрев основного фонового потока. Полученные результаты находятся в согласии с теоретическими предсказаниями, а также с результатами гибридного моделирования [57; 71]. Полная энергия системы в конечный момент времени $t = 160\Omega^{-1}$ составляла 99% от начальной. Таким образом, гибридный код “Maximus” адекватно моделирует резонансную ионную пучковую неустойчивость.

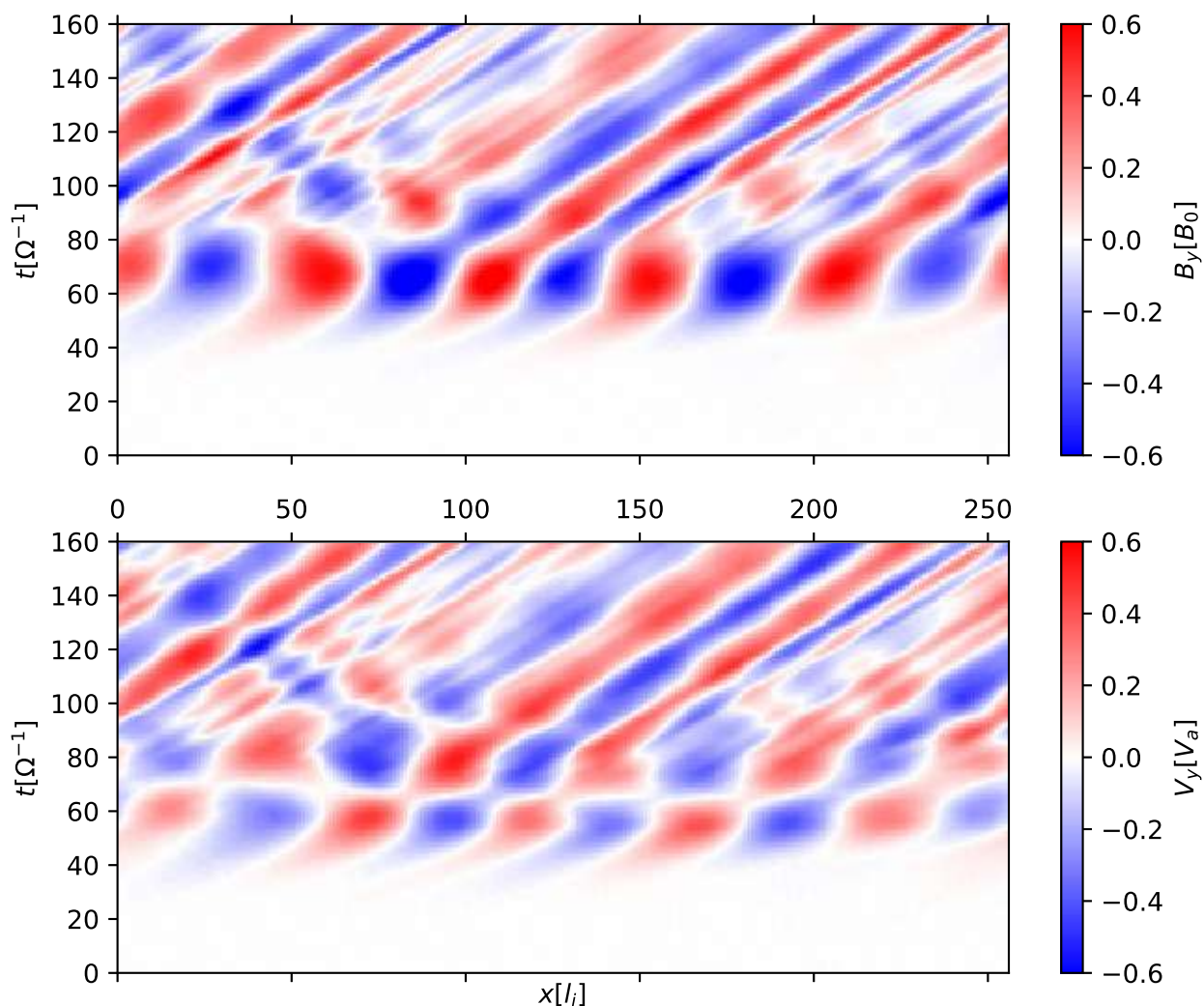


Рисунок 1.3 — Тест №2. Гибридное моделирование развития резонансной ионной пучковой неустойчивости. Цветом показаны поперечное магнитное поле и поперечная скорость пучка.

1.5.3 Тест №3. Сравнение спектров ускоренных частиц за фронтом БУВ с наблюдениями в солнечном ветре и с моделями других авторов

Поскольку задачи данной работы включают в себя моделирование ускорения частиц на БУВ в многокомпонентной плазме, особенно важно проверить адекватность работы кода в этом случае. В связи с тем, что полной самосогласованной теории ускорения частиц на БУВ на данный момент не существует, единственным способом проверки кода является сравнение с наблюдениями. Поскольку непосредственные наблюдения параметров УВ и распределений уско-

ренных частиц доступны только в солнечном ветре, для проверки результатов работы кода была выбрана УВ, зарегистрированная спутником AMPTE/IRM 12 сентября 1984 года. Выбор данных был обусловлен также тем, что эти данные были успешно воспроизведены в работах других авторов в рамках метода Монте-Карло [22] и при помощи гибридной модели [23]. Таким образом, при помощи одного запуска кода можно было сравнить его результаты как с наблюдениями, так и с другими моделями.

Для воспроизведения наблюдательных данных был сделан запуск кода “Maximus” со следующими параметрами:

- Двумерная область моделирования размером $L_x \times L_y \times L_z = 10000 \times 1 \times 100$ ячеек.
- Размер ячейки $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 1l_i$.
- Периодические граничные условия по осям y и z .
- Отражающие граничные условия при $x = 0$ и открытая граница при максимальном x .
- Начальное магнитное поле, направленное в плоскости $x - z$ под углом $\theta = 10^\circ$ к оси x (нормали к фронту), что соответствовало квазипродольной УВ.
- Поток плазмы с максвелловским распределением ($\beta_i = \beta_e = 0,04$) налетал со скоростью $V_x = -3,1V_a$ на отражающую стенку, в результате чего формировалась УВ с числом Маха $M_a = 4,3$ (в системе покоя фронта). В лабораторной системе область за фронтом покоилась, а фронт двигался со скоростью $1,2V_a$ в положительном направлении оси x .
- Плазма состояла из ионов НII (90,4% по массе), HeIII (8,1%), OVII (1,5%).
- В начальный момент времени в каждой ячейке находилось 50 макрочастиц каждого сорта. За счёт сжатия за фронтом УВ это число возрастало в несколько раз.
- Динамика частиц всех сортов учитывалась при подсчёте токов.

Следует отметить, что альвеновское число Маха наблюдаемой УВ не удалось определить однозначно, предположительно вследствие вариаций плотности и скорости солнечного ветра [22]. Тем не менее, отдельные тесты показали, что результирующие распределения ускоренных частиц слабо зависят как от

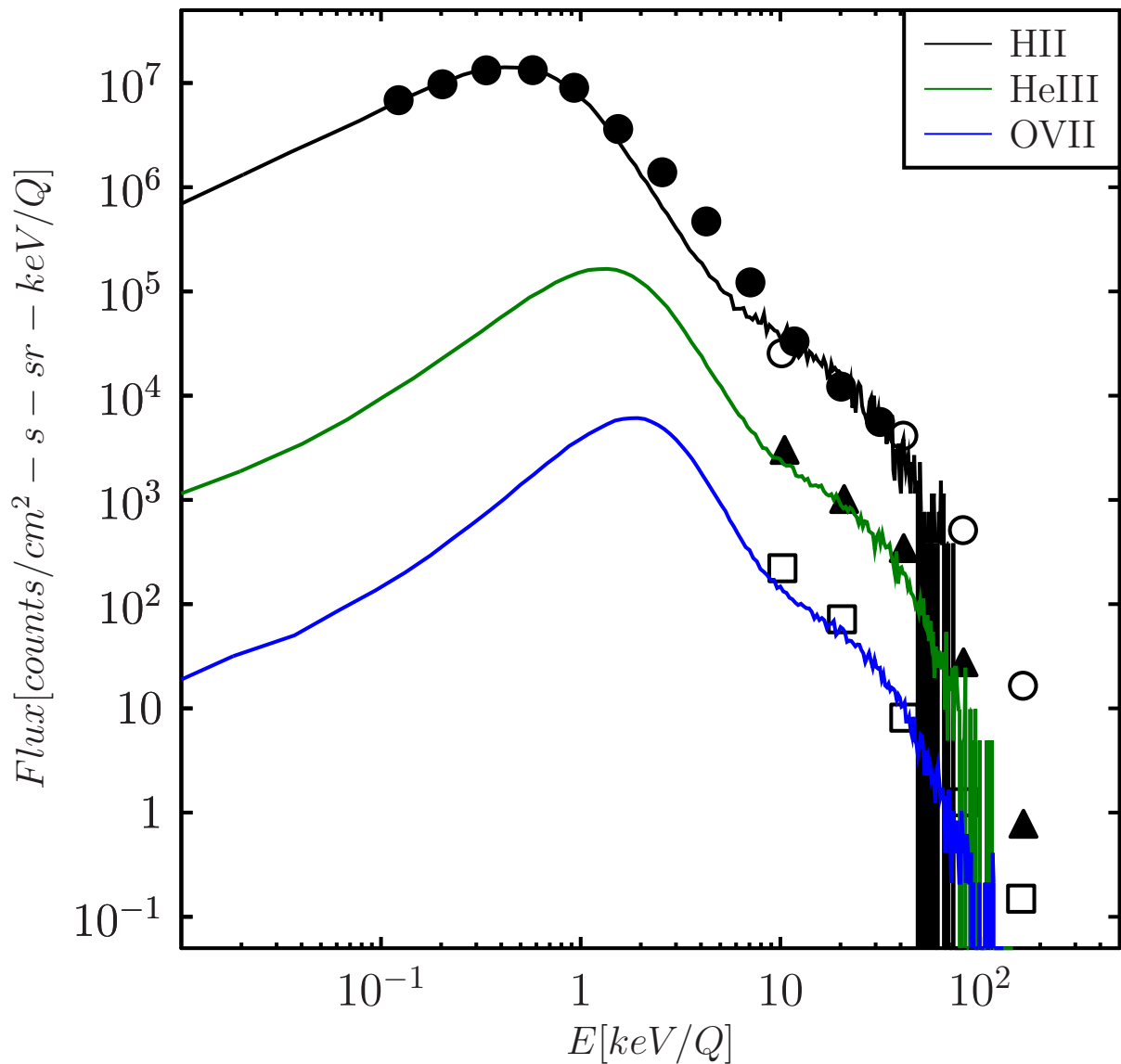


Рисунок 1.4 — Тест №3. Гибридное моделирование ускорения частиц в солнечном ветре. Маркерами показаны наблюдательные данные по потокам ионов водорода, гелия и кислорода за фронтом ударной волны в солнечном ветре, линиями — результаты моделирования.

числа Маха (в пределах от 4 до 10), так и от температуры ионов перед фронтом (при условии, что $\beta_i < 1$).

На рис. 1.4 сравниваются наблюдательные данные по потокам ионов водорода, гелия и кислорода за фронтом УВ в солнечном ветре и результаты моделирования. Следует отметить, что при перенормировке результатов моделирования в физические единицы не проводилось фитирование, т.е. все результаты

получены полностью самосогласованно из начальных параметров. Неточное соответствие наблюдательных данных по водороду от 2 до 8 кэВ, вероятно, объясняется тем, что детектор частиц принял часть тепловых ионов гелия за ионы водорода. Это и послужило причиной небольшого усиления потока водорода в районе максимума распределения ионов гелия. В целом видно хорошее соответствие наблюдательных данных и результатов моделирования для частиц всех сортов. Поскольку эти же данные воспроизводились гибридным кодом Шолера [23], можно утверждать, что результаты двух гибридных кодов соответствуют друг другу и наблюдениям.

1.5.4 Тест №4. Сравнение спектров ускоренных частиц за фронтом БУВ в скоплениях галактик с результатами PIC-моделирования

Межгалактический газ разогревается при аккреции на гало тёмной материи до температур порядка $10^7 - 10^8 K$, вследствие чего, даже с учётом скоростей потока порядка нескольких тысяч км/с, звуковое число Маха УВ, возникающих при слиянии скоплений галактик, обычно не превышает 3. При этом параметр β может достигать нескольких сотен. Как указано выше, в слабых УВ важную роль играет динамика электронов, которая не может быть учтена самосогласованно в рамках гибридного подхода. С другой стороны, учёт тяжёлых ионов в PIC-кодах существенно затруднён из-за их ресурсоёмкости. Вследствие этого для создания модели космологических УВ в межгалактическом газе сложного состава гибридный код “Maximus” был дополнен возможностью феноменологического задания уравнения состояния электронов (на основе результатов аналитической статьи [72] и PIC-моделирования). При этом температура электронов во всех ячейках с одинаковой координатой x (ось x совпадала с направлением нормали к фронту) считалась равной и вычислялась из температуры ионов, усреднённой по поперечному сечению области моделирования при том же x . Если точка находилась перед фронтом (т.е. усреднённое по поперечному сечению значение плотности при этом x не более чем вдвое превосходило значение далеко перед фронтом), температуры ионов и электронов приравнивались, иначе температура электронов считалась пропорциональной температуре ионов

с коэффициентом, зависящим от звукового числа Маха. Выбор коэффициента опирался на результаты отдельно проведённого PIC-моделирования, а также на аналитическую модель [72]. Для числа Маха $M_s = 3$ коэффициент был равен 0,7, а для $M_s = 2$ — единице. В случае сложного состава плазмы температура ионов усреднялась по сортам с весом, пропорциональным их относительной плотности.

Для сравнения результатов гибридного моделирования с результатами PIC-моделирования кодом “TRISTAN-MP” [69], приведёнными в статье [32], был произведён запуск кода “Maximus” со следующими параметрами:

- Двумерная область моделирования размером $L_x \times L_y \times L_z = 50000 \times 1 \times 200$ ячеек.
- Размер ячейки $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0,5l_i$.
- Периодические граничные условия по осям y и z .
- Отражающие граничные условия при $x = 0$ и открытая граница при максимальном x .
- Начальное магнитное поле, направленное в плоскости $x - z$ под углом $\theta = 13^\circ$ к оси x (нормали к фронту), что соответствовало квазипродольной УВ.
- Поток плазмы с максвелловским распределением ($\beta_i = \beta_e = 50$) налетал со скоростью $V_x = -20V_a$ на отражающую стенку, в результате чего формировалась УВ с $M_a = 28$ и $M_s = 3$ (в системе покоя фронта). В лабораторной системе область за фронтом покоилась, а фронт двигался со скоростью $8V_a$ в положительном направлении оси x .
- Плазма состояла из ионов НII (75% по массе), HeIII (25%), FeXXVI (0,1%).
- В начальный момент времени в каждой ячейке находилось 50 макрочастиц каждого сорта. За счёт сжатия за фронтом УВ это число возросло в несколько раз.
- Динамика частиц всех сортов учитывалась при подсчёте токов.

Исследуемая УВ отличалась от чисто водородной волны в статье [32] только сложным составом плазмы. Следует отметить, что звуковое число Маха считалось в приближении водородной плазмы, в то время как учёт реального молекулярного веса привёл бы к большему значению. Тем не менее, как показано на рис. 1.5, результирующие распределения по энергиям за фронтом УВ с хоро-

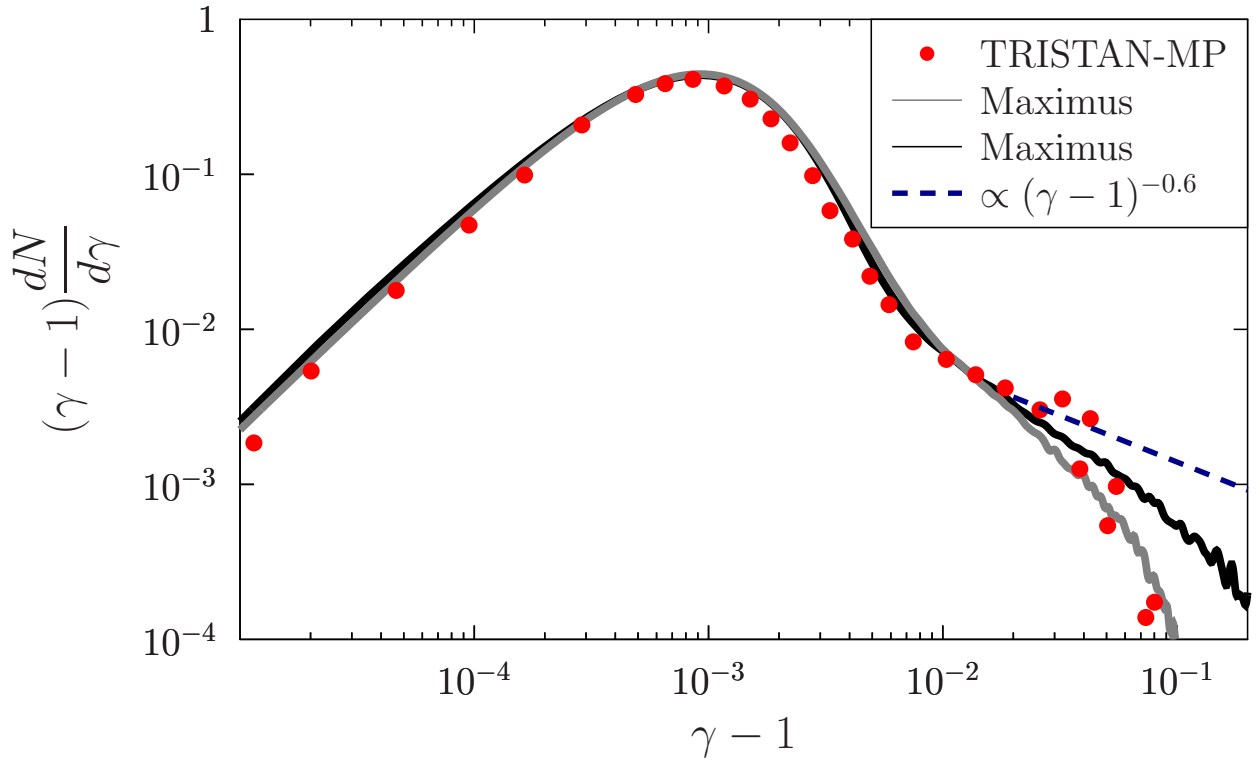


Рисунок 1.5 — Тест №4. Гибридное моделирование ускорения протонов при слиянии скоплений галактик. Сплошными линиями показаны полученные энергетические спектры протонов за фронтом ударной волны, возникающей при слиянии скоплений галактик, в моменты времени $150\Omega^{-1}$ от начала моделирования (серая кривая), и $600\Omega^{-1}$ от начала моделирования (серая кривая). Маркерами показаны энергетические спектры протонов в той же ударной волны, полученные в статье [32] при помощи PIC-кода “Tristan-MP”. Штриховая линия показывает степенной спектр с индексом, соответствующим простейшей теории диффузионного ускорения. Здесь γ — лоренц-фактор частицы, N - число частиц.

шей точностью совпадают с распределениями, полученными при помощи PIC-кода “TRISTAN-MP”. Распределение частиц по энергиям представляет собой тепловую часть, хорошо описываемую максвелловским распределением, плавно перетекающую в надтепловой степенной спектр с экспоненциальным завалом. Индекс степенного спектра плавно уменьшается со временем и приближается к теоретическому значению $\Gamma = 1,6$, полученному по формуле (1.1) для степени сжатия $R = 3,5$ (штриховая линия на рис.1.5). Максимальная энергия частиц линейно растёт со временем. Это соответствует теоретическим предсказаниям,

а также согласуется с результатами гибридного моделирования, полученными в статье [27] для УВ в остатках сверхновых.

Таким образом, была показана адекватность гибридной модели при описании слабых УВ в горячей плазме скоплений галактик. Подробнее результаты данного запуска кода рассмотрены в главе 3.

1.6 Выводы

Разработанный гибридный код ‘Maximus’ может быть использован для моделирования нерелятивистских процессов в бесстолкновительной плазме, динамика которых в основном определяется ионами. Возможность задания уравнения состояния электронов, основанного на аналитических и кинетических моделях БУВ, расширяет область применимости кода на БУВ в горячей плазме скоплений галактик, если при моделировании важно корректно учитывать давление электронов. Совокупность проведённых тестов свидетельствует в пользу достоверности результатов, полученных при помощи кода.

Структуре и тестированию кода посвящены следующие статьи:

1. Гибридное моделирование бесстолкновительных ударных волн в космической плазме / Ю. А. Кропотина [и др.] // ЖТФ. — 2015. — т. 85, No 2. — с. 73—81.
2. Maximus: a Hybrid Particle-in-Cell Code for Microscopic Modeling of Collisionless Plasmas / J. A. Kropotina [et al.] // Communications in Computer and Information Science. — 2019. — Vol. 965. — P. 242–253.

В первой статье также исследована зависимость результатов моделирования УВ от граничных условий на отражающей стенке и показана важность соблюдения условия равенства нулю тангенциальной к стенке компоненты электрического поля при моделировании квазипродольных УВ. В то же время при моделировании квазипоперечных УВ граничные условия не влияют на конечный результат.

Глава 2. Ударные волны в остатках сверхновых

2.1 Нагрев и неравновесные распределения частиц в обратных ударных волнах остатков сверхновых звёзд

2.1.1 Структура остатков сверхновых и особенности обратных ударных волн

При взрыве сверхновой сначала образуется головная УВ, распространяющаяся в межзвёздный газ, состав которого обычно можно считать солнечным. Вскоре после взрыва головная УВ начинает замедляться давлением окружающей среды, и образуется обратная УВ, нагревающая выброшенное при взрыве вещество звезды — эжекту [73]. Нагретый головной ударной волной межзвёздный газ отделён от нагретой обратной ударной волной эжекты контактным разрывом. Состав эжекты зависит от типа сверхновой и её звезды-прародителя и обычно сильно обогащён тяжёлыми ионами [26; 74–78]. Оболочки остатков сверхновых могут иметь форму, существенно отличающуюся от сферической, вследствие неоднородности среды, а также различных неустойчивостей, в частности — неустойчивости Рэлея-Тейлора [79].

Обратная УВ существует в течение сотен, максимум нескольких тысяч лет, а затем сжимается к центру остатка и исчезает после нескольких осцилляций [80; 81]. При этом сверхновая переходит в стадию адиабатического расширения (стадия Седова), в которой просуществует несколько тысяч лет, вплоть до стадии радиативного охлаждения. Головная УВ существует на протяжении всей жизни остатка и диссипирует основную часть энергии взрыва. Она может ускорять частицы до высоких энергий, что подтверждено многочисленными наблюдательными данными в гамма диапазоне [82]. Ударные волны в оболочках остатков сверхновых, по всей видимости, являются основным источником галактических КЛ с энергией до 10^{15} эВ [83; 84] (вероятно, даже до 10^{18} эВ в сверхновых с трансрелятивистскими течениями [2]). Основным механизмом ускорения считается механизм Ферми I порядка, приводящий к степенному спектру частиц с индексом, определяемым выражением 1.1 и близким к

наблюдаемому спектральному индексу КЛ. Следует отметить, что наиболее эффективное ускорение частиц ожидается в случае сильной УВ с большим числом Маха, т.е. на ранних стадиях эволюции сверхновой. В этот период существуют обе УВ, и есть указания, что скорость обратной УВ (а значит, и эффективность ускорения частиц) даже выше скорости головной УВ [85].

Возможность ускорения КЛ на обратной УВ является предметом дискуссий из-за большой неопределённости в величине магнитного поля перед фронтом. Если считать, что расширяющаяся эжекта несёт в себе замороженное поле звезды-прародителя, оценки из закона сохранения потока дадут величины менее нГс. В таком поле гирорадиус протона с энергией 100 ГэВ составляет около парсека, т.е. сравним с размерами остатка. Это делает ускорение Ферми невозможным, поскольку частицы свободно покидают область ускорения. К тому же механизм возникновения самой БУВ без начального магнитного поля также вызывает вопросы. С другой стороны, существует много наблюдательных данных, указывающих на рентгеновское и радио излучение в области обратных УВ [82]. Эти данные свидетельствуют о наличии популяции ускоренных электронов, а также о величине магнитного поля, достаточной для генерации синхротронного излучения. Более того, кинетическое PIC-моделирование [86; 87] показало, что даже при отсутствии начального магнитного поля БУВ может быть сформирована за счёт вейбелевской неустойчивости. При этом вейбелевская неустойчивость эффективно генерирует магнитное поле, плотность энергии которого достигает 1% от плотности кинетической энергии потока вещества перед фронтом. Это значение соответствует альвеновскому числу Маха $M_a = 10$.

Особую роль в эволюции обратной УВ играет геометрический фактор. Если в плоской УВ энергичные частицы могут покинуть область ускорения, оказавшись достаточно далеко перед фронтом, то в обратной УВ область перед фронтом сосредоточена внутри оболочки. Это значит, что ускоренные частицы будут накапливаться там и приводить к дополнительному усилению магнитных полей за счёт, например, белловской неустойчивости [88; 89]. В предположении существенного усиления магнитного поля полуаналитические модели предсказывают, что на ранних этапах эволюции остатка сверхновой обратная УВ может ускорять частицы с эффективностью, сравнимой с головной УВ [90; 91]. Однако инжекция частиц в процесс ускорения Ферми в этих работах описывается либо феноменологически, либо в приближении изотропной диффузии, т.е. без учета

структуры фронта УВ, на которую, в частности, влияет и сложный химический состав.

В данной главе изложены результаты гибридного моделирования, показывающие существенное влияние примеси тяжёлых ионов на структуру БУВ и эффективность инъекции частиц в процесс диффузионного ускорения. Исходя из приведённых выше аргументов, все модели основаны на предположении, что величина магнитного поля в эжекте больше или порядка мкГс. Это открывает возможность эффективного ускорения частиц на обратной УВ остатка.

2.1.2 Обратная ударная волна в остатке сверхновой SN 1987A

В качестве одного из объектов исследования был выбран известный остаток сверхновой II типа SN 1987A, вспыхнувшей в Большом Магеллановом Облаке 23 февраля 1987 года. SN 1987A вызывает огромный интерес у научного сообщества, поскольку является единственной близкой сверхновой, вспыхнувшей в эпоху высокотехнологичных наблюдательных приборов. Расстояние до остатка всего 50 кПк, и его эволюция была прослежена с первых секунд и до нашего времени. При этом собирались наблюдательные данные в радио [92; 93], инфракрасном [94], оптическом [95—99], ультрафиолетовом [100—102], рентгеновском [103; 104] и гамма диапазоне [105; 106]. Последние наблюдения неожиданно показали только верхние пределы, таким образом ставя под вопрос ускорение частиц до высоких энергий в остатке сверхновой SN 1987A. В случае эффективного ускорения частиц должно было бы наблюдаться гамма-излучение от распада пионов, образующихся при столкновении ускоренных протонов с протонами фоновой плазмы. Наблюдательные данные указывают на то, что на долю КЛ в остатке приходится менее 1% энергии вспышки.

Как уже упоминалось выше, в молодых остатках вклад обратной УВ в диссипацию энергии и ускорение частиц может быть существенным. Для исследования этих процессов было выполнено гибридное моделирование небольшого участка фронта обратной УВ в остатке сверхновой SN 1987A. УВ инициализировалась методом отражения от проводящей стенки, как описано в главе 1, а фронт считался плоским ввиду малости моделируемой области по сравнению

с размерами объекта. В качестве начальных условий задавалось альвеновское число Маха налетающего потока (в системе покоя отражающей стенки) $M_{a,down}$, параметр β , угол наклона магнитного поля к нормали к фронту θ и химический состав плазмы. Ниже приведены оценки этих параметров для исследуемой УВ.

Альвеновское число Маха определяется отношением известной из оптических наблюдений скорости эжекты ($V_{sh} \sim 5000$ км/с [101]) к альвеновской скорости. Последняя пропорциональна неизвестной величине магнитного поля, что оставляет большую свободу в выборе M_a (вплоть до 10^7 , если предположить замороженное поле порядка нГс). Однако моделирование систем с большими числами Маха сильно затруднено необходимостью использовать маленькие шаги по времени (критерий Куранта [63]) и большие области моделирования. Кроме того, гибридное моделирование [27] показало, что эффективность ускорения частиц при $M_a > 10$ слабо зависит от числа Маха. Также выше указывалось, что вейбелевская неустойчивость и наличие ускоренных частиц могут привести к существенному усилению магнитного поля и снижению альвеновского числа Маха до $M_a \sim 10$. Из этих соображений было взято значение $M_{a,down} = 10$ (в системе покоя отражающей стенки). Смоделированная скорость фронта относительно стенки оказалась примерно равна $2,5V_a$. Соответственно, в системе покоя фронта число Маха было равно $M_a = 12,5$, а степень сжатия составила $R = 5$, что превышает предсказываемую уравнениями Гюгонио максимальную степень сжатия для сильных УВ ($R = 4$). Этот эффект характерен для квазипродольных БУВ. Он возникает вследствие модификации фронта давлением надтепловых частиц и формирования перед фронтом предвестника УВ. В предвестнике налетающий поток начинает замедляться и нагреваться ещё до пересечения фронта, что приводит к увеличению полной степени сжатия [14].

Для определения параметра β необходимо знать магнитное поле, концентрацию частиц и температуру в эжекте. Концентрация водорода в эжекте была определена в работе [107] из эмиссионных линий $H\alpha$. Она составляет около $60 - 70$ см $^{-3}$. Учитывая сложный химический и ионизационный состав вещества (см. ниже), можно оценить полную концентрацию частиц всех сортов как $n \sim 100$ см $^{-3}$. Температура эжекты оценивается из наблюдений вращательных переходов молекулы CO и не превышает 100 К [106]. С учётом этих данных и исходя из выбранного значения M_a , определяющего по сути магнитное поле, можно получить, что перед фронтом обратной УВ $\beta \sim 10^{-6}$. Однако налетаю-

щий поток в предвестнике УВ, вероятнее всего, испытывает преднагрев за счёт излучения нагретого вещества за фронтом, диссипации энергии ускоренных частиц и магнитной турбулентности. Принимая это во внимание, моделирование проводилось для $\beta = 2 \cdot 10^{-3}$.

Ещё одним неопределённым параметром задачи являлся угол наклона магнитного поля к нормали к фронту. В предположении, что звезда-прародитель имела дипольное поле, закрученное вращением, радиальная компонента магнитного поля изначально практически отсутствовала. Если бы эжекта разлеталась строго радиально и сферически симметрично, а поле было заморожено в вещество, то угол наклона магнитного поля к нормали к фронту по всей поверхности фронта составлял бы 90° . Однако наблюдения показывают выраженную асимметрию остатка [97; 98]. Кроме того, согласно численным моделям и наблюдениям молодых остатков сверхновых, в замедляющейся эжекте развивается неустойчивость Рэля-Тэйлора, приводящая к филаментации вещества и появлению радиальной компоненты магнитного поля [79]. Поэтому разброс реальных значений θ может быть значительным. Поскольку особый интерес представляет диффузионное ускорение частиц, для моделирования был выбран квазипродольный участок фронта с $\theta = 10^\circ$. Выбор обоснован тем, что именно в квазипродольных УВ частицы, отражённые на фронте, могут проникать достаточно далеко в предвестник и вступать в процесс диффузионного ускорения, в то время как в квазипоперечных УВ магнитное поле приводит к быстрому возврату частиц в область за фронтом. Следует также отметить, что, согласно работе [108], линейная поляризация синхротронного излучения остатка SN 1987A указывает на преимущественно радиальное направление магнитного поля, соответствующее квазипродольной конфигурации УВ. Слабая зависимость эффективности ускорения от θ (при условии $\theta < 45^\circ$), показанная в работе [27], позволяет ограничиться при моделировании одним значением угла.

Состав и зарядовое состояние эжекты SN 1987A также определены лишь приблизительно. Звездой-прародителем сверхновой считается голубой гигант Sanduleak $-69^\circ 202$ с массой около 14 масс Солнца, образовавшийся примерно за 20000 лет до взрыва либо из двойной системы красных гигантов, либо из быстро вращающегося красного гиганта. В работах [109; 110] представлены модели взрыва звёзд с близкими параметрами, предсказывающие, в частности, химический состав и массу эжекты. Основываясь на этих работах, были разработаны

и сопоставлены с наблюдениями модели излучения эжекты [77; 78], свидетельствующие скорее в пользу модели [109]. В указанных работах была рассмотрена модель эжекты, в которой различные ионы располагаются в концентрических сферических слоях, однако в реальности они могут быть существенно перемешаны неустойчивостью Рэля-Тэйлора [98]. Поэтому химический состав эжекты может быть оценён из усреднённых по всем слоям значений модели [109], что даёт примерно 55% водорода, 29% гелия и 16% более тяжёлых элементов (по массе). Преимущественно водородная эжекта свидетельствует о малой металличности звезды-прародителя, которая согласуется с малой металличностью в Большом Магеллановом Облаке. Согласно современным моделям звёздной эволюции, большое содержание водорода могло послужить причиной превращения звезды из красного гиганта в голубой за 20000 лет до вспышки [111; 112].

Помимо химического состава вещества важное значение имеют зарядовые состояния элементов, так как нейтральная компонента с БУВ не взаимодействует. Поскольку эжекта холодная, вещество в ней должно быть практически нейтральным, что, наряду с предположением об очень слабом магнитном поле, ставит под сомнение возможность формирования БУВ. Однако наблюдательные данные свидетельствуют о существовании обратной УВ, а значит — указывают на наличие механизма ионизации вещества перед фронтом. По всей видимости, мы снова имеем дело с самоподдерживающейся системой: обратная УВ возникает на ранних стадиях эволюции, когда вещество ещё ионизовано. В дальнейшем излучение горячей среды за фронтом ионизует налетающий поток. При этом ионизованное вещество, формирующее БУВ, оказывается обогащено элементами с малым потенциалом ионизации.

Для оценки зарядовых состояний различных ионов в эжекте была создана модель остатка SN 1987A при помощи радиативно-гидродинамического кода SUPREMNA [113] (код был предоставлен С. И. Блинниковым, моделирование проводилось А. В. Ридной). Оказалось, что даже с учётом ионизации излучением концентрация ионизованной компоненты составила 1 см^{-3} (1% от полной концентрации эжекты). При этом баланс, как и ожидалось, сместился в сторону более тяжёлых элементов (к примеру, гелий остался практически полностью нейтральным в силу высокого потенциала ионизации). Для создания гибридной модели обратной УВ было выбрано четыре наиболее распространённых иона: 20% HII, 20% OII, 25% SII и 35% FeII (указаны доли по массе).

Таким образом, для моделирования обратной УВ в остатке сверхновой SN 1987A был сделан запуск кода “Maximus” со следующими параметрами:

- Двумерная область моделирования размером $L_x \times L_y \times L_z = 6720 \times 1 \times 600$ ячеек.
- Размер ячейки $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 1l_i$, где l_i — инерционная длина протона в эжекте (около 300 км).
- Периодические граничные условия по осям y и z .
- Отражающие граничные условия при $x = 0$ и открытая граница при максимальном x .
- Начальное магнитное поле, направленное в плоскости $x - z$ под углом $\theta = 10^\circ$ к оси x (нормали к фронту), что соответствовало квазипродольной УВ.
- Поток плазмы с максвелловским распределением ($\beta_i = \beta_e = 0,001$) налетал на отражающую стенку со скоростью $V_x \equiv V_{sh} = -10V_a$ (альвеиновская скорость в эжекте оценивалась как $V_a \sim 500$ км/с), в результате чего формировалась УВ с $M_a = 12,5$ (в системе покоя фронта). В лабораторной системе область за фронтом покоилась, а фронт двигался со скоростью $2,5V_a$ в положительном направлении оси x .
- Плазма состояла из ионов НII (20% по массе), ОII (20%), SII (25%), FeII (35%).
- В начальный момент времени в каждой ячейке находилось 40 макрочастиц каждого сорта. За счёт сжатия за фронтом УВ это число возрастало в несколько раз.
- Динамика частиц всех сортов учитывалась при подсчёте токов.

На рисунке 2.1 показана структура фазовых пространств $x - E/E_s$ всех рассмотренных ионов в окрестности обратной УВ в момент времени $t = 700\Omega^{-1} \approx 1$ мин, где E/E_s — кинетическая энергия иона сорта s , нормированная на энергию иона этого же сорта в невозмущённой области далеко перед фронтом, $E_s = 0,5m_sV_{sh}^2$ (m_s — масса данного сорта). Цветом показана фазовая плотность частиц данного сорта. Фронт УВ находится вблизи точки $x = 1750l_i$, в которой холодный сверхзвуковой поток переходит в горячую покоящуюся плазму.

В фазовых пространствах кислорода, серы и железа видна популяция ускоренных частиц как за фронтом УВ, так и в её предвестнике. Фазовое про-

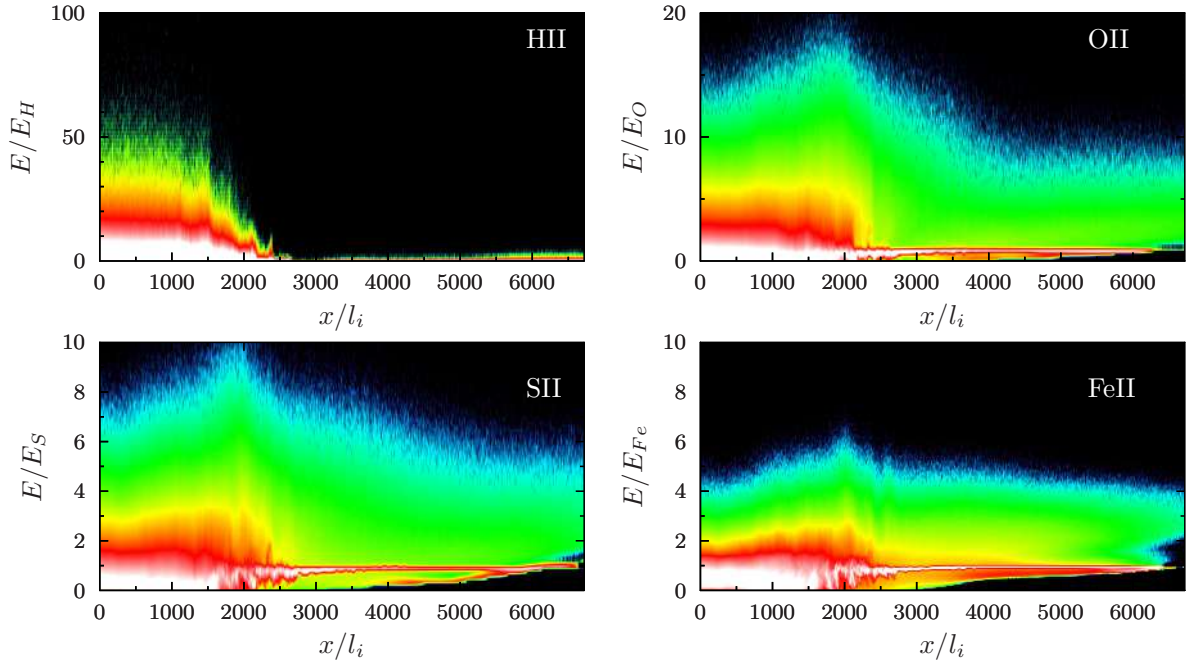


Рисунок 2.1 — Фазовые пространства $x - E$ однократно ионизованных водорода, кислорода, серы и железа в обратной ударной волне остатка сверхновой SN 1987A. E/E_s — кинетическая энергия иона, нормированная на среднюю энергию иона того же сорта в невозмущенной области далеко перед ударным фронтом. Цветом показана функция распределения ионов.

пространство водорода, напротив, почти не содержит ускоренную компоненту. Концентрация ускоренных частиц кислорода, серы или железа с заданной энергией имеет максимум на фронте и спадает по обе стороны от него, что качественно согласуется с предсказаниями теории диффузионного ускорения. Количественный анализ процесса диффузии будет приведён в разделе 2.2 этой главы, но только для УВ с преобладанием водорода. Для УВ, обогащённых тяжёлыми элементами, подобный анализ требует на порядок больших размеров области моделирования и более длительных расчётов, что на данном этапе ограничивается доступными вычислительными ресурсами.

Для анализа процессов нагрева и ускорения различных ионов на обратной УВ были построены их распределения по модулю скорости (рис. 2.2). В предположении, что различные сорта ионов не взаимодействуют, можно сделать простую гидродинамическую оценку температуры различных частиц за

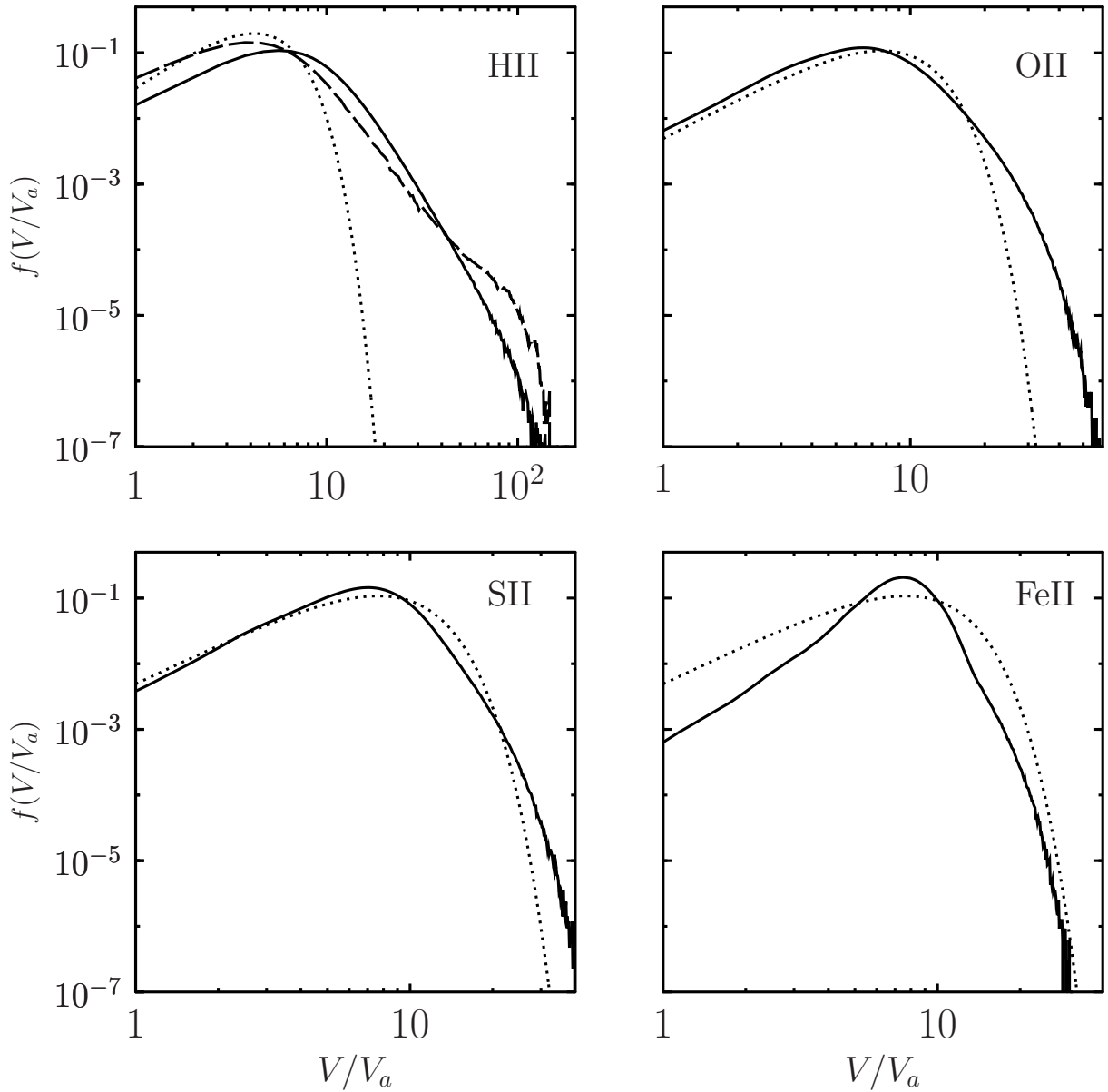


Рисунок 2.2 — Смоделированные распределения по модулю скорости однократно ионизованных водорода, кислорода, серы и железа за фронтом обратной ударной волны остатка сверхновой SN 1987A (сплошные кривые).

Точками показаны максвелловские распределения, полученные в гидродинамическом приближении. Для сравнения приведено также распределение водорода для случая чисто водородной плазмы той же полной плотности (штриховая кривая).

фронтом:

$$T_s = (3/16)m_s M_a^2 \quad (2.1)$$

Максвелловские распределения, соответствующие этой оценке, показаны точечными линиями на рис. 2.2. Видно, что для частиц всех сортов смоделированные распределения существенно отличаются от максвелловского. Эффективная температура за фронтом (вычисленная как второй момент функции распределения) растёт с ростом отношения массы частицы к её заряду, однако водород нагревается на 5% сильнее, чем предсказывает гидродинамическая оценка (2.1), кислород — согласно оценке, сера — на 9% слабее, железо — на 12% слабее.

Форма распределений указывает на наличие надтепловой популяции, которая в случае тяжёлых частиц является диффузной (см. рис. 2.1) и, по-видимому, впоследствии образует степенной хвост согласно теории диффузионного ускорения. Однако ускорение тяжёлых, слабо заряженных частиц происходит на масштабах и временах, пропорциональных их обратной гирочастоте, которая более чем на порядок превышает водородную. Таким образом, в молодом остатке эти частицы могли ещё не достигнуть ТэВ-ных энергий, наблюдаемых в гамма-диапазоне.

Отдельного внимания заслуживает распределение ионов водорода: на рис. 2.2 оно сравнивается с их распределением за фронтом чисто водородной УВ с такими же параметрами. В случае чисто водородной УВ, неоднократно описанном в литературе, можно легко различить тепловую часть, приближённо аппроксимируемую максвелловским распределением, и начавшую формироваться степенную часть. Согласно работе [27], степенная часть примерно к моменту времени $t = 2000\Omega^{-1}$ эволюционирует в спектр, согласующийся с предсказаниями теории диффузионного ускорения. В случае же сложного состава плазмы форма распределения не позволяет чётко отделить надтепловую популяцию от тепловой; более того — в области надтепловых энергий ($V > 30V_a$) частиц намного меньше. Кроме того, в предвестнике УВ (рис. 2.1) диффузная популяция ионов водорода отсутствует, т.е. ускорение происходит в основном непосредственно возле фронта. Это значит, что механизм ускорения отличен от механизма Ферми I порядка, при котором надтепловые частицы могут диффундировать далеко в предвестник. Для исследования этого эффекта было проведено дополнительное моделирование УВ сложного состава и показано, что инжекция водорода в процесс диффузионного ускорения существенно затруднена в плазме, обогащённой тяжёлыми слабо заряженными элементами. Более подробно результаты дополнительных запусков кода описаны с следующим раз-

деле, а касательно остатка сверхновой SN 1987A можно сделать вывод, что и протоны, и тяжёлые ионы, ускоренные обратной УВ, по-видимому не вносят существенного вклада в возможное гамма-излучение остатка, которое таким образом испускается в основном за счёт головной УВ и оказывается слабее порога чувствительности детекторов.

Подавление инъекции водорода в УВ, обогащённых тяжёлыми элементами, может также сказаться на общем составе КЛ, поскольку обратные УВ остатков сверхновых, по-видимому, ускоряют преимущественно тяжёлые элементы. Как показывают наблюдения, КЛ действительно обогащены тяжёлыми элементами относительно солнечного состава [114].

2.1.3 Структура фронта ударных волн в плазме, обогащённой тяжёлыми ионами

В этом разделе описываются результаты дополнительных запусков кода, проведённых для исследования структуры УВ в плазме сложного состава. Если исследование обратной УВ остатка сверхновой SN 1987A проводилось с учётом параметров конкретного объекта, то общие закономерности удобнее изучать с помощью упрощённой модели. Поэтому в данном разделе исследуются УВ в плазме, состоящей из двух компонент: водорода и кислорода (+1). Варьируя относительную плотность кислорода, можно оценить влияние химического состава на свойства УВ. При этом число Маха и величина β были оставлены теми же, что и для SN 1987A, а угол наклона магнитного поля к нормали принимал значения 0° , 10° , 30° . Для определения причин слабой инъекции протонов в механизм ускорения Ферми I порядка были исследованы параметры электромагнитных волн вблизи фронта УВ.

Перед фронтом УВ (в предвестнике) эти волны возникают из-за плазменных неустойчивостей, вызванных самими ускоряющимися частицами, таких как потоковая неустойчивость, раскачивающая быструю магнитозвуковую ветвь колебаний [115], резонансная неустойчивость, возникающая за счёт градиента плотности ускоренных частиц [17], нерезонансная коротковолновая белловская неустойчивость, возникающая в сильных УВ за счёт тока космических

лучей [88; 89]. За фронтом УВ электромагнитная турбулентность включает в себя волны, возникающие под влиянием ускоренных частиц, волны, связанные с основной тепловой популяцией, а также волны, прошедшие через фронт из предвестника, за счёт чего увеличилась их амплитуда и уменьшилась длина. Длины и скорости этих волн играют важную роль в ускорении космических лучей: частицы эффективнее всего рассеиваются на флуктуациях поля с длиной волны, сравнимой с их гирорадиусом, а спектральный индекс зависит от скорости и направления волн. Таким образом, наиболее эффективное ускорение ожидается в среде с большой мощностью резонансных флуктуаций, а жёсткость спектра определяется динамикой рассеивающих центров. Поэтому исследовалось влияние состава плазмы как на амплитуду, частоту и длину волн, так и на их скорость.

Стандартная теория диффузионного ускорения предполагает, что в области перед фронтом квазипродольной УВ волны движутся с альвеновской скоростью в направлении от фронта (в системе покоя налетающего потока). Соответственно, в системе покоя фронта они непрерывно сносятся сверхзвуковым потоком за фронт, вызывая его квазипериодическую перестройку. За ударным фронтом волны считаются в среднем стоячими (в системе покоя плазмы). В обоих случаях волны электромагнитные, т.е. осциллирует компонента магнитного поля, перпендикулярная волновому вектору. Поэтому для сопоставления гибридной модели с теорией диффузионного ускорения для различных углов наклона магнитного поля и различного процентного содержания $O(+1)$ была прослежена эволюция со временем профиля поперечной компоненты магнитного поля.

В верхней части рис. 2.3 показан пример результата для $\theta = 10^\circ$ и 50% содержания кислорода (по массе). Для сравнения внизу рисунка приведён результат для чисто водородной плазмы той же плотности. На обеих частях рисунка легко проследить движение фронта УВ, за которым поперечное магнитное поле усиливается в несколько раз. Сплошные линии перед фронтом соответствуют теоретическим характеристикам, построенным с учётом смоделированной скорости потока (видно небольшое замедление непосредственно перед фронтом за счёт давления ускоренных частиц). Теоретические характеристики за фронтом не показаны, чтобы не загромождать рисунок. Они должны быть вертикальными, поскольку моделирование проводилось в системе покоя плазмы за фронтом.

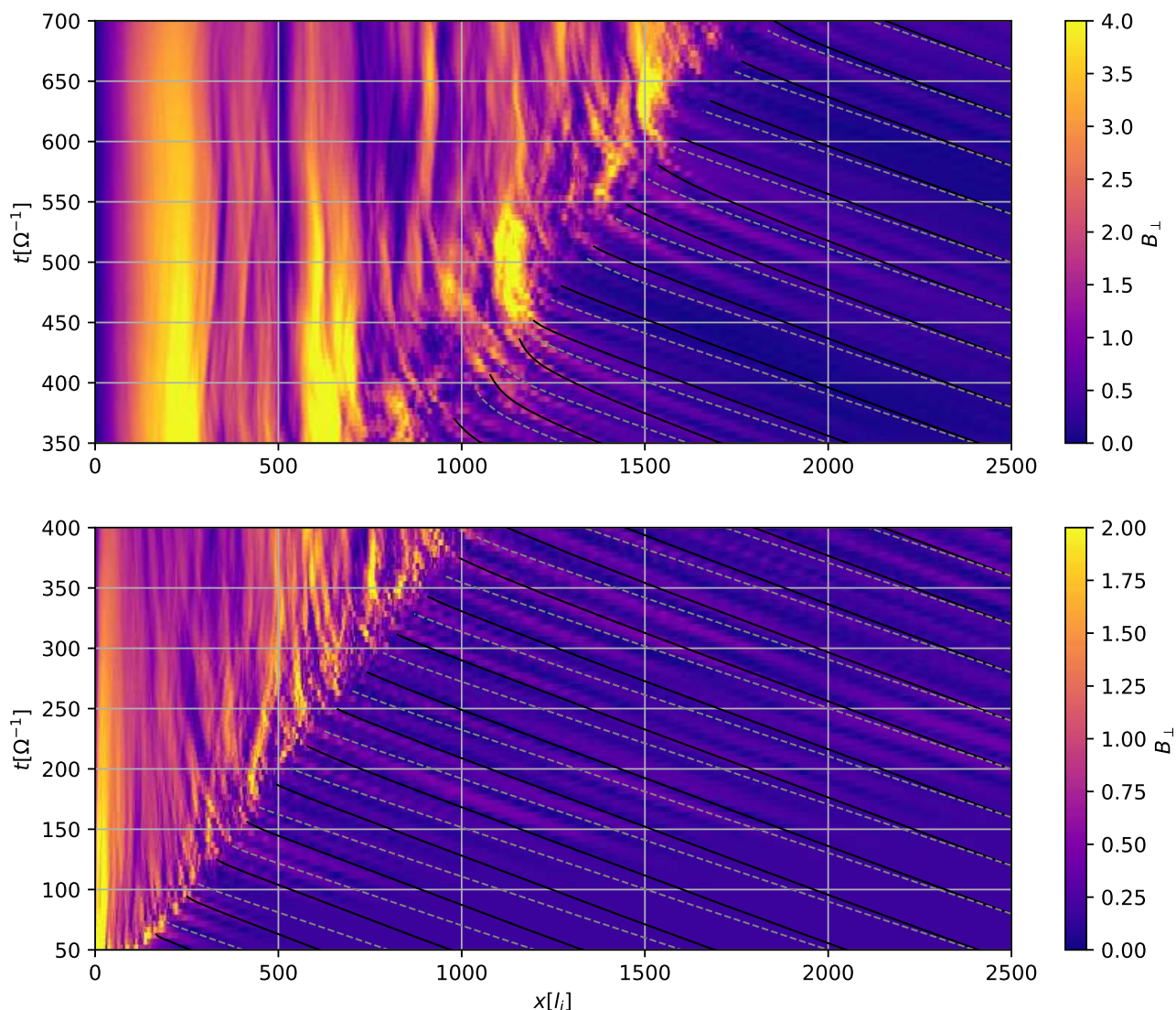


Рисунок 2.3 — Эволюция модуля поперечной компоненты магнитного поля в ударной волне с $M_a = 12,5$, $\theta = 10^\circ$. Вверху: плазма сложного состава (50% по массе однократно заряженного кислорода, 50% водорода), внизу: чисто водородная плазма. Сплошными линиями в предвестнике показаны характеристики, соответствующие предсказаниям теории диффузионного ускорения (см. текст), штриховыми (для сравнения) — характеристики стоячих волн (в системе покоя налетающего потока).

Также для иллюстрации построены характеристики, соответствующие стоячим волнам в предвестнике (т.е. с наклоном, отличающимся от теоретического на 10%).

Легко видеть, что скорость волн в смоделированной УВ согласуется с теорией диффузионного ускорения как перед фронтом, так и за ним, независимо от

состава плазмы. Также от состава не зависит скорость фронта УВ и, соответственно, степень сжатия. Аналогичные результаты были воспроизведены для 10% содержания кислорода, а также для углов $\theta = 0^\circ$ и $\theta = 30^\circ$. Следует отметить, что в недавней работе [60] также обсуждалась скорость рассеивающих центров и её влияние на результирующие спектры частиц. Авторы данной работы сделали вывод о влиянии на результирующий спектр ускоренных частиц небольшого переходного участка непосредственно за фронтом УВ, где средняя скорость волн оказывается направлена от фронта (т.н. *postcursor*).

Несмотря на сходство динамики фронта и рассеивающих центров при различных химических составах, высокая металличность плазмы оказывает влияние на структуру и перестройку УВ. Из рис. 2.3 видно, что при 50% содержании кислорода (это всего лишь 6% по числу частиц) период перестройки фронта возрастает примерно от $10\Omega^{-1}$ до $150\Omega^{-1}$, т.е. пропорционально отношению гирочастот кислорода и водорода. При этом амплитуда магнитных флуктуаций за фронтом оказывается примерно вдвое больше (цветовая шкала верхней и нижней части рисунка отличается). Это объясняется тем, что плазменные неустойчивости растут экспоненциально до насыщения (выхода из линейной фазы). Критерием насыщения является обратное влияние возмущений электромагнитного поля на частицы, их генерирующие. Поскольку тяжёлые слабо заряженные ионы слабо взаимодействуют с полем, ожидаемый порог насыщения как минимум в несколько раз выше. Благодаря этому, во-первых, в УВ с высокой металличностью магнитное поле может усиливаться эффективнее (ещё один аргумент в пользу достаточно большого магнитного поля эжекты), а во-вторых, даже при относительно небольшой примеси тяжёлых слабо заряженных ионов начинают преобладать порождаемые ими флуктуации.

Таким образом, можно сделать вывод, что в УВ с высокой металличностью доминирует влияние тяжёлой слабо заряженной компоненты. Это дополнительно иллюстрирует рис. 2.4, на котором показаны пространственные карты поперечной компоненты поля B_z в тех же УВ, что и на предыдущем рисунке. Видно, что в случае сложного состава плазмы флуктуации магнитного поля крупнее и мощнее. Отсюда можно заключить, что инжекция водорода в процесс диффузионного ускорения затруднена за счёт более протяжённой структуры фронта с крупномасштабными флуктуациями электромагнитного поля. Для того, чтобы вступить в механизм диффузионного ускорения, ион водорода

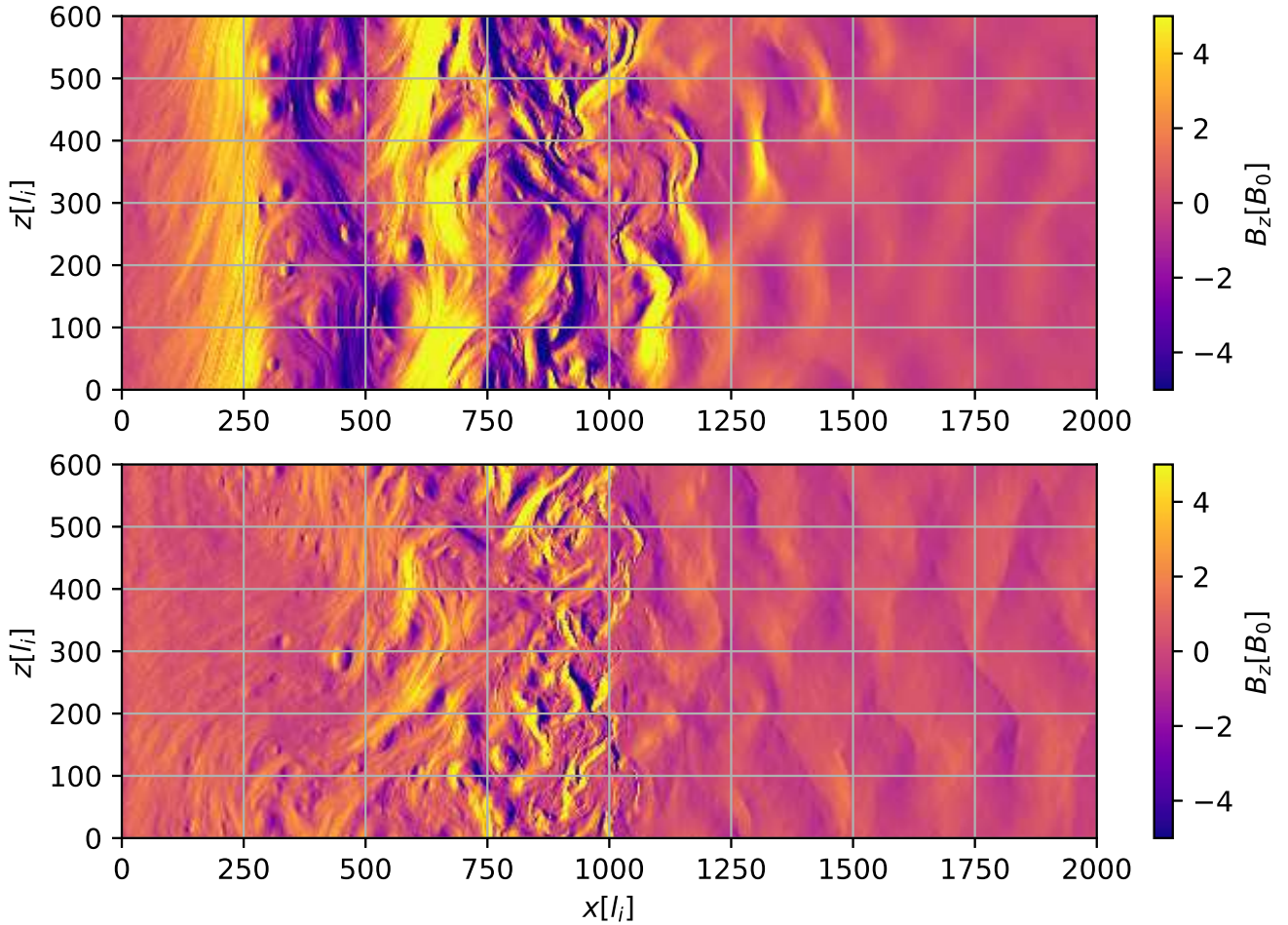


Рисунок 2.4 — Пространственные карты поперечной компоненты магнитного поля в тех же ударных волнах, что и на рис. 2.3. Вверху: плазма сложного состава, внизу: чисто водородная плазма.

должен набрать энергию, достаточную для пересечения более широкого фронта, что маловероятно. Эта проблема аналогична известной проблеме инжекции электронов в процесс диффузионного ускорения, также возникающей из-за разницы масштабов [116].

2.1.4 Нагрев и релаксация частиц различных сортов в ударных волнах в плазме, состоящей исключительно из тяжёлых ионов

Предыдущие разделы касались УВ в плазме с заметной долей водорода в составе. В то же время в сверхновых типа Ia, возникающих при термоядерном взрыве аккрецирующего белого карлика, эжекта может состоять исключи-

тельно из тяжёлых ионов [117]. Адекватная интерпретация спектроскопических наблюдений нагретого вещества эжекты в таких сверхновых требует предположений о форме распределений частиц по скоростям и соотношению температур различных сортов ионов. Это делает актуальной задачу моделирования БУВ в такой среде.

Следует отметить, что система уравнений (1.2) — (1.7), решаемая в гибридном коде, в предыдущих задачах нормировалась на длины и времена, вычисляемые для чисто водородной плазмы. Однако эта система допускает масштабирование, т.е. можно перенормировать все величины на ларморовскую частоту и инерционную длину произвольного иона (далее будем называть его основным сортом). При этом заряды и массы других сортов частиц надо задавать в единицах заряда и массы основного сорта. Основываясь на зарядовых состояниях эжекты, найденных в работе [117], для моделирования обратной УВ в остатке сверхновой типа Ia была выбрана среда, состоящая в основном из ионов OIV с небольшой примесью SiII. При этом за основной сорт был принят кислород.

Параметры проведённых запусков кода были следующими:

- Двумерная область моделирования размером $L_x \times L_y \times L_z = 4800 \times 1 \times 100$ ячеек.
- Размер ячейки $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0,5l_i$, где $l_i = c/\omega_{p,OIV} = c\sqrt{Am_p/4\pi nZ^2} \approx 600$ км, где $A = 16$, $Z = 3$ — массовое и зарядовое число основного сорта ионов.
- Периодические граничные условия по осям y и z .
- Отражающие граничные условия при $x = 0$ и открытая граница при максимальном x .
- Начальное магнитное поле, направленное в плоскости $x - z$ под углом θ к оси x (нормали к фронту), где угол θ принимал значения от 0° до 90° с интервалом 10° .
- Поток плазмы с максвелловским распределением налетал со скоростью $V_x \equiv V_{sh} = -9V_a$ ($V_a \sim 500$ км/с) на отражающую стенку, в результате чего формировалась УВ, движущаяся в положительном направлении оси x . Скорость движения фронта в лабораторной системе и, соответственно, число Маха в системе покоя фронта зависели от θ . Для продольной УВ ($\theta = 0^\circ$) число Маха оказалось равно 11,5, для поперечной ($\theta = 90^\circ$) — 12,3.

- Начальные температуры всех сортов частиц были пропорциональны их массовому числу и соответствовали условию $\beta_i = \beta_e = 1$.
- Были смоделированы УВ в плазме с 10% примесью кремния (по массе) и с 1% примесью кремния.
- В начальный момент времени в каждой ячейке находилось 40 макрочастиц каждого сорта. За счёт сжатия за фронтом УВ это число возрастало в несколько раз.
- Динамика частиц всех сортов учитывалась при подсчёте токов.

На рис. 2.5 показаны результирующие фазовые пространства всех компонент скорости однопроцентной примеси SiII в зависимости от угла наклона нормали к фронту. В верхней части рисунка показаны квазипродольные УВ, имеющие характерный предвестник, образованный ускоряющимися частицами и создаваемыми ими плазменными неустойчивостями. В отличие от случая обратной УВ SN 1987A, доля примеси слишком мала, чтобы существенно изменить структуру УВ и подавить инжекцию ионов основного сорта в процесс ускорения Ферми. Поэтому в фазовых пространствах основного элемента (здесь не показаны) также присутствует ускоренная компонента и предвестник. Несмотря на то, что $\theta = 50^\circ$ формально относится к квазипоперечным УВ, моделирование показало, что в этом случае всё ещё происходит инжекция частиц в процесс ускорения Ферми и формирование предвестника УВ.

Распределения ионов обоих сортов по компоненте скорости V_x в предвестнике квазипродольной УВ приведены в правой части рис. 2.6. Помимо основной компоненты (налетающего максвелловского потока), для обоих сортов частиц виден отражённый поток и диффузная надтепловая популяция. Эффективность отражения на фронте (а значит — и инжекции в процесс диффузионного ускорения) выше для ионов примеси. Это согласуется с результатами работ [25; 118].

Как видно из двух нижних частей рис. 2.5, в случае квазипоперечных УВ ионы кремния не релаксируют к распределениям, близким к тепловым, на масштабах моделирования. Непосредственно за фронтом частицы кремния двигаются сфазированно, вращаясь в сильном поперечном магнитном поле. Несколько далее фазы немного расходятся за счёт теплового разброса скоростей, в результате чего образуется пространственно однородное двухпотокное распределение частиц по поперечным к магнитному полю компонентам скоро-

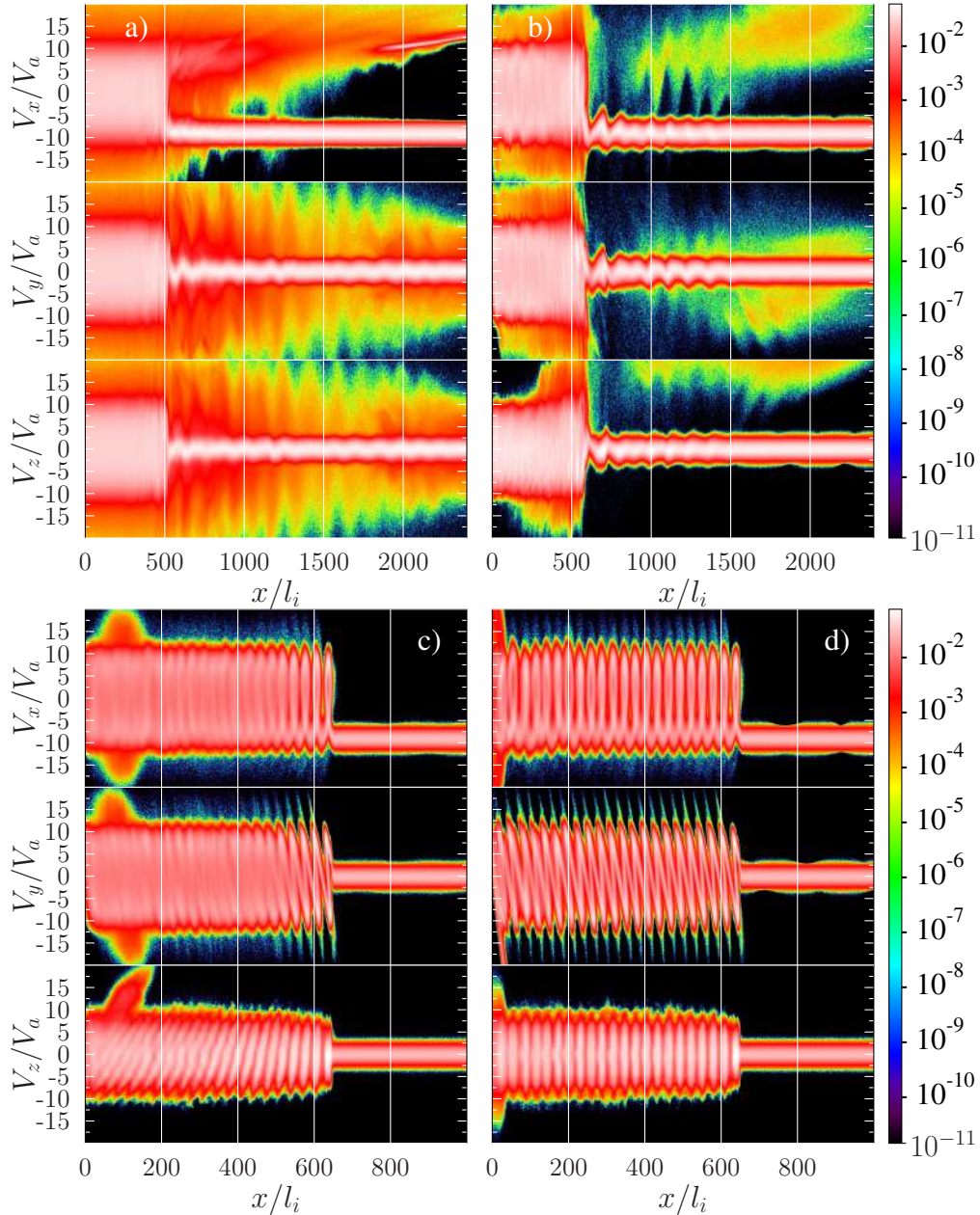


Рисунок 2.5 — Фазовые пространства $x - V_{\{x,y,z\}}$ небольшой (1% по массе) примеси однократно заряженного кремния в ударных волнах, распространяющихся в кислородной плазме в момент времени 200 обратных гирочастот кислорода(+3) от начала моделирования. Четыре части рисунка соответствуют различным значениям угла наклона магнитного поля к нормали к фронту: $a)\theta = 0^\circ$, $b)\theta = 50^\circ$, $c)\theta = 80^\circ$, $d)\theta = 90^\circ$. Цветом показана функция распределения ионов.

сти, показанное в левой части рис. 2.6. При этом распределение по компоненте вдоль поля (V_z) имеет форму, близкую к тепловой, и существенно меньший тепловой разброс. Анизотропия температур, вычисленная как отношение вторых

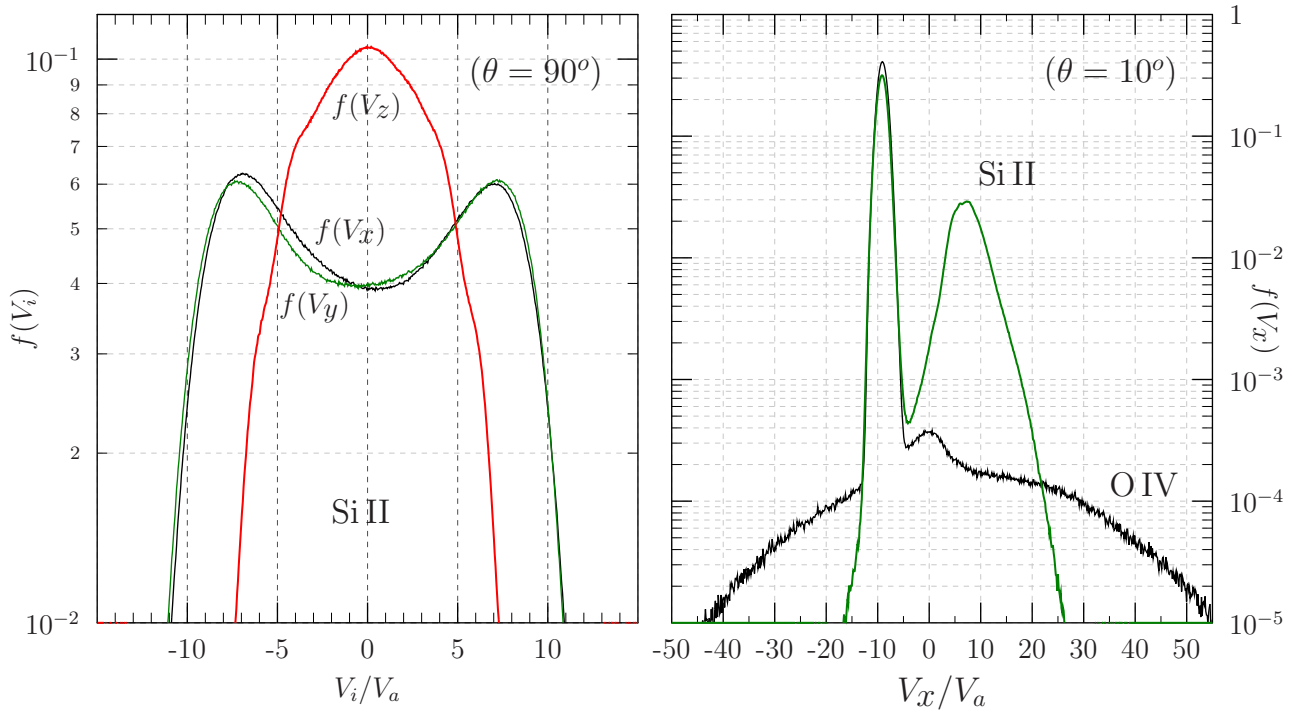


Рисунок 2.6 — Усреднённая по пространственным координатам функция распределения ионов по компонентам скорости. Слева: функция распределения Si II за фронтом строго поперечной ударной волны. Справа: распределение ионов основного сорта и примеси по V_x в предвестнике квазипродольной ударной волны. В обоих случаях доля примеси составляла 1%

моментов распределений по поперечной и продольной скорости, достигает значения $a = 2,7$. Тепловой разброс, вычисленный из второго момента функции распределения, с точностью до нескольких процентов соответствует гидродинамической оценке (2.1). Тем не менее, как и в описанной выше модели SN 1987A, есть слабый (3–4%) недогрев тяжёлых ионов и перегрев ионов основного сорта. Вероятнее всего, это связано с тем, что неустойчивости, порождаемые тяжёлыми, слабо заряженными ионами, имеют более высокий порог насыщения. Из-за этого доля энергии потока ионов, идущая на генерацию электромагнитных полей, растёт с увеличением A/Z , а доля, идущая на их нагрев, соответственно, падает.

Существенно неравновесные распределения ионов примеси возникают из-за отсутствия на фронте резонансных им электромагнитных флуктуаций. Характерные длины волн оказываются много меньше гирорадиуса ионов крем-

ния. Поэтому ионы примеси практически не взаимодействуют с электромагнитной турбулентностью в окрестности фронта и сохраняют форму распределения вплоть до перехода в почти ламинарную область далеко за фронтом. В квазипродольных УВ такая ситуация не возникает, поскольку ускоряющиеся протоны генерируют длинные волны, способные эффективно рассеивать тяжёлые, слабо заряженные ионы из тепловой части спектра. Кроме того, ширина фронта у квазипродольной УВ существенно больше, чем у квазипоперечной.

Расчёты с 10% примесью показали, что такой концентрации достаточно для быстрой изотропизации и релаксации распределения ионов кремния за счёт ими же сгенерированных неустойчивостей плазмы. Также было проведено дополнительное моделирование с различными сортами примеси и показано, что квазистационарные неравновесные распределения возникают только при Z/A примеси не более 0,35 от Z/A основного сорта частиц.

Таким образом, можно сделать вывод, что 1% примесь тяжёлого, слабо заряженного (по отношению к основному сорту) иона может сохранять неравновесное анизотропное распределение по скоростям далеко за фронтом квазипоперечных БУВ. Этот результат мог бы быть интересен с точки зрения спектроскопии остатков сверхновых, если бы неравновесная форма распределений сохранялась вплоть до кулоновских длин свободного пробега, соответствующих оптической толщине $N_H \approx 5 \cdot 10^{17} V_7^4 [\ln \Lambda]^{-1} \text{см}^2$, где V_7 — скорость УВ в единицах 100 км/с, а $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм [12]. Поэтому важно проверить устойчивость анизотропного распределения примеси.

Для оценки возможности бесстолкновительной релаксации неравновесных распределений ионов кремния далеко за фронтом был проведён линейный анализ устойчивости однородной плазмы с анизотропной примесью. Дисперсионное уравнение в такой среде для произвольной формы распределения ионов примеси по поперечным скоростям и максвелловской — по продольным выглядит следующим образом [119]:

$$\begin{aligned} \Omega^2 - c^2 k^2 + \omega_{pe}^2 \frac{\Omega}{k V_{T\parallel e}} Z(\xi_e^\pm) + \omega_{pi}^2 \frac{\Omega}{k V_{T\parallel i}} Z(\xi_i^\pm) + \\ + \omega_{p\alpha}^2 \frac{\Omega}{k V_{T\parallel \alpha}} Z(\xi_\alpha^\pm) + \omega_{p\alpha}^2 \left(\frac{T_{\perp \alpha}}{T_{\parallel \alpha}} - 1 \right) [1 + \xi_\alpha^\pm Z(\xi_\alpha^\pm)] = 0, \end{aligned} \quad (2.2)$$

где

$$\begin{aligned}\Omega &= \omega + i\gamma, \\ Z(\xi) &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dt \cdot \frac{\exp(-t^2)}{(t - \xi)}, \\ \xi_s^{\pm} &= \frac{\omega \pm \Omega_s}{kV_{T\parallel s}}, \\ \Omega_s &= \frac{Z_s e B}{A_s m_p c}, \\ \omega_{ps}^2 &= \frac{4\pi n_s Z_s^2 e^2}{A_s m_p},\end{aligned}$$

$V_{T\parallel s}$, $T_{\parallel s}$, $T_{\perp s}$ — тепловая скорость и температура частиц s -го сорта по направлению вдоль и поперёк среднего магнитного поля, соответственно, индекс e относится к электронам, i — к основному сорту, а α — к примеси.

Решение уравнения (2.2) показало, что система неустойчива по отношению к альвеновской ионно-циклотронной неустойчивости. Для параметров, соответствующих веществу за фронтом смоделированной поперечной УВ, наибольший инкремент составлял $\gamma_{max} \approx 2 \cdot 10^{-3} \Omega_i$, т.е. можно было ожидать развития неустойчивости на масштабах сотен и тысяч обратных гирочастот основного сорта ионов. Варьируя концентрацию примеси и степень анизотропии, удалось показать, что при любой заметной анизотропии и концентрации ионов кремния присутствует область положительного инкремента, и будут раскачиваться левополяризованные альвеновские моды, в итоге приводящие к релаксации примеси на бесстолкновительных масштабах. В случае малой концентрации примеси этот процесс достаточно медленный, и для его моделирования необходимо минимизировать численные шумы, на фоне которых рост неустойчивости может быть незаметен.

Для проверки результатов линейного анализа был произведён дополнительный запуск поперечной УВ с числом макрочастиц в ячейке, равным 2000. Из смоделированной области за фронтом был выделен участок длиной в один гирорадиус иона кремния. Распределение частиц обоих сортов на этом участке использовалось в качестве стартового для запуска кода в области с изначально однородным магнитным полем и периодическими граничными условиями. Согласно результатам линейного анализа, должен был наблюдаться рост неустойчивости и релаксация распределения частиц. На рис. 2.7 показано, как распре-

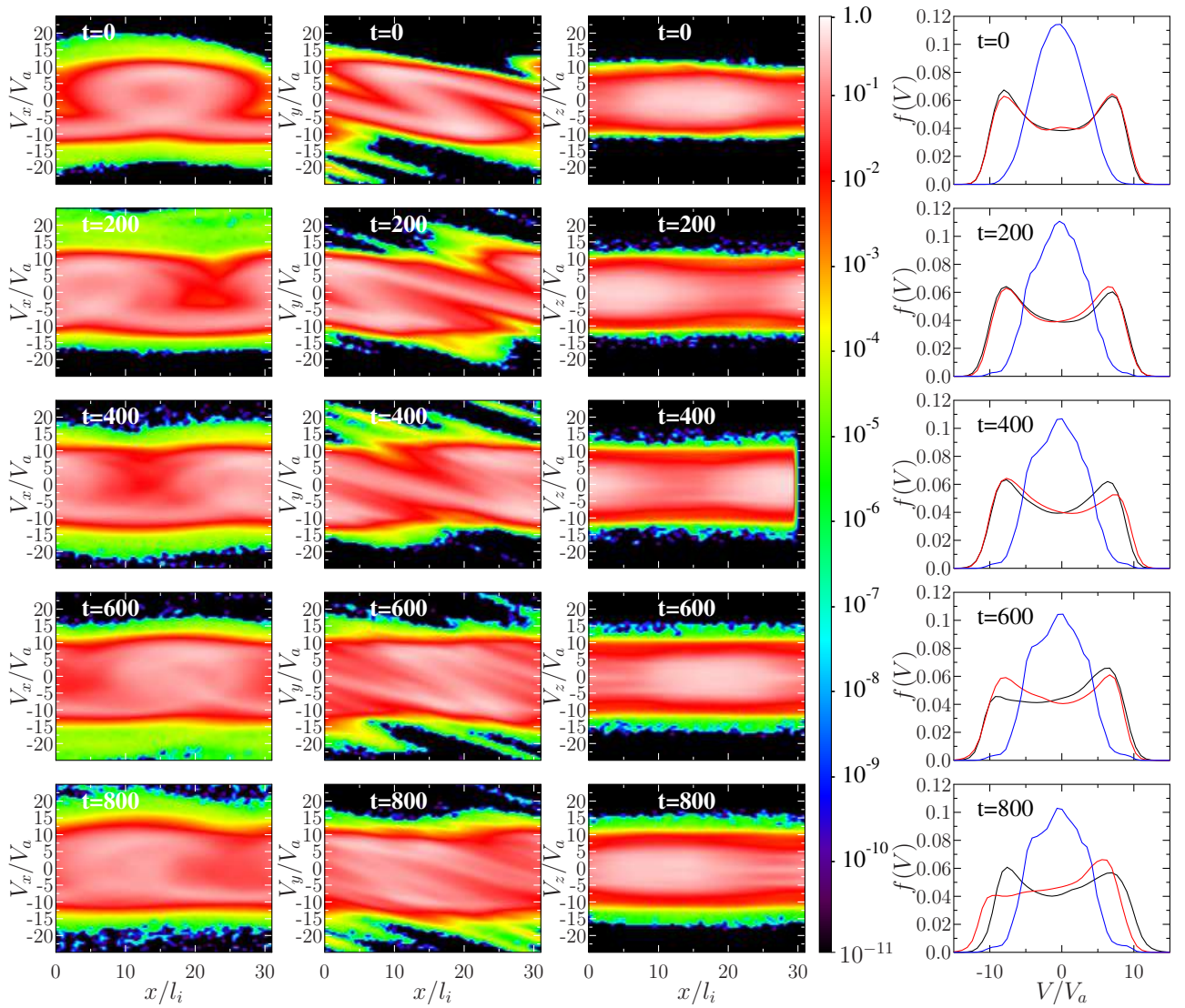


Рисунок 2.7 — Сверху вниз: термализация неравновесных ионов кремния в периодической области с изначально однородным магнитным полем. Справа показаны усреднённые по пространственным координатам распределения по компонентам скорости.

деление кремния медленно сглаживается и стремится к изотропии. Из темпа релаксации можно сделать вывод, что распределение станет максвелловским и изотропным не ранее, чем через несколько тысяч обратных гирочастот (но намного раньше кулоновской релаксации).

На рис. 2.8 показана зависимость от времени относительной вариации магнитного поля в запуске с периодическими граничными условиями для двух значений ppc (*particle per cell*, числа макрочастиц в ячейке). Видно, что в случае, когда $ppc = 2000$, происходит раскачка колебаний с инкрементом порядка $2 \cdot 10^{-4} \Omega_i$, в то время как для $ppc = 200$ эффект полностью маскируется численными шумами. Линейная теория предсказывала на порядок больший ин-

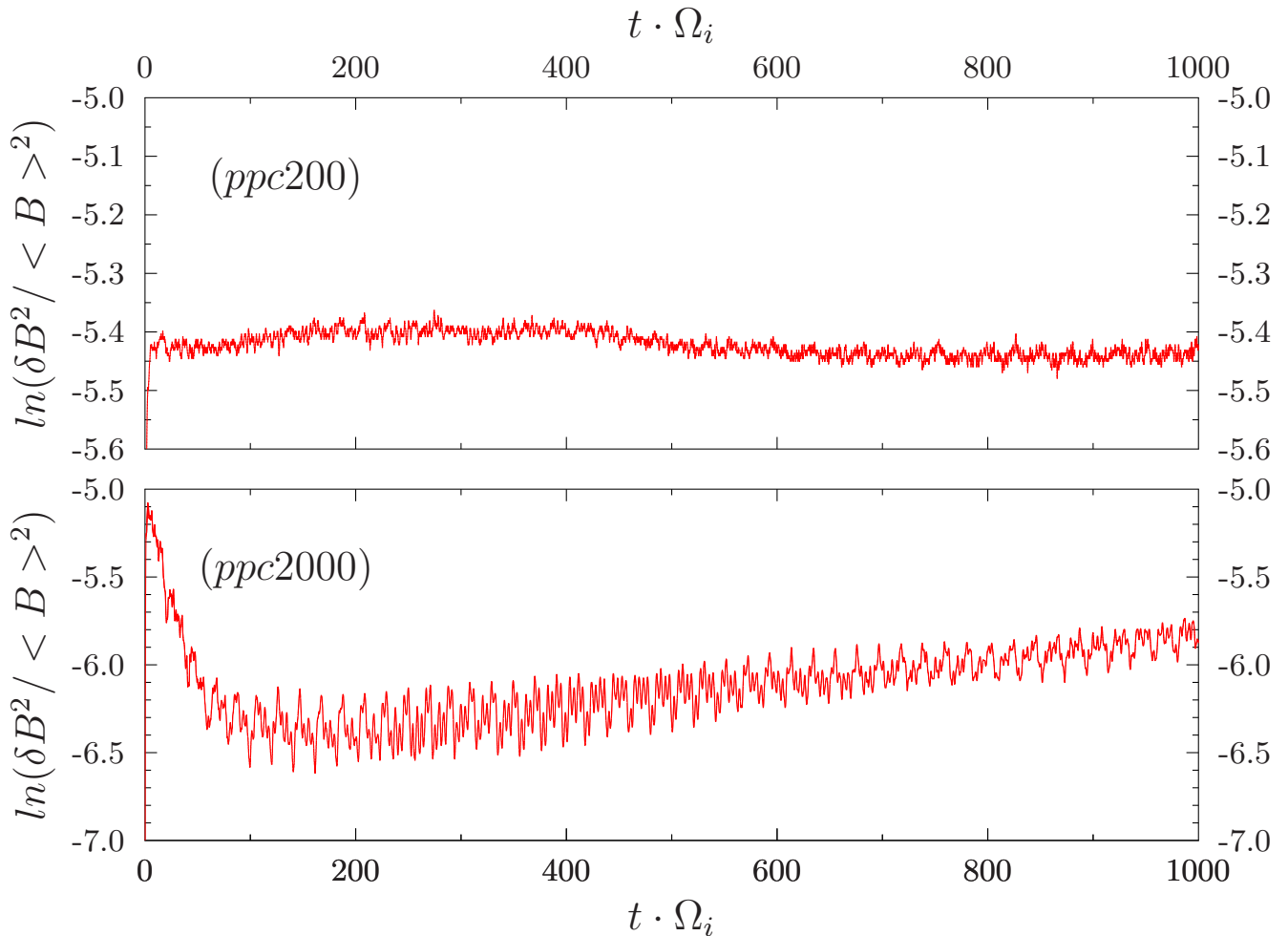


Рисунок 2.8 — Относительная вариация магнитного поля в том же запуске кода, что на рис. 2.7. В верхней части рисунка приведён результат расчёта с 200 макрочастицами на ячейку, показывающий, что численные шумы могут сделать слабую неустойчивость полностью невидимой.

кремент, но это предсказание было сделано в приближении пространственно однородной среды и должно рассматриваться как оценочное, поскольку моделируемое начальное распределение частиц сильно неоднородно (см. рис. 2.7).

2.2 Диффузия ионов различных сортов в предвестнике бесстолкновительных ударных волн

Поскольку ресурсоёмкие кинетические коды неспособны проследить ускорение частиц от тепловых до ультрарелятивистских энергий, при моделировании ускорения КЛ часто используются полуаналитические методы, такие как

метод Монте-Карло [14; 22; 120]. Важную роль в полуаналитических моделях играет коэффициент пространственной диффузии, который может быть определён в рамках кинетического моделирования. Так, в работе [29] было проведено гибридное моделирование УВ в чисто водородной плазме. Результирующие распределения ускоренных частиц в пространстве использовались для вычисления коэффициента диффузии протонов с различной энергией $D(E)$, однако только в предположении его пространственной однородности, которое выполняется весьма приближённо. Кроме того, авторы не включали в рассмотрение диффузию частиц других сортов. Поэтому их работа допускает уточнение и обобщение.

В данном разделе результаты гибридного моделирования УВ в водородной плазме с малой примесью ионов других сортов сопоставлены с известными теориями диффузии надтепловых частиц. Рассмотрено наиболее часто используемое в полуаналитических моделях приближение бомовской диффузии, а также квазилинейная теория диффузии ускоренных частиц в генерируемых ими флуктуациях электромагнитного поля, разработанная в статье [18]. При этом предполагается зависимость режима диффузии от координаты, а квазилинейная теория обобщена на случай диффузии частиц произвольного сорта в преимущественно водородной среде. Все частицы, кроме водорода, считаются тестовыми (не влияющими на поля). Это приближение применимо в случае плазмы солнечного состава. Моделирование проводилось для БУВ с параметрами, характерными для головной УВ остатка сверхновой, однако основные выводы имеют общий характер и могут использоваться для других сред, в частности — солнечного ветра. Это подтверждено непосредственным сравнением модели с данными спутника ACE.

2.2.1 Теоретические представления о диффузии энергичных частиц вблизи ударных волн

В рамках полуэмпирической бомовской теории длина свободного пробега частицы приравнивается к её ларморовскому радиусу r_L в среднеквадратичном стохастическом (турбулентном) магнитном поле. Здесь предполагается, что полное магнитное поле представляет собой сумму турбулентной и постоянной со-

ставляющей, $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_t$. Тогда коэффициент диффузии частицы со скоростью v , зарядовым числом Z и энергией E оказывается равен

$$D_B = \frac{1}{3} r_L v = \frac{2c}{3eB_t} \frac{E}{Z}. \quad (2.3)$$

Здесь D_B — коэффициент диффузии в бомовском приближении, c — скорость света, e — заряд электрона, B_t — среднеквадратичная стохастическая составляющая магнитного поля. Второе равенство в выражении (2.3) справедливо только для нерелятивистских частиц, однако может быть использовано в дальнейшем анализе, поскольку на моделируемых временах частицы не успевают достигнуть релятивистских энергий.

Несмотря на то, что бомовское приближение часто используется, оно, по всей видимости, имеет ограниченную область применимости. Так, например, в работе [121] проводилось моделирование диффузии релятивистских частиц в турбулентности с заданным колмогоровским спектром. Авторы показали, что бомовская теория применима в узком диапазоне энергий частиц при условии существенного превышения турбулентной составляющей магнитного поля над средним значением. Однако спектр турбулентности вблизи БУВ определяется плазменными неустойчивостями, связанными с наличием ускоренных частиц, и имеет индекс, отличный от колмогоровского. Поэтому, хотя результаты работы [121] и указывают на необходимость проверки применимости бомовского приближения, они не могут быть непосредственно применены к ускорению частиц на БУВ.

Коэффициент диффузии ускоренных протонов в предположении рассеяния не на всём спектре турбулентности, а только на резонансных флуктуациях поля, приведён в работе Белла [18]. Резонанс определялся через равенство длины волны и ларморовского радиуса частицы. В той же статье был рассчитан спектр электромагнитных возмущений и найдены распределения ускоренных протонов по импульсу и координате (без учёта модификации структуры УВ давлением ускоренных частиц). Однако, строго говоря, теория Белла применима только если амплитуда флуктуаций электромагнитного поля не слишком велика по сравнению со средним полем ($B_t/B_0 \ll 1$), а функция распределения ускоренных частиц изотропна. В то же время в области сильной турбулентности вблизи фронта $B_t/B_0 \gtrsim 1$, и может преобладать бомовский режим диффузии.

Далеко перед фронтом УВ, напротив, флуктуации поля настолько незначительны, что частицы рассеиваются слабо, и может нарушаться условие изотропии функции распределения.

Квазилинейная теория Белла описывает ускорение протонов за счёт рассеяния на генерируемых ими же неоднородностях электромагнитного поля в предвестнике УВ. При этом решается система двух уравнений:

$$V \frac{\partial f(x,p)}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left[D(x,p) \frac{\partial f(x,p)}{\partial x} \right] = \frac{p}{3} \frac{dV}{dx} \frac{\partial f(x,p)}{\partial p}, \quad (2.4)$$

$$V \frac{\partial F(x,p)}{\partial x} - \sigma(p) \frac{\partial f(x,p)}{\partial x} = 0. \quad (2.5)$$

Уравнение (2.4) представляет собой стационарное уравнение диффузии-переноса для энергичных частиц, где x — координата по направлению нормали к фронту, p — импульс частицы, $f(x,p)$ — функция распределения частиц, $D(x,p)$ — коэффициент диффузии, V — скорость потока, которая может зависеть от координаты вследствие модификации УВ давлением космических лучей. Уравнение (2.5) описывает, также в стационарном приближении, развитие резонансной неустойчивости из-за градиента концентрации ускоренных частиц. Здесь $F(x,p)$ — относительная доля энергии магнитного поля в резонансных флуктуациях в единичном логарифмическом диапазоне волновых чисел, $\sigma(p) = (4\pi/3)V_a p^4 v / U_M$ — эффективность генерации резонансных флуктуаций поля, v — скорость частицы, U_M — плотность энергии магнитного поля. Далее при решении системы будем считать, что фронт УВ находится в точке $x = 0$, область перед фронтом соответствует положительным x , а скорость потока перед фронтом $V < 0$. Следует отметить, что использованное в данной теории условие стационарности в реальных системах выполняется лишь приближённо, но обычно является адекватным допущением, поскольку характерные времена рассеяния частиц много меньше времени эволюции макроскопической структуры УВ и спектра ускоряющихся частиц.

Квазилинейный коэффициент диффузии протонов в статье [18] был записан в виде

$$D_{ql} = \frac{4}{3\pi} \frac{pvc}{eBF(x,p)}. \quad (2.6)$$

Выражение (2.6) может быть обобщено на случай рассеяния частиц с произвольными A и Z на флуктуациях, генерируемых ионами водорода:

$$D_{ql} = \frac{4}{3\pi} \frac{pvc}{ZeBF(x, p_{res})} \equiv \frac{D_0(p, Z, A)}{F(x, p_{res})}. \quad (2.7)$$

где p_{res} - импульс протона, генерирующего флуктуации поля, резонансные иону с импульсом p . Для ионов водорода $p_{res} = p$, т.е. частица рассеивается на флуктуациях поля, порождаемых частицами с той же энергией. Для ионов других сортов p_{res} можно найти, приравнивая длину магнитной флуктуации, ларморовский радиус иона и ларморовский радиус резонансного протона: $\lambda = r_L(ion) \equiv pc/(ZeB) = r_L(proton) \equiv p_{res}c/(eB)$. Следовательно, $p_{res} = p/Z$, т.е. частицы других сортов рассеиваются на неоднородностях поля, порождаемых ускоренными протонами с импульсом в Z раз меньше. Это значит, что частицам с импульсом больше Zp_{max} , где p_{max} — максимальный импульс протона, не на чем рассеиваться. Это условие ограничивает максимальный импульс частиц каждого сорта, достижимый к данному моменту времени.

В работе [18] система уравнений (2.4)-(2.5) была решена в приближении постоянной скорости потока:

$$F(x, p) = \frac{b(p)}{x_0(p) + x}, \quad (2.8)$$

$$f(x, p) = \frac{a(p)}{x_0(p) + x}, \quad (2.9)$$

где

$$b = -\frac{D_0(p, Z=1, A=1)}{V},$$

$$a = \frac{D_0(p, Z=1, A=1)}{\sigma(p)},$$

$$x_0 = \frac{D_0(p, Z=1, A=1)}{\sigma(p)f(x=0, p)}$$

а функция распределения энергичных протонов при $x \rightarrow +\infty$ стремится к 0. Тогда, используя выражения (2.7) и (2.8), можно получить коэффициент диффузии ионов различных сортов при резонансном рассеянии на флуктуациях,

генерируемых ионами водорода:

$$D_{ql}(x,p,Z,A) = -\frac{D_0(p,Z,A)V}{D_0(p_{res},Z=1,A=1)}(x_0(p_{res}) + x) \quad (2.10)$$

Подставляя $p_{res} = p/Z$, а также $x_0(p_{res})$ и $\sigma(p_{res})$, в явном виде, получаем:

$$D_{ql}(x,p,Z,A) = \frac{8c}{3\pi eB} \frac{E}{Z} \frac{1}{F(x=0,p/Z)} - \frac{Z}{A} Vx \quad (2.11)$$

Таким образом, для частиц всех сортов коэффициент диффузии на резонансных флуктуациях растёт линейно с удалением от фронта (в используемой системе координат $V < 0$), а функция распределения частиц с данным импульсом спадает по закону [29]:

$$f(x,p) = f(x=0,p) \cdot \exp \int_0^x \frac{V(x')}{D_{ql}(x',p,A,Z)} dx' \quad (2.12)$$

В случае постоянной скорости потока V интеграл вычисляется тривиально, причём решение для протонов совпадает с выражением (2.9). Выражение (2.12) верно и для случая бомовской диффузии, при этом вместо $D_{ql}(x',p,A,Z)$ надо подставить $D_B(x',p,A,Z)$. Это при постоянной скорости приведёт к экспоненциальному спаду функции распределения ускоренных частиц с удалением от фронта. В работе [29] коэффициент диффузии оценивался из выражения (2.12) в предположении экспоненциального спада смоделированной функции распределения, в то время как белловская теория предсказывает степенной спад, а вариации скорости потока дополнительно искажают профиль функции распределения.

Подход, разработанный автором диссертации, предполагает вычисление значений интеграла (2.12) в каждой точке пространства для различных значений импульса с использованием бомовской и белловской аппроксимации коэффициента диффузии (выражения (2.3) и (2.11)). Полученные профили $f(x,p)$ сравниваются с профилями, полученными в рамках гибридной модели, что позволяет сделать вывод о характере распространения частиц.

Следует отметить, что в рамках теории Белла $F(x,p)$ и $D_{ql}(x,p,Z,A)$ однозначно определяются из количества ускоренных частиц на фронте, т.к. $x_0(p_{res})$ явно зависит от $f(x=0,p_{res})$. Однако моделирование показало, что значения

$F(x,p)$ меньше, чем предсказывает теория Белла (хотя имеют ожидаемую форму спектра). Это может указывать либо на меньший инкремент роста резонансной неустойчивости σ в выражении (2.5), либо на наличие механизмов затухания. Поскольку основной задачей данного раздела диссертации является проверка законов диффузии вблизи БУВ, а не исследование роста и затухания резонансной неустойчивости, при вычислении белловского коэффициента диффузии в выражение (2.11) подставлялось значение $F(x,p)$, напрямую взятое из результатов моделирования.

2.2.2 Гибридное моделирование диффузии надтепловых частиц

Для определения областей применимости боровской и квазилинейной теорий диффузии был сделан запуск гибридного кода “Maximus” со следующими параметрами:

- Двумерная область моделирования размером $L_x \times L_y \times L_z = 40000 \times 1 \times 100$ ячеек.
- Размер ячейки $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 1l_i$, где l_i — инерционная длина протона в межзвёздной среде.
- Периодические граничные условия по осям y и z .
- Отражающие граничные условия при $x = 0$ и открытая граница при максимальном x .
- Начальное магнитное поле, направленное в плоскости $x - z$ под углом $\theta = 10^\circ$ к оси x (нормали к фронту), что соответствовало квазипродольной УВ.
- Поток плазмы с максвелловским распределением ($\beta_i = \beta_e = 1,0$) налетал со скоростью $V_x \equiv V_{sh} = -10V_a$ на отражающую стенку, в результате чего формировалась УВ с $M_a = 12,5$ (в системе покоя фронта). В лабораторной системе область за фронтом покоилась, а фронт двигался со скоростью $2,5V_a$ в положительном направлении оси x .
- Плазма состояла из ионов $H(+1)$, $He(+2)$, $He(+1)$, $C(+2)$.
- В начальный момент времени в каждой ячейке находилось 50 макрочастиц $H(+1)$ и по 10 макрочастиц других сортов.

- При подсчёте токов учитывалась только динамика ионов водорода, остальные частицы рассматривались как тестовые.

Параметры такого порядка характерны для головных УВ остатков сверхновых. Расчёты проводились до момента времени $t = 1800\Omega^{-1}$, поскольку на начальных стадиях формирования УВ (несколько сотен обратных гирорадиусов протона) распределения надтепловых частиц динамично меняются, и стационарное приближение плохо работает. По результатам гибридного моделирования строились пространственные функции распределения надтепловых частиц с фиксированной энергией на заряд $f_{ion}(x, E/Z)$. Для удобства сопоставления с теорией начало координат совмещалось с примерным положением фронта, а функции распределения нормировались на $f_{ion}(x=0, E/Z)$.

2.2.3 Диффузия надтепловых протонов

В нижней части рисунка 2.9 показаны средняя скорость потока V и турбулентная составляющая магнитного поля B_t в момент времени $t = 1800\Omega^{-1}$ от начала моделирования. Из графиков видно, что замедление потока давлением ускоренных частиц и усиление магнитного поля при приближении к фронту достаточно существенны, и при вычислении интеграла (2.12) ими пренебрегать нельзя.

В верхней части рисунка 2.9 приведены пространственные распределения ускоренных ионов водорода с различной энергией в тот же момент времени. Распределения частиц, вычисленные с помощью выражения (2.12) в предположении бомовского режима диффузии, показаны штрих-пунктирными линиями соответствующего цвета. Энергия ускоренных частиц нормирована на кинетическую энергию протонов далеко перед фронтом $E_{sh} \equiv 0,5mV_{sh}^2$, где V_{sh} - скорость налетающего потока в системе отсчёта отражающей стенки. Поскольку моделирование проводилось в двумерной области, бомовский коэффициент диффузии (2.3) вычислялся с поправочным коэффициентом, равным 3/2. Видно, что резкий спад функции распределения вблизи фронта для протонов любой энергии хорошо описывается в приближении бомовской диффузии. Тем не менее, в форме смоделированных распределений присутствуют особенности, вероятно

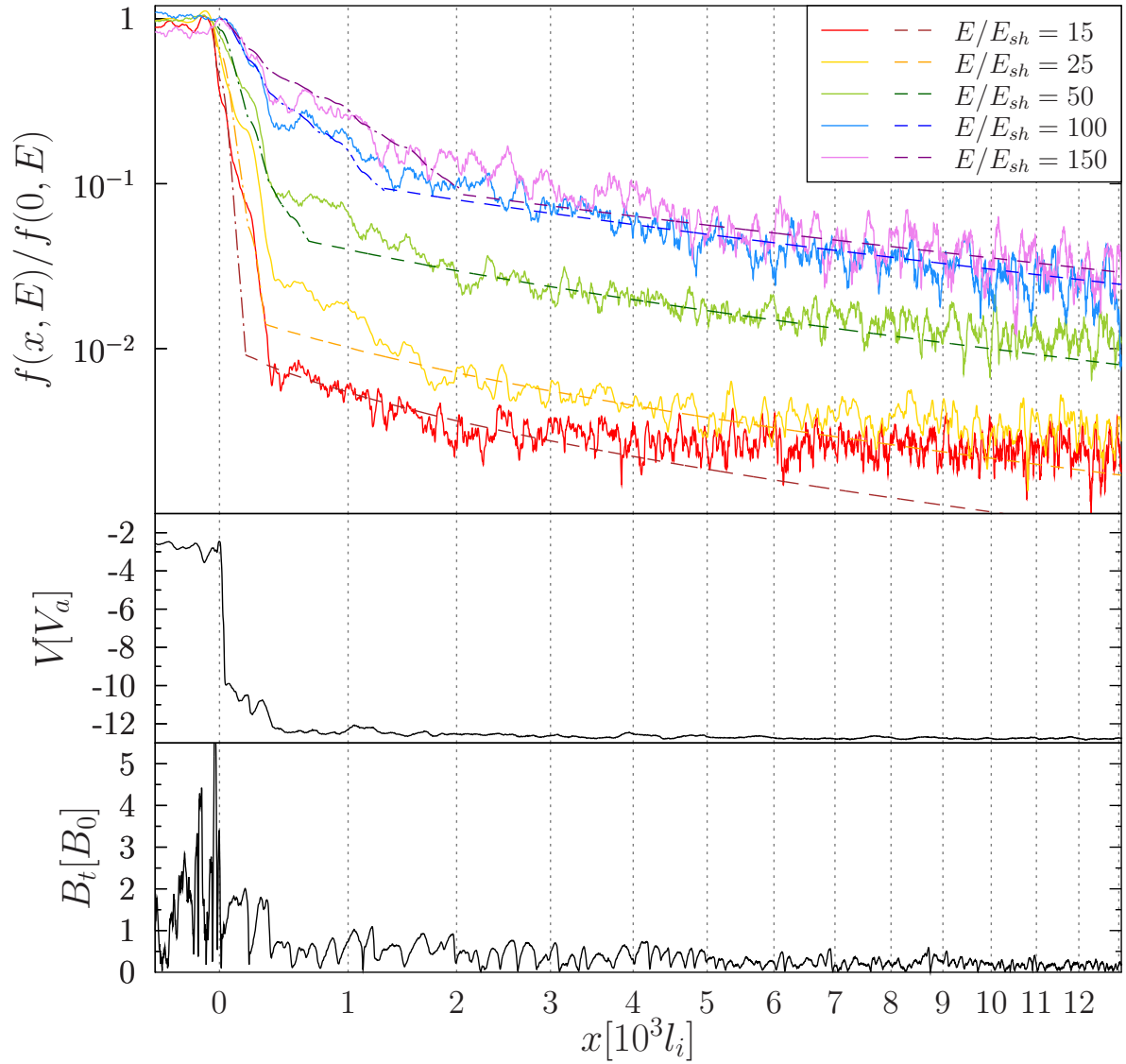


Рисунок 2.9 — Вверху: пространственные функции распределения надтепловых протонов с различной энергией в квазипродольной ударной волне в момент времени $t = 1800\Omega^{-1}$ от начала моделирования. Распределения, полученные в боровском и квазилинейном приближении, показаны штрих-пунктирными и штриховыми линиями соответствующих цветов. В середине: средняя скорость потока в системе покоя фронта. Внизу: турбулентная составляющая магнитного поля.

связанные с локально недиффузионным режимом распространения частиц (например, магнитными ловушками). В целом результат согласуется с выводами работы [121], что в области сильной турбулентности коэффициент диффузии близок к боровскому.

С удалением от фронта турбулентная составляющая магнитного поля уменьшается, и режим диффузии меняется с боровского на белловский (т.е. ре-

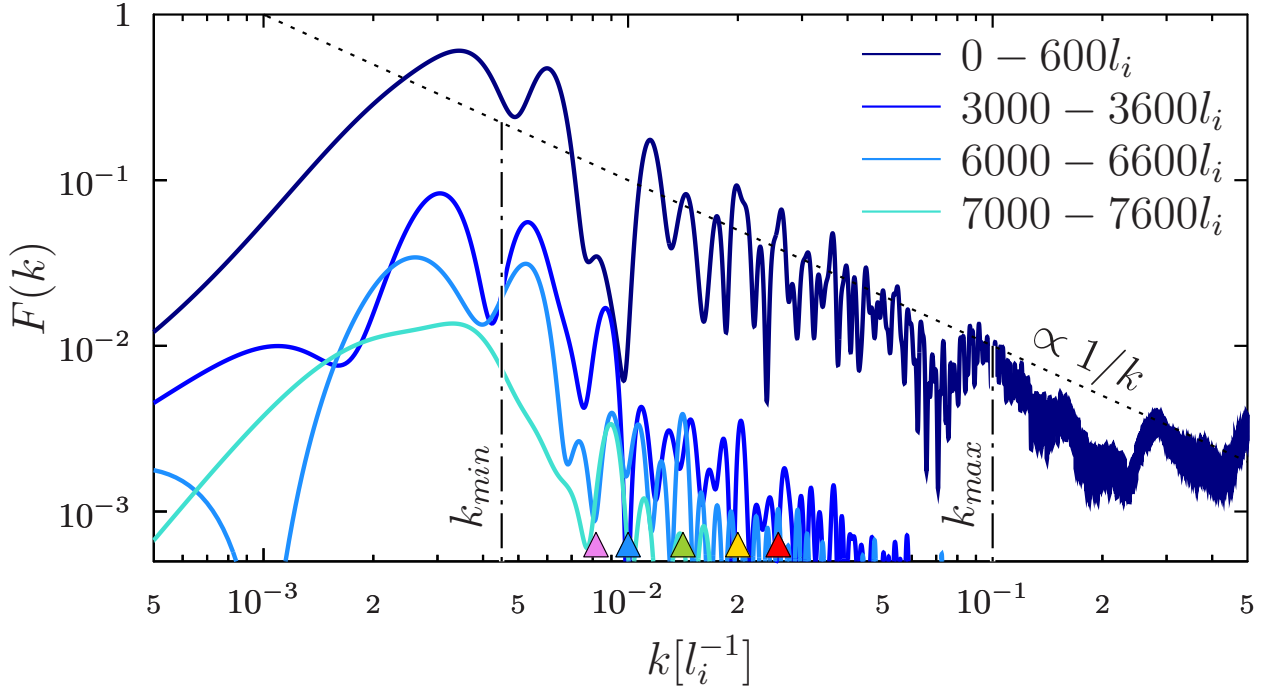


Рисунок 2.10 — Относительная плотность энергии магнитного поля в логарифмическом диапазоне k в нескольких пространственных областях перед фронтом квазипродольной ударной волны. Диапазон энергий ускоренных протонов ограничен вертикальными штрих-пунктирными линиями. Внутри этого диапазона спектр флуктуаций непосредственно перед фронтом хорошо описывается функцией $0,001/k$ (точечная линия). Волновые числа, резонансные протонам с рис. 2.9, показаны маркерами соответствующих цветов.

зонам). Белловские пространственные распределения протонов различной энергии показаны штриховыми линиями соответствующих цветов и отнормированы так, чтобы в точке смены режимов функция распределения менялась непрерывно.

Белловские распределения были получены с помощью выражения (2.12) с коэффициентом диффузии (2.11). Для его вычисления необходимо знать $F(x=0, p_{res})$ — плотность энергии резонансных магнитных флуктуаций непосредственно перед фронтом УВ. Эта величина оценивалась при помощи дискретного преобразования Фурье смоделированных профилей поперечных компонент магнитного поля $B_y(x)$ и $B_z(x)$ по формуле $F(x=0, k) = k(|\tilde{B}_y(k)|^2 +$

$|\tilde{B}_z(k)|^2/B_0^2$ (здесь $k = r_L^{-1} = eB_0/p_{res}c$ — нормированное волновое число, соответствующее резонансному импульсу, а тильда обозначает дискретный фурье-образ). Значения $F(x=0, k)$, полученные непосредственно перед фронтом (в области $0 - 600l_i$), приведены на рис. 2.10 (тёмно-синяя кривая). Согласно предсказаниям теории Белла, прямо перед фронтом сильной УВ $F(x=0, k) \propto 1/k$. Из рис. 2.10 видно, что $F(x=0, p_{res})$ действительно с хорошей точностью аппроксимируется функцией $F(x=0, p_{res}) = 0,001/k(p_{res})$ (точечная линия на рис. 2.10), которая и использовалась в выражении (2.11) для получения белловских распределений.

Аппроксимация спектра магнитных флуктуаций работает в резонансном диапазоне волновых чисел от $k_{min}(E_{max})$ до $k_{max}(E_{sh})$, где E_{max} — максимальная энергия ускоренных протонов в данный момент времени. Энергия E_{max} определялась из смоделированных распределений частиц по энергиям (см. нижнюю часть рис. 2.11). Как видно из рисунка, для частиц всех сортов $E_{max}/Z \approx 500E_{sh}$, а спектральный индекс частиц всех сортов согласуется с теоретическим предсказанием $\Gamma = -1,5$ для нерелятивистских частиц в сильной ударной волне. Аналогичные результаты были получены в работе [118] при моделировании диффузионного ускорения частиц различных сортов.

Из верхней части рис. 2.9 видно, что для всех частиц область боровской диффузии по мере удаления от фронта переходит в область применимости квазилинейной теории. При этом на границе смены режимов присутствует область, где, судя по форме профиля, оба режима диффузии действуют попеременно. Квазилинейная теория Белла адекватно воспроизводит пространственные распределения надтепловых частиц в областях длиной около нескольких тысяч инерционных длин, что примерно на порядок длиннее области боровской диффузии. То есть в полуаналитических моделях диффузионного ускорения разумнее использовать квазилинейную теорию, а не боровское приближение, либо параметризовать области применимости обоих приближений.

На больших расстояниях от фронта становятся заметны отклонения распределений частиц от предсказаний квазилинейной теории. Раньше всего это происходит для протонов с энергией $15E_{sh}$: примерно на $3000l_i$ от фронта смоделированная функция распределения начинает спадать медленнее теоретической, а на расстояниях порядка $5000l_i$ выходит на практически постоянный уровень. В этой удалённой от фронта области смоделированная функция распре-

деления по скоростям $f(v_x)$ оказывается анизотропна с преобладанием частиц, летящих в направлении от фронта. Такая анизотропия указывает на слабое рассеяние надтепловых частиц из-за малости амплитуды резонансных флуктуаций. В этой области распространение частиц может носить сверхдиффузионный характер, т.е. соответствовать распространению с $\langle x^2 \rangle \propto t^\alpha$, где $\alpha > 1$ (см., например, [122–124]).

2.2.4 Диффузия ионов тяжелее водорода

Тяжёлые ионы рассеиваются на неоднородностях поля, генерируемых ускоренными протонами. Максимальная длина резонансных флуктуаций, генерируемых протонами с $E = E_{max}$, равна $\lambda_{max} = c\sqrt{m_p E_{max}}/eB$. Ларморовский радиус тяжёлого иона с энергией E равен $r_L = c\sqrt{Am_p E}/ZeB$. Рассеиваться резонансно могут только тяжёлые ионы с $r_L \leq \lambda_{max}$, а значит — с $E/Z \leq E_{max}Z/A$, где $E_{max} \approx 500E_{sh}$. Например, для ионов C(+2) в момент времени $t = 1800\Omega^{-1}$ наибольшая величина E/Z для резонансного рассеивания составляет примерно $83E_{sh}$. На самом деле это значение несколько больше, поскольку в спектре магнитных флуктуаций присутствуют гармоники с длиной волны больше резонансных (см. рис. 2.10). Для остальных рассматриваемых частиц допустимый диапазон энергий шире.

В верхней части рис. 2.11 приведены пространственные распределения ионов различных сортов с одинаковой энергией на заряд $E/Z = 70E_{sh}$ (значение заведомо меньше граничного для всех рассмотренных ионов). Чёрной штрих-пунктирной линией показан боровский профиль (он совпадает для всех ионов), а цветными штриховыми — белловские профили, полученные с помощью выражения (2.11). Видно, что формы всех распределений соответствуют той же последовательной смене режимов, что и для протонов, но границы областей смещаются к фронту с ростом A/Z . В результате для ионов C(+2) с максимальным отношением $A/Z = 6$ область боровской диффузии пренебрежимо мала, а область резонансного рассеяния ограничена расстоянием $1000l_i$ от фронта. В удалённой от фронта области форма распределений не объясняется

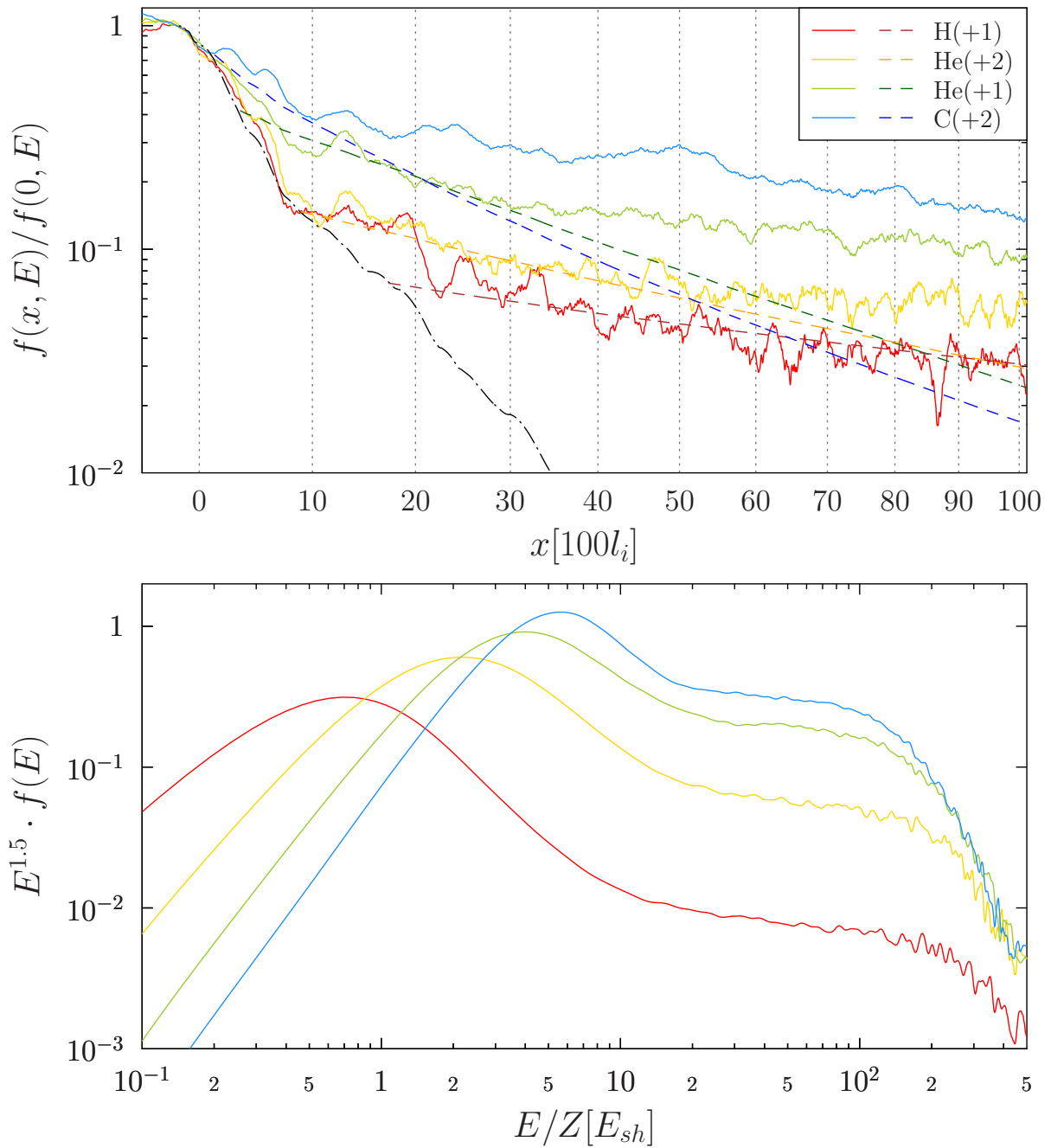


Рисунок 2.11 — Вверху: пространственные профили функции распределения ионов различных сортов с $E/Z = 70E_{sh}$. Распределение в боровском приближении для этой энергии на заряд показано чёрной штрих-пунктирной линией, а распределения, полученные в рамках теории Белла для частиц каждого сорта, - цветными штриховыми. Внизу: энергетический спектр ионов тех же сортов за фронтом УВ при $t = 1800\Omega^{-1}$.

квазилинейной теорией, а фазовые пространства тяжёлых ионов оказываются анизотропными. Последний факт также отмечен в работе [118].

Из приведённых выше аргументов можно сделать вывод, что для надтепловых частиц любого сорта перед фронтом квазипродольной БУВ могут быть выделены три пространственные области. В области, ближайшей к фронту, применима боровская аппроксимация, далее работает квазилинейная теория диффузии, а в области, наиболее удалённой от фронта, распространение частиц может отличаться от диффузионного. Смена режимов диффузии происходит не мгновенно, а с возникновением переходных участков. Ниже приводятся оценки положения границ между областями.

2.2.5 Границы областей с различными режимами диффузии

Исследуемая УВ сверхкритическая, а значит она подвержена квазипериодической перестройке фронта. В фазе укручения фронта количество отражённых от фронта частиц и мгновенная эффективность инъекции растут, в фазе размытия — уменьшаются. Из-за этого распределения надтепловых частиц в окрестности фронта испытывают пульсации, что затрудняет определение точной зависимости ширины боровской области от энергии, заряда и массы частицы. Тем не менее, оценки, позволяющие приблизительно определить критерии и точки перехода режимов диффузии, необходимы для разработки более точных аналитических моделей диффузионного ускорения.

Из рис. 2.9 видно, что точка перехода между боровским и белловским режимами диффузии x_1 определена с точностью до сотен l_i (то есть масштаба области, где оба режима действуют попеременно). Тем не менее, можно формально определить точку перехода как точку пересечения боровской и белловской аппроксимаций. Как показано в верхней части рис. 2.12, координата этой точки для протонов с хорошей точностью пропорциональна их энергии ($x_1[l_i] \approx 13E/E_{sh}$). Причина, по-видимому, заключается в том, что плотность энергии резонансных флуктуаций вблизи фронта спадает по тому же закону, что и концентрация надтепловых протонов, то есть экспоненциально с масштабом, пропорциональным $D_B \propto E$. Для других исследованных ионов область, где действует боровское приближение, существенно уже, а для He(+1) и C(+2) практически отсутствует. Таким образом, даже вблизи фронта турбулентность

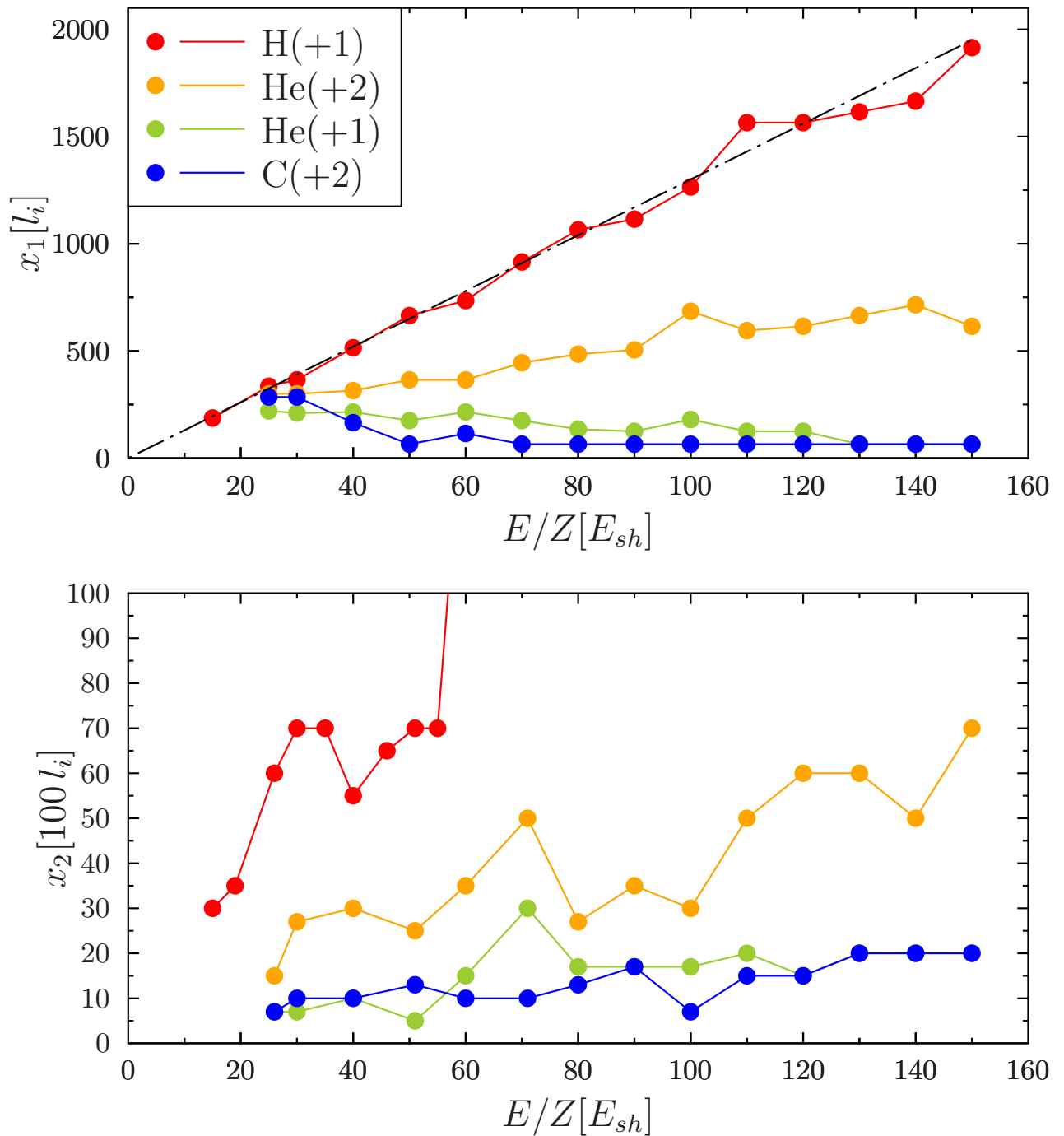


Рисунок 2.12 — Вверху: координата перехода бомовского режима диффузии различных ионов в белловский в зависимости от энергии. Штрих-пунктирной линией показана линейная аппроксимация для ионов водорода. Внизу: приблизительная верхняя граница применимости квазилинейной теории диффузии.

оказывается недостаточно сильной для боровской диффузии тяжёлых слабо заряженных ионов.

Зависимость от энергии на заряд наибольшей координаты x_2 , при которой ещё применима квазилинейная теория, показана в нижней части рис. 2.12. Координата x_2 определялась визуально из формы распределений, поэтому график носит качественный характер. Для всех ионов x_2 увеличивается с ростом энергии (а значит — с ростом резонансной длины волны). Это происходит потому, что более энергичные протоны могут проникать дальше в предвестник и генерировать там резонансные волны, в то время как область коротковолновых возмущений сильно ограничена. Можно предположить, что при падении $F(x, k)$ ниже некоторого критического значения F_c рассеяния становятся маловероятными, и квазилинейное приближение нарушается. Величину F_c можно оценить из спектров флуктуаций магнитного поля вблизи границ смены режимов.

На рисунке 2.10 показан спектр флуктуаций магнитного поля на различных расстояниях от фронта. Энергия магнитных флуктуаций с удалением от фронта уменьшается во всех диапазонах волновых чисел, но коротковолновые флуктуации, изначально более слабые, затухают быстрее. Как видно из рис. 2.9, для ионов водорода с энергией $15E_{sh}$ квазилинейная теория работает при $x < x_2 \approx 3000l_i$. Спектр флуктуаций в области $3000 - 3600l_i$ от фронта показан синей кривой на рис. 2.10, а резонансное волновое число для $E/Z = 15E_{sh}$ отмечено красным маркером. Значение $F(k_{res})$ вблизи границы применимости квазилинейной диффузии оказывается порядка 10^{-3} . Для энергии $25E_{sh}$ (жёлтый маркер) значение $F(k_{res})$ уменьшается до 10^{-3} при $x \approx 6000l_i$, что соответствует значению x_2 для этой энергии. Аналогично для энергии $50E_{sh}$ (зелёный маркер) смена режима диффузии происходит в точке $x \approx 7000l_i$ при $F(k_{res}) < 10^{-3}$. Таким образом, пороговое значение $F(x, k)$ для резонансного рассеяния может быть оценено как примерно 10^{-3} . Из рис. 2.11 и 2.12 видно, что для тяжёлых слабо заряженных частиц область применимости квазилинейной теории существенно уже: не более нескольких тысяч l_i . Критическую мощность резонансных флуктуаций для тяжёлых ионов можно оценить как $F_c \sim 10^{-2}$.

Для протонов x_2 резко возрастает при $E/Z > 60E_{sh}$ (см. нижнюю часть рис. 2.12), то есть квазилинейная теория для наиболее энергичных частиц оказывается применима вплоть до границ области моделирования. Это объясняется тем, что длинноволновые неоднородности поля не затухают по закону (2.8),

предсказываемому теорией Белла, а сохраняются на существенно больших расстояниях. Дело в том, что при выводе выражения (2.8) учитывались только частицы, находящиеся в режиме диффузионного ускорения. В то же время, в предвестнике также присутствуют энергичные частицы, свободно уходящие от фронта и способные генерировать длинноволновые возмущения поля.

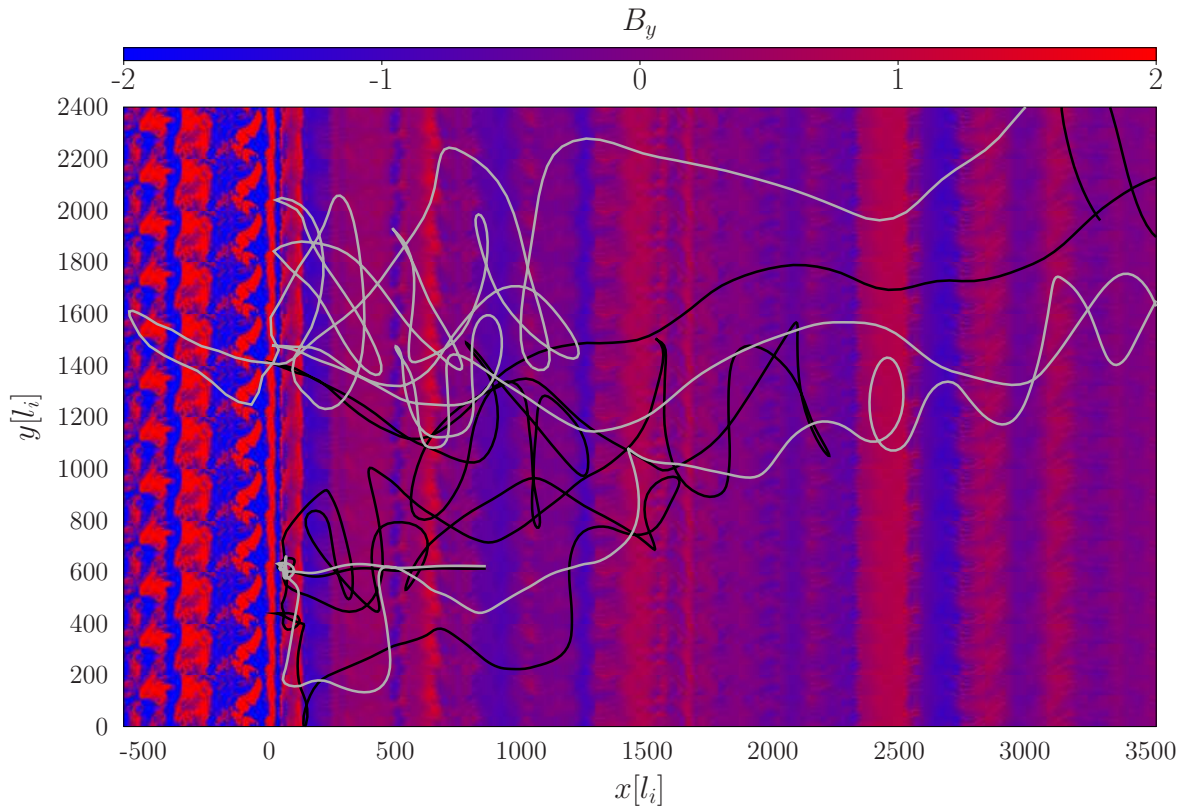


Рисунок 2.13 — Траектории двух тестовых ионов $C(+2)$ в постоянном электромагнитном поле, взятом из результатов гибридного моделирования. Цветом показано значение поперечной компоненты магнитного поля B_y

2.2.6 Траектории тестовых частиц

Для исследования изменения траекторий различных ионов в зависимости от расстояния до фронта УВ было проведено дополнительное моделирование движения тестовых частиц в полях, полученных из гибридной модели. При этом тестовые частицы заданного сорта помещались в случайную точку в области с периодическими граничными условиями по осям y и z и открытыми

граничными условиями по оси x . Во всей области задавалось постоянное электрическое и магнитное поле, взятое из результатов гибридного моделирования при $t = 1800\Omega^{-1}$. Движение частиц осуществлялось методом Борнса (см, например, [31]). На рисунке 2.13 показаны два примера траекторий надтепловых ионов $C(+2)$. Согласно рис. 2.12, для ионов этого сорта квазилинейная теория применима в области порядка $1000l_i$ от фронта. Из рисунка 2.13 видно, что за пределами этой области рассеяния становятся намного реже и появляются большие участки, где траектория близка к баллистической. Это может указывать на сверхдиффузионный режим движения частиц.

2.2.7 Диффузия надтепловых ионов в солнечном ветре

Описанные выше результаты были получены для УВ с параметрами, характерными для остатков сверхновых. В остатках сверхновых непосредственные наблюдения распределений ускоренных частиц невозможны, в то время как в солнечном ветре многочисленные космические аппараты за годы работы создали обширную базу таких данных. Поэтому представляет интерес сопоставление выводов о характере диффузии ускоренных частиц вблизи БУВ с непосредственными наблюдениями их пространственных распределений в солнечном ветре.

Для сравнения гибридной модели с данными о потоках надтепловых частиц в окрестности БУВ в солнечном ветре были взяты данные спутника ACE (Advanced Composition Explorer) [125]. На сайте http://www-ssg.sr.unh.edu/mag/ace/ACELists/obs_list.html#shocks содержится информация о детектированных спутником УВ в солнечном ветре с указанием оценок направления нормали к фронту, скорости фронта относительно спутника и относительно плазмы перед фронтом, степени сжатия, альвеновского числа Маха и угла наклона магнитного поля к нормали. Для анализа потоков была выбрана сверхкритическая квазипродольная УВ, детектированная 8 июня 2000 года, с параметрами $M_a = 4,7 \pm 0,8$, $\theta = 47^\circ \pm 4^\circ$ (формально эта УВ квазипоперечная, но, как упоминалось выше, УВ с $\theta < 50^\circ$ имеют свойства квазипродольных). По данным прибора SWEPAM (Solar Wind Electron Proton Alpha Monitor) и магни-

тометра MAG были сделаны оценки температуры, плотности и магнитного поля перед фронтом, что позволило оценить плазменный параметр $\beta \approx 0,2$. В связи с неопределённостью наблюдаемого числа Маха было смоделировано три БУВ, отличающиеся только альвеновским числом Маха, и выбран случай с наилучшим соответствием смоделированных профилей плотности, магнитного поля и потоков надтепловых частиц наблюдательным данным. Таким образом была продемонстрирована возможность уточнения параметров наблюдаемой УВ при помощи сравнения с гибридной моделью.

Параметры запусков кода “Maximus” были следующими:

- Область моделирования размером $L_x \times L_y \times L_z = 15000 \times 1 \times 200$ ячеек.
- Размер ячейки $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 1l_i$, где l_i — инерционная длина протона в межзвёздной среде.
- Периодические граничные условия по осям y и z .
- Отражающие граничные условия при $x = 0$ и открытая граница при максимальном x .
- Начальное магнитное поле, направленное в плоскости $x - z$ под углом $\theta = 47^\circ$ к оси x (нормали к фронту).
- Поток чисто водородной плазмы с максвелловским распределением ($\beta_i = \beta_e = 0,2$) налетал на отражающую стенку, в результате чего формировалась УВ, движущаяся в положительном направлении оси x .
- Скорость налетающего на стенку потока в трёх случаях составляла $2,8V_a$; $3,3V_a$ и $3,7V_a$, а числа Маха (в системе покоя фронта) 4,0; 4,6 и 5,1 соответственно.
- В начальный момент времени в каждой ячейке находилось 100 макро-частиц $H(+1)$.

Для сравнения модельных данных с наблюдательными необходимо было перевести их из нормированных единиц в физические, а также пересчитать измеряемые приборами временные ряды в пространственные распределения с учётом движения спутника относительно плазмы солнечного ветра. Перенормировка осуществлялась с использованием следующих параметров: среднее магнитное поле перед фронтом $B_0 = 7$ нТ, средняя концентрация протонов перед фронтом $3,5 \text{ см}^{-3}$ (т.е. $l_i = 122$ км), скорость спутника относительно плазмы солнечного ветра 490 км/с перед фронтом и 735 км/с за фронтом. Все наблюдательные данные приведены в тех единицах, в которых они содержатся в базе данных

спутника ACE. Потоки энергичных протонов в диапазоне 67 – 115 кэВ были взяты из данных магнитного спектрометра EPAM–LEMS30 (Electron, Proton and Alpha Monitor – Low Energy Magnetic Spectrometer).

Прежде всего, для определения числа Маха наблюдаемой УВ было проведено сравнение с наблюдениями профилей плотности и магнитного поля для всех трёх случаях. Оказалось, что в УВ с $M_a = 4,0$ и $M_a = 5,1$ степень сжатия не соответствовала наблюдаемой, в связи с чем был сделан вывод, что значение $M_a = 4,6$ наилучшим образом согласуется с данными спутника ACE. Для дальнейшего анализа использовались результаты этой модели.

На рисунке 2.14 смоделированные профили концентрации ионов, модуля магнитного поля и потока энергичных частиц сопоставлены с наблюдательными данными. Примерное положение фронта УВ принято за 0. Из двух верхних графиков видно, что структура скачка и степень сжатия на фронте адекватно воспроизводится моделью. Следует отметить, что наблюдательные данные по концентрации частиц визуальнo расходятся с моделью в области фронта. Это связано с их недостаточным временным разрешением (64 с, что соответствует примерно 40000 км). Данные по магнитному полю с тем же разрешением (зелёная кривая на среднем графике) также не согласуются с результатами моделирования. Однако для магнитного поля доступны данные с периодом усреднения 1 с (красная кривая на среднем графике), которые хорошо воспроизводятся моделью.

В нижней части рис. 2.14 сопоставлены с моделью наблюдаемые потоки ускоренных частиц в диапазоне энергий 67 – 115 кэВ (примерно $100E_{sh}$). Также на графике приведены потоки ускоренных частиц в предвестнике, рассчитанные по формуле 2.12 в рамках бомовской и квазилинейной теории. Как видно из графика, непосредственно перед фронтом наблюдения хорошо согласуются с моделью и описываются в рамках бомовского приближения, в то время как квазилинейная теория предсказывает более плавный спад потоков с удалением от фронта. В области далеко перед фронтом обе теоретические кривые практически сливаются, потому что полная мощность флуктуаций поля близка к мощности флуктуаций в резонансном (длинноволновом) диапазоне. Это происходит из-за того, что далеко перед фронтом присутствуют надтепловые частицы только высоких энергий. Таким образом, далеко перед фронтом для частиц с энергией $100E_{sh}$ обе теории диффузии применимы в равной степени и

дают близкие результаты. Следует отметить, что в рассмотренной выше модели головной УВ остатка сверхновой область применимости бомовской теории диффузии также была достаточно велика для энергий $100E_{sh}$ и выше (см. рис. 2.9), и предсказания бомовской и квазилинейной теории различались слабее, чем для низких энергий.

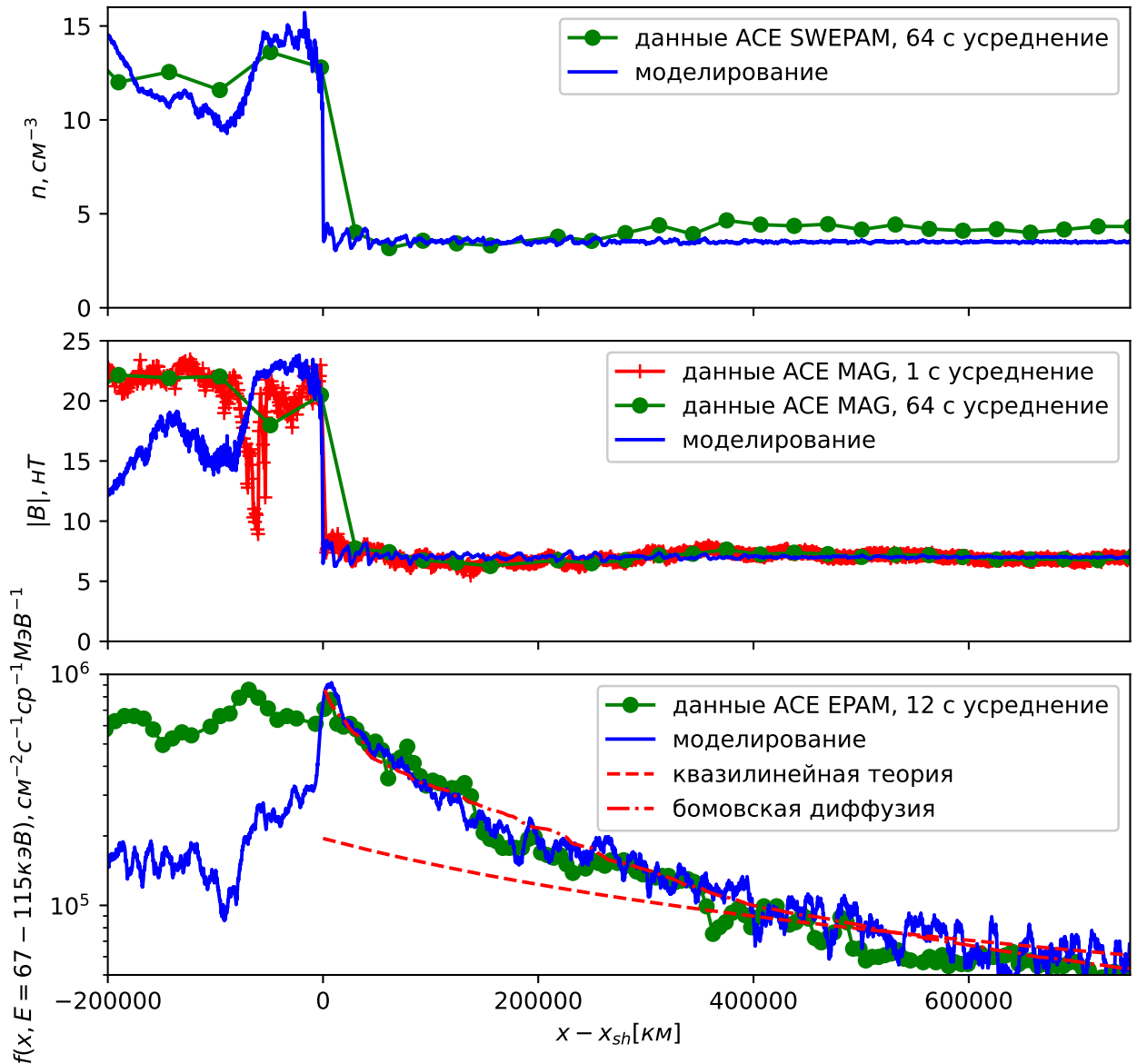


Рисунок 2.14 — Смоделированная концентрация ионов, абсолютная величина магнитного поля и поток надтеловых частиц в диапазоне энергий 67 – 115 кэВ в сравнении с наблюдательными данными спутника ACE и предсказаниями бомовской и квазилинейной теории диффузии. Результаты моделирования показаны для $t = 1500\Omega^{-1}$.

За фронтом УВ наблюдения хуже согласуются с результатами моделирования, однако это может быть связано с дополнительными факторами, не вклю-

чёнными в модель. Например, провал в $|B|$ может быть связан с прохождением разрыва через УВ (такого рода явление смоделировано и описано в главе 4). Этим же может объясняться большее количество надтепловых частиц. Кроме того, спутник двигался из области перед фронтом в область за фронтом, так что точки с большим x соответствуют более ранним временам, а значит — меньшему количеству ускоренных частиц. При больших x видно, что наблюдаемый поток несколько ниже смоделированного. Время прохождения спутника через всю область, показанную на рис. 2.14, составляло примерно $2000\text{с} \approx 1400\Omega^{-1}$. Данные моделирования приведены в момент времени $1500\Omega^{-1}$ от инициализации УВ. Наблюдательные данные по потокам ускоренных частиц в предвестнике УВ хорошо воспроизводятся гибридной моделью, что позволяет сделать вывод о её применимости для моделирования процесса диффузионного ускорения.

2.3 Выводы

В данной главе были представлены результаты моделирования БУВ в плазме сложного состава с параметрами, характерными для УВ в остатках сверхновых. Были рассмотрены нагрев и неравновесные распределения частиц, плазменные неустойчивости и диффузия надтепловых ионов. К основным результатам можно отнести:

- Обнаружение подавления инжекции протонов в БУВ, обогащённых тяжёлыми, слабо заряженными ионами, за счёт эффективной раскачки длинноволновых неустойчивостей вблизи фронта.
- Определение областей применимости бомовской и квазилинейной теорий диффузии в предвестнике УВ в плазме солнечного состава.

Последний результат был также верифицирован путём сравнения с данными в солнечном ветре.

Результаты, изложенные в данной главе, опубликованы в следующих работах:

1. Релаксация тяжелых ионов в бесстолкновительных ударных волнах в космической плазме / Ю. А. Кропотина [и др.] // ЖТФ. — 2016. — т. 86, № 4. — с. 40—46.
2. Нагрев и неравновесные распределения ионов в обратной ударной волне остатка сверхновой SN 1987A / Ю. А. Кропотина [и др.] // Ядерная физика. — 2018. — т. 81, № 1. — с. 125—131.
3. Evolution of anisotropic distributions of weakly charged heavy ions downstream collisionless quasiperpendicular shocks / J. A. Kropotina [et al.] // Journal of Physics: Conference series. — 2018. — Vol. 1038, Id 012014.
4. Kropotina J. A., Levenfish K. P., Bykov A. Simulation of collisionless shocks in plasmas with high metallicity // Journal of Physics: Conference series. — 2019. — Vol. 1400, Id 022002.
5. Моделирование диффузии ускоренных частиц в бесстолкновительных ударных волнах с примесью ионов тяжелее водорода / Ю. Кропотина [и др.] // ЖТФ. — 2020. — т. 90, № 1. — с. 18—25.

Глава 3. Ударные волны в скоплениях галактик

Средний состав вещества в скоплениях галактик достаточно близок к солнечному, однако как теоретические работы, так и данные рентгеновской спектроскопии указывают на то, что диффузия и седиментация играют большую роль в перераспределении вещества в скоплениях [126–130]. В результате в центре скопления металличность, в частности, содержание гелия могут быть превышены в 1,5 – 2 раза. В то время как содержание ионов кремния, железа и кислорода можно оценить из анализа спектральных линий, экспериментальное определение относительного содержания гелия в скоплениях существенно затруднено, т.к. в горячей среде гелий полностью ионизован. Если структура БУВ, возникающих при слиянии скоплений галактик, а также форма распределений частиц за их фронтом зависят от химического состава плазмы, то одним из маркеров локального содержания гелия в скоплениях может служить форма распределений тяжёлых ионов за фронтом УВ, измеряемая по форме рентгеновских эмиссионных линий. Таким образом, исследование нагрева и ускорения тяжёлых ионов в космологических УВ с различным содержанием гелия может дать ключ к экспериментальному определению локального химического состава скоплений.

В данной главе изложены результаты моделирования структуры БУВ, возникающих при слиянии скоплений галактик, в зависимости от состава плазмы. Металличность среды невелика, и можно ожидать, что наличие ионов тяжелее гелия слабо сказывается на структуре УВ. Поэтому нет необходимости моделировать плазму с многокомпонентным составом: достаточно помимо водорода и гелия ввести один тяжёлый элемент, распределение которого и послужит диагностикой содержания гелия. Поскольку в скоплениях галактик часто наблюдаются спектральные линии железа (+25) (см., например, [131; 132]), этот ион и был выбран для оценки влияния состава плазмы на распределения частиц.

Не менее актуален вопрос о возможности инъекции ионов в процесс ускорения Ферми в скоплениях галактик. В частности, давление нетепловой компоненты должно учитываться в уравнениях гидростатики, из которых определяется относительное содержание тёмной материи [133]. Кроме того, большой размер скоплений открывает потенциальную возможность ускорения частиц

до сверхвысоких энергий (верхний предел энергии можно оценить, приравнявая гирорадиус частицы размеру объекта-ускорителя). Ускоренные протоны, сталкиваясь с частицами межзвёздного вещества, могут рождают нейтральные пионы, которые излучают фотоны в ТэВ-ном диапазоне. Однако на данный момент гамма-излучение от скоплений в ТэВ-ном диапазоне было обнаружено только в скоплении Coma, в то время как для остальных скоплений были установлены лишь верхние пределы [105; 134; 135]. Это налагает существенные ограничения на плотность и спектральный индекс надтепловых частиц. В то же время часто наблюдаемые радиогало и реликтовые радиоструктуры (*radio relics*) указывают на наличие популяции ускоренных электронов.

Наблюдения в солнечном ветре и кинетические модели [42; 136] свидетельствуют в пользу того, что инжекция частиц в процесс диффузионного ускорения осуществляется после отражения при их первом взаимодействии с ударным фронтом. В рамках данной работы процесс инжекции частиц также неоднократно моделировался из первых принципов, и каждый раз однозначно подтверждались выводы работ [42; 136]. Инжекция частиц из теплового распределения за фронтом (т.н. *'thermal leakage'*) не наблюдалась ни в одной из смоделированных автором диссертации УВ. Таким образом, эффективная инжекция частиц в процесс ускорения Ферми может происходить только при наличии существенной популяции отражённых частиц в предфронте.

Проблема ускорения ионов на БУВ, возникающих при слиянии скоплений галактик, была затронута в работе [32]. Авторы методом PIC-моделирования определили наименьшее звуковое число Маха, при котором ещё происходит инжекция протонов в процесс диффузионного ускорения. Согласно их выводам, при $M_s < 2,25$ УВ становится докритической и практически перестаёт отражать и ускорять частицы на фронте. Следует отметить, что этот результат расходится с гидродинамическими предсказаниями [39], согласно которым критическое число Маха близко к 1. Выводы работы [32] объясняют отсутствие гамма-излучения от большинства скоплений галактик: основная часть наблюдаемых в скоплениях УВ имеет числа Маха меньше критического [137] и, следовательно, не может эффективно ускорять ионы. Однако вследствие ресурсоёмкости PIC-кодов моделирование в работе [32] проводилось на небольших временах и затронуло только самое начало процесса диффузионного ускорения. Кроме того, предполагался исключительно водородный состав плазмы. Поэтому представ-

ляет интерес проверка этих результатов на больших временах в случае плазмы сложного состава.

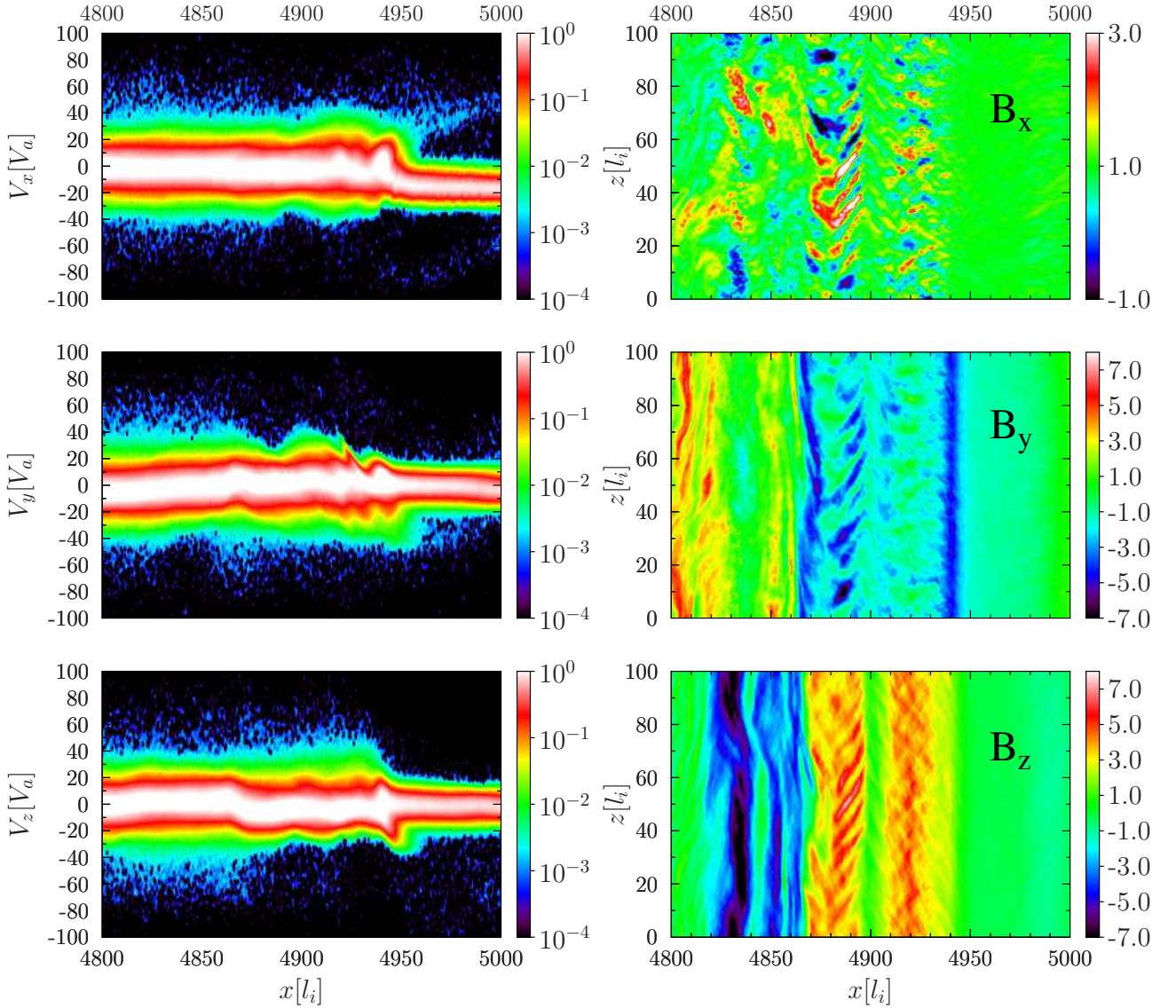


Рисунок 3.1 — Фазовые пространства водорода (слева) и структура магнитного поля (справа) в ударной волне с $M_s = 3$, $\theta = 13^\circ$, $\beta_i = \beta_e = 50$, 75% водорода(+1), 25% гелия(+2) и малой примесью железа(+25).

Сопоставление результатов данной работы с результатами PIC-моделирования [32] приведено в разделе 1.5 главы 1 в качестве одной из проверок кода. Там же описан один из произведённых запусков гибридного кода, а на рис. 1.5 показано сравнение результатов гибридного и PIC моделирования. На временах $t \sim 100\Omega^{-1}$ (максимальное время работы PIC-кода в модели [32] составляло $90\Omega^{-1}$) обе модели дают близкие распределения протонов по энергиям. Гибридный код также позволил отследить дальнейшее ускорение надтепловой попу-

ляции протонов, которое происходило в соответствии с предсказаниями теории диффузионного ускорения. Следует отметить, что согласие гибридной и PIC моделей пропадает при использовании в гибридном коде адиабатического или изотермического уравнения состояния электронов, то есть корректный учёт нагрева электронов критичен при моделировании горячей слабо замагниченной плазмы.

На рис. 3.1 показаны фазовые пространства водорода и структура магнитных полей в этой же УВ ($M_s = 3$; $\theta = 13^\circ$; $\beta_i = \beta_e = 50$; 75% водорода(+1), 25% гелия(+2) и 0,1% железа(+25) по массе) в момент времени $600\Omega^{-1}$ от начала моделирования. Положение фронта легко определить как по нагреву налетающего потока, так и по резкому максимуму поперечной компоненты магнитного поля, которая вблизи фронта достигает амплитуды $5 - 7B_0$ (где B_0 — поле в невозмущённой области далеко перед фронтом).

В горячей плазме даже в случае небольшой анизотропии температур может легко развиваться целый ряд неустойчивостей, таких как шланговая, зеркальная, альвеновская ионно-циклотронная или вейбелевская [87; 138], которые приводят к эффективному усилению магнитного поля и быстрой изотропизации распределений частиц на возникающих магнитных флуктуациях. Например, чёткие периодические структуры около $x = 1880l_i$ имеют волновой вектор, направленный под большим углом к магнитному полю, и могут быть ассоциированы с зеркальной неустойчивостью. Наблюдения в солнечном ветре также показывают, что вблизи УВ с высоким β возникают сильные колебания электромагнитного поля [139]. Эта ситуация благоприятна для диффузионного ускорения частиц, но только при наличии эффективного механизма инжекции.

На рисунке 3.2 приведены распределения ионов водорода, гелия и железа по энергиям далеко за фронтом той же УВ и в то же время, что и на рис. 3.1. Как и при моделировании УВ в оболочках остатков сверхновых, наблюдается эффект преимущественной инжекции и более медленной релаксации тяжёлых ионов. Степенной хвост ионов железа имеет большую нормировку по сравнению с водородом, а также особенности формы в области слегка надтепловых энергий, постепенно сглаживающиеся со временем. Таким образом, можно сделать вывод, что преимущественная инжекция и медленная релаксация тяжёлых ионов проявляются в широком классе астрофизических УВ.

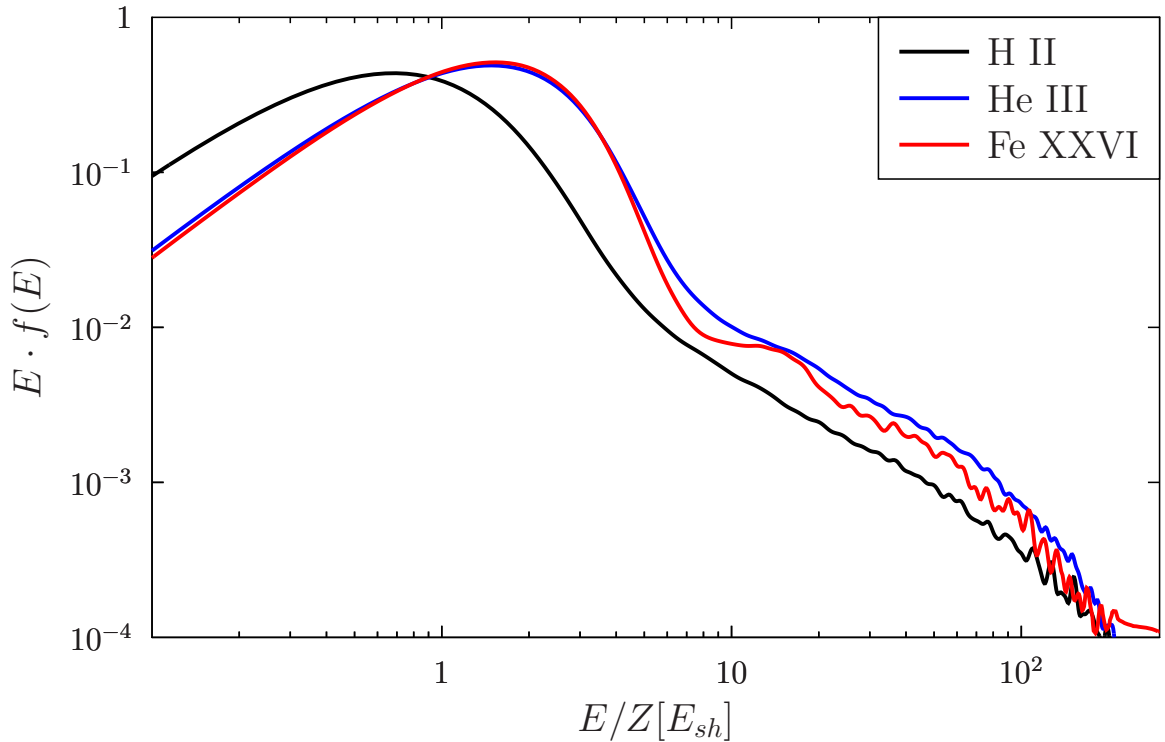


Рисунок 3.2 — Распределения по энергиям на заряд для протонов, ионов гелия и железа за фронтом той же ударной волны, что и на рисунке 3.1.

Распределения нормированы на единицу, энергия приведена в единицах $E_{sh} = 0,5m_p V_{sh}^2 = 200m_p V_a^2$, где V_{sh} - скорость налетающего потока в системе покоя плазмы за фронтом.

Помимо описанного выше расчёта было также проведено моделирование с теми же параметрами, но с увеличенным содержанием гелия (50% по массе). Кроме того, для проверки возможности ускорения частиц в слабых УВ со сложным химическим составом были смоделированы две УВ с уменьшенной скоростью потока перед фронтом, т.ч. их звуковое число Маха (в системе покоя фронта) было равно двум. Остальные параметры оставались прежними, состав плазмы в первом случае был солнечным, а во втором — с 50% по массе содержанием гелия. Здесь следует оговориться, что скорость звука в среде зависит от среднего молекулярного веса, однако, варьируя химический состав, представляется корректнее сравнивать УВ с одинаковой температурой, плотностью и скоростью потока перед фронтом, поскольку именно эти параметры могут быть получены из наблюдений. Поэтому оценки $M_s = 2$ и $M_s = 3$ были сделаны в предположении чисто водородной плазмы, а реальное звуковое число

Маха во всех смоделированных УВ было немного выше и варьировалось вместе с составом.

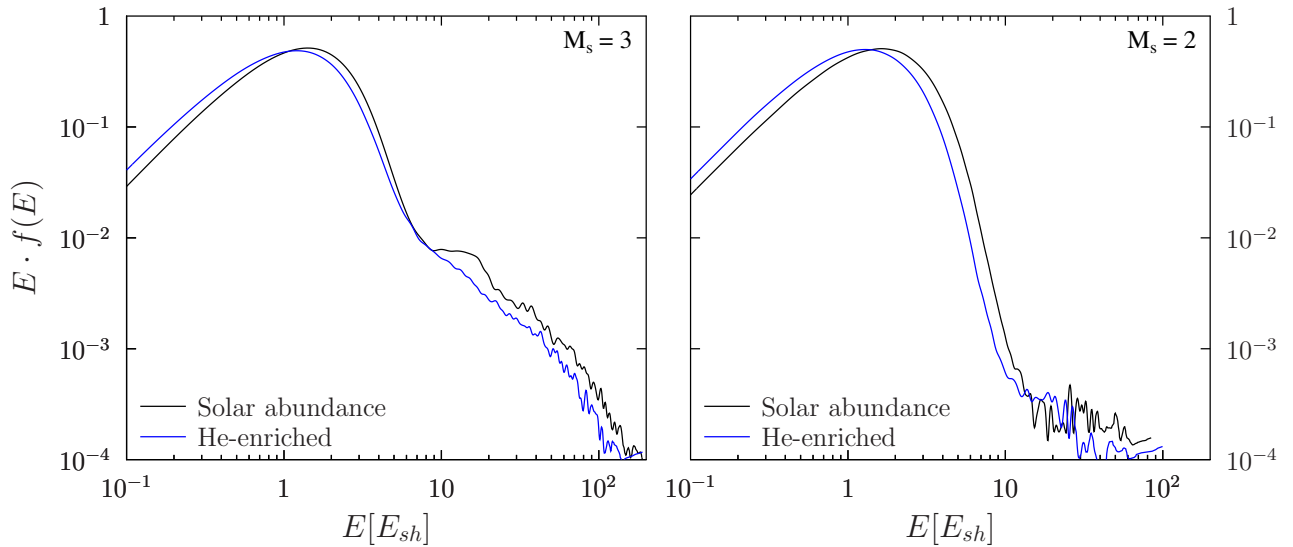


Рисунок 3.3 — Сравнение функций распределения ионов железа по энергиям за фронтом ударной волны в плазме солнечного состава и ударной волны в плазме, обогащённой гелием (50% по массе), для звукового числа Маха $M_s = 3$ (слева) и $M_s = 2$ (справа).

На рис. 3.3 показано отличие распределений по энергиям ионов железа в УВ с различным составом. Видно, что как в слабых, так и в сильных УВ состав плазмы влияет на температуру ионов железа за фронтом: в случае повышенного содержания гелия ионы железа нагреваются несколько слабее. Также в сверхкритической УВ ($M_s = 3$), обогащённой гелием, менее эффективно происходит инжекция ионов железа в процесс диффузионного ускорения (нормировка степенной части спектра оказывает меньше почти в два раза). В случае слабой УВ надтепловая часть спектра пренебрежимо мала, в согласии с выводами [32]. Также моделирование показало, что эффективность инжекции ионов водорода и гелия в процесс диффузионного ускорения от состава плазмы практически не зависит.

Спектральное разрешение рентгеновских телескопов Chandra, eROSITA, XMM-Newton достигает значений 60 эВ и пока не позволяет непосредственно наблюдать в спектральных линиях Fe обсуждаемые выше эффекты. Тем не менее, отклонения формы спектральных линий от гауссовой, связанные с наличием надтепловой части спектра, могут быть измерены рентгеновскими телескопами-боллометрами следующего поколения, с разрешением не хуже 6 эВ. К ним, в

частности, относятся XRISM (X-Ray Imaging and Spectroscopy Mission, <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xrism/>), планируемый к запуску в 2022 году, и ATHENA, <https://www.the-athena-x-ray-observatory.eu/>. Таким образом, представленные выше расчёты дают потенциальную возможность наблюдения процесса инжекции частиц в механизм Ферми в космологически удалённых объектах — скоплениях галактик. Тщательное количественное определение давления нетепловой компоненты, в частности, необходимо для аккуратного определения доли тёмного вещества в межгалактической среде.

Результаты, изложенные в этой главе, послужили основой раздела 3.1 в статье:

Shocks and non-thermal particles in clusters of galaxies / A.M. Bykov, F. Vazza, J.A. Kropotina [et al.] // Space Science Reviews. — 2019. — Vol. 215, no. 1. — P. 14

Глава 4. Взаимодействие вращательного разрыва с головной ударной волной Земли

Непосредственные наблюдения в солнечном ветре позволяют подробно изучить взаимодействие различных типов разрывов с головной УВ на границе магнитосферы Земли. Так, УВ, вызванные корональными выбросами массы, могут вызывать магнитные бури [140; 141], а тангенциальные разрывы — приводить к появлению аномалий горячего потока [61; 142]. Нередко при взаимодействии наблюдается распад разрывов, пересоединение магнитных линий, ускорение частиц и нагрев вещества [142—144].

Наиболее часто с головной УВ на границе магнитосферы Земли взаимодействуют вращательные разрывы (ВР), приходящие 100 – 200 раз в день [145; 146]. Как показывают наблюдения, ВР в солнечном ветре стабилен на расстояниях порядка $2 \cdot 10^5$ км. Он может пересекать фронт головной УВ и переходить в магнитослой, сохраняя свою структуру. Однако при переходе через фронт ударной волны ВР претерпевает изменения, обычно приводящие к усилению плотности тока в разрыве. Плотность тока вычисляется из закона Ампера по формуле:

$$j_{y,z} = \mp \frac{c}{4\pi} \frac{\partial B_{z,y}}{\partial x} \quad (4.1)$$

где ось x направлена вдоль нормали к разрыву.

Усиление тока в разрыве делает его неустойчивым к пересоединению линий магнитного поля, часто наблюдаемому за фронтом головной УВ, особенно в квазипродольной части [144; 147]. Пересоединение магнитных линий в магнитослое приводит к быстрому нагреву вещества и ускорению частиц, что в свою очередь может вызывать суббури в магнитосфере. Поэтому важно понять, при каких условиях наиболее эффективно усиливается ток в разрыве. Кроме того, ВР может оказывать влияние на динамику ускоряющихся частиц, что в случае частых взаимодействий может сказываться на процессе диффузионного ускорения.

В данной главе изложены результаты сопоставления наблюдательных данных спутников THEMIS/ARTEMIS [148] с результатами гибридного моделирования. Выбор и обработка приведённых ниже наблюдательных данных осуществлялись соавторами (А.В. Артемьев, И.Ю. Васько), а то время как автор

диссертации проводил гибридное моделирование взаимодействия ВР с УВ, а также принимал активное участие в интерпретации наблюдений и сравнении их с результатами моделирования.

Миссия THEMIS/ARTEMIS включает в себя три спутника THEMIS, вращающихся вокруг Земли по эллиптическим орбитам и регулярно пересекающих головную УВ, и два спутника ARTEMIS, вращающихся вокруг Луны. Поэтому нередко возникает конфигурация, когда один из спутников ARTEMIS наблюдает солнечный ветер задолго до его взаимодействия с магнитосферой, один из спутников THEMIS — в предвестнике головной УВ, а другой — в магнитослое. Это позволяет детектировать одну и ту же структуру до, после и в процессе прохождения УВ.

Для анализа было отобрано двадцать разрывов, наблюдавшихся одним из спутников ARTEMIS и удовлетворявших следующим критериям:

1. Достаточно сильный (с амплитудой не менее 10 мкГс).
2. Изолированный от других разрывов (в пределах 10 минут).
3. Вращательный (с изменением модуля магнитного поля не более, чем на 2,5 мкГс).
4. Тот же разрыв наблюдался одним из спутников THEMIS за фронтом головной УВ.
5. Другой спутник THEMIS наблюдал тот же разрыв за фронтом головной УВ, а также саму головную УВ.

Среди указанных событий для восьми удалось наблюдать тот же разрыв непосредственно перед фронтом УВ, причём в пяти случаях вблизи разрыва в предфронте присутствовала популяция надтепловых частиц с энергиями порядка десятков кэВ.

Основные выводы, которые удалось сделать из наблюдений, были следующими:

- Во всех событиях наблюдалось не менее чем десятикратное усиление тока в разрыве при прохождении УВ.
- Поперечная компонента магнитного поля усиливалась примерно на порядок, что существенно превышает предсказания Рэнкина-Гюгонио.
- Ширина некоторых разрывов после пересечения фронта УВ уменьшалась, что приводило к дополнительному усилению тока. Эффект сужения давал усиление в 1,5 — 2 раза.

- Помимо увеличения амплитуды разрыва и его глобального сужения, во многих наблюдаемых событиях форма разрыва за фронтом УВ оказывалась существенно возмущена наложенной электромагнитной турбулентностью. Это приводило к осцилляциям поля и появлению сильных знакопеременных токов внутри разрыва. Усиление тока в этом случае оказывалось примерно на порядок выше, чем в случае гладкого профиля магнитного поля в разрыве.
- Зависимости усиления тока от числа Маха и угла наклона магнитного поля к нормали к фронту УВ выявлено не было.
- В тех восьми событиях, где ВР наблюдался также непосредственно перед фронтом, наибольшее усиление тока возникало при наличии в предфронте вблизи разрыва надтепловой популяции частиц. При этом ток начинал усиливаться ещё в предвестнике УВ, до пересечения разрывом фронта.

Лучшее понимание механизма и закономерностей усиления тока в разрыве может быть достигнуто при помощи кинетического моделирования. Следует отметить, что гибридное моделирование устойчивости ВР и их взаимодействия с головной УВ Земли уже проводилось рядом авторов. Так, в работах [149; 150] исследовалось возникновение резкого провала магнитного поля и одновременного скачка давления плазмы (т.н. *pressure pulse*) вблизи ВР при его прохождении через квазипоперечную УВ. Ниже будет показано, что этот эффект наблюдался и в наших расчётах, причём сильнее всего именно в квазипоперечном случае. В работе [151] были смоделированы ВР с различными параметрами и исследована их устойчивость. В работе [152] показано, что при пересечении разрывом фронта квазипоперечной УВ усиливается поперечная составляющая магнитного поля, из-за чего разрыв становится менее устойчивым к пересоединению магнитных линий.

В работе [147], вышедшей практически одновременно с нашей, устойчивость ВР к пересоединению магнитных линий при пересечении головной УВ Земли исследовалась в рамках глобальной гибридной модели. Авторами был сделан вывод, что пересоединение магнитных линий может быть спровоцировано вистлерами в квазипродольной части фронта головной УВ. Результаты гибридного моделирования, приведённые далее в этой главе, также показали преимущественное усиление тока в квазипродольной конфигурации. Однако со-

поставление результатов моделирования с наблюдательными данными продемонстрировало, что квазипродольность УВ не является необходимым условием эффективного усиления тока и последующего пересоединения магнитных линий. Для возникновения электромагнитных неустойчивостей достаточно наличия надтепловых частиц, независимо от того, ускорились они непосредственно на данном участке фронта головной УВ или же пришли с квазипродольных участков. В частности, ускоренные частицы могут распространяться вдоль самого разрыва, если он в какой-то части соединяется с квазипродольной головной УВ.

название	M_a	θ	β	$\Delta\phi$	$L_x \times L_y \times L_z$ (в ячейках)	$\Delta x = \Delta y = \Delta z [l_i]$
А	7,8	75°	1	240°	5000 × 100 × 100	0,33
В	7,8	15°	1	240°	7500 × 100 × 100	0,33
С	7,8	15°	1	180°	7500 × 100 × 100	0,33
Д	5	15°	0,4	180°	7500 × 50 × 50	0,5
Е	5	40°	0,4	180°	6000 × 100 × 100	0,33

Таблица 1 — Таблица расчётов взаимодействия вращательных разрывов с ударными волнами. M_a — альвеновское число Маха, θ — угол наклона магнитного поля к нормали к фронту, β — отношение теплового давления к магнитному, $\Delta\phi$ — угол поворота магнитного поля в разрыве, L_i — размеры области моделирования, $\Delta\{x,y,z\}$ — разрешение декартовой сетки.

В данной работе моделирование взаимодействия ВР и УВ было выполнено в приближении, что их нормали сонаправлены, а фронт плоский, что позволило проводить менее ресурсоёмкие расчёты, а также ограничить пространство параметров. Все модели были полностью трёхмерными во избежание нежелательных численных эффектов [53]. Параметры расчётов указаны в таблице 1. Разрешение пространственной сетки выбиралось по результатам дополнительных тестов на сходимость. Как и ранее, УВ инициализировалась методом отражения сверхзвукового потока от проводящей стенки. Во всех случаях было введено искусственное сопротивление согласно выражению (1.8).

Основное отличие от моделей БУВ, описанных в предыдущих главах, заключалось в разрывном течении перед фронтом. Профили поперечных компонент магнитного поля и скорости в области перед фронтом УВ в нормирован-

ных единицах задавались следующим образом:

$$\begin{aligned}\Phi(x) &= 0.5\Delta\phi(1 - \tanh((x - x_0)/D)), \\ V_x &= V_{RD} - \cos\theta, \quad V_y = -\sin\theta \cos(\Phi(x)), \quad V_z = -\sin\theta \sin(\Phi(x)), \\ B_x &= \cos\theta, \quad B_y = \sin\theta \cos(\Phi(x)), \quad B_z = \sin\theta \sin(\Phi(x)),\end{aligned}$$

где x_0 — начальное положение ВР, $\Delta\phi$ — угол поворота магнитного поля в разрыве (см. также таблицу 1), $D = 2,5l_i$ — начальная ширина разрыва, $V_{RD} < 0$ — его скорость относительно отражающей стенки, $|V_x|$ — альвеновское число Маха налетающего потока в системе покоя стенки. Число Маха для каждой смоделированной УВ, M_a , находилось как сумма $|V_x|$ и полученной в модели скорости фронта относительно стенки. Начальная ширина разрыва D на результат не влияла, так как в самом начале моделирования разрыв достаточно быстро уширялся до значения, которое практически не менялось вплоть до начала взаимодействия с УВ. Это характерно для бесстолкновительных структур, ширина которых определяется двумя конкурирующими процессами: нелинейным укручением и дисперсионным размытием [37].

Результаты моделирования взаимодействия ВР с квазипоперечной УВ (расчёт А) показаны на рис. 4.1. Результаты приведены в стандартной нормировке гибридного кода, которая в солнечном ветре соответствует $l_i \approx 30 - 70$ км/с, $\Omega^{-1} \approx 2$ с. Плотность тока измерялась в единицах $en_0\Omega l_i \approx 500$ нА/м². Левый столбец соответствует моменту времени, когда разрыв находился далеко перед фронтом УВ, средний — непосредственно перед фронтом, правый — за фронтом. Все величины усреднены по поперечному сечению области моделирования. Область ВР ограничена красными штриховыми линиями, а годограммы $B_y - B_z$, приведённые в нижнем ряду, построены внутри этой области. Более детально изменение поперечной компоненты магнитного поля, плотности тока и абсолютной величины магнитного поля в окрестности ВР в расчёте А показано в верхнем ряду рис. 4.3.

Сверхкритическая квазипоперечная УВ имеет характерную структуру “подножие-скачок-превышение” (“*foot-ramp-overshoot*”), образующуюся за счёт отражённых на фронте ионов. Отражённые частицы разворачиваются силой Лоренца и не проникают далеко в область перед фронтом, поэтому у квазипоперечных УВ отсутствует предвестник. Поскольку вся область перед фрон-

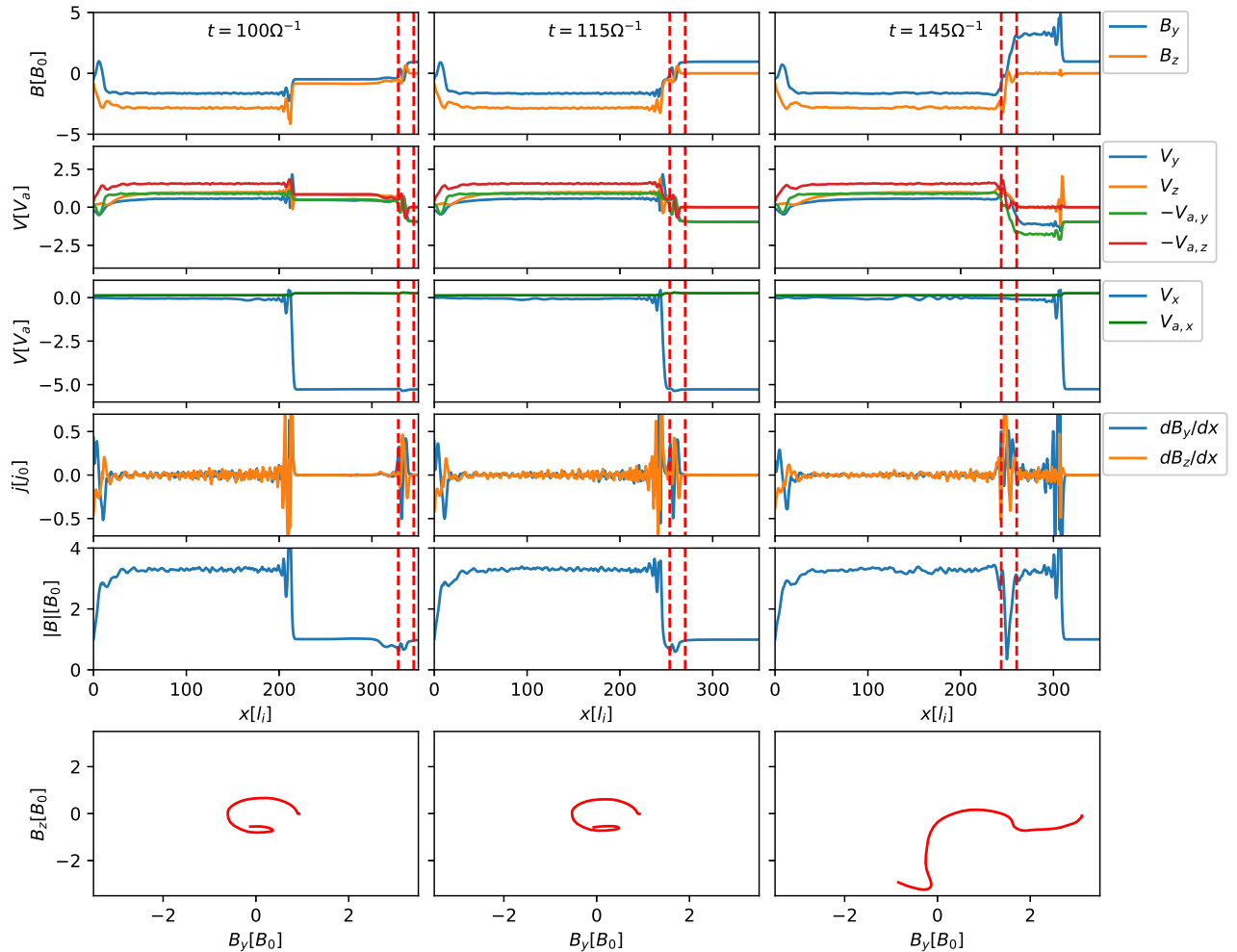


Рисунок 4.1 — Взаимодействие вращательного разрыва с квазиперпендикулярной ударной волной (расчёт А) в три последовательных момента времени: слева — разрыв далеко перед фронтом УВ, посередине — разрыв в предвестнике, справа — разрыв за фронтом. Сверху вниз: поперечная к нормали компонента магнитного поля, поперечная компонента скорости потока и локальной альвеновской скорости, продольная скорость и альвеновская скорость, плотность тока, амплитуда магнитного поля, годограммы $B_y - B_z$, построенные внутри выделенной красными штрихами области разрыва.

том УВ однородна и ламинарна, ВР остаётся неизменным при приближении к фронту, что видно из сравнения левого и среднего столбца рис. 4.1, а также чёрных и синих кривых в верхнем ряду рис. 4.3. Ширина разрыва $L_{sw} \sim 17l_i$, установившаяся вскоре после инициализации, не меняется вплоть до взаимодействия с фронтом. При этом поперечные компоненты скорости потока V_y , V_z практически совпадают (с точностью до знака) с поперечными компонентами локальной альвеновской скорости $V_{a,y}$, $V_{a,z}$, т.е. разрыв остаётся альвеновским.

Тем не менее, следует отметить, что ещё до взаимодействия с УВ абсолютная величина магнитного поля в области разрыва оказывается примерно на 20% меньше среднего поля перед фронтом (см. правый верхний график на рис. 4.3). После пересечения фронта провал в $|B|$ возрастает и становится сравним с $|B|$, в согласии с работами [149; 150]. В некоторых наблюдениях пересечения разрывом квазипоперечной УВ также был виден провал магнитного поля за фронтом. В квазипродольных УВ, как смоделированных (расчёты В-Е), так и наблюдаемых, подобного явления не возникало, или оно было незаметно на фоне сильных флуктуаций магнитного поля.

После пересечения УВ амплитуда поперечной компоненты магнитного поля в разрыве выросла примерно в 3,3 раза (см. верхний левый график на рис. 4.3). Однако плотность тока в разрыве (верхний средний график на рис. 4.3) осталась примерно такой же как и перед фронтом, поскольку ширина переходной области увеличилась, и переход сгладился. По всей видимости, сильная турбулентность на фронте УВ спровоцировала дисперсионное расплывание разрыва. Чтобы проверить, какой эффект оказывает на разрыв наличие сильной турбулентности (в отсутствие популяции надтепловых частиц), был сделан дополнительный расчёт, в котором изолированный разрыв взаимодействовал с альвеновской волной с амплитудой $0,2B_0$. Моделирование подтвердило, что наличие волн приводит к расплыванию разрыва.

Помимо квазипоперечной УВ было смоделировано четыре квазипродольных УВ с различными параметрами (расчёты В-Е). Первая из них (расчёт В) отличалась от УВ из расчёта А только углом θ : он был равен 15° , а не 75° . Результаты расчёта В показаны на рис. 4.2 и во втором сверху ряду на рис. 4.3. Как видно из сравнения рис. 4.1 и 4.2, эволюция разрыва при взаимодействии с квазипродольной УВ существенно отличается от квазипоперечного случая. В квазипродольной конфигурации взаимодействие разрыва с УВ начинается задолго до пересечения фронта. Как только ВР попадает в область, заполненную отражёнными от фронта ионами и генерируемыми ими неустойчивостями, плотность тока в разрыве начинает расти, а его структура становится менее регулярной, хотя и по-прежнему в значительной степени альвеновской (см. годограммы в нижнем ряду рис. 4.2). Плотность тока, которая далеко перед фронтом (в солнечном ветре) составляла $j_{sw} \approx 0,03j_0$, в предфронте достигает $j_f \approx 0,11j_0$. Плотность тока возрастает отчасти вследствие удвоения ампли-

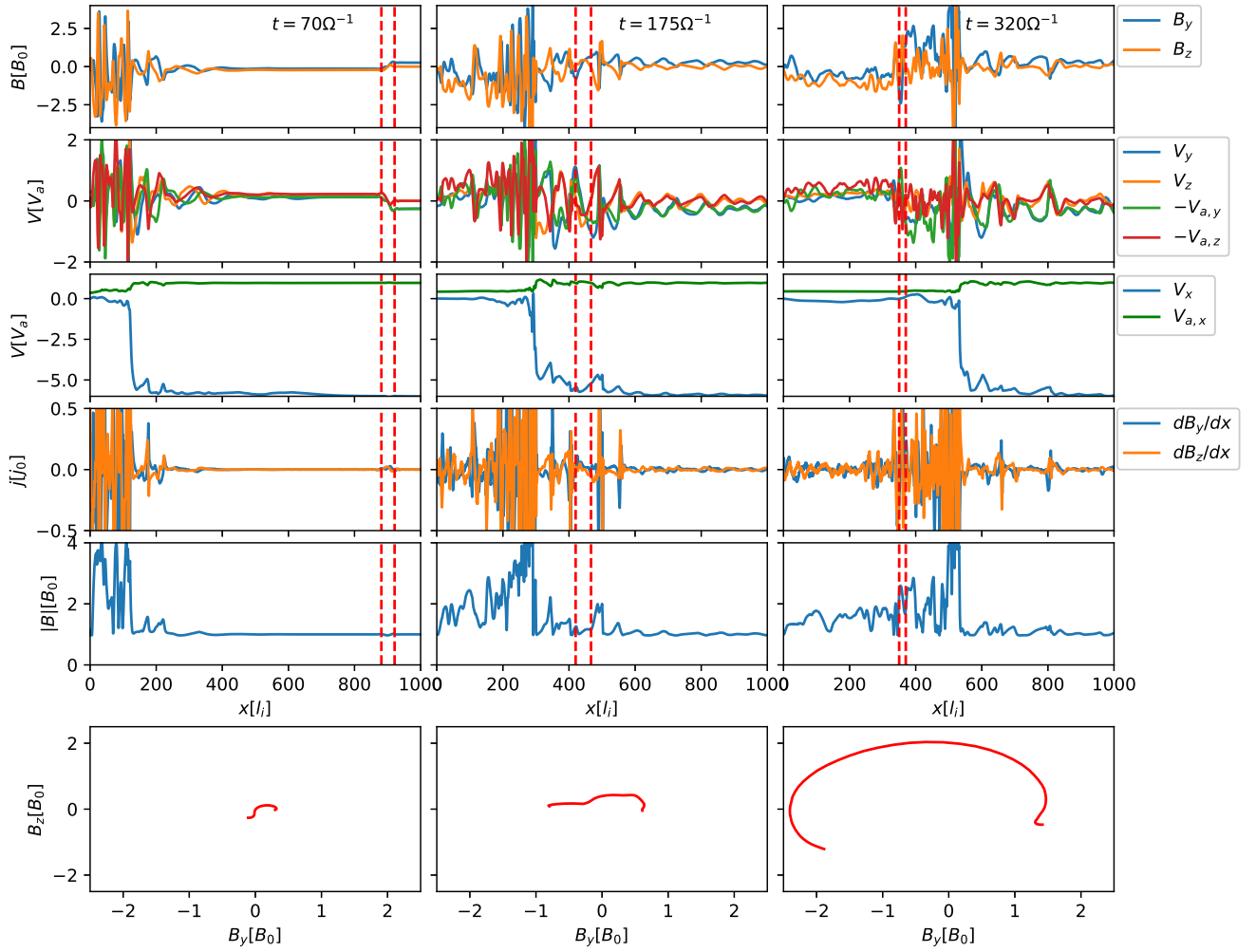


Рисунок 4.2 — Взаимодействие вращательного разрыва с квазипродольной ударной волной (расчёт В). Обозначения те же, что и на рис. 4.2.

туды B_{\perp} , отчасти — из-за усложнения формы разрыва вследствие наложения электромагнитных осцилляций.

Отдельный интерес представляет взаимодействие ВР с ускоренными частицами в предфронте. На рис. 4.4 показаны фазовые пространства ионов в момент времени, когда ВР уже переместился в область надтепловых частиц. Из рисунка видно, что разрыв способен удерживать надтепловые частицы и сносить их в область за фронтом. Этот эффект может влиять на эффективность диффузионного ускорения в случае, если налетающий поток содержит много вращательных разрывов (см. также [153; 154]). Кроме того, как видно из рис. 4.4, в окрестности разрыва распределения частиц по скоростям становятся анизотропными с преобладанием поперечной по отношению к магнитному полю температуры. Это открывает возможность развития альвеновской ионно-циклотронной и зеркальной неустойчивостей. Критерий зеркальной неустойчивости

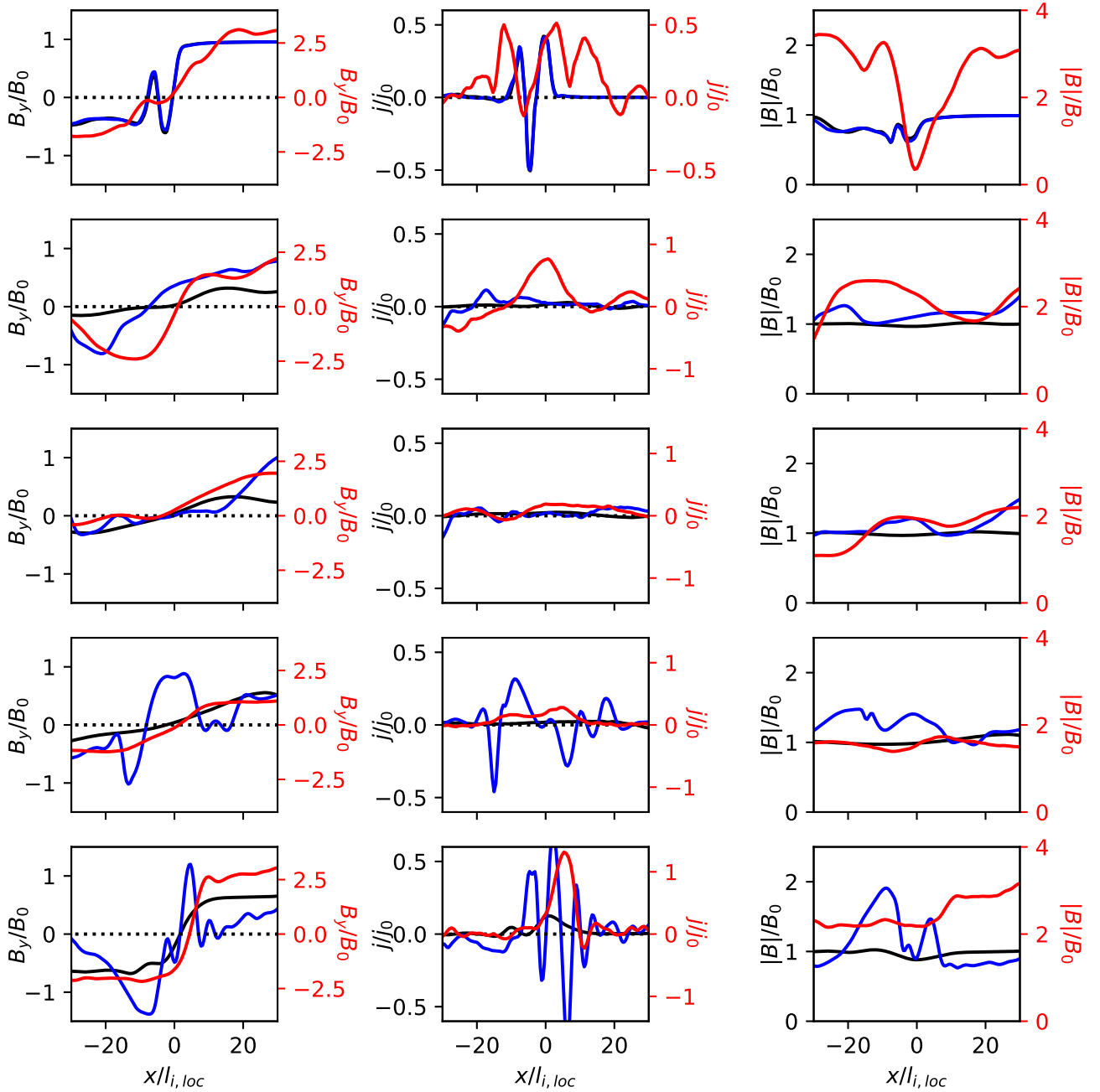


Рисунок 4.3 — Магнитное поле B_y , плотность тока и значение $|B|$ вблизи вращательного разрыва во всех расчётах (А-Е сверху вниз). Чёрным цветом показаны значения в солнечном ветре, синим — в предвестнике, красным — за ударным фронтом. Координаты нормированы на локальную инерционную длину протона в точке нахождения разрыва.

записывается следующим образом [123; 155]:

$$\Lambda \equiv \frac{\beta_{\perp}}{\beta_{\parallel}} - 1 - \frac{1}{\beta_{\perp}} > 0, \quad (4.2)$$

где β_{\perp} , β_{\parallel} — отношения поперечной и продольной компоненты теплового давления к магнитному давлению. Величина Λ приведена в нижней части рис. 4.4. Красным цветом выделены участки, где критерий выполняется и могут расти зеркальные моды с нулевой частотой и волновым вектором, перпендикулярным магнитному полю.

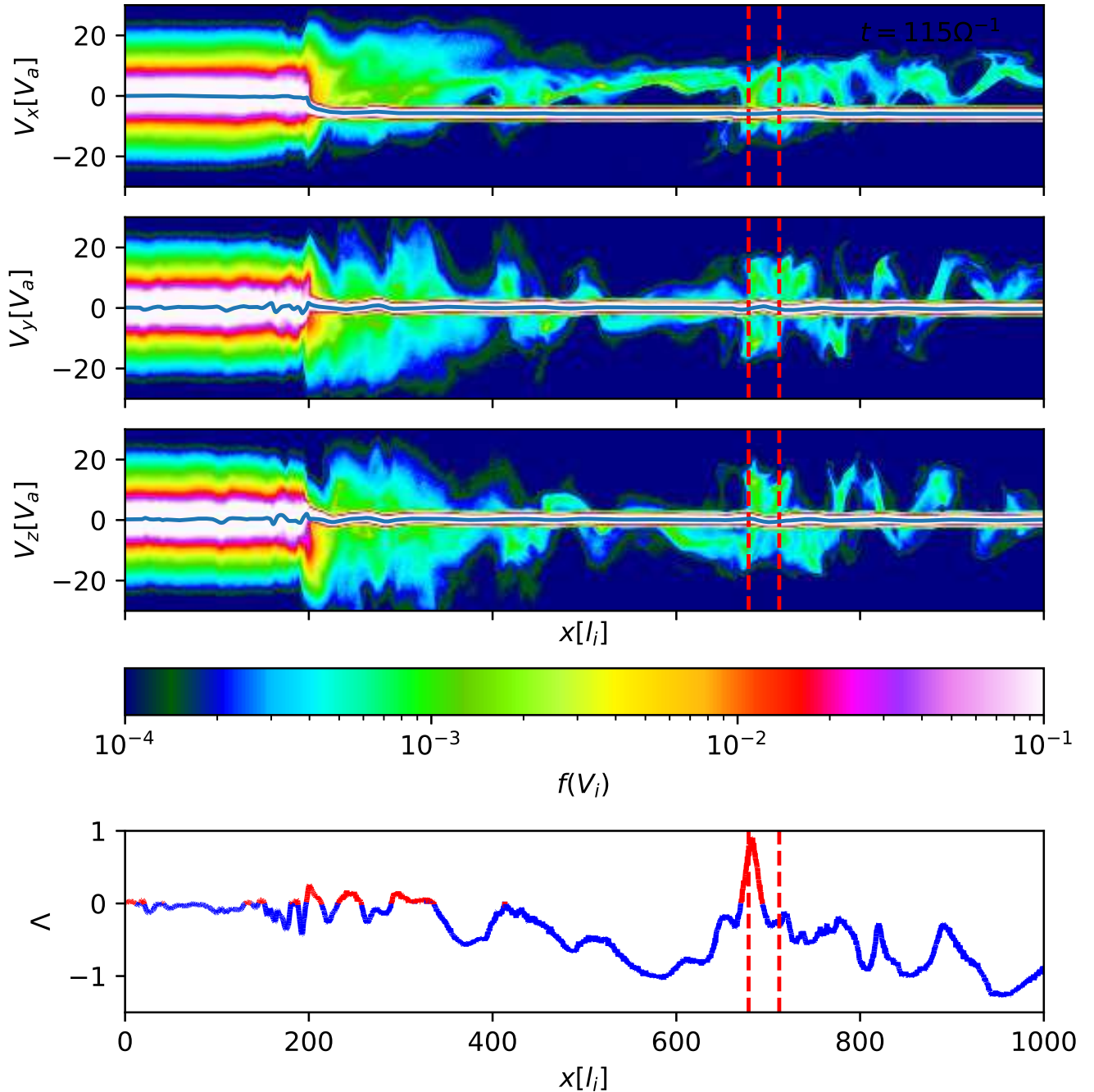


Рисунок 4.4 — Фазовые пространства протонов и критерий зеркальной неустойчивости в расчёте В. Средние значения скорости потока V_x , V_y , V_z показаны синими кривыми на соответствующих фазовых пространствах.

Несмотря на взаимодействие с частицами и волнами в предвестнике и на фронте квазипродольной УВ, ВР переместился в область за фронтом, сохранив свою структуру. При этом плотность тока разрыва в магнитослое достигла $j_m \approx 0,8j_0 = 27j_{sw}$, усилившись более чем на порядок, в отличие от квазипоперечного случая. Из графиков во втором ряду рис. 4.3 видно, что усиление тока связано с примерно пятикратным усилением поперечной компоненты магнитного поля, а также с утоньшением разрыва примерно в 5 раз (ось x на рисунке нормирована на локальную инерционную длину протона, которая в области за фронтом примерно вдвое меньше из-за сжатия). При этом видно, что утоньшение разрыва происходит не в предфронте, а позже, непосредственно при пересечении фронта УВ (ширина разрыва в предвестнике и в солнечном ветре практически совпадает).

Одна из причин утоньшения разрыва заключается в модификации фронта давлением ускоренных частиц, приводящей к плавному замедлению налетающего потока (см. график $V_x(x)$ на рис. 4.2). Поскольку, согласно МГД, разрыв движется с локальной скоростью $V_x(x) + V_{a,x}(x)$, а моделирование показало, что $V_{a,x}$ слабо зависит от координаты (см. тот же график), плавное замедление потока приводит к тому, что задняя часть разрыва догоняет переднюю, и разрыв утоньшается. Анализируя результаты расчёта С (с числом Маха $M_a = 5$), удалось убедиться, что края разрыва в этом случае действительно с хорошей точностью двигались со скоростью $V_x + V_{a,x}$. Однако в расчёте В (с числом Маха $M_a = 7,8$) гидродинамический эффект не был единственным, и в предвестнике УВ происходило дополнительное замедление разрыва, вероятно, из-за давления удерживаемых надтепловых частиц.

Отдельно следует отметить, что после пересечения УВ разрывом сильная магнитная турбулентность наблюдается только между фронтом УВ и разрывом, в то время как за разрывом течение становится более ламинарным (см. правую колонку рис. 4.2). Этот же эффект присутствовал в наблюдениях. Таким образом, разрыв является границей областей, в которых различаются не только макроскопические параметры, но и параметры турбулентности и распределения частиц.

На рис. 4.3 и в таблице 2 сведены основные результаты всех проведённых расчётов. Можно выделить следующие закономерности:

- ВР не меняется перед фронтом квазипоперечной УВ.

- В квазипродольных УВ ток в разрыве начинает усиливаться ещё в области отражённых надтепловых частиц перед фронтом.
- При прохождении фронта квазипродольной УВ, модифицированного давлением ускоренных частиц, разрыв сужается, что приводит к дополнительному усилению тока.
- Поперечная компонента магнитного поля также эффективнее усиливается в квазипродольных УВ, опять-таки за счёт модификации фронта. Но усиление поля в 10 – 15 раз, видимое в наблюдениях, в расчётах не воспроизводится, вероятно, вследствие пренебрежения в модели реальной геометрией задачи и вкладом дипольного поля Земли.
- В квазипродольных УВ разрыв удерживает и сносит к фронту надтепловые частицы, что может приводить к его дополнительному замедлению и сужению.
- В разрыве с большим углом поворота магнитного поля ток усиливается несколько эффективнее.
- При пересечении разрывом квазипоперечных УВ, по-видимому, более вероятен эффект появления провала в магнитном поле и соответствующего скачка давления вблизи разрыва.
- В расчётах С ($c M_a = 7,8; \theta = 15^\circ$), D ($c M_a = 5; \theta = 15^\circ$) и E ($c M_a = 5; \theta = 40^\circ$) усиление тока почти не отличается, что согласуется с выводами, сделанными из наблюдений, об отсутствии зависимости усиления тока от числа Маха и угла θ .

Ключевое отличие наблюдательных данных от результатов моделирования заключается в том, что, согласно наблюдениям, ток к квазипоперечным УВ может усиливаться не менее эффективно, чем в продольных. Это различие объясняется тем, что основную роль в усилении тока играет не конфигурация магнитного поля, а взаимодействие ВР с ускоренными частицами, которые в реальности могут приходить на квазипоперечные участки фронта УВ извне (в том числе, вдоль самого разрыва). Пришедшие надтепловые частицы могут модифицировать структуру УВ, взаимодействовать с разрывом и переускоряться [24], приводя к тем же эффектам, что и в квазипродольном случае.

Таким образом, в данной главе показано, что надтепловые частицы играют важную роль в усилении тока во вращательном разрыве при пересечении им головной УВ Земли. В свою очередь, ВР оказывает влияние на динамику

Расчёт	j_{sw}	j_f	j_f/j_{sw}	$B_{\perp,f}/B_{\perp,sw}$	j_m	j_m/j_{sw}	$B_{\perp,m}/B_{\perp,sw}$
A	0,4	0,4	1	1	0,5	1,25	3,5
B	0,03	0,11	4	2	0,8	27	5,5
C	0,025	0,07	2,8	2	0,2	8	5,5
D	0,03	0,3	10	2,5	0,3	10	4
E	0,11	0,6	5	1,5	1,3	12	4,7

Таблица 2 — Усиление тока в разрыве при пересечении ударной волны. Здесь j — плотность тока, B_{\perp} — поперечная к нормали компонента магнитного поля, индекс sw (solar wind) относится к солнечному ветру далеко перед фронтом, индекс f (foreshock) — к предвестнику ударной волны, индекс m (magnetosheath) — к магнитослою (области за фронтом).

ускоряющихся частиц. Следует отметить, что эти результаты могут иметь значение и для других астрофизических сред. Например, вращательные разрывы возникают также в пульсарном ветре вблизи экваториальной плоскости из-за наклона магнитной оси пульсара относительно оси вращения [116; 156; 157]. Вещество вокруг остатка сверхновой, звезда-прародитель которого испускала плотный звёздный ветер, также может содержать неоднородности и разрывы.

По результатам, представленным в данной главе, опубликована статья:
 Solar Wind Discontinuity Transformation at the Bow Shock / J. A.Kropotina
 [et al.] // ApJ. — 2021. — June. — Vol. 913, no. 2. —P. 142. —
 DOI:10.3847/1538-4357/abf6c7. — arXiv:2106.06414[physics.space-ph].

Основные результаты работы

При помощи авторского гибридного кода “Maximus” смоделированы астрофизические УВ с параметрами, характерными для оболочек остатков сверхновых, скоплений галактик, солнечного ветра. Получены следующие результаты:

1. Показано, что в квазипродольных ударных волнах в плазме с существенной примесью тяжёлых, слабо заряженных ионов инжекция ионов водорода в процесс ускорения Ферми I порядка существенно затруднена. Отсюда можно сделать вывод, что обратные ударные волны остатков сверхновых ускоряют преимущественно тяжёлые ионы.
2. Установлено, что существенная примесь тяжёлых, слабо заряженных ионов полностью меняет динамику электромагнитных полей в сверхкритических ударных волнах: поля эффективнее усиливаются и образуют более крупные структуры, а перестройка фронта идёт с меньшей частотой.
3. Квазилинейная теория диффузии аналитически обобщена на случай ионов с различным зарядом и массой. Установлено, что закон переноса надтепловых частиц в предвестнике ударной волны зависит от расстояния до фронта: непосредственно перед фронтом действует приближение боровской диффузии, далее — квазилинейная теория. Далеко перед фронтом рассеяния становятся редкими, и применимость диффузионного приближения ограничена.
4. Показано, что в скоплениях галактик эффективность нагрева и инжекции в процесс ускорения Ферми ионов железа зависит от относительного содержания ионов гелия. Этот эффект может оказывать влияние на форму спектральных линий железа и открывает теоретическую возможность определения локального состава вещества по спектрам. Однако при любом составе инжекция ионов эффективна только для $M_s > 2$.
5. Показано, что при взаимодействии вращательного разрыва с ударной волной ток в разрыве наиболее эффективно усиливается при наличии надтепловых частиц. Эффект исследован на примере головной ударной волны Земли, но применим также к другим астрофизическим объектам с разрывными течениями, таким как пульсарные туманности.

Благодарности

Я выражаю глубокую признательность моему научному руководителю А. М. Быкову за неоценимый вклад в моё развитие как человека и как учёного. Я благодарна моему первому научному руководителю А. В. Блинову, который привёл меня в астрофизику. Я благодарна К. П. Левенфиш и А. М. Красильщикову за плодотворное сотрудничество и неизменную заботу на протяжении многих лет.

Я благодарна А. В. Ридной, С. И. Блинникову, С. М. Осипову, В. И. Романскому, В. Е. Ермолиной, А. В. Артемьеву, И. Ю. Васько и Д. Л. Вайнштейну за их вклад в наши совместные публикации. Я благодарна М. Ю. Густову за создание первой версии гибридного кода “Maximus”. Я благодарна Д. Г. Яковлеву и П. С. Штернину за консультации по тексту диссертации.

Я благодарна преподавателям СПбПУ Петра Великого за полученные знания. Я благодарна прекрасным коллективам лаборатории Астрофизики высоких энергий и сектора Теоретической астрофизики, а также всем студентам, с которыми мне посчастливилось работать, за творческую атмосферу и вдохновение.

Я выражаю отдельную признательность моей семье за неизменную поддержку, понимание и душевное тепло.

Результаты, приведённые во второй главе диссертации, были получены при поддержке гранта РФФИ 18–32–00158; приведённые в третьей главе — при поддержке гранта РНФ 16–12–10225; приведённые в четвёртой главе — при поддержке гранта РНФ 21–72–20020. Расчёты проводились на вычислительных ресурсах суперкомпьютерных центров СПбПУ, ФТИ им. А. Ф. Иоффе и МСЦ РАН.

Список сокращений и условных обозначений

УВ — ударная волна

БУВ — бесстолкновительная ударная волна

ВР — вращательный разрыв

КЛ — космические лучи

МГД — магнитная гидродинамика

РІС — particle-in-cell (частица в ячейке)

Список литературы

1. *Raymond J. C.* Shock Waves in Supernova Ejecta // SSR. — 2018. — Vol. 214, no. 1. — P. 28.
2. Cosmic Ray Production in Supernovae / A. M. Bykov [et al.] // SSR. — 2018. — Vol. 214, no. 1. — P. 41.
3. *Bell A. R.* Cosmic ray origins in supernova blast waves // MNRAS. — 2015. — Vol. 447, no. 3. — P. 2224–2234.
4. *Burgess D., Möbius E., Scholer M.* Ion Acceleration at the Earth's Bow Shock // SSR. — 2012. — Vol. 173, no. 1–4. — P. 5–47.
5. *Balogh A., Treumann R. A.* Physics of Collisionless Shocks: Space Plasma Shock Waves. — New York : Springer, 2013. — (ISSI Scientific Report Series).
6. *McKee C. P., Hollenbach D. J.* Interstellar Shock Waves // Ann. Rev. Astron. Astrophys. — 1980. — Vol. 18, no. 1. — P. 219–262.
7. *Bykov A. M., Toptygin I. N.* Effect of Shocks on Interstellar Turbulence and Cosmic-Ray Dynamics // Astrophysics and Space Science. — 1987. — Vol. 138, no. 2. — P. 341–354.
8. Structures and Components in Galaxy Clusters: Observations and Models / A. M. Bykov [et al.] // SSR. — 2015. — Vol. 188, no. 1–4. — P. 141–185.
9. *Markevitch M., Vikhlinin A.* Shocks and cold fronts in galaxy clusters // Physics Reports. — 2007. — Vol. 443, no. 1. — P. 1–53.
10. *Shirakawa K., Hoshino M.* Asymmetric evolution of magnetic reconnection in collisionless accretion disk // Physics of Plasmas. — 2014. — Vol. 21, no. 5. — P. 052903.
11. Ultrahigh energy cosmic rays from shocks in the lobes of powerful radio galaxies / J. H. Matthews [et al.] // MNRAS. — 2019. — Vol. 482, no. 4. — P. 4303–4321.
12. *Bykov A. M., Paerels F. B. S., Petrosian V.* Equilibration Processes in the Warm-Hot Intergalactic Medium // SSR. — 2008. — Vol. 134, no. 1–4. — P. 141–153.

13. *Balikhin M., Gedalin M., Petrukovich A.* New mechanism for electron heating in shocks. // *Phys. Rev. Lett.* — 1993. — Vol. 70, no. 9. — P. 1259–1262.
14. Magnetic Field Amplification in Nonlinear Diffusive Shock Acceleration Including Resonant and Non-resonant Cosmic-Ray Driven Instabilities / A. M. Bykov [et al.] // *ApJ.* — 2014. — Vol. 789, no. 2. — P. 137.
15. Nonstationarity of strong collisionless quasiperpendicular shocks: Theory and full particle numerical simulations / V. V. Krasnoselskikh [et al.] // *Physics of Plasmas.* — 2002. — Vol. 9. — P. 1192–1209.
16. *Krymskii G. F.* A regular mechanism for the acceleration of charged particles on the front of a shock wave // *Soviet Physics Doklady.* — 1977. — Vol. 22. — P. 327.
17. *Skilling J.* Cosmic ray streaming - III. Self-consistent solutions. // *MNRAS.* — 1975. — Vol. 173. — P. 255–269.
18. *Bell A. R.* The acceleration of cosmic rays in shock fronts. I // *MNRAS.* — 1978. — Vol. 182. — P. 147–156.
19. *Nesterenok A. V.* Chemical evolution of cold dark clouds in the vicinity of supernova remnants // *Jour. Phys. Conf. Ser.* Vol. 1400. — 2019. — P. 022025.
20. *Salem M., Bryan G. L., Hummels C.* Cosmological simulations of galaxy formation with cosmic rays // *ApJ.* — 2014. — Vol. 797, no. 2. — P. L18.
21. The effect of cosmic ray acceleration on supernova blast wave dynamics / M. Pais [et al.] // *MNRAS.* — 2018. — Vol. 478, no. 4. — P. 5278–5295.
22. *Ellison D. C., Moebius E., Paschmann G.* Particle Injection and Acceleration at Earth's Bow Shock: Comparison of Upstream and Downstream Events // *ApJ.* — 1990. — Vol. 352. — P. 376.
23. *Scholer M., Trattner K. J., Kucharek H.* Ion Injection and Fermi Acceleration at Earth's Bow Shock: The 1984 September 12 Event Revisited // *ApJ.* — 1992. — Vol. 395. — P. 675.
24. *Caprioli D., Zhang H., Spitkovsky A.* Diffusive shock re-acceleration // *Journal of Plasma Physics.* — 2018. — Vol. 84, no. 3. — P. 715840301.

25. *Hanusch A., Liseykina T. V., Malkov M.* Acceleration of Cosmic Rays in Supernova Shocks: Elemental Selectivity of the Injection Mechanism // *ApJ*. — 2019. — Vol. 872, no. 1. — P. 108.
26. Probing Multiple Sight Lines through the SN 1006 Remnant by Ultraviolet Absorption Spectroscopy / P. F. Winkler [et al.] // *ApJ*. — 2005. — Vol. 624. — P. 189–197.
27. *Caprioli D., Spitkovsky A.* Simulations of Ion Acceleration at Non-relativistic Shocks. I. Acceleration Efficiency // *ApJ*. — 2014. — Vol. 783. — P. 91.
28. *Caprioli D., Spitkovsky A.* Simulations of Ion Acceleration at Non-relativistic Shocks. II. Magnetic Field Amplification // *ApJ*. — 2014. — Vol. 794, no. 1. — P. 46.
29. *Caprioli D., Spitkovsky A.* Simulations of Ion Acceleration at Non-relativistic Shocks. III. Particle Diffusion // *ApJ*. — 2014. — Vol. 794, no. 1. — P. 47.
30. Re-forming supercritical quasi-parallel shocks. II - Mechanism for wave generation and front re-formation / D. Winske [et al.] // *JGR*. — 1990. — Vol. 95. — P. 18821–18832.
31. *Lipatov A. S.* The Hybrid Multiscale Simulation Technology. — Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2002.
32. Proton Acceleration in Weak Quasi-parallel Intracluster Shocks: Injection and Early Acceleration / J.-H. Ha [et al.] // *ApJ*. — 2018. — Vol. 864, no. 2. — P. 105.
33. Многопроцессорный трёхмерный гибридный код для моделирования микроскопических явлений в космической плазме / Ю. А. Кропотина [и др.] // *НТВ СПбГУ*. — 2011. — т. 1. — с. 99–105.
34. *Courant R., Friedrichs K. O.* Supersonic flow and shock waves. — New York : Interscience, 1948.
35. *Сагдеев П. З.* Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме // *Вопросы теории плазмы* / под ред. Леонтовича. — Москва : Атомиздат, 1964. — гл. 4. с. 20–80.

36. *Sonett C. P., Abrams I. J.* The Distant Geomagnetic Field, 3, Disorder and Shocks in the Magnetopause // JGR. — 1963. — Vol. 68, no. 5. — P. 1233–1263.
37. *Sagdeev R. Z.* Cooperative phenomena and shock waves in collisionless plasma // Rev Plasma Phys. — 1966. — Vol. 4. — P. 23–91.
38. *Coroniti F. V.* Dissipation discontinuities in hydromagnetic shock waves // Journal of Plasma Physics. — 1970. — Vol. 4, no. 2. — P. 265–282.
39. *Edmiston J. P., Kennel C. F.* A parametric survey of the first critical Mach number for a fast MHD shock // Journal of Plasma Physics. — 1984. — Vol. 32, no. 3. — P. 429–441.
40. *Kennel C. F., Edmiston J. P., Hada T.* A quarter century of collisionless shock research // Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series. — 1985. — Vol. 34. — P. 1–36.
41. *Thomas V. A., Winske D., Omidji N.* Re-forming supercritical quasi-parallel shocks. I - One- and two-dimensional simulations // JGR. — 1990. — Vol. 95. — P. 18809–18819.
42. *Caprioli D., Pop A.-R., Spitkovsky A.* Simulations and Theory of Ion Injection at Non-relativistic Collisionless Shocks // ApJL. — 2015. — Vol. 798. — P. L28.
43. On the nature of low frequency turbulence in the foot of strong quasi-perpendicular shocks / V. Krasnosel'skikh [et al.] // Advances in Space Research. — 1991. — Vol. 11, no. 9. — P. 15–18.
44. *Drury L. O.* An introduction to the theory of diffusive shock acceleration of energetic particles in tenuous plasmas // Reports on Progress in Physics. — 1983. — Vol. 46, no. 8. — P. 973–1027.
45. *Malkov M. A., Drury L. O.* Nonlinear theory of diffusive acceleration of particles by shock waves // Reports on Progress in Physics. — 2001. — Vol. 64, no. 4. — P. 429–481.
46. *Malkov M. A., Diamond P. H.* Modern theory of Fermi acceleration: A new challenge to plasma physics // Physics of Plasmas. — 2001. — Vol. 8, no. 5. — P. 2401–2406.

47. *Berezhko E. G., Elshin V. K., Ksenofontov L. T.* Cosmic ray acceleration in supernova remnants. // JETP. — 1996. — Vol. 82. — P. 1–21.
48. Ion-acoustic shocks with self-regulated ion reflection and acceleration / M. A. Malkov [et al.] // Physics of Plasmas. — 2016. — Vol. 23, no. 4. — P. 043105.
49. *van Marle A. J., Casse F., Marcowith A.* On magnetic field amplification and particle acceleration near non-relativistic astrophysical shocks: particles in MHD cells simulations // MNRAS. — 2018. — Vol. 473, no. 3. — P. 3394–3409.
50. *Birdsall C. K., Langdon A. B.* Plasma Physics via Computer Simulation. — 1991.
51. *Dawson J. M., Shanny R.* Some Investigations of Nonlinear Behavior in One-Dimensional Plasmas // Physics of Fluids. — 1968. — Vol. 11, no. 7. — P. 1506–1523.
52. *Biskamp D., Welter H.* Ion Heating in High-Mach-Number, Oblique, Collisionless Shock Waves // PhysRevLett. — 1972. — Vol. 28, no. 7. — P. 410–413.
53. *Jones F. C., Jokipii J. R., Baring M. G.* Charged-Particle Motion in Electromagnetic Fields Having at Least One Ignorable Spatial Coordinate // ApJ. — 1998. — Vol. 509. — P. 238–243.
54. *Chodura R.* A hybrid fluid-particle model of ion heating in high-Mach-number shock waves // Nuclear Fusion. — 1975. — Vol. 15. — P. 55–61.
55. The structure of perpendicular bow shocks / M. M. Leroy [et al.] // JGR. — 1982. — Vol. 87, A7. — P. 5081–5094.
56. *Quest K. B.* Theory and simulation of collisionless parallel shocks // JGR. — 1988. — Vol. 93. — P. 9649–9680.
57. *Matthews A. P.* Current advance method and cyclic leapfrog for 2D multi-species hybrid plasma simulations // J. Comput. Phys. — San Diego, CA, USA, 1994. — Vol. 112, issue 1. — P. 102–116.
58. *Winske D., Omidji N.* A nonspecialist’s guide to kinetic simulations of space plasmas // JGR. — 1996. — Vol. 101. — P. 17287–17304.

59. dHybrid: A massively parallel code for hybrid simulations of space plasmas / L. Gargaté [et al.] // *Computer Physics Communications*. — 2007. — Vol. 176, no. 6. — P. 419–425.
60. *Haggerty C. C., Caprioli D.* dHybridR: A Hybrid Particle-in-cell Code Including Relativistic Ion Dynamics // *ApJ*. — 2019. — Vol. 887, no. 2. — P. 165.
61. *Lin Y.* Global hybrid simulation of hot flow anomalies near the bow shock and in the magnetosheath // *P&SS*. — 2002. — Vol. 50, no. 5/6. — P. 577–591.
62. *Zenitani S., Umeda T.* On the Boris solver in particle-in-cell simulation // *Physics of Plasmas*. — 2018. — Vol. 25, no. 11. — P. 112110.
63. *Computational Methods for Astrophysical Fluid Flow* / R. Le Veque [et al.]. — Berlin, Heidelberg : Springer, 1998.
64. *Brackbill J. U., Barnes D. C.* The Effect of Nonzero $\nabla \cdot \mathbf{B}$ on the numerical solution of the magnetohydrodynamic equations // *Journal of Computational Physics*. — 1980. — Vol. 35, no. 3. — P. 426–430.
65. *Yee K.* Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. — 1966. — Vol. 14, no. 3. — P. 302–307.
66. *Evans C. R., Hawley J. F.* Simulation of Magnetohydrodynamic Flows: A Constrained Transport Model // *ApJ*. — 1988. — Vol. 332. — P. 659.
67. *Balsara D. S.* Second-Order-accurate Schemes for Magnetohydrodynamics with Divergence-free Reconstruction // *ApJs*. — 2004. — Vol. 151. — P. 149–184.
68. *Balsara D. S.* Linearized Formulation of the Riemann Problem for Adiabatic and Isothermal Magnetohydrodynamics // *ApJs*. — 1998. — Vol. 116. — P. 119–+.
69. *Buneman O.* TRISTAN. The 3-D Electromagnetic Particle Code // *Computer Space Plasma Physics: Simulation Techniques and Software* / ed. by H. Matsumoto, Y. Omura. — Tokyo : Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB), 1993. — P. 67–84.

70. *Tsurutani B. T., Rodriguez P.* Upstream waves and particles - An overview of ISEE results // JGR. — 1981. — Vol. 86. — P. 4317.
71. *Winske D., Leroy M. M.* Diffuse ions produced by electromagnetic ion beam instabilities // JGR. — 1984. — Vol. 89, A5. — P. 2673–2688.
72. On the Electron-Ion Temperature Ratio Established by Collisionless Shocks / J. Vink [et al.] // A&A. — 1984. — Vol. 579. — A13.
73. *Chevalier R. A.* Self-similar solutions for the interaction of stellar ejecta with an external medium. // ApJ. — 1982. — Vol. 258. — P. 790–797.
74. Supernova ejecta in the youngest galactic supernova remnant G1.9+0.3 / K. J. Borkowski [et al.] // ApJ. — 2013. — Vol. 771, no. 1. — P. L9.
75. *Hamilton A. J. S., Fesen R. A., Blair W. P.* A high-resolution ultraviolet absorption spectrum of supernova ejecta in SN1006 // MNRAS. — 2007. — Vol. 381. — P. 771–778.
76. *Woosley S. E., Heger A., Weaver T. A.* The evolution and explosion of massive stars // Reviews of Modern Physics. — 2002. — Vol. 74. — P. 1015–1071.
77. *Kozma C., Fransson C.* Late Spectral Evolution of SN 1987A. I. Temperature and Ionization // ApJ. — 1998. — Vol. 496. — P. 946–966.
78. *Kozma C., Fransson C.* Late Spectral Evolution of SN 1987A. II. Line Emission // ApJ. — 1998. — Vol. 497. — P. 431–457.
79. *Blondin J. M., Ellison D. C.* Rayleigh-Taylor Instabilities in Young Supernova Remnants Undergoing Efficient Particle Acceleration // ApJ. — 2001. — Vol. 560, no. 1. — P. 244–253.
80. *Reynolds S. P.* Dynamical Evolution and Radiative Processes of Supernova Remnants // Handbook of Supernovae / ed. by A. W. Alsabti, P. Murdin. — 2017. — P. 1981.
81. Pulsar wind nebulae in supernova remnants. Spherically symmetric hydrodynamical simulations / E. van der Swaluw [et al.] // A&A. — 2001. — Vol. 380. — P. 309–317.
82. Observational Signatures of Particle Acceleration in Supernova Remnants / E. A. Helder [et al.] // SSR. — 2012. — Vol. 173, no. 1–4. — P. 369–431.

83. *Baade W., Zwicky F.* Remarks on Super-Novae and Cosmic Rays // Physical Review. — 1934. — Vol. 46, no. 1. — P. 76–77.
84. *Bell A. R.* Particle Acceleration by Shocks in Supernova Remnants // Brazilian Journal of Physics. — 2014. — Vol. 44, no. 5. — P. 415–425.
85. *Truelove J. K., McKee C. F.* Evolution of Nonradiative Supernova Remnants // ApJS. — 1999. — Vol. 120, no. 2. — P. 299–326.
86. *Kato T. N., Takabe H.* Nonrelativistic Collisionless Shocks in Unmagnetized Electron-Ion Plasmas // ApJL. — 2008. — Vol. 681. — P. L93–L96.
87. *Kato T. N., Takabe H.* Nonrelativistic Collisionless Shocks in Weakly Magnetized Electron-Ion Plasmas: Two-dimensional Particle-in-cell Simulation of Perpendicular Shock // ApJ. — 2010. — Vol. 721. — P. 828–842.
88. *Bell A. R.* Turbulent amplification of magnetic field and diffusive shock acceleration of cosmic rays // MNRAS. — 2004. — Vol. 353. — P. 550–558.
89. *Bell A. R.* The interaction of cosmic rays and magnetized plasma // MNRAS. — 2005. — Vol. 358. — P. 181–187.
90. *Ellison D. C., Decourchelle A., Ballet J.* Nonlinear particle acceleration at reverse shocks in supernova remnants // A&A. — 2005. — Vol. 429. — P. 569–580.
91. *Telezhinsky I., Dwarkadas V. V., Pohl M.* Particle spectra from acceleration at forward and reverse shocks of young Type Ia Supernova Remnants // Astroparticle Physics. — 2012. — Vol. 35, no. 6. — P. 300–311.
92. Dust Production and Particle Acceleration in Supernova 1987A Revealed with ALMA / R. Indebetouw [et al.] // ApJL. — 2014. — Vol. 782. — P. L2.
93. Multi-dimensional Simulations of the Expanding Supernova Remnant of SN 1987A / T. M. Potter [et al.] // ApJ. — 2014. — Vol. 794. — P. 174.
94. *Dwek E., Arendt R. G.* The Evolution of Dust Mass in the Ejecta of SN1987A // ApJ. — 2015. — Vol. 810. — P. 75.

95. Hubble Space Telescope Observations of High-Velocity Ly α and H α Emission from Supernova Remnant 1987A: The Structure and Development of the Reverse Shock / E. Michael [et al.] // *ApJ*. — 2003. — Vol. 593. — P. 809–830.
96. Abundances and Density Structure of the Inner Circumstellar Ring Around SN 1987A / S. Mattila [et al.] // *ApJ*. — 2010. — Vol. 717. — P. 1140–1156.
97. Three-dimensional Distribution of Ejecta in Supernova 1987A at 10,000 Days / J. Larsson [et al.] // *ApJ*. — 2016. — Vol. 833. — P. 147.
98. Late Spectral Evolution of the Ejecta and Reverse Shock in SN 1987A / C. Fransson [et al.] // *ApJ*. — 2013. — Vol. 768. — P. 88.
99. The Destruction of the Circumstellar Ring of SN 1987A / C. Fransson [et al.] // *ApJL*. — 2015. — Vol. 806. — P. L19.
100. HST-COS Observations of Hydrogen, Helium, Carbon, and Nitrogen Emission from the SN 1987A Reverse Shock / K. France [et al.] // *ApJ*. — 2011. — Vol. 743. — P. 186.
101. *France K.* Recent Hubble Space Telescope Observations of SN 1987A: Broad Emission Lines // *Supernova Environmental Impacts*. Vol. 296 / ed. by A. Ray, R. A. McCray. — 2014. — P. 1–8. — (IAU Symposium).
102. Mapping High-velocity H α and Ly α Emission from Supernova 1987A / K. France [et al.] // *ApJL*. — 2015. — Vol. 801. — P. L16.
103. Chandra LETG Observations of Supernova Remnant 1987A / S. A. Zhekov [et al.] // *ApJ*. — 2006. — Vol. 645. — P. 293–302.
104. High-Resolution X-Ray Spectroscopy of SNR 1987A: Chandra LETG and HETG Observations in 2007 / S. A. Zhekov [et al.] // *ApJ*. — 2009. — Vol. 692. — P. 1190–1204.
105. The exceptionally powerful TeV γ -ray emitters in the Large Magellanic Cloud / H. E. S. S. Collaboration [et al.] // *Science*. — 2015. — Vol. 347, no. 6220. — P. 406–412.
106. *McCray R., Fransson C.* The Remnant of Supernova 1987A // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 2016. — Vol. 54. — P. 19–52.

107. The Reverse Shock of SNR 1987A at 18 Years after Outburst / N. Smith [et al.] // *ApJL*. — 2005. — Vol. 635. — P. L41–L44.
108. Detection of Linear Polarization in the Radio Remnant of Supernova 1987A / G. Zanardo [et al.] // *ApJL*. — 2018. — Vol. 861, no. 1. — P. L9.
109. *Woosley S. E.* SN 1987A: After the Peak // *ApJ*. — 1988. — Vol. 330. — P. 218.
110. *Nomoto K., Hashimoto M.* Presupernova evolution of massive stars. // *Physics reports*. — 1988. — Vol. 163, no. 1. — P. 13–36.
111. Supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud: The Explosion of a approximately $20 M_{sun}$ Star Which Has Experienced Mass Loss? / S. E. Woosley [et al.] // *ApJ*. — 1987. — Vol. 318. — P. 664.
112. Supernova 1987A. / W. D. Arnett [et al.] // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 1989. — Vol. 27. — P. 629–700.
113. Dynamics and Radiation of Young Type-Ia Supernova Remnants: Important Physical Processes / E. I. Sorokina [et al.] // *Astronomy Letters*. — 2004. — Vol. 30, no. 11. — P. 737–750.
114. *Meyer J.-P., Drury L. O., Ellison D. C.* Galactic Cosmic Rays from Supernova Remnants. I. A Cosmic-Ray Composition Controlled by Volatility and Mass-to-Charge Ratio // *ApJ*. — 1997. — Vol. 487, no. 1. — P. 182–196.
115. *Omidi N., Winske D.* Steepening of kinetic magnetosonic waves into shocklets: Simulations and consequences for planetary shocks and comets // *JGR*. — 1990. — Vol. 95, A3. — P. 2281–2300.
116. *Sironi L., Spitkovsky A.* Acceleration of Particles at the Termination Shock of a Relativistic Striped Wind // *ApJ*. — 2011. — Vol. 741. — P. 39.
117. *Hamilton A. J. S., Fesen R. A.* The reionization of unshocked ejecta in SN 1006 // *ApJ*. — 1988. — Vol. 327. — P. 178–196.
118. *Caprioli D., Yi D. T., Spitkovsky A.* Chemical Enhancements in Shock-Accelerated Particles: Ab initio Simulations // *Physical Review Letters*. — 2017. — Vol. 119, no. 17. — P. 171101.

119. *Lashmore-Davies C. N., Dendy R. O., Kam K. F.* Electromagnetic ion cyclotron instability driven by a hot minority ion species with temperature anisotropy // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. — 1993. — Vol. 35. — P. 1529–1540.
120. *Ellison D. C., Baring M. G., Jones F. C.* Nonlinear Particle Acceleration in Oblique Shocks // *ApJ*. — 1996. — Vol. 473. — P. 1029–+.
121. *Casse F., Lemoine M., Pelletier G.* Transport of cosmic rays in chaotic magnetic fields // *Physical Review D*. — 2001. — Vol. 65, no. 2. — P. 023002.
122. Parameter estimation of superdiffusive motion of energetic particles upstream of heliospheric shocks / S. Perri [et al.] // *A&A*. — 2015. — Vol. 578. — A2.
123. *Bykov A. M., Ellison D. C., Osipov S. M.* Nonlinear Monte Carlo model of superdiffusive shock acceleration with magnetic field amplification // *PhysRevLetters*. — 2017. — Vol. 95, no. 3. — P. 033207.
124. *Prete G., Perri S., Zimbardo G.* Influence of the transport regime on the energetic particle density profiles upstream and downstream of interplanetary shocks // *Advances in Space Research*. — 2019. — Vol. 63, no. 8. — P. 2659–2671.
125. The Advanced Composition Explorer / E. C. Stone [et al.] // *SSR*. — 1998. — Vol. 86. — P. 1–22.
126. *Fabian A. C., Pringle J. E.* On the spatial distribution of heavy elements in X-ray emitting clusters of galaxies. // *MNRAS*. — 1977. — Vol. 181. — 5P–7P.
127. *Gilfanov M. R., Syunyaev R. A.* Intracluster Gravitational Separation of Deuterium and Helium in Rich Galaxy Clusters // *Soviet Astronomy Letters*. — 1984. — Vol. 10. — P. 137–140.
128. *Chuzhoy L., Loeb A.* Element segregation in giant galaxies and X-ray clusters // *MNRAS*. — 2004. — Vol. 349, no. 1. — P. L13–L17.
129. *Ettori S., Fabian A. C.* Effects of sedimented helium on the X-ray properties of galaxy clusters // *MNRAS*. — 2006. — Vol. 369, no. 1. — P. L42–L46.

130. *Biffi V., Mernier F., Medvedev P.* Enrichment of the Hot Intracluster Medium: Numerical Simulations // SSR. — 2018. — Vol. 214, no. 8. — P. 123.
131. X-radiation from clusters of galaxies: Spectral evidence for a hot evolved gas / P. J. Serlemitsos [et al.]. — 1976. — NASA STI/Recon Technical Report N.
132. The quiescent intracluster medium in the core of the Perseus cluster / Hitomi Collaboration [et al.] // Nature. — 2016. — Vol. 535, no. 7610. — P. 117–121.
133. The Galaxy Cluster Mass Scale and Its Impact on Cosmological Constraints from the Cluster Population / G. W. Pratt [et al.] // SSR. — 2019. — Vol. 215, no. 2. — P. 25.
134. Search for Cosmic-Ray-induced Gamma-Ray Emission in Galaxy Clusters / M. Ackermann [et al.] // ApJ. — 2014. — Vol. 787, no. 1. — P. 18.
135. γ -ray detection toward the Coma cluster with Fermi-LAT: Implications for the cosmic ray content in the hadronic scenario / R. Adam [et al.] // A&A. — 2021. — Vol. 648. — A60.
136. Ion Acceleration at the Quasi-parallel Bow Shock: Decoding the Signature of Injection / T. Sundberg [et al.] // ApJ. — 2016. — Vol. 820. — P. 21.
137. Exploring the spectral properties of radio relics I: Integrated spectral index and Mach number / D. Wittor [et al.] // MNRAS. — 2021.
138. *Kunz M. W., Schekochihin A. A., Stone J. M.* Firehose and Mirror Instabilities in a Collisionless Shearing Plasma // Physical Review Letters. — 2014. — Vol. 112, no. 20. — P. 205003.
139. *Petrukovich A. A., Chugunova O. M., Shustov P. I.* Low-frequency magnetic variations at the high- β Earth bow shock // Annales Geophysicae. — 2019. — Vol. 37, no. 5. — P. 877–889.
140. Magnetic Storms in October 2003 / M. I. Panasyuk [et al.] // Cosmic Research. — 2004. — Vol. 42, no. 5. — P. 489–535.
141. *Podladchikova T. V., Petrukovich A. A.* Extended geomagnetic storm forecast ahead of available solar wind measurements // Space Weather. — 2012. — Vol. 10, no. 7.

142. *Omidi N., Sibeck D. G.* Formation of hot flow anomalies and solitary shocks // JGR (Space Physics). — 2007. — Vol. 112, A1. — A01203.
143. A review of interplanetary discontinuities and their geomagnetic effects / B. T. Tsurutani [et al.] // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. — 2011. — Vol. 73. — P. 5–19.
144. Statistics of Reconnecting Current Sheets in the Transition Region of Earth's Bow Shock / I. Gingell [et al.] // JGR (Space Physics). — 2020. — Vol. 125, no. 1. — e27119.
145. On the kinetic nature of solar wind discontinuities / A. V. Artemyev [et al.] // Geophysical Research Letters. — 2019. — Vol. 46. — P. 1185–1194.
146. Современный взгляд на солнечный ветер от микро- до макромасштабов / А. А. Петрукович [и др.] // Усп. физ. наук. — 2020. — т. 190, № 8. — с. 859–870.
147. *Guo Z., Lin Y., Wang X.* Global hybrid simulations of interaction between interplanetary rotational discontinuity and bow shock/magnetosphere: Can ion-scale magnetic reconnection be driven by rotational discontinuity downstream of quasi-parallel shock? // JGR: Space Physics. — 2021. — e2020JA028853.
148. *Angelopoulos V.* The THEMIS Mission // Space Science Reviews. — 2008. — Vol. 141. — P. 5–34.
149. *Lin Y., Lee L. C., Yan M.* Generation of dynamic pressure pulses downstream of the bow shock by variations in the interplanetary magnetic field orientation // JGR. — 1996. — Vol. 101, A1. — P. 479–494.
150. *Lin Y., Swift D. W., Lee L. C.* Simulation of pressure pulses in the bow shock and magnetosheath driven by variations in interplanetary magnetic field direction // JGR. — 1996. — Vol. 101, A12. — P. 27251–27270.
151. *Lin Y., Lee L. C.* Magnetic field rotation and transition width in rotational discontinuities and Alfvén wave trains // JGR. — 2000. — Vol. 105, A1. — P. 139–156.
152. A possible generation mechanism of interplanetary rotational discontinuities / C. C. Lin [et al.] // JGR (Space Physics). — 2009. — Vol. 114, A8. — A08102.

153. *Malkov M. A., Diamond P. H.* Nonlinear Dynamics of Acoustic Instability in a Cosmic Ray Shock Precursor and its Impact on Particle Acceleration // *ApJ*. — 2009. — Vol. 692, no. 2. — P. 1571–1581.
154. *Malkov M. A., Sagdeev R. Z., Diamond P. H.* Magnetic and Density Spikes in Cosmic-Ray Shock Precursors // *ApJL*. — 2012. — т. 748, № 2. — с. L32.
155. *Treumann R. A., Baumjohann W.* Advanced space plasma physics. — 1997.
156. *Kennel C. F., Coroniti F. V.* Magnetohydrodynamic model of Crab nebula radiation. // *ApJ*. — 1984. — Vol. 283. — P. 710–730.
157. *Bogovalov S. V.* On the physics of cold MHD winds from oblique rotators // *Astronomy and Astrophysics*. — 1999. — Vol. 349. — P. 1017–1026.