

На правах рукописи

Чернышов Дмитрий Олегович

**Самосогласованные модели распространения и
ускорения космических лучей**

Специальность 1.3.3. — Теоретическая физика

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Москва — 2025

Работа выполнена в Отделении теоретической физики им. И.Е. Тамма
Федерального государственного бюджетного учреждения науки
Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук.

Официальные оппоненты: **Быков Андрей Михайлович**,
доктор физико-математических наук, профессор,
акад. РАН, руководитель отделения физики
плазмы Физико-технического института
им. А. Ф. Иоффе РАН
Зиракашвили Владимир Николаевич,
доктор физико-математических наук,
главный научный сотрудник
Лаборатории астрофизических исследований
Института земного магнетизма, ионосферы и
распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН
Лагутин Анатолий Алексеевич,
доктор физико-математических наук, профессор,
заведующий кафедрой радиофизики и
теоретической физики ФГБОУ ВО «Алтайский
государственный университет»
Ведущая организация: ФГБОУ ВО «Московский государственный
университет имени М.В.Ломоносова» (МГУ)

Защита состоится 13 октября 2025 г. в 12-00 на заседании диссертационного со-
вета 24.1.262.04 при ФГБУН Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН по
адресу: г. Москва, Ленинский проспект, д. 53.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Физического института им.
П.Н.Лебедева РАН или на сайте www.lebedev.ru.

Автореферат разослан «___» _____ 2025 года.

И. О. ученого секретаря
диссертационного совета 24.1.262.04
д.ф.-м.н.

Губернов
Владимир Владимирович

Общая характеристика работы

Актуальность темы диссертационного исследования. Космические лучи — заряженные частицы с нетепловым спектром, которые заполняют Галактику и межгалактическую среду. Их энергии доходят до 5×10^{21} эВ, а энергетическая плотность составляет около 1 эВ/см^3 [2]. Интересным является тот факт, что энергетическая плотность космических лучей совпадает по порядку величины со средней энергетической плотностью магнитного поля, электромагнитного излучения и тепловой плазмы в Галактике [5]. Несмотря на то, что прямой связи между данными компонентами нет, и физические процессы, ответственные за нагрев вещества и формирование излучения, принципиально разные, необходимо отметить, что космические лучи играют важную роль в процессах, происходящих в Галактике и межгалактической среде.

Действительно, энергетическая плотность космических лучей может быть непосредственно пересчитана в их давление, и, как следствие, моделирование динамики газа внутри Галактики должно учитывать реакцию со стороны космических лучей. Замечу, что тот факт, что космические лучи *могут* оказывать давление в 1 эВ/см^3 еще не говорит о том, что они действительно *будут* оказывать это давление. В частности, высокая проникающая способность релятивистских заряженных частиц, составляющих основную долю космических лучей, не способствует их интенсивному взаимодействию с окружающим веществом. Однако экспериментальные данные свидетельствуют о том, что космические лучи «заперты» в Галактике и испытывают во внутригалактической среде многократные отражения [13]. Таким образом, они, хоть и не напрямую, но оказывают влияние на газ Галактики [6], принимая непосредственное участие в ее формировании и эволюции. Подробно с описанием того, как это происходит, можно ознакомиться в обзоре [21].

Не менее важным процессом, оказывающим влияние на галактический газ со стороны космических лучей является ионизация вещества. В разреженной межзвездной среде ионизация вещества производится ультрафиолетовым излучением звезд Галактики. Однако в глубинах плотного газа, куда ультрафиолет проникать не способен, космические лучи остаются по сути единственным источником ионизирующего излучения. Поэтому учет влияния космических лучей также необходим для корректного описания динамики газа при формировании протозвезд и протопланет [15].

Даже из крайне сжатого и неполного описания взаимодействия космических лучей с веществом, которое я привел выше, ясно, что проблема взаимного влияния фонового вещества и космических лучей затрагивает много областей астрофизики, и многие задачи требуют детально описать это взаимное влияние для построения корректных теоретических моделей. Не является исключением и сама астрофизика космических лучей — корректное описание процессов взаимодействия КЛ с газом исключительно важно и для построения адекватной модели происхождения КЛ в Галактике с минимальным использованием различных феноменологических предположений.

Важным является и запрос со стороны экспериментальной физики. Действительно, текущий период развития астрофизики характеризуется быстрым прогрессом в наблюдательной астрономии. Для наблюдений доступен широкий диапазон электромагнитного излучения: в гамма-диапазоне в интервале от сотен МэВ до сотен ГэВ работает телескоп Fermi-LAT, в рентгеновском диапазоне огромный объем данных накоплен наблюдениями на телескопах INTEGRAL, XMM-Newton, Chandra и NuSTAR, в миллиметровом диапазоне продолжают наблюдения на телескопе Planck, в радиодиапазоне исследования ведутся на телескопе VLA и т.д. Непокрытым современными наблюдениями остается лишь диапазон 1 – 100 МэВ, но есть надежда, что в будущем данная проблема будет решена. Корректная теоретическая интерпретация наблюдательных данных представляет собой одну из важнейших проблем астрофизики, причем, в связи с хорошим качеством экспериментальных данных, появляется возможность исследования нелинейных эффектов, возникающих при распространении космических лучей [3].

Одним из самых важных параметров, описывающих распространение космических лучей, является их коэффициент пространственной диффузии. Он регулирует их время удержания в источниках космических лучей и в Галактике в целом, управляет тем, как космические лучи проникают внутрь тех или иных астрофизических объектов: молекулярных облаков, звездных систем, областей горячего газа. Также коэффициент пространственной диффузии непосредственно связан с коэффициентом импульсной диффузии, который отвечает за ускорение или доускорение космических лучей. Диффузия космических лучей связана с их рассеянием на мелкомасштабных неоднородностях магнитного поля — магнитогидродинамической турбулентности. Именно за счет взаимодействия с магнитным полем космические

лучи, которые слабо взаимодействуют с фоновым газом напрямую, могут оказывать влияние на межзвездный газ на макроскопическом уровне.

Несмотря на важность определения коэффициента диффузии для построения моделей распространения и ускорения космических лучей, его значения в теоретических моделях выбирается произвольным образом, исходя из потребностей самих моделей. Причина этого заключается в трудности измерения данного коэффициента. Наибольший успех достигнут в определении «среднего» коэффициента диффузии в Галактике — по соотношению между спектрами изотопов, входящих в состав космических лучей. Однако даже усредненное значение коэффициента диффузии является модельно зависимым [1]. Причем характер распространения космических лучей на масштабах Галактики может быть не полностью диффузионным, и сопровождаться большими пробегами частиц между областями их удержания (так называемая аномальная диффузия) [11], что делает усредненный по Галактике коэффициент диффузии плохо определенной величиной.

Определения же коэффициента диффузии в локальной окрестности астрофизических объектов является еще более сложной задачей. Для его вычисления требуется знание о спектре турбулентности на малых масштабах, что является чрезвычайно трудной задачей для экспериментальной астрофизики. Одним из способов решения данной проблемы может быть построение теоретической модели формирования турбулентности, которая включает в себя описание инжекции энергии в турбулентность, формирование турбулентного каскада, а также диссипацию турбулентности. При этом естественно ожидать, что космические лучи, которые с турбулентностью интенсивно взаимодействуют, будут не только подвергаться влиянию турбулентности через коэффициенты пространственной и импульсной диффузии, но и сами будут оказывать влияние на спектр турбулентности.

В данной работе я затрону лишь один аспект этой большой задачи: исследования, как взаимодействие космических лучей с плазмой влияет на сами космические лучи: какие ограничения оно вводит на процессы их распространения и ускорения. При этом я буду стремиться к тому, чтобы рассматриваемые модели были максимально самосогласованными, сводя количество свободных параметров к минимуму, и везде, где возможно, вычисляя параметры распространения и ускорения космических лучей в рамках самих моделей.

Степень разработанности проблемы в литературе. Создание самосогласованной модели распространения и ускорения космических лучей явля-

ется одной из широко обсуждаемых задач астрофизики [см., например, обзор 26]. Так, усиление космическими лучами турбулентной компоненты магнитного поля за счет потоковой неустойчивости попало в астрофизику из физики плазмы и исследовалось начиная с 50-60х годов прошлого века (см., например, работы [7; 9; 12; 16; 19; 22]). Наиболее широко известной и экспериментально подтвержденной теоретической моделью является модель усиления магнитного поля при ускорении космических лучей на ударных волнах (бэлловская неустойчивость) [4], которая в данный момент широко применяется для создания теоретических моделей ускорения заряженных частиц в оболочках сверхновых [8; 25].

В данной работе я исследую эффекты, проявляющиеся при гораздо меньших концентрациях космических лучей, возникающие вдали от источников. В этом случае влияние космических лучей на магнитное поле гораздо слабее, однако в отдельных задачах это влияние, тем не менее, заметно. Так, исследования самовозбужденной турбулентности при взаимодействии космических лучей с магнитным полем применялись для объяснения процессов, удерживающих космические лучи в Галактике [см., например, 10; 17; 23], для описания ускорения космических лучей в ОВ ассоциациях [14], для описания их взаимодействия с молекулярными облаками [9; 22] и в других сходных задачах.

Как видно из списка работ, перечисленных выше, данная задача остается актуальной и в настоящее время. Более того, современный прогресс в вычислительной технике позволяет также проводить и моделирование распространения космических лучей, основанное на первых принципах: с использованием прямого численного моделирования методом *particle-in-cell* [20]. Этот метод в перспективе позволит проверить правильность использования уравнений, описывающих распространение космических лучей. Также, перспективным являются и методы машинного обучения, позволяющие решать достаточно сложные системы уравнений методом *Physically Informed Neural Networks* [18]. Использование нейронных сетей открывает возможность к построению сильно нелинейных моделей с большим числом степеней свободы, исследование которых в рамках традиционных методов численного моделирования сопряжено с трудностями.

В текущем исследовании я буду придерживаться классического подхода к описанию распространения космических лучей через решение уравнений конвекции-диффузии и связанных с ними законом сохранения энергии дифференциальных уравнений, описывающих состояние среды и магнитного поля. Такой подход поз-

воляет лучше понять физику процессов, происходящих в модели, а более сложные и детальные методы моделирования в будущем могут быть использованы в качестве замены эксперимента: они могут выявить область применения простых теоретических моделей и указать направление их усовершенствования.

Цели работы. В данной работе рассмотрено несколько самосогласованных задач астрофизики космических лучей, в которых может проявляться обратное влияние космических лучей на среду. Основными целями данного исследования являются:

1. Выяснение того, может ли стохастическое ускорение (ускорение Ферми второго порядка) формировать нетепловые спектры заряженных частиц (протонов и электронов), и если да, то какие спектры частиц ожидаются в результате ускорения
2. Определение параметров стохастического ускорения, при котором удастся воспроизвести наблюдаемый спектр гамма- и радиоизлучения одного из астрофизических объектов — пузырей Ферми.
3. Установление спектра космических лучей в плотных молекулярных облаках и проверка экспериментальной возможности подтверждения наличия нелинейности взаимодействия космических лучей и молекулярного газа
4. Построение модели самосогласованного гало космических лучей в Галактике и количественная проверка данной модели с использованием данных по изотопному составу космических лучей в окрестности Земли.

Основные задачи. Для достижения указанных целей необходимо решить следующие задачи:

1. Вычислить темп разогрева плазмы космическими лучами при стохастическом ускорении в зависимости от параметров турбулентности: энергии, сосредоточенной в турбулентном магнитном поле (темпа ускорения) и минимального масштаба турбулентности (минимального импульса частиц, участвующих в ускорении).
2. Установить, можно ли реализовать данные значения параметров в рамках самосогласованной модели, и выяснить связь темпа ускорения и минимального масштаба турбулентности.

3. Подобрать значения параметров ускорения, необходимые для формирования корректного спектра электронов, ответственных за гамма-излучение из пузырей Ферми.
4. Проверить, не будет ли ускорение протонов более эффективным для описания гамма- и радиоизлучения из пузырей Ферми
5. Проверить, ускорение электронов из какого источника: фоновой плазмы или галактических космических лучей, является более эффективным методом формирования нетепловых спектров, ответственных за гамма-излучение.
6. Установить, как потоковая неустойчивость влияет на проникновение космических лучей в молекулярные облака. Получить выражение для потока космических лучей в молекулярные облака с учетом потоковой неустойчивости.
7. Вычислить спектр гамма-излучения из молекулярных облаков с учетом и без учета потоковой неустойчивости и сравнить его с экспериментальными данными
8. Вычислить значение коэффициента пространственной диффузии за счет турбулентности, возбужденной космическими лучами в плазме над диском Галактики. Подобрать параметры среды и спектр источников протонов космических лучей, чтобы воспроизвести наблюдаемый спектр протонов космических лучей в окрестности Земли.
9. С помощью ранее вычисленного коэффициента пространственной диффузии вычислить спектры первичных и вторичных ядер космических лучей и сравнить их с экспериментальными данными.

Научная новизна. Было впервые показано, что при определенных значениях параметров стохастическое ускорения способно ускорять заряженные частицы без существенного перегрева фоновой плазмы. Причем при экстремальных значениях параметров нагрев плазмы сменяется ее охлаждением. Хотя в реальности достичь таких параметров ускорения затруднительно (по крайней мере, в рамках самосогласованной модели, учитывающей только один сорт частиц), данные результаты ранее не встречались в литературе.

Исследование ускорения заряженных частиц в пузырях Ферми является первой количественной моделью, описывающей, как именно должны формироваться

спектры заряженных частиц для формирования наблюдаемых спектров гамма- и радиоизлучения. Было впервые показано, что использование протонов для описания гамма-излучения сопряжено с трудностями. Также впервые было показано, что инъекция электронов из космических лучей гораздо более эффективна для описания пузырей Ферми.

Описание взаимодействия космических лучей с молекулярными облаками является дальнейшим развитием работ аналогичной тематики. Впервые было получено выражение для универсального потока частиц, проникающих в молекулярное облако. Помимо этого были впервые проведены исследования распространения частиц в неоднородной оболочке молекулярного облака, которые опровергают ранее полученные в литературе результаты: было выяснено, что ни при каких условиях не происходит «захват» космических лучей потоком альвеновских волн.

Задача о самосогласованном гало является глубокой доработкой аналогичной модели, предложенной в работе [23]. Нововведением является учет затухания турбулентности как на тепловых электронах, так и на тепловых протонах, что позволило обеспечить лучшее согласие между экспериментальными данными и теоретическими предсказаниями. Также для этой модели впервые были проведены исследования спектров вторичных изотопов космических лучей, и оценена роль затухания турбулентности за счет ион-нейтрального трения.

Методы исследования. Для решения вышеуказанных задач использовались следующие методы теоретической и математической физики. Распространение космических лучей описывалось в рамках диффузионного приближения. Как следствие, задача сводилась к решению одного или нескольких эллиптических или параболических дифференциальных уравнений второго порядка (стационарных и нестационарных уравнений конвекции-диффузии). Для аналитического решения использовалось разложение по малому параметру. В отдельных случаях уравнения сводились к уравнению Шредингера, и использовалось квазиклассическое приближение.

Для проверки аналитических оценок, а также в случае, когда аналитическое выражение получить затруднительно, использовались численные методы. Стационарные уравнения для упрощения задачи переписывались как нестационарные и решались методом установления. Для решения нестационарных уравнений применялся метод конечных разностей, при этом использовалась численная схема

Odd-Even-Line Hopscotch, которая обладает хорошей устойчивостью на задачах конвекции-диффузии [24].

Теоретическая и практическая значимость. Результаты, полученные в диссертационной работе имеют значение как для создания теоретических моделей астрофизических объектов, так и для экспериментальной астрофизики. Полученные ограничения на стохастическое ускорение позволяют получить корректные оценки спектров ускоренных частиц в астрофизических объектах, что важно для объяснения природы наблюдаемого излучения из объектов большой протяженности, таких как пузыри Ферми или скопления галактик. Исследования, проведенные по изучению природы пузырей Ферми, указывают на то, что исследование пузырей должно проводиться совместно с исследованием распространения космических лучей во всей Галактике, что важно для построения теоретических моделей происхождения галактических космических лучей.

Исследования взаимодействия космических лучей с молекулярными облаками важны для описания процессов ионизации и разогрева молекулярного газа. Важна и обратная задача: поскольку спектр космических лучей в молекулярном газе сильно подавлен по сравнению с их межзвездным спектром, данные по низкоэнергичным космическим лучам, полученные по ионизации молекулярного газа, могут оказаться сильно недооцененными.

Важным результатом является и исследование влияния потоковой неустойчивости на гамма-излучение из молекулярных облаков. Поскольку излучение молекулярного газа составляет значительную долю всего гамма-излучения Галактики, игнорирование влияния потоковой неустойчивости может приводить к серьезной переоценке низкоэнергетичного гамма-излучения. Такая переоценка может сильно влиять на экспериментальные данные по спектрам источников гамма-излучения на низких энергиях, что может быть очень важным для выяснения их природы. Одним из применений данного исследования может быть доработка численного кода GALPROP, предназначенного для моделирования гамма-излучения Галактики.

Модель самосогласованного гало космических лучей демонстрирует тот факт, что описание распространения космических лучей можно провести без введения феноменологических параметров, таких как заранее заданный коэффициент пространственной диффузии, а описать все в рамках исключительно свойств среды, таких как ее температура, плотность и величина крупномасштабного магнитного поля. Данный результат может в последствии использоваться для построения более

совершенных моделей большей размерности, учитывающих структуру магнитного поля Галактики и распространение космических лучей вдоль ее диска. Построение таких моделей является важным шагом для выяснения природы космических лучей и их влияния на процессы в Галактике.

Результаты работы могут быть использованы в научных и образовательных организациях, таких как Московский государственный университет им. Ломоносова, Московский физико-технический институт, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Институт ядерных исследований, Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Физический институт им. Лебедева и других российских и международных организациях, ведущих исследования, связанные с астрофизикой космических лучей и смежных областях теоретической и экспериментальной физики.

Положения, выносимые на защиту

1. Стохастическое ускорение способно формировать нетепловые спектры заряженных частиц, и перегрев фоновой плазмы при этом не происходит. Для этого достаточно, чтобы темп ускорения был выше определенного порога, и в спектре магнитной турбулентности присутствовал обрыв на малых масштабах. Если темп ускорения станет очень большим, нагрев плазмы сменится ее охлаждением.
2. Стохастическое ускорение способно сформировать нетепловой спектр электронов в пузырях Ферми так, чтобы обеспечить наблюдаемый из них спектр гамма-излучения, и при этом качественно воспроизвести пространственное распределение гамма-излучения. При этом инжекция электронов для стохастического ускорения будет производится галактическими космическими лучами.
3. Модель протонного происхождения гамма-излучения пузырями Ферми требует тонкой подстройки параметров, поэтому маловероятно, что именно этот механизм реализуется. Однако ускоренные в пузырях Ферми протоны эффективно заполняют всю Галактику, и поэтому пузыри Ферми могут быть ответственны за формирование спектра космических лучей выше «колена».
4. Спектр космических лучей в молекулярных облаках на низких энергиях становится более жестким в сравнении со спектром снаружи облаков. Этот эф-

фект (само модуляция) должен быть заметен как в гамма-излучении отдельных молекулярных облаков, так и в диффузном излучении Галактики.

5. Космические лучи Галактики могут успешно удерживаться в ней самовозбужденной турбулентностью, и при этом не требуется никаких других источников турбулентности. Затухание турбулентности при этом обеспечивается комбинацией нелинейного затухания Ландау и ион-нейтрального трения. Получающаяся в результате самосогласованная модель хорошо воспроизводит спектры первичных и вторичных изотопов в космических лучах.

Личный вклад автора заключается в непосредственно проведении исследований, построении теории исследуемых процессов, проведении аналитических и численных вычислений. Все результаты из работ, выполненных с соавторами, приведенные в данной диссертации, за исключением специально оговоренных, отражают личный вклад автора.

Апробация результатов. Результаты работы докладывались на следующих конференциях: *32nd International Cosmic-Ray Conference*, 11–18 августа 2011 г., Пекин, Китай; *26th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics*, 15–20 декабря 2012, Сан Пауло, Бразилия; *27th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics*, 8–13 декабря 2013, Даллас, США; *Cosmic Ray Origin — Beyond the Standard Models*, 6–22 марта 2014, Сан Вито ди Кадоре, Италия; *40nd COSPAR Scientific Assembly*, 2–10 августа 2014, Москва; *28th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics*, 13–18 декабря 2015, Женева, Швейцария; *9th International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions*, 22–27 августа 2016, Москва; *2nd Conference on Cosmic Ray Origin — beyond the standard models*, 18–24 сентября, 2016, Сан Вито ди Кадоре, Италия; *Ginzburg Centennial Conference on Physics*, 29 мая - 3 июня 2017, Москва; *26th Extended European Cosmic Ray Symposium and 35th Russian Cosmic Ray Conference*, 06–10 июля 2018 Барнаул; *42nd COSPAR Scientific Assembly*, 14–22 июля 2018, Пасадина, Калифорния, США; *Cosmic Rays: the salt of the star formation recipe*, 2–4 мая 2018, Форенция, Италия; *36я Всероссийская Конференция По Космическим Лучам*, 28 сентября - 2 октября 2020, Москва; *37я Всероссийская Конференция По Космическим Лучам*, 27 июня - 2 июля 2022, Москва; *Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра*, 18 - 21 декабря 2023, Москва.

Также результаты неоднократно докладывались на астрофизическом семинаре отделения теоретической физики ФИАН и на астрофизическом семинаре АКЦ ФИАН.

Результаты опубликованы в следующих статьях в ведущих мировых рецензируемых научных журналах, входящих в список ВАК (список приведен в соответствующем разделе в конце автореферата): [A1], [A2], [A3], [A4], [A5], [A6], [A7], [A8], [A9], [A10], [A11], [A12], [A13]. 12 статей индексируются международной базой данных Web of Science, и 13 индексируются международной базой данных Scopus.

Основное содержание работы

Диссертационное исследование изложено на 272 с. и включает введение, 4 главы, заключение, список литературы из 314 наименований, список иллюстративного материала, список работ, опубликованных по теме диссертации, и 30 иллюстраций.

Во **введении** показана актуальность темы исследования и степень её разработанности, сформулированы цели и задачи работы, описаны научная новизна, теоретическая и практическая значимость, методология и методы исследования, личный вклад автора, степень достоверности и апробация результатов и приведены основные положения, выносимые на защиту.

Глава 1 основана на работах [A1] и [A7] и посвящена исследованию стохастического ускорения частиц в плазме. В разделах 1.1 - 1.4 исследуется нелинейное кинетическое уравнение следующего вида

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^2 \left[\left(\frac{dp}{dt} \right)_C f - \{ \kappa_C(p) + \kappa_F(p) \} \frac{\partial f}{\partial p} \right] = 0, \quad (1)$$

в котором кинетические коэффициенты, описывающие кулоновское взаимодействие частиц с фоновой плазмой, $\left(\frac{dp}{dt} \right)_C$ и $\kappa_C(p)$, зависят от самой функции распределения f , а ускорительный член, описывающий ускорение Ферми 2го порядка, берется в следующем виде

$$\kappa_F(p) = \alpha p^s \theta(p - p_0). \quad (2)$$

В указанных разделах импульс отсечки p_0 полагается параметром задачи, и исследуется влияние его значения, а также значения темпа ускорения α на эволюцию функции распределения с течением времени.

Показывается, что импульс p_0 оказывает существенное влияние на формирование переходной области в спектре частиц, которая образуется между максвелловским распределением и степенным хвостом нетепловых частиц. При маленьких значениях p_0 переходная область содержит существенное количество надтепловых частиц и оказывает значительное влияние на эволюцию максвелловского распределения. По мере увеличения значения p_0 переходная область уменьшается в размерах, и начиная с некоторого значения p_0 полностью исчезает.

Для решения кинетического уравнения (1) выдвигается предположение, что функция распределения квазистационарна, то есть зависит от времени не напрямую, а как функция параметров тепловой плазмы: ее плотности $n(t)$ и температуры $T(t)$. В таком случае, можно разложить функцию распределения по малому параметру, которым выступает доля нетепловых частиц в функции распределения и получить решение кинетического уравнения в первом порядке разложения. При этом функция распределения при $p < p_0$ будет иметь вид

$$f^I(p) = \begin{cases} f_0^I(p) + O(\epsilon), & \text{при } \mathcal{E} \leq T \\ f_0^I(p) - \frac{S_N}{A(p^2+1)} + O(\epsilon^2), & \text{при } T \ll \mathcal{E} \leq \mathcal{E}_0 \end{cases}, \quad (3)$$

где $f_0^I(p)$ — максвелловская функция распределения, а \mathcal{E}_0 — кинетическая энергия частиц при $p = p_0$. При $p > p_0$ функция распределения имеет стандартный для стохастического ускорения вид, который приведен, например, в классической работе [27]. Здесь $S_N > 0$ — поток ускоренных частиц из теплового распределения в нетепловую область, а A - коэффициент, характеризующий темп кулоновских потерь.

Наличие дефицита частиц в тепловой части спектра, соответствующего члену $\frac{S_N}{A(p^2+1)}$, обычно игнорируется при описании спектра частиц, однако он оказывает непосредственное влияние на эволюцию температуры максвелловского распределения. В частности, в разделе 1.3.2 показывается, что изменение тепловой энергии фоновой плазмы, описываемое следующим уравнением

$$\dot{W}_0 = -\mathcal{E}_0 S_N + \int_{p_0}^{\infty} \frac{p^3}{\sqrt{p^2+1}} \left[\kappa_0 \frac{\partial f^{II}}{\partial p} - \left(\frac{dp}{dt} \right)_0 f^{II} \right] dp. \quad (4)$$

содержит строго отрицательный член $-\mathcal{E}_0 S_N$. Наличие этого члена связано с вышеуказанным дефицитом частиц. Данный член уменьшает темп разогрева плазмы и даже может привести к уменьшению температуры плазмы при стохастическом ускорении.

Охлаждающий член $-\mathcal{E}_0 S_N$ можно интерпретировать как испарение частиц или как реализацию «демона Максвелла»: в описанной модели ускорение забирает из теплового распределения только высокоэнергетические частицы с энергией $\mathcal{E}_0 \gg T$, что и приводит к охлаждению.

В разделе 1.4 приводится численное решение уравнения (1), которое демонстрирует интересное поведение функции распределения: на начальном этапе под действием стохастического ускорения температура тепловой части распределения увеличивается. Это ожидаемый эффект, связанный с тем, что стохастическое ускорение закачивает энергию в плазму. Однако, начиная с некоторого момента, когда плотность частиц в максвелловской части несколько падает, и начинает доминировать первый член в формуле (4), разогрев сменяется охлаждением. Хотя данный результат на первый взгляд и является контринтуитивным, причины такого поведения описаны выше.

Поскольку параметр p_0 , описывающий импульс отсечки в коэффициенте импульсной диффузии, является ключевым для описания поведения плазмы, раздел 1.5 посвящен его оценке. Для этого кинетическое уравнение дополняется уравнением, описывающим турбулентность, в следующем виде

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial k} \frac{kW}{T_{nl}} - \nu W + Q_0 \delta(k - k_I), \quad (5)$$

где $W(k)$ — энергетический спектр турбулентности, k - волновое число, T_{nl} описывает нелинейный (колмогоровский) каскад, ν описывает затухание турбулентности за счет перекачки ее энергии в частицы при стохастическом ускорении, а Q_0 и k_I описывают темп инжекции энергии в турбулентность и основной масштаб турбулентности. Путем решения самосогласованной системы уравнений, описывающих волны и частицы, значение p_0 определяется через импульс тепловых частиц p_{th} как

$$\tilde{p}_0 \approx \tilde{p}_{th} \delta^{1/2} \left(\ln[\delta^{-1} \mathcal{A}^{1/\delta}] - \ln \ln[\delta^{-1} \mathcal{A}^{1/\delta}] \right)^{1/2}, \quad (6)$$

где \mathcal{A} — некоторая константа, зависящая от параметров плазмы и темпа инжекции турбулентности, а $\delta = 1/12$.

При таком значении p_0 охлаждения частиц не наблюдается, но и не происходит значительного перегрева: рано или поздно плазма приходит к некоторому равновесному распределению, при котором увеличение ее температуры компенсируется либо охлаждающим членом, либо иными (например, радиационными) потерями.

При этом не исключено, что охлаждение может реализовываться при совместном рассмотрении ускорения электронов и протонов плазмы: в таком случае p_0 будет формироваться в основном протонами. Как следствие, может возникнуть ситуация, при которой электроны будут охлаждаться, а протоны — нагреваться. Однако определение параметров плазмы, при котором такой сценарий может реализоваться, требует довольно сложных вычислений, и в данной диссертации это исследование не проводилось.

Глава 2 посвящена применению полученной модели стохастического ускорения к астрофизическим задачам. Она основана на работах [A5], [A6], [A7], [A12]. В качестве объекта исследования выбираются пузыри Ферми — гигантские структуры гамма- и радиоизлучения, наблюдаемые над и под плоскостью Галактики в направлении галактического центра. Целью исследования является воспроизведение наблюдаемых спектров гамма- и радиоизлучения.

В разделе 2.1 рассматривается стохастическое ускорение электронов в пузырях Ферми из фоновой плазмы. Показывается, что при определенном значении параметров модели удастся воспроизвести гамма-излучение пузырей. При этом характерное время разогрева плазмы в пузырях оказывается значительно больше, чем характерное время жизни пузырей. Недостатком данной модели является тот факт, что значения фоновых параметров должны лежать в очень узком диапазоне. При этом требуемая температура плазмы не соответствует экспериментальным данным, а требуемое значение импульса отсечки p_0 не согласуется с выражением, полученным в разделе 1.5. Данные недостатки указывают на необходимость доработки модели.

Раздел 2.2 посвящен исследованию роли протонов в излучении пузырей Ферми: поскольку стохастическое ускорение будет также эффективно ускорять протоны, необходимо выяснить, какой вклад они могут вносить в излучение пузырей. Протонная модель излучения широко обсуждается в литературе, и основным ее недостатком является тот факт, что вторичные электроны, произведенные протонами, не могут объяснить радиоизлучение пузырей. В текущем разделе показано, что с учетом ограничений по радио и гамма-излучению, доля протонного гамма-излучения в спектре пузырей Ферми может достигать до 80%, а оставшиеся 20% должны приходиться на первичные электроны.

Раздел 2.3 исследует доускорение электронов космических лучей в пузырях Ферми. Поскольку при доускорении космических лучей происходит увеличение

энергии на 3 порядка, что гораздо проще, чем увеличение энергии на 6-7 порядков, требуемых при ускорении из фоновой плазмы, разумно ожидать, что доускорение электронов космических лучей окажется более эффективным, что ускорение из фоновой плазмы. В рамках данного раздела показывается, что доускорение оказывается даже слишком эффективным, и производит избыточное количество ускоренных электронов. Чтобы избежать перепроизводства электронов, в рамках данной модели дополнительно учитываются адиабатические потери электронов, связанные с их распространением в потоке плазмы, который формирует пузыри Ферми. Проводятся численное моделирование излучения электронов, и демонстрируется, что данная модель может воспроизвести не только спектры радио- и гамма-излучения пузырей, но и пространственное распределение гамма-излучения.

Интересной особенностью параметров ускорения, требуемых для описания излучения пузырей Ферми, является тот факт, что при таких параметрах колмогоровский каскад не может обеспечить достаточно быстрой передачи энергии от основного масштаба турбулентности к малым масштабам. В таком случае нужно либо предположить, что механизм формирования спектра турбулентности неколмогоровский, либо провести аккуратный анализ, подобный выполненному в разделе 1.5, но для трехмерного распределения турбулентности в гало Галактики.

Раздел 2.4 посвящен доускорению протонов космических лучей турбулентностью пузырей Ферми. Поскольку рассматриваются протоны высоких, $> 10^{15}$ эВ, энергий, колмогоровский механизм формирования турбулентности для такого процесса не подходит. Вместо этого рассматривается ускорение протонов на большой серии ударных волн, зоны ускорения которых накладываются друг на друга. При такой конфигурации механизм ускорения частиц начинает носить характер стохастического. В данном разделе производится моделирование спектров протонов космических лучей в Галактике, формирующиеся под воздействием дополнительного ускорения в пузырях Ферми. При этом предполагается, что инжекция протонов в Галактику осуществляется остатками сверхновых: спектр инжекции выбирается степенным с обрезанием на максимальной энергии в 3×10^{15} эВ. Показывается, что под воздействием ускорения в пузырях Ферми, а также за счет убегания космических лучей из Галактики в окрестности Земли сформируется спектр космических лучей в диапазоне 3×10^{15} эВ – 10^{18} эВ, который соответствует экспериментальным данным. За счет того, что спектр космических лучей высоких энергий сформирован доускорением частиц, в спектре наблюдается плавный переход

от участка, сформированного остатками сверхновых, к участку, сформированному пузырями Ферми.

В **главе 3** исследуется формирование турбулентности при проникновении космических лучей в молекулярные облака. Она основана на публикациях [A4], [A8], [A9], [A11], [A13]. В данной главе анализируется следующая система уравнений, согласованно описывающая эволюцию спектра частиц и спектра турбулентности:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(v_A f - D \frac{\partial f}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial p} (\dot{p} f) = 0, \quad (7)$$

$$v_A \frac{\partial W}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial k} \left(\frac{kW}{T_{NL}} \right) = 2(\gamma_{CR} - \nu_{damp})W. \quad (8)$$

Здесь v_A - альвеновская скорость. Данная система схожа с рассмотренной в разделе 1.5, но описывает диффузию частиц в координатном пространстве, а не в импульсном. Эволюция турбулентности происходит в слабоионизованной среде, и ν_{damp} описывает затухание за счет ион-нейтрального трения.

Для выбранных параметров задачи оказывается, что практически все члены, входящие в состав уравнения (8), можно откинуть, и свести его к балансу возбуждения и затухания волн $\gamma_{CR} = \nu_{damp}$. При этом из выражения для инкремента возбуждения сразу следует, что диффузионный поток космических лучей, направленный в облако равен

$$S_{DD} \equiv -D \frac{\partial f}{\partial z} = \frac{Bc\nu_{damp}}{\pi^2 e v_{AP}}. \quad (9)$$

Этот поток является универсальным и не зависит от спектра космических лучей вне облака. По значению данного потока можно легко восстановить функцию распределения $f(p)$ и полный поток, $S = v_A f + S_{DD}$, направленный внутрь облака, если заданы параметры среды и граничные условия.

Раздел 3.2 рассматривает простейшую задачу — распространение частиц в молекулярном газе постоянной плотности без потерь. Данная ситуация описывает идеализированную задачу, но все же позволяет получить адекватные результаты. Показывается, что в рамках данной модели поток частиц, проникающих в облако состоит из двух частей: на высоких энергиях доминирует универсальный поток, S_{DD} , а на более низких энергиях частицы полностью захватываются альвеновскими волнами, и поток становится равным $v_A f_0(p)$.

Раздел 3.3 рассматривает распространение частиц более низких энергий, для которых уже нельзя пренебрегать энергетическими потерями. Однако предположе-

ние о постоянной плотности оболочки все еще сохраняется. В этом случае оказывается, что поток остается универсальным и равным S_{DD} как на больших, так и на малых энергиях. Отклонение от универсальности наблюдается только на промежуточных энергиях, на которых потери еще не достаточно велики, чтобы уменьшить поток от значения $v_A f_0(p)$ до S_{DD} .

Раздел 3.4 посвящен исследованию граничного условия на границе оболочки облака и плотной внутренней части облака, где возбуждение волн космическими лучами уже невозможно. В данной главе это граничное условие берется в форме $S = uf$, где u — характерная скорость поглощения, и значение этой характерной скорости вычисляется в данном разделе. Показывается, что для релятивистских протонов и электронов данная величина не зависит от спектра частиц и также не зависит от энергии и определяется простым выражением

$$u \approx \frac{1}{2} v \sigma_L \mathcal{N}_{H_2}, \quad (10)$$

где σ_L — характерное сечение потерь, а \mathcal{N}_{H_2} — характерная толщина (колонковая плотность) облака. Это значение практически не зависит от характера распространения частиц внутри облака, если предположить, что магнитные силовые линии в плотной части облака не сильно запутаны.

В предыдущих разделах предполагалось, что вклад в возбуждение волн вносят только протоны. Раздел 3.5 исследует вклад более тяжелых ядер в возбуждение волн. Тяжелые ядра характеризуются более высоким значением сечения поглощения σ_L и за счет этого могут потенциально на высоких энергиях вносить больший вклад, чем протоны. В данном разделе показывается, что вклад ядер относительно протонов определяется выражением

$$\chi_Z \approx 1.5 Z A^{0.7} \frac{f_Z(R)}{f_1(R)}, \quad (11)$$

где R - магнитная жесткость частиц, Z - зарядовое число, A - атомная масса, а $f(R)$ - функция распределения. Таким образом, с учетом распространенности ядер, входящих в состав космических лучей, на высоких энергиях гелий увеличит темп возбуждения на величину вплоть до 150%, ядра железа — до 60%, кислорода — до 50%, углерода — до 30%, а магния и кремния — до 17% по сравнению со спектром, состоящим только из протонов. Эти величины очевидно не являются пренебрежимо малыми, и вклад ядер вблизи порога возбуждения волн необходимо учитывать. Хотя относительный вклад не показывает напрямую, насколько уменьшится поток

частиц под воздействием ядер, в данной главе показано, что учет вклада ядер в возбуждение волн уменьшает поток протонов на высоких энергиях практически в 2 раза в сравнении с ситуацией, когда только протоны возбуждают турбулентность.

Оболочка постоянной плотности является идеализированным приближением и приводит к некоторым сложностям и противоречиям в модели. Одной из таких сложностей является невозможность вычисления коэффициента пространственной диффузии в зоне турбулентности, созданной космическими лучами. Кроме того, плотность оболочки является параметром модели, который сильно влияет на результат. Для преодоления данных проблем в разделах 3.6-3.8 рассматривается оболочка с плавно меняющейся плотностью (хотя величина магнитного поля для простоты все еще предполагается постоянной).

В случае оболочки переменной плотности ключевым параметром, характеризующим среду, становится та плотность, при которой темп затухания ν_{damp} достигает минимума. В достаточно плотной среде $\nu_{\text{damp}} \propto n$ и уменьшается с уменьшением плотности газа. Однако в разреженном газе, при переходе от молекулярной фазы к атомарной, меняется также и основной действующий ион, который отвечает за распространение альвеновских волн: в молекулярном газе таким ионом является C^+ , тогда как в атомарном доминирует H_3^+ . Так как ν_{damp} зависит от массы иона, уменьшение плотности газа, сопровождающееся переходом от молекулярной фазы к атомарной, приведет к росту ν_{damp} . Простейшие оценки показывают, что минимум достигается примерно при $n_0 \sim 1 \text{ см}^{-3}$.

В случае неоднородной оболочки зона турбулентности занимает такое положение, при котором поток частиц, проникающих в облако, минимален. При этом на разных значениях импульса положение диффузионной зоны будет соответствовать разным значениям плотности, что отличает данную задачу от задачи с постоянной плотностью. Исключения составляют лишь энергии, при которых плотность космических лучей становится слишком мала — в таком случае, диффузионная зона прижимается к внешней границе оболочки, соответствующей плотности n_0 .

Для высокоэнергетических протонов, для которых потери в оболочке не важны, положение внешней границы зоны диффузии определяется условием

$$n_1 \equiv \sqrt{\frac{\pi p f_0(p)}{12\nu_0} \frac{eB}{\xi_i m_i c}} \cdot 1 \text{ см}^{-3}, \quad (12)$$

где ξ_i - распространённость основного иона с массой m_i , а $\nu_0 = \nu_{\text{damp}}(1 \text{ см}^{-3})$. Из-за того, что положение внешней границы меняется с импульсом, диффузионный поток более не принимает универсальный вид, и начинает зависеть от f_0 . При этом из минимальности потока следует, что адвективная и диффузионная компоненты потока всегда соотносятся как 3 : 1. Данный результат отличается от результата для оболочки с постоянной плотностью, где диффузионный поток доминирует на больших энергиях, а адвективный — на малых. Это приводит к тому, что поток частиц, проникающих в облако, становится пропорционален $S \propto p^{-1/4} f_0^{3/4}$, и только на больших энергиях поток принимает свою универсальную форму $S \propto p^{-1}$.

В случае оболочки с плавно меняющейся плотностью имеется возможность вычислить значение коэффициента диффузии, которое равносильно

$$D^{-1} = \frac{1}{2v_A n} \left(4 - \mathcal{K} \left(\frac{n}{n_1} \right)^{-3/2} \right) \frac{dn}{dz}, \quad (13)$$

где

$$\mathcal{K} = \min \left\{ \frac{f_0 v_A|_{z=z_0}}{S_{DD}|_{z=z_0}} + 1, 4 \right\}. \quad (14)$$

При этом характерная длина свободного пробега частиц, ассоциированная с данным коэффициентом диффузии, оказывается не только значительно меньше размера области диффузии, но и меньше характерного масштаба изменения плотности. Этот факт указывает на то, что использование диффузионного уравнения для данной задачи оправдано.

В разделе 3.8 анализируется вклад ядер в возбуждение волн в случае оболочки с плавно меняющейся плотностью. Поскольку значение коэффициента диффузии в данной модели имеет простой аналитический вид, выражения для потоков ядер и связанные с ними инкременты возбуждения в релятивистском случае определяются достаточно просто. В рамках данного раздела подтверждается результат раздела 3.5 — вклад ядер становится значительным при значении импульса, близком к порогу возбуждения волн, и наличие ядер уменьшает поток протонов высоких энергий, проникающий в облако.

В разделах 3.9 и 3.10 анализируется задача о распространении заряженных частиц в оболочке молекулярного облака на низких энергиях, при которых энергетические потери частиц становятся важны. Приводятся аналитические выражения для функции распределения, а также переписываются граничные условия для слу-

чая с потерями. Интересным следствием формулы (12), которая описывает положение внешней границы зоны распределения, является тот факт, что для жестких спектров (которые падают с энергией слабее, чем p^{-1}) внешняя граница с уменьшением энергии сдвигается в область малых плотностей. При малых плотностях газа роль потерь также снижается, и, таким образом, для достаточно жестких спектров, таких, как спектр, наблюдаемый Вояджером в окрестности Солнечной системы, энергетические потери не оказывают существенного влияния на поток частиц во всем диапазоне энергий, включая минимальные.

Раздел 3.11 посвящен описанию возможного экспериментального способа обнаружению эффекта от самовозбужденной турбулентности путем наблюдений в гамма-диапазоне. В разделе 3.12 вычисляется спектр гамма-излучения отдельных молекулярных облаков, и демонстрируется, что предсказываемый эффект довольно мал, и на данный момент не доступен для надежного обнаружения. Также эффект сравнивается с загадочной компонентой диффузного гамма-излучения Галактики — избытком излучения на ГэВных энергиях. Демонстрируется, что эффект от самовозбуждения достаточно велик, и может внести серьезные искажения в спектр данного ГэВного избытка.

Демонстрацией этого факта занимается раздел 3.13, в котором вычисляется влияние эффекта от самовозбуждения турбулентности на диффузное гамма-излучение Галактики. В этом разделе используется каталог молекулярных облаков, входящих в состав Галактики, для каждого из них считается гамма-излучение и рассчитывается эффект от самовозбуждения. После чего вклад всех облаков, попадающих в поле зрения складывается. Показано, что эффект от самовозбуждения может уменьшить полное излучение Галактики в районах, близких к ее центру на величину около 30%. При этом амплитуда, на которую уменьшается спектр гамма-излучения, по величине сопоставима с амплитудой спектра ГэВного избытка. Таким образом, спектр ГэВного избытка должен быть уточнен с учетом рассматриваемого эффекта от самовозбуждения турбулентности.

Раздел 3.14 посвящен исследованию влияния эффекта самовозбуждения на спектр радиоизлучения из молекулярных облаков. Поскольку радиоизлучение связано с синхротронным излучением электронов высокой энергии, то данные электроны не вносят вклада в возбуждение турбулентности в оболочке облака, а являются пассивной компонентной, распространяясь в зоне турбулентности, созданной протонами. В данном разделе проводится сравнение теоретических предска-

заний спектра радиоизлучения из центральной молекулярной зоны Галактики с наблюдениями, из которого следует хорошее соответствие между теорией и экспериментом. Для других облаков, например, для Sgr B2, такое сравнение провести не представляется возможным из-за крайне низкой интенсивности синхротронного излучения по сравнению с тепловым излучением облака.

Глава 4 основана на работах [A2], [A3] и [A10] и посвящена построению модели удержания космических лучей в гало Галактики самовозбужденной турбулентностью. Данная модель расширяет модель, предложенную в работе [23], используя более точное выражение для нелинейного затухания Ландау.

В разделе 4.1 приводится описание различных моделей гало космических лучей. В разделе 4.2 рассматривается, как альвеновские волны распространяются в гало Галактики: приводятся аргументы в пользу того, что волны могут распространяться только в одном направлении: от галактической плоскости, и, следовательно, нелинейный взаимодействие данных волн, приводящее к развитию колмогоровского каскада, невозможно. Таким образом, делается вывод, что основным механизмом затухания волн на достаточно больших высотах над галактическим диском должно быть нелинейное затухание Ландау (обычное, линейное затухание Ландау для альвеновских волн не характерно).

Раздел 4.3 описывает рассматриваемую конфигурацию гало Галактики. Предполагается, что коэффициент пространственной диффузии в диске очень большой в сравнении с гало Галактики, поэтому распределение космических лучей в диске Галактики можно считать однородным. Для простоты самовозбужденная турбулентность вычисляет только начиная с некоторой высоты над диском Галактики, где магнитное поле практически вертикально. Вариации величины магнитного поля для простоты не учитываются. Самосогласованная задача описывается следующей системой уравнений, которая схожа с системами, уже рассмотренными в Главах 1 и 3:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \left(u_{\text{adv}} f - D \frac{\partial f}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{1}{3} \frac{du_{\text{adv}}}{dz} p f - \dot{p} f \right) &= 2Q(p)\delta(z), \\ \frac{\partial v_A W}{\partial z} - \frac{du_A}{dz} \frac{\partial k W}{\partial k} &= (\Gamma_{\text{CR}} - \nu_{\text{NL}})W, \end{aligned} \quad (15)$$

где $Q(p)$ — спектр источников протонов в диске Галактики, $\dot{p} < 0$ — импульсные потери протонов на ионизацию, кулоновские столкновения и протон-протонные столкновения.

В разделе 4.4 приводится приближенное решение системы уравнений (15). Для этого, как и ранее в диссертационной работе, предполагается баланс возбуждения и затухания: $\Gamma_{CR} = \nu_{NL}$. В разделе 4.4.1 описывается, как сшить спектр и поток протонов (мощность источников космических лучей) в галактическом диске со спектром и потоком протонов в гало Галактики. С использованием этих результатов в разделе 4.4.2 приближенно вычисляется спектр протонов в галактическом диске в рамках самосогласованной задачи. На больших энергиях спектр приближенно определяется выражением

$$f(p, z) \propto S_0(p)[pS_0(p)]^{z_\eta/z_\Lambda}, \quad (16)$$

где $S_0(p)$ - поток протонов из диска в гало Галактики, а z_η и z_Λ - характерные масштабы высоты, описывающие распределение плотности, температуры газа и величины магнитного поля в гало Галактики. Это результат напоминает аналогичный результат из работы [23], хотя и получен иным способом. Из уравнения (16) следует, что степенной спектр источников протонов способен сформировать степенной спектр самих протонов в диске Галактики, что и требуется от модели гало космических лучей.

Раздел 4.5 посвящен численному решению системы уравнений (15). В нем подбираются параметры газа в гало Галактики и показывается, что при разумных значениях этих параметров, близким к наблюдаемым, реализуется очень хорошее соответствие между экспериментально наблюдаемым спектром протонов и теоретической моделью.

Одним из достижений данной модели является тот факт, что ей воспроизводятся волнообразные осцилляции, наблюдаемые в спектре протонов. В работе [23] данные осцилляции не появлялись, впрочем, о их существовании в экспериментальном спектре на тот момент не было известно, и авторы не ставили себе целью их воспроизвести. Причина появления осцилляций связана с особенностями нелинейного затухания Ландау: волны, резонирующие с низкоэнергетическими протонами затухают в основном на тепловых протонах, входящих в состав плазмы гало Галактики. В тоже время волны, резонирующие с высокоэнергетическими протонами, затухают на тепловых электронах. Переход от одного режима затухания к другому и приводит к формированию осцилляций в спектре.

Таким образом, в рамках этой модели, данные отклонения спектра от степенного связаны исключительно с распределением газа в гало Галактики, и не требуют

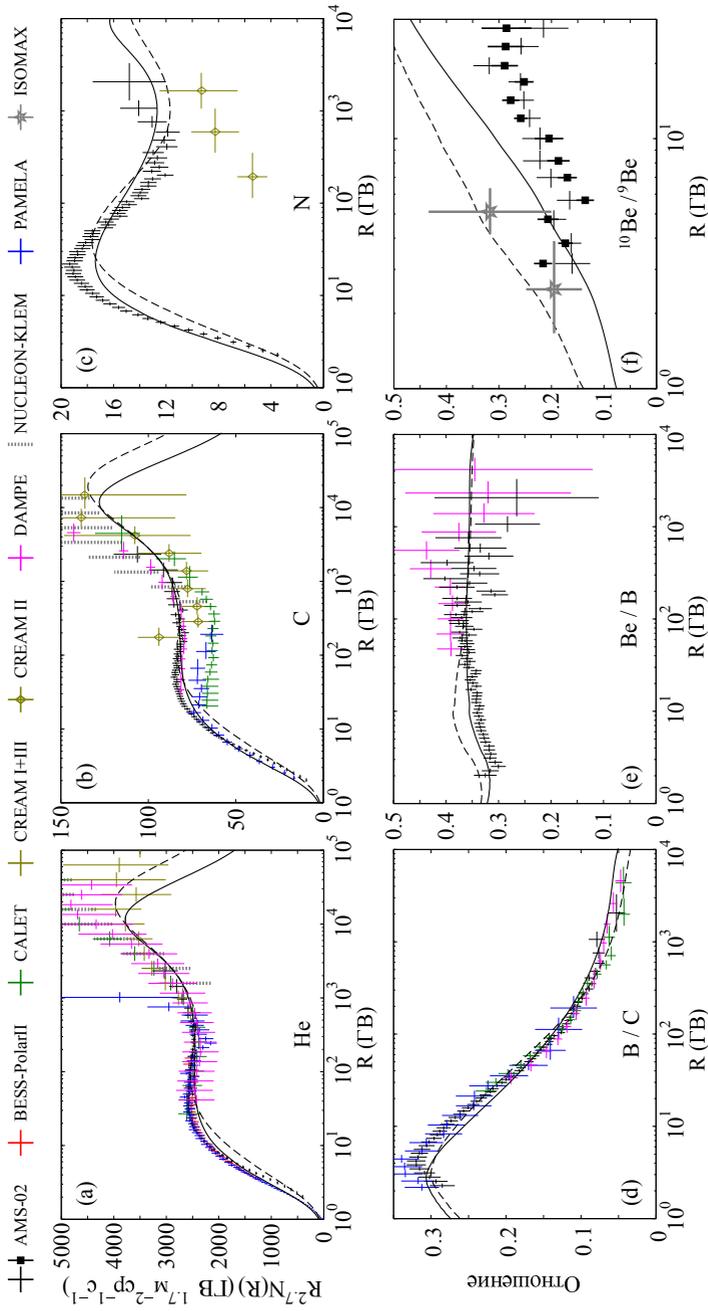


Рис. 1: Спектры ядер космических лучей (сверху) и отношения спектров ядер космических лучей (снизу) как функция магнитной жесткости. Штриховая линия соответствует теоретической модели без затухания на ион-нейтральных столкновениях, сплошная линия - с затуханием. Экспериментальные данные обозначены крестами различного цвета, сверху приведены обозначения соответствующих экспериментов.

дополнительных предположений о близких источниках или об искажении коэффициента диффузии. Более того, на любой высоте коэффициент диффузии остается степенной функцией импульса, а искажения в спектре связаны исключительно с тем, как нормировка коэффициента диффузии меняется с высотой.

Раздел 4.6 посвящен описанию распространения ядер, входящих в состав космических лучей, в турбулентности, созданной протонами. Описывается соотношение между коэффициентами диффузии различных частиц, а также указываются источники рождения ядер, первичных и вторичных: ускорение ядер сверхновыми, рождение их в результате реакций скалывания и радиоактивного распада.

Раздел 4.7 посвящен аналитической оценке спектров ядер космических лучей в рамках самосогласованной модели, а в разделе 4.8 спектры первичных и вторичных ядер моделируются численно, путем решения системы кинетических уравнений. Результат показан на Рис. 1 штриховой линией. Сравнение экспериментальных данных и теоретических предсказаний показывает, что на больших энергиях (при величине магнитной жесткости более 10 ГВ) наблюдается хорошее согласование эксперимента с теорией. Согласование наблюдается в том числе и в спектрах вторичных ядер, в частности, хорошо воспроизводятся соотношения B/C и Be/B . Отклонения наблюдаются лишь на малых энергиях, где, по видимому, на спектры начинают влиять неучтенные в данной модели локальные эффекты. В частности, не удастся воспроизвести наблюдаемое отношение $^{10}Be/^{9}Be$.

В разделе 4.9 показано, что имеющееся расхождение теории с экспериментальным значением отношения $^{10}Be/^{9}Be$ можно несколько улучшить, если учесть затухание волн за счет ион-нейтрального трения, которое наблюдается на низких высотах над диском Галактики. Учет дополнительного затухания позволяет улучшить соответствие между экспериментальными и теоретическими данными. Результат показан на Рис. 1 сплошной линией. Хотя точного соответствия и не наблюдается, стоит отметить два обстоятельства: во-первых, на низких энергиях может проявляться влияние турбулентности диска Галактики, которое не учитывалось в рамках описываемой модели. Во-вторых, экспериментальные данные по $^{10}Be/^{9}Be$ являются предварительными, они не опубликованы в рецензируемом журнале, и только были представлены на конференциях. В дальнейшем эти экспериментальные данные могут быть скорректированы в ту или иную сторону.

В **заклучении** приводятся основные результаты диссертационной работы.

Заключение

В данной работе было представлено несколько самосогласованных моделей распространения и ускорения космических лучей. В результате были получены следующие результаты:

1. Показано, что стохастическое ускорение способно формировать нетепловые спектры заряженных частиц без перегрева фоновой плазмы. Для этого достаточно, чтобы темп ускорения был выше определенного порога, и в спектре магнитной турбулентности присутствовал обрыв на малых масштабах, находящийся, например, на вязком масштабе. Если темп ускорения станет очень большим, нагрев плазмы сменится ее охлаждением. При самосогласованном определении вязкого масштаба в задаче о стохастическом ускорении частиц охлаждение плазмы не происходит, но характерное время перегрева плазмы все еще оказывается меньше характерного времени охлаждения. В задачах об ускорении частиц из фоновой плазмы, где присутствуют как протоны, так и электроны, в горячей плазме ускоряются только протоны. Для того, чтобы обеспечить ускорение электронов, температура плазмы должна быть значительно меньше характерной энергии магнитного поля.
2. Показано, что стохастическое ускорение способно сформировать нетепловой спектр электронов в пузырях Ферми так, чтобы обеспечить наблюдаемый из них спектр гамма-излучения, и при этом качественно воспроизвести пространственное распределение гамма-излучения. При этом инжекция электронов для стохастического ускорения будет производиться галактическими космическими лучами. Обеспечить нужный спектр электронов в пузырях Ферми за счет инжекции электронов из фоновой плазмы сложно из-за того, что требуются довольно точные значения параметров среды и ускорения, которые не согласуются с самосогласованной моделью стохастического ускорения. При требуемых значениях параметров будет происходить в основном ускорение протонов, а электроны из фоновой плазмы ускоряться не будут. Дополнительным аргументом в пользу инжекции электронов из галактических космических лучей являются энергетические соображения: доускорение электронов требует значительно меньшей энергии, чем ускорение из фоновой плазмы. Для формирования наблюдаемого спектра электронов в пузырях Ферми требуется наличие крупномасштабного течения газа в гало

Галактики (при условии, что используется модель распространения космических лучей, схожая с GALPROP). Адиабатические потери электронов в расширяющемся течении позволяют получить необходимый наклон функции распределения электронов из-за уменьшения концентрации галактических космических лучей в окрестности пузырей Ферми.

3. Рассмотрена модель протонного происхождения пузырей Ферми. Показано, что эта модель требует тонкой подстройки параметров, поэтому маловероятно, что именно этот механизм реализуется. Кроме того, даже в самом лучшем случае, часть излучения пузырей Ферми будет все равно создана релятивистскими электронами. Это требуется для согласования между собой экспериментальных данных по радиоизлучению и гамма-излучению. Тем не менее ускоренные в пузырях Ферми протоны, в отличие от электронов, обладают большим временем жизни, и поэтому эффективно заполняют всю Галактику. Поэтому пузыри Ферми могут быть ответственны за формирование спектра космических лучей выше «колена» в спектре космических лучей (выше энергии 3×10^{14} эВ — поскольку они могут обеспечить эффективное рассеяние частиц с такой энергией, и процессы, формирующие пузыри Ферми, обладают достаточной мощностью, чтобы сформировать необходимый спектр космических лучей.
4. Показано, что спектр космических лучей эффективно подавляется в молекулярных облаках из-за неустойчивости, вызванной нескомпенсированным потоком космических лучей в молекулярные облака. Этот эффект (самомодуляция) должен быть замечен как в гамма-излучении отдельных молекулярных облаков, так и в диффузном излучении Галактики, хотя на данный момент экспериментальные подтверждения данного эффекта отсутствуют, за исключением, возможно, одной группы молекулярных облаков. Гораздо более сильное влияние самомодуляция оказывает на нерелятивистские космические лучи. В частности, ее наличие может означать, что спектры нерелятивистских космических лучей в Галактике сильно недооценены.
5. Подвержено, что космические лучи Галактики могут успешно удерживаться в ней самовозбужденной турбулентностью, и при этом не требуется никаких других источников турбулентности. Затухание турбулентности при этом обеспечивается комбинацией нелинейного затухания Ландау и ион-ней-

трального трения. Формирующиеся при этом спектры турбулентности оказываются строго степенными, а спектры космических лучей отклоняются от степенного распределения, что соответствует экспериментальным данным. Данные отклонения от степенного распределения связаны с вариацией спектра турбулентности с высотой, что, в свою очередь, связано с изменением с высотой параметров фоновой плазмы. Получающаяся в результате самосогласованная модель хорошо воспроизводит спектры первичных и вторичных изотопов в космических лучах. Данная модель содержит минимум феноменологических параметров: таковыми являются лишь мощность источников космических лучей, и наклон спектра источников космических лучей (спектр источников предполагался степенным).

Публикации автора по теме диссертации

- [A1] Chernyshov D. O., Dogiel V. A., Ko C. M. Stochastic Particle Acceleration and the Problem of Background Plasma Overheating // *The Astrophysical Journal*. — 2012. — Nov. — Vol. 759, no. 2. — P. 113. — 1210.1896.
- [A2] Formation of the Cosmic-Ray Halo: Galactic Spectrum of Primary Cosmic Rays / Dogiel V. A., Ivlev A. V., Chernyshov D. O., and Ko C. M. // *The Astrophysical Journal*. — 2020. — Nov. — Vol. 903, no. 2. — P. 135. — 2009.08799.
- [A3] Formation of the Cosmic-Ray Halo: The Role of Nonlinear Landau Damping / Chernyshov D. O., Dogiel V. A., Ivlev A. V., Erlykin A. D., and Kiselev A. M. // *The Astrophysical Journal*. — 2022. — Окт. — Vol. 937, no. 2. — P. 107. — 2209.12302.
- [A4] Gamma-Ray Emission from Molecular Clouds Generated by Penetrating Cosmic Rays / Dogiel V. A., Chernyshov D. O., Ivlev A. V., Malyshev D., Strong A. W., and Cheng K. S. // *The Astrophysical Journal*. — 2018. — Dec. — Vol. 868, no. 2. — P. 114. — 1810.05821.
- [A5] Multi-wavelength Emission from the Fermi Bubble. II. Secondary Electrons and the Hadronic Model of the Bubble / Cheng K. S., Chernyshov D. O., Dogiel V. A., and Ko C. M. // *The Astrophysical Journal*. — 2015. — Jan. — Vol. 799, no. 1. — P. 112. — 1411.6395.
- [A6] Multi-wavelength Emission from the Fermi Bubble. III. Stochastic (Fermi) Re-acceleration of Relativistic Electrons Emitted by SNRs / Cheng K. S., Chernyshov D. O., Dogiel V. A., and Ko C. M. // *The Astrophysical Journal*. — 2015. — May. — Vol. 804, no. 2. — P. 135. — 1503.03939.
- [A7] Multi-wavelength Emission from the Fermi Bubbles. I. Stochastic Acceleration from Background Plasma / Cheng K. S., Chernyshov D. O., Dogiel V. A., and Ko C. M. // *The Astrophysical Journal*. — 2014. — July. — Vol. 790, no. 1. — P. 23. — 1405.7478.
- [A8] On a possible origin of the gamma-ray excess around the Galactic Center / Chernyshov D. O., Egorov A. E., Dogiel V. A., and Ivlev A. V. // *Symmetry*. — 2021. — Vol. 13, no. 8. — P. 1432.

- [A9] Penetration of Cosmic Rays into Dense Molecular Clouds: Role of Diffuse Envelopes / Ivlev A. V., Dogiel V. A., Chernyshov D. O., Caselli P., Ko C. M., and Cheng K. S. // *The Astrophysical Journal*. — 2018. — Mar. — Vol. 855, no. 1. — P. 23. — 1802.02612.
- [A10] Secondary cosmic-ray nuclei in the Galactic halo model with nonlinear Landau damping / Chernyshov D. O., Ivlev A. V., Dogiel V. A. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2024. — June — Vol. 686 — P. A165. — 2309.04772.
- [A11] Self-modulation of Cosmic Rays in Molecular Clouds: Imprints in the Radio Observations / Dogiel V. A., Chernyshov D. O., Ivlev A. V., Kiselev A. M., and Kopyev A. V. // *The Astrophysical Journal*. — 2021. — Nov. — Vol. 921, no. 1. — P. 43. — 2108.07559.
- [A12] The Fermi Bubble as a Source of Cosmic Rays in the Energy Range $>10^{15}$ eV / Cheng K. S., Chernyshov D. O., Dogiel V. A., Ko C. M., Ip W. H., and Wang Y. // *The Astrophysical Journal*. — 2012. — Feb. — Vol. 746, no. 2. — P. 116. — 1111.5127.
- [A13] Влияние самомодуляции космических лучей на диффузное гамма-излучение галактики / Чернышов Д. О., Ивлева А. В., Кулик Е. А. // *Известия российской академии наук. Серия физическая*. — 2023. — Том 87, № 7. — Стр. 947-950.

Список литературы

1. *Amato E., Blasi P.* Cosmic ray transport in the Galaxy: A review // *Advances in Space Research.* — 2018. — Ноябрь. — Т. 62, № 10. — С. 2731—2749. — DOI: 10.1016/j.asr.2017.04.019. — arXiv: 1704.05696 [astro-ph.HE].
2. *Astrophysics of cosmic rays / V. S. Berezhinskii [и др.].* — Amsterdam: North Holland, 1990.
3. *Becker Tjus J., Merten L.* Closing in on the origin of Galactic cosmic rays using multimessenger information // *Physics Reports.* — 2020. — Февр. — Т. 872. — С. 1—98. — DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2020.05.002>.
4. *Bell A. R.* Turbulent amplification of magnetic field and diffusive shock acceleration of cosmic rays // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* — 2004. — Сент. — Т. 353. — С. 550—558. — DOI: 10.1111/j.1365-2966.2004.08097.x.
5. *Boulares A., Cox D. P.* Galactic Hydrostatic Equilibrium with Magnetic Tension and Cosmic-Ray Diffusion // *The Astrophysical Journal.* — 1990. — Дек. — Т. 365. — С. 544. — DOI: 10.1086/169509.
6. *Breitschwerdt D., McKenzie J. F., Völk H. J.* Galactic winds. I. Cosmic ray and wave-driven winds from the galaxy. // *Astronomy & Astrophysics.* — 1991. — Май. — Т. 245. — С. 79.
7. *Bustard C., Zweibel E. G.* Cosmic-Ray Transport, Energy Loss, and Influence in the Multiphase Interstellar Medium // *The Astrophysical Journal.* — 2021. — Июнь. — Т. 913, № 2. — С. 106. — DOI: 10.3847/1538-4357/abf64c. — arXiv: 2012.06585 [astro-ph.HE].
8. *Bykov A. M., Osipov S. M., Toptygin I. N.* Long-wavelength MHD instability in the prefront of collisionless shocks with accelerated particles // *Astronomy Letters.* — 2009. — Август. — Т. 35. — С. 555—563. — DOI: 10.1134/S1063773709080052.
9. *Cesarsky C. J., Volk H. J.* Cosmic Ray Penetration into Molecular Clouds // *Astronomy & Astrophysics.* — 1978. — Ноябрь. — Т. 70. — С. 367.
10. *Dogel' V. A., Gurevich A. V., Zybin K. P.* Kinetic theory of propagation and 'runaway' of Galactic cosmic rays // *Astronomy & Astrophysics.* — 1993. — Февр. — Т. 268, № 1. — С. 356—359.

11. *Erykin A. D., Lagutin A. A., Wolfendale A. W.* Properties of the interstellar medium and the propagation of cosmic rays in the Galaxy // *Astroparticle Physics*. — 2003. — Июнь. — Т. 19, № 3. — С. 351—362. — DOI: 10.1016/S0927-6505(02)00216-5. — arXiv: astro-ph/0209506 [astro-ph].
12. *Everett J. E., Zweibel E. G.* The Interaction of Cosmic Rays with Diffuse Clouds // *The Astrophysical Journal*. — 2011. — Окт. — Т. 739. — С. 60. — DOI: 10.1088/0004-637X/739/2/60. — arXiv: 1107.1243.
13. *Ginzburg V. L., Syrovatskii S. I.* Cosmic Magnetobremsstrahlung (synchrotron Radiation) // *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*. — 1965. — Т. 3. — С. 297. — DOI: 10.1146/annurev.aa.03.090165.001501.
14. High-Energy Particles and Radiation in Star-Forming Regions / A. M. Bykov [и др.] // *Space Science Reviews*. — 2020. — Апр. — Т. 216, № 3. — С. 42. — DOI: 10.1007/s11214-020-00663-0. — arXiv: 2003.11534 [astro-ph.HE].
15. Impact of Low-Energy Cosmic Rays on Star Formation / M. Padovani [и др.] // *Space Science Reviews*. — 2020. — Март. — Т. 216, № 2. — С. 29. — DOI: 10.1007/s11214-020-00654-1. — arXiv: 2002.10282 [astro-ph.GA].
16. *Morlino G., Gabici S.* Cosmic ray penetration in diffuse clouds // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2015. — Июль. — Т. 451. — С. L100—L104. — DOI: 10.1093/mnrasl/slv074. — arXiv: 1503.02435 [astro-ph.HE].
17. Origin of the Cosmic Ray Galactic Halo Driven by Advected Turbulence and Self-Generated Waves / C. Evoli [и др.] // *Physical Review Letters*. — 2018. — Июль. — Т. 121, № 2. — С. 021102. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.021102. — arXiv: 1806.04153 [astro-ph.HE].
18. *Palade D. I.* Predicting the turbulent transport of cosmic rays via neural networks // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. — 2024. — Янв. — Т. 2024, № 1. — С. 002. — DOI: 10.1088/1475-7516/2024/01/002. — arXiv: 2307.06062 [astro-ph.HE].
19. *Phan V. H. M., Morlino G., Gabici S.* What causes the ionization rates observed in diffuse molecular clouds? The role of cosmic ray protons and electrons // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2018. — Ноябрь. — Т. 480, № 4. — С. 5167—5174. — DOI: 10.1093/mnras/sty2235. — arXiv: 1804.10106 [astro-ph.HE].

20. *Pohl M., Hoshino M., Niemiec J.* PIC simulation methods for cosmic radiation and plasma instabilities // *Progress in Particle and Nuclear Physics*. — 2020. — *Март*. — Т. 111. — С. 103751. — DOI: 10.1016/j.pnpnp.2019.103751. — arXiv: 1912.02673 [astro-ph.HE].
21. *Ruszkowski M., Pfrommer C.* Cosmic ray feedback in galaxies and galaxy clusters // *Astronomy & Astrophysics Reviews*. — 2023. — *Дек*. — Т. 31, № 1. — С. 4. — DOI: 10.1007/s00159-023-00149-2. — arXiv: 2306.03141 [astro-ph.HE].
22. *Skilling J., Strong A. W.* Cosmic ray exclusion from dense molecular clouds. // *Astronomy & Astrophysics*. — 1976. — *Дек*. — Т. 53, № 2. — С. 253—258.
23. Transport of relativistic nucleons in a galactic wind driven by cosmic rays. / V. S. Ptuskin [и др.] // *Astronomy & Astrophysics*. — 1997. — *Май*. — Т. 321. — С. 434—443.
24. *Verwer J. G., Sommeijer B. P.* Stability Analysis of an Odd-Even-Line Hopscotch Method for Three- Dimensional Advection-Diffusion Problems // *SIAM Journal on Numerical Analysis*. — 1997. — Т. 34, № 1. — С. 376—388. — ISSN 00361429. — URL: <http://www.jstor.org/stable/2952047> (дата обр. 01.04.2024).
25. *Zirakashvili V. N., Ptuskin V. S., Völk H. J.* Modeling Bell's Nonresonant Cosmic-Ray Instability // *The Astrophysical Journal*. — 2008. — *Май*. — Т. 678, № 1. — С. 255—261. — DOI: 10.1086/529579. — arXiv: 0801.4486 [astro-ph].
26. *Zweibel E. G.* The basis for cosmic ray feedback: Written on the wind // *Physics of Plasmas*. — 2017. — *Май*. — Т. 24, № 5. — С. 055402. — DOI: 10.1063/1.4984017.
27. *Гуревич А. В.* К вопросу о количестве ускоряющихся частиц в ионизованном газе при различных механизмах ускорения // *ЖЭТФ*. — 1960. — Т. 38. — С. 1597—1607.