

К 100-летию СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ СЕРГЕЯ ИВАНОВИЧА СЫРОВАТСКОГО

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Сверхновые звёзды как источники космических лучей*

А.М. Быков

Огромное выделение энергии при вспышках сверхновых звёзд и наблюдения нетеплового радиоизлучения позволили В.Л. Гинзбургу и С.И. Сыроватскому более 60 лет назад обосновать гипотезу о ключевой роли сверхновых как источников основной компоненты галактических космических лучей. К настоящему моменту многоканальные наблюдения остатков сверхновых во всём диапазоне электромагнитных волн предоставили большой объём данных, подтвердивший факт ускорения протонов и электронов до энергий порядка 100 ТэВ. Остаются открытыми несколько вопросов, среди которых проблема происхождения и поиск источников наблюдаемых космических лучей высоких энергий в интервале от 100 ТэВ до 1000 ПэВ. Решение проблем эффективной конверсии кинетической энергии эжекты сверхновой, вращательной энергии пульсаров, а также энергии анизотропных течений плазмы вокруг аккрецирующих чёрных дыр в популяцию релятивистских частиц требует кинетического моделирования нелинейных механизмов с широким динамическим диапазоном масштабов. Моделирование необходимо, чтобы определить максимальные энергии частиц, ускоряемых сверхальвеновскими течениями плазмы с вмерзшими магнитными полями и бесстолкновительными ударными волнами. Задача сводится к выявлению физических механизмов сильного (сверхадиабатического) усиления магнитной турбулентности, необходимого для быстрого ускорения частиц механизмом Ферми. В обзоре представлены результаты кинетического моделирования и анализ нелинейных механизмов формирования сильной анизотропной магнитной турбулентности и спектров ускоренных частиц. Недавние наблюдения орбитальной обсерваторией IXPE (Imaging X-ray Polarimetry Explorer) поляризованного рентгеновского синхротронного излучения остатков сверхновых Тихо Браге, Кассиопея А, SN1006 и др. позволили с использованием нелинейных моделей заглянуть внутрь космических ускорителей частиц и понять механизмы модификации сильных ударных волн. Обсуждаются возможности ускорения ядер космических лучей мощными анизотропными истечениями плазмы в компактных релятивистских остатках коллапсировавших сверхновых звёзд. Молодые пульсары в двойных звёздных системах, а также аккрецирующие чёрные дыры — микроквазары могут ускорять ядра до энергий существенно выше ПэВ.

Ключевые слова: сверхновые звёзды, космические лучи, пульсарные туманности, двойные гамма-источники, механизмы ускорения частиц, поляризованное рентгеновское излучение

PACS numbers: 95.30. – k, 97.60.Bw, 98.70.Sa

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.03.039956>

Содержание

1. Введение (835).
2. Космические лучи в Галактике (837).
3. Сверхновые звёзды и их остатки (840).
4. Ударные волны в остатках сверхновых (842).
 - 4.1. Структура бесстолкновительных ударных волн.
5. Механизмы ускорения космических лучей (845).
 - 5.1. Ускорение Ферми. 5.2. Моделирование методом Монте-Карло ударных волн, модифицированных ускоренными частицами.

6. Рентгеновское излучение остатков сверхновых звёзд (849).
 - 6.1. Поляризованное рентгеновское излучение молодых остатков сверхновых.
 7. Гамма-излучение остатков сверхновых звёзд (852).
 - 7.1. Ускорение частиц в двойных гамма-источниках.
- Список литературы (855).

1. Введение

Эксперименты на воздушных баллонах по аккуратному измерению уровня ионизации атмосферы в зависимости от высоты над Землёй, выполненные в 1911–1913 гг. молодым австрийским физиком Виктором Гессом [1], привели к открытию ионизирующего излучения внезем-

А.М. Быков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
ул. Политехническая 26, 194021 Санкт-Петербург,
Российская Федерация
E-mail: byk@astro.ioffe.ru, byk.astro@mail.ioffe.ru

Статья поступила 30 июня 2025 г.

* Обзор написан на основе доклада, представленного на Научной сессии Отделения физических наук Российской академии наук 5 марта 2025 г. (см. УФН 195 (8) 793 (2025))

ного происхождения. В 1925 г. Роберт Милликен назвал такое внеземное излучение "космическими лучами" (КЛ). Опыты по исследованию космических лучей с камерой Вильсона, помещённой в магнитное поле, в ЛФТИ в 1927–1929 гг. позволили Д.В. Скобельцину установить, что космические лучи представляют собой высокоэнергичные заряженные частицы [2, 3]. Использование открытого естественного космического ускорителя частиц позволило получить многие фундаментальные результаты в физике частиц. Эти результаты включают экспериментальное открытие позитрона и мюона Карлом Андерсоном [4] до построения современных ускорителей и коллайдеров, многие экспериментальные данные в физике частиц были получены из исследования взаимодействий космических лучей¹. Вопрос о происхождении космических лучей на основе данных одной только оптической астрономии, доступных в первой половине XX века, решить было сложно.

В 1934 г. астрономы обсерватории Маунт Вильсон В. Бааде и Ф. Цвикки на основе анализа оптических наблюдений предположили, что явление сверхновой сопровождается переходом обычной звезды в компактный объект меньшей массы. Они оценили энерговыделение сверхновой звезды величиной $\sim 3 \times 10^{51}$ эрг (для радиуса излучающего чёрного тела порядка 3×10^{13} см) и высказали важную гипотезу о связи космических лучей со вспышками сверхновых [8]. Развитие радиоастрономии в конце 1940-х гг. позволило наблюдать нетепловое излучение электронов и позитронов космических лучей в их вероятных источниках (см. обзор развития радиоастрономии в [9]). Первый из внесолнечных радиоисточников был открыт в 1948 году в Крабовидной туманности, являющейся остатком сверхновой 1054 г. Нетепловые спектры диффузного радиоизлучения Галактики и наблюдаемая поляризация излучения Крабовидной туманности указывали на синхротронное излучение релятивистских электронов в таких системах [10, 11]. Наблюдения доказали широкую распространённость электронной компоненты КЛ и наличие мощных источников ускоренных электронов вне Солнечной системы (в частности, остатков сверхновых звёзд) [12]. Для количественного анализа наблюдений нетеплового излучения В.Л. Гинзбургом и С.И. Сыроватским была построена последовательная теория космических источников поляризованного синхротронного излучения. Эта теория учитывала эволюцию спектров излучающих электронов и позитронов под действием потерь энергии и переноса частиц в источниках. Было установлено, что релятивистские электроны в радиоисточниках имеют первичное происхождение, а не являются продуктом неупругих взаимодействий ядер КЛ. Кроме того, были получены указания на быстрый обмен частицами между спиральными рукавами и радиогало [13]. Теория синхротронного излучения ансамблей космических электронов [14, 15], построенная более 60 лет назад, широко используется и сегодня для моделирования синхротронного излучения во всём интервале энергий электромагнитного спектра — вплоть до гамма-лучей, которые наблюдают орбитальные телескопы от Крабовидной туманности [16, 17].

Радионаблюдения, выполненные в конце 1940-х гг., продемонстрировали широкую распространённость ре-

лятивистских электронов в Галактике, что находилось в согласии с гипотезой о возможной связи сверхновых звёзд и космических лучей. Вопрос сводился к поиску механизмов ускорения частиц до ультрарелятивистских энергий, и к статистике сверхновых звёзд как вероятных источников КЛ. Наблюдения релятивистских ядер и электронов космических лучей на Земле и релятивистских электронов в Галактике требовали развития механизмов ускорения космических лучей в источниках различных типов. В качестве альтернативы предположениям Э. Теллера о локализации источников наблюдаемых космических лучей в Солнечной системе Энрико Ферми предложил в 1949 г. [18] механизм ускорения заряженных частиц посредством их множественных рассеяний на крупномасштабных флуктуациях магнитного поля (магнитных облаках), движущихся со случайными скоростями в межзвёздной среде Галактики. Механизм ускорения Ферми и его развитие в контексте ускорения КЛ в остатках сверхновых мы обсудим в разделе 5.1.

Моделирование процессов ускорения релятивистских заряженных частиц за счёт передачи им энергии крупномасштабных движений плазмы в источниках КЛ, а также моделирование процессов переноса КЛ в галактиках требуют описания электромагнитных полей различных масштабов. Особенностью космической плазмы является её высокая проводимость, которая приводит к вмороженности магнитного поля в течения плазмы и к отсутствию электрического поля в системе покоя движущегося элемента плазмы. Указанные свойства плазмы позволили сформулировать уравнения магнитной гидродинамики (МГД), способной описывать крупномасштабные движения космической плазмы вкупе с эволюцией её магнитных полей [19].

С.И. Сыроватский [20] сформулировал замкнутую систему МГД-уравнений в форме законов сохранения, что позволило естественным образом классифицировать возможные типы поверхностей разрыва МГД-течений, а также исследовать вопросы устойчивости ударных волн (УВ) и тангенциальных разрывов. Ударные волны формируются сверхзвуковыми истечениями в форме ветров и струй (джетов) и сопровождают мощное выделение энергии во вспышечных процессах. Поэтому УВ имеют ключевое значение для процессов ускорения КЛ движениями космической плазмы. Изменение энергии частиц космических лучей в течениях высокопроводящей космической плазмы обусловлено индукционными электрическими полями. Электрическое поле в лабораторной системе отсчёта, $\mathcal{E} = -(\mathbf{u}/c) \times \mathbf{B}$, определяется локальными значениями скорости плазмы $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ и напряжённости магнитного поля $\mathbf{B}$. Работа электрического поля при развороте частицы, имеющей скорость $\mathbf{v}$, магнитным полем, приводит к изменению энергии частицы E [13]:

$$\Delta E = -2E \frac{\mathbf{uv}}{c^2}, \quad (1)$$

что соответствует закону упругого отражения частицы движущимися облаками в механизме Ферми. Анализ процесса ускорения частиц низкочастотными электромагнитными полями (с частотами ниже гирочастоты ионов фоновой плазмы) в МГД приближении привёл авторов [13, 14] к выводу о том, что сравнительно быстрое регулярное ускорение частиц, основанное на соотношении (1), является, по сути, адиабатическим сжатием, и поэтому оно ограничено по величине допу-

¹ Очень увлекательную историю открытия космических лучей и их первых исследователей можно прочитать в [5–7, 26].

стимым ростом плотности плазмы в ускорителе. Напротив, стохастическое ускорение Ферми существенно медленнее, но связанный с ним рост энергии частиц на больших временах ограничен только потерями энергии и уходом частиц из области ускорения.

Анализ наблюдательных данных о спектре, анизотропии, химическом и изотопном составе космических лучей в совокупности с анализом данных радиострономических наблюдений позволил В.Л. Гинзбургу и С.И. Сыроватскому в начале 1960-х гг. сформулировать основные положения теории происхождения космических лучей и построить количественную модель распространения и трансформации химического состава КЛ [13, 14]. Мощность источников КЛ в Галактике с большим радиусом гало $\gtrsim 10$ кпк для квазистационарной модели была оценена как 3×10^{40} эрг с^{-1} . Вспышки сверхновых звёзд и, как предполагалось, вспышки в галактическом центре обеспечивают мощность источников, достаточную для формирования и поддержания в Галактике основной популяции КЛ с энергиями до $\sim 10^{15}$ эВ. С другой стороны, оценки энергий частиц, ускоренных на невзрывающихся звёздах, не превышали $\sim 10^{13}$ эВ, и совокупная мощность таких источников, по оценке авторов теории, была недостаточна. Заметим, что в то время ещё не были открыты энергичные пульсары, микроквазары и компактные скопления молодых массивных звёзд. Предполагалось, что частицы более высоких энергий приходят в Галактику из внегалактических источников, в частности из мощных радиогалактик. В модели были успешно разделены так называемые *внешняя проблема* (т.е. КЛ вне источников) и *внутренняя проблема* (КЛ в источниках). Для решения внешней проблемы было показано, что перенос КЛ в диске и гало Галактики, описываемый уравнениями диффузионного типа с учётом движений среды и различных типов потерь, определяет трансформацию состава КЛ и наблюдаемую распространённость вторичных частиц. Авторы теории подчёркивали важность поиска источников КЛ и проверки и развития самой теории средствами гамма-астрономии [24, 25].

Прошедшие годы подтвердили справедливость основных принципов теории. Эти принципы по сей день поддерживают проверку современными прецизионными наблюдениями КЛ (и процессов с их участием) в наземных и орбитальных экспериментах (которые ныне являются всеволновыми, включающими нейтрино высоких энергий) [26–33]. Существенную роль в проверке и уточнении теории происхождения КЛ играют наблюдения источников космических лучей современными рентгеновскими и гамма-обсерваториями — как орбитальными, так и наземными атмосферными черенковскими телескопами. В данной области за последние 20 лет получены очень интересные результаты.

Настоящий обзор посвящён *внутренней проблеме* (по терминологии Гинзбурга и Сыроватского), т.е. проблеме исследования процессов ускорения частиц в остатках сверхновых звёзд, рассматриваемых в качестве ускорителей частиц и в качестве источников высокоэнергичного излучения и космических лучей. При этом мы будем рассматривать остатки сверхновых в широком смысле, включая пульсары и аккрецирующие чёрные дыры. Одним из важных и открытых на сегодня вопросов является вопрос о происхождении ядер КЛ в интервале энергий $10^{15} - 10^{18}$ эВ, где возможен вклад релятивистских звёзд (в частности, микроквазаров), образовавшихся при кол-

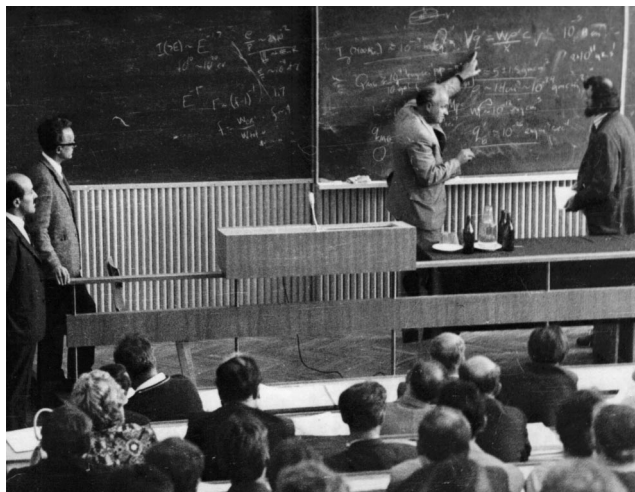


Рис. 1. Дискуссия по проблемам происхождения космических лучей на ленинградском семинаре по космофизике 1972 г., в аудитории Политехнического института. В центре у доски С.И. Сыроватский (ФИАН им. П.Н. Лебедева) обсуждает вопросы с Р. Лингенфельтером (Университет Калифорнии).

лапсе ядер массивных звёзд, входящих в двойные звёздные системы. Основные наблюдательные данные о космических лучах суммированы в разделе 2. В разделе 3 кратко обсуждаются основные данные о свойствах и статистике сверхновых звёзд и их остатков, существенные для проблемы происхождения КЛ. Механизмы ускорения частиц в применении к остаткам сверхновых звёзд обсуждаются в разделе 5. Анализ наблюдений нетеплового излучения остатков сверхновых приведён в разделе 6. Вопросы моделирования и поиска галактических источников частиц с энергиями порядка и выше 10^{15} эВ (т.е. частиц ПэВ-ных энергий) обсуждаются в разделе 7.

Обзор представляет собой несколько расширенную версию доклада, представленного на Научной сессии Отделения физических наук Российской академии наук 5 марта 2025 г. Эта сессия РАН была посвящена столетнему юбилею Сергея Ивановича Сыроватского (1925–1979 гг.). Идеи Сергея Ивановича, которыми он щедро делился, стимулировали исследования многих его коллег, включая автора статьи, в целом ряде направлений астрофизики. На рисунке 1 представлена фотография обсуждения на Ленинградском семинаре по космофизике (1972 г.), где С.И. Сыроватский дискутировал с Ричардом Лингенфельтером, одним из активных исследователей источников космических лучей [33].

2. Космические лучи в Галактике

На рисунке 2 показан наблюдаемый на орбите Земли спектр всех ядер КЛ как функция энергии частицы (на нуклон). Спектр получен из анализа совокупности данных многолетних наблюдений широких атмосферных ливней, формируемых космическими лучами высоких энергий при взаимодействии с атмосферой Земли. Наблюдения были выполнены при помощи наземных установок, перечисленных на рис. 2.

Существенные данные о спектрах и составе первичных и вторичных КЛ на энергиях ниже 10 ТэВ получены на балонных и орбитальных детекторах частиц DAMPE, AMS-02, CALET и др. [34–36]. Измерения спек-

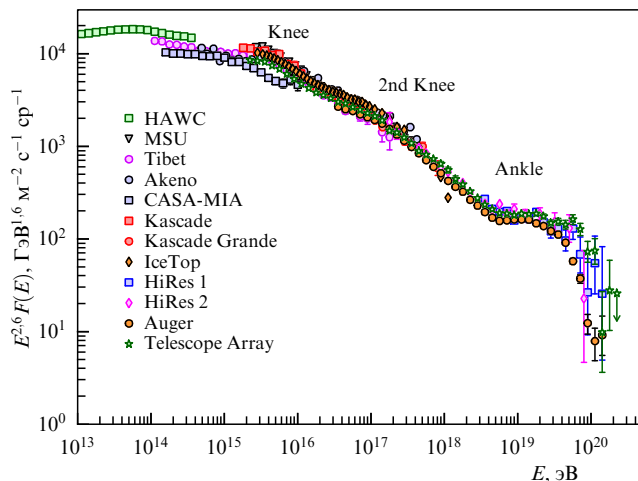


Рис. 2. Спектр всех частиц КЛ как функция энергии частицы (в пересчёте на один нуклон), полученный по совокупности наблюдений широких атмосферных ливней. Спектр заимствован из работы P.A. Zyla et al. (Particle Data Group) *Prog. Theor. Exp. Phys.* 083C01 (2020).

тра всех ядер в интервале энергий от 10 ТэВ до 1 ПэВ обсерваторией HAWC (High Altitude Water Cherenkov) [37] позволили определить положение излома в спектре КЛ — так называемого *колена* спектра.) Это колено находится на энергии $40,2^{+1,0}_{-1,0}$ (стат.) $^{+6,2}_{-6,4}$ (сист.) ТэВ, где спектральный индекс смягчается от значения $2,53^{+0,01}_{-0,01}$ (стат.) $^{+0,04}_{-0,01}$ (сист.) до $2,71^{+0,01}_{-0,01}$ (стат.) $^{+0,03}_{-0,04}$ (сист.).

Одним из важнейших наблюдательных результатов в физике КЛ высоких энергий стало открытие в 1958 г. Г.В. Куликовым и Г.Б. Христиансенсом [38] излома в спектре КЛ в области энергий частиц порядка ПэВ. Это открытие было сделано на основе анализа характеристик широких атмосферных ливней. Указанный излом отмечен как *первое колено* (knee) на рис. 2. Высокая чувствительность детекторов обсерватории LHAASO позволила недавно исследовать с беспрецедентной точностью особенности спектра и состава КЛ в области первого колена.

Анализ данных наблюдений спектра и среднего логарифма массы частиц в интервале энергий 0,3–30 ПэВ, полученных на установке LHAASO-KM2A с сентября 2021 г. по декабрь 2022 г., позволил определить энергию излома в спектре всех частиц как $3,67 \pm 0,05$ (стат.) $\pm 0,15$ (сист.) ПэВ [39]. Спектральный индекс КЛ до излома определён как $-2,7413 \pm 0,0004$ (стат.) $\pm 0,0050$ (сист.), а выше излома — как $-3,128 \pm 0,005$ (стат.) $\pm 0,027$ (сист.). Средний логарифм атомного веса, $\langle \ln A \rangle$, оказался больше, чем у гелия, во всём интервале измерений; в интервале 0,3–3 ПэВ он уменьшается, а затем начинает расти. Поскольку характер поведения $\langle \ln A \rangle$ меняется именно на энергии излома спектра, авторы [39] делают вывод о том, что излом в спектре всех частиц, вероятно, обусловлен изломом спектра именно лёгкой компоненты. Более того, наблюдения обсерватории LHAASO позволили отдельно измерить спектр протонов в интервале 0,15–12 ПэВ. Показано, что спектр протонов сначала становится более жёстким в интервале от 0,15 до 3 ПэВ, а затем, выше 3 ПэВ — существенно более мягким [40]. Авторы наблюдений сделали вывод о наличии отдельной компоненты КЛ в диапазоне энергий порядка ПэВ, связанной, вероятно, с наблюдаемыми LHAASO источниками гамма-излучения ПэВ-ного диапазона энергий

[41]. Значимые оценки энергий излома в спектре протонов ($\sim 4,4$ ПэВ) и в спектре гелия (~ 11 ПэВ) получены с применением методов машинного обучения к данным эксперимента KASCADE в работе [42]. Значения энергии изломов совместимы с зависимостью их положения от параметра жёсткости частиц. Наблюдения анизотропии КЛ высоких энергий указывают на изменение характера зависимости амплитуды угловой анизотропии от энергии частиц в диапазоне ПэВ. Амплитуда анизотропии КЛ с энергиями $\gtrsim 11$ ПэВ начинает расти с ростом энергии частиц (см., например, [43]). Таким образом, имеются наблюдательные свидетельства того, что первое колено в спектре, вероятно, обусловлено изломами в спектрах протонов и лёгкой компоненты КЛ.

Недавно опубликованы результаты наблюдений обсерваторией LHAASO диффузного гамма-излучения с энергиями квантов от 10 ТэВ до 1 ПэВ в галактической плоскости [44]. Потоки диффузного гамма-излучения с энергиями выше 10 ТэВ измерены со значимостью $29,1\sigma$ от внутренней области Галактики ($15^\circ < l < 125^\circ$, $|b| < 56^\circ$), и со значимостью $12,7\sigma$ — от примыкающей области ($125^\circ < l < 235^\circ$, $|b| < 5^\circ$). Спектральные индексы в обеих областях оценены как $-2,99$. Измеренные абсолютные потоки в интервале энергий фотонов 10–60 ТэВ заметно (в несколько раз) превосходят предсказания моделей, построенных авторами [44] на основе измеренного на орбите Земли спектра КЛ, распределения межзвёздного газа и сечений адронных взаимодействий. Полученное различие может быть обусловлено наличием дополнительной популяции источников, вклад которых не был учтён. Другое объяснение может быть связано с возможной неоднородностью распределения КЛ высоких энергий в Галактике.

С другой стороны, сравнение результатов последующего моделирования, выполненного в работах [45, 46], выявило заметное несогласование с выводами работы [44]. Авторы работы [45] учли неопределённости параметров модели диффузного гамма-излучения, и пришли к согласию этой модели с данными измерений [44] без привлечения дополнительной популяции источников излучения. Расчёты потоков гамма-излучения в [46], выполненные на основе измеренных LHAASO спектров ПэВ-ных протонов [40], дали значения потоков гамма-излучения выше измеренных LHAASO как во внутренней, так и в соседней области ($125^\circ < l < 235^\circ$, $|b| < 5^\circ$). Учёт некоторых неопределённых факторов модели (таких как поглощение гамма-квантов за счёт рождения электрон-позитронных пар при γ - γ рассеянии на фоновом ИК-микроволновом излучении Галактики или как пространственная неоднородность распределения КЛ ПэВ-ного диапазона) мог бы понизить модельный поток гамма-излучения. Проверить гипотезу однородности распределения КЛ высоких энергий можно посредством измерения потоков гамма-излучения в разных направлениях. В случае однородного распределения КЛ, после коррекции на эффекты поглощения, угловое распределение излучения должно быть одинаковым на разных энергиях. Такого рода проверку однородности распределения КЛ ПэВ-ного диапазона в диске Галактики наблюдениями обсерватории LHAASO можно ожидать в ближайшие годы.

Имеющиеся на сегодня данные указывают на возможность наличия дополнительной компоненты галактических КЛ в области излома спектра. Эта компонента могла бы вносить вклад и на энергиях выше ПэВ — вплоть до

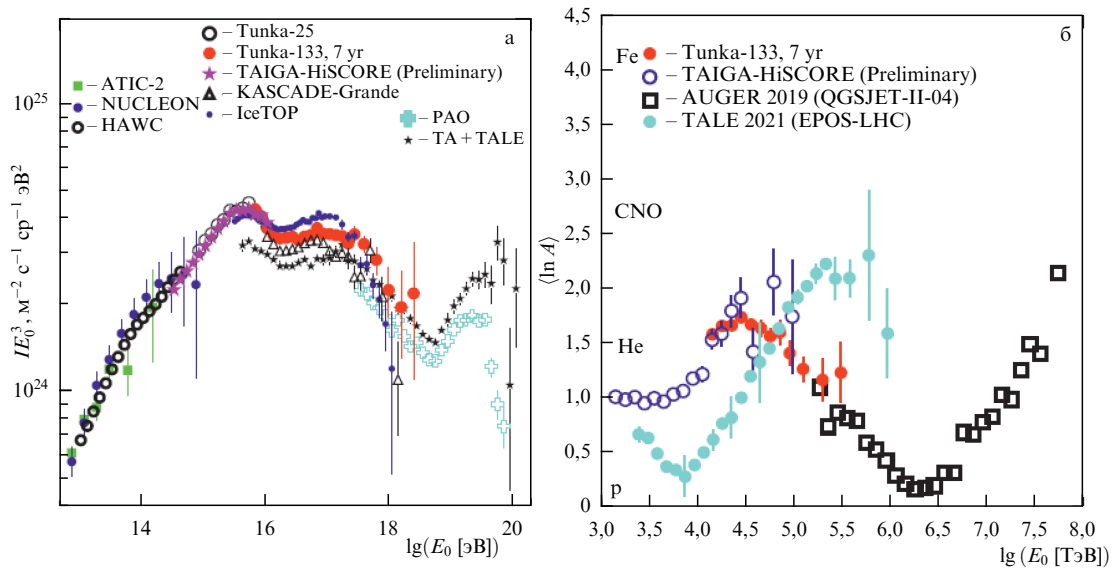


Рис. 3. (а) Результаты наблюдений спектра всех частиц космических лучей с энергиями выше ПэВ. (б) Зависимость логарифма массового числа ядер, $\langle \ln A \rangle$, от энергии ядер, характеризующая изменение химического состава КЛ [21].

энергий второго колена, отмеченного в спектре на рис. 2. Плотность энергии КЛ с энергиями выше E падает быстрее чем $E^{-0.6}$, поэтому для поддержания наблюдаемой интенсивности КЛ с $E \gtrsim 100$ ПэВ, по всей вероятности, достаточно мощности галактических источников порядка 10^{39} эрг s^{-1} . Оценка мощности зависит от однородности распределения КЛ, модели переноса высокоэнергичных частиц и размера гало КЛ соответствующих энергий.

Совокупность результатов наблюдений спектра и $\langle \ln A \rangle$ для КЛ с энергиями выше ПэВ показаны на рис. 3, взятом из работы [21]. Спектры КЛ и результаты измерений среднего химического состава (атомного номера) ядер с энергиями выше 100 ТэВ получены наземными обсерваториями Тунка 25 и 137, KASCADE Grande, IceTop. Наблюдения указывают на наличие особенностей в спектре КЛ, что может свидетельствовать о вкладах ускорителей частиц разной природы. Несмотря на заметное количественное различие данных перечисленных экспериментов с результатами Tale (также приведёнными на рис. 3), совокупность всех доступных наблюдений не противоречит гипотезе об изменении среднего массового состава КЛ от лёгкого к более тяжёлому в диапазоне энергий между ПэВ и 100 ПэВ. Детальный анализ большого объёма данных эксперимента KASCADE и исследование систематических неопределённостей данных установок IceTop, Tale и LHAASO, выполненные в работе [42], указали на совместимость результатов оценки $\langle \ln A \rangle$ в этих экспериментах. Данные измерения толщины $X_{\max}$ широких атмосферных ливней в интервале энергий от 100 до 300 ПэВ радиотелескопом LOFAR привели авторов работы [47] к выводу о том, что $\sim 80\%$ частиц в указанном интервале энергий составляют протоны и ядра гелия. Последнее может означать, что имеются популяции галактических источников КЛ с максимальными энергиями ускоренных протонов порядка нескольких ПэВ, вносящих существенный вклад в потоки ядер КЛ в диапазоне энергий между ПэВ и 100 ПэВ. При мощности таких источников порядка 10^{39} эрг s^{-1} они могут поддерживать популяцию галактических КЛ в диапазоне энергий $\gtrsim$ ПэВ.

Вопросы о природе двух изломов в спектре КЛ на рис. 2, об источниках КЛ и процессах распространения частиц с энергиями в диапазоне ПэВ, а также о процессе перехода между галактической и метagalacticкой компонентами КЛ [48] остаются в значительной степени открытыми, хотя объём и качество описанных выше новых данных дают основания для надежды на прогресс в скором времени. Мы остановимся далее на обсуждении возможных ускорителей КЛ высоких энергий в Галактике, вносящих вклад в наблюдаемый спектр КЛ.

Для понимания критериев выбора возможных источников КЛ высоких энергий удобно исходить из модельной оценки максимальной энергии $E_{\max}$ частицы с зарядом Z , ускоренной течением плазмы со замороженным магнитным полем и плотностью потока магнитной энергии (на единицу телесного угла) $\mathcal{L}_M$:

$$E_{\max} \approx 2 \times 10^{17} Z \frac{\phi(\beta_f) \mathcal{L}_{40}^{1/2}}{\Gamma_f} \text{ эВ}. \quad (2)$$

Здесь $\mathcal{L}_{40}$ — магнитная светимость, выраженная в единицах 10^{40} эрг s^{-1} , а $\beta_f = u_f/c$ и $\Gamma_f = 1/(1 - \beta_f^2)^{1/2}$ — безразмерная скорость и лоренц-фактор МГД течения соответственно. В случае ультрарелятивистского течения ($\Gamma_f \gg 1$) функция $\phi(\beta_f) \rightarrow 1$. Для нерелятивистских скоростей течения ($\beta_f \ll 1$) имеем $\phi(\beta_f) \propto \beta_f^{1/2}$ [49]. Данная оценка не учитывает потерь энергии частиц на излучение и неупругие процессы разрушения, что, как правило, применимо для ускорителей ядер ПэВ-ного диапазона энергий. Вывод соотношения (2) основан на условии, что время ускорения частицы должно быть короче динамического времени течения (см. [49]). Для заданной величины магнитной светимости $\mathcal{L}_M$ максимальные значения энергии ускоренных частиц достигаются в трансерелятивистских МГД течениях с $\beta_f \lesssim 1$. Такие течения могут реализовываться в некоторых классах сверхновых [50] и в быстрых транзиентных источниках [51]. Из оценки (2) следует, что ускорителями частиц диапазона ПэВ и выше могут быть только источники с мощностью на единицу телесного угла $\sim 10^{36}$ эрг s^{-1} и выше. Возможные модели

ускорения КЛ выше ПэВ в галактических источниках связаны со сверхновыми и с релятивистскими объектами (замагниченными нейтронными звёздами и аккрецирующими чёрными дырами), сформировавшимися при коллапсе массивных звёзд. Вопрос сводится к исследованиям механизмов ускорения КЛ и к наблюдениям нетеплового излучения источников вплоть до энергий фотонов и нейтрино порядка ПэВ, что мы и обсудим далее после краткого рассмотрения результатов наблюдений сверхновых звёзд, имеющих отношение к вопросу об ускорении частиц. Поиск космических ускорителей частиц и исследования вероятных источников КЛ ведут орбитальные рентгеновские и гамма-телескопы, а также современные наземные атмосферные черенковские обсерватории Large High Altitude Air Shower Observatory (LHAASO) [52], Тайга [21]. Некоторые новые результаты рентгеновских и гамма-наблюдений остатков сверхновых мы обсудим в разделах 6 и 7. Первые результаты наблюдений астрофизических нейтрино высоких энергий [53] демонстрируют перспективы поиска ускорителей КЛ.

3. Сверхновые звёзды и их остатки

Теоретические модели предсказывают вспышку сверхновой как финальную фазу эволюции звёзд с массами $\gtrsim 8M_{\odot}$ и аккрецирующих белых карликов в двойных системах. Около ста лет назад началось изучение и классификация наблюдаемых вспышек внегалактических сверхновых. Спектроскопическая классификация сверхновых (СН) исторически основана на отсутствии (во вспышках I типа) или наличии (во вспышках II типа) линий водорода в фазе максимума блеска. Спектральные линии во многих случаях имеют профиль типа P Cygni с доплеровским сдвигом в синюю сторону линий поглощения и с уширением линий излучения, соответствующим скоростям разлёта эжекты $\sim 0,03c$ [54–56]. Во вспышках СН I типа выделяют несколько подтипов: Ia, Ib и Ic — из которых сверхновые Ia составляют значительную часть. У таких сверхновых отсутствуют линии водорода и имеются сильные линии поглощения однократно ионизованного кремния (Si II). У сверхновых Ib в максимуме блеска видны сильные линии нейтрального гелия и слабые (или вовсе отсутствующие) линии кремния. Наконец, у сверхновых Ic отсутствуют сильные линии и кремния, и гелия, но часто видно сильное поглощение в линии нейтрального кислорода. Наблюдения кривых блеска СН — зависимости от времени их светимости (либо суммарной по УФ, оптическому и ИК диапазонам (UVOIR), либо болометрической) — демонстрируют существенные различия между сверхновыми Ia, Ib/c, II. Многообразие типов СН отражает различную физическую природу этих объектов и околозвёздную среду, сформированную эволюцией звезды-предшественника. Вспышки СН Ia не оставляют компактного остатка, распыляя всё вещество звезды-предшественника во внешнюю среду. Вспышки СН II и Ib/c сопровождаются коллапсом ядра звезды-предшественника и оставляют после себя компактный остаток.

Подавляющее большинство сверхновых Ia имеют весьма однородные кривые блеска. Для них характерно достижение фазы максимума блеска с UVOIR-светимостью $\sim 3 \times 10^{43}$ эрг s^{-1} примерно через три недели после вспышки. Затем светимость падает на характер-

ных временах распада радиоактивных изотопов ^{56}Ni и ^{56}Co . В течение нескольких месяцев типичная сверхновая Ia излучает энергию порядка 10^{49} эрг. Это составляет около процента кинетической энергии вещества, выброшенного сверхновой в околозвёздную среду. Наблюдения сверхновых подтипа Ia имеют фундаментальное значение для определения параметров космологической модели. Прародителями СН Ia являются массивные белые карлики, образовавшиеся либо путём аккреции вещества со звезды-компаньона, либо путём слияния двух маломассивных белых карликов.

Что касается СН типов II и Ib/Ic, то их кривые блеска весьма разнообразны. Их форма и светимость в максимуме блеска зависят от целого ряда факторов: от энерговыделения компактного остатка, от взаимодействия эжекты сверхновой с околозвёздной средой (сформированной на фазе потери массы предсверхновой), а также от влияния звезды-компаньона (если звезда-прародитель СН являлась частью двойной системы) [57]. У сверхновых Ib/Ic кривые блеска часто подобны таковым у Ia, однако их светимости в максимуме блеска, как правило, заметно ниже. Прародителями Ib/c являются массивные звёзды, которые, предположительно, полностью потеряли свою водородную оболочку на стадии предсверхновой. Сверхновые типа II тоже разделяются на подтипы: II, IIL, IILb и др., — отличающиеся профилями кривой блеска и спектрами. Прародителями сверхновых II считаются красные сверхгиганты, сохранившие большую часть своей водородной оболочки. У сверхновых IIL/IILb прародители смогли сохранить лишь малую часть водородной оболочки. Ещё один возможный подтип сверхновых (представленный СН 1987A) имеют прародителями голубые сверхгиганты с массивной оболочкой. Изредка (с частотой $\lesssim 10^{-3}$ от частоты типичных СН) взаимодействие эжекты сверхновой с околозвёздной средой может приводить (при определённых условиях) к появлению особо ярких (superluminous) сверхновых со светимостью в десятки раз ярче типичной [58].

Наблюдения на крупных оптических телескопах позволяют детектировать слабую линейную поляризацию излучения на уровне порядка процента. Интересно, что степень поляризации СН типа Ia растёт со временем до максимума блеска, а затем падает. У СН всех других типов временное поведение степени поляризации противоположное. Интерпретация этих данных сводится к тому, что у СН Ia несимметричное распределение излучающей эжекты в начальные моменты сменяется (после максимума блеска) на режим расширения, близкий к сферически-симметричному. Последовательность обратная у части СН Ib/c и СН II, что указывает на асимметрию разлёта основной массы эжекты после максимума блеска. Рентгеновские наблюдения молодых остатков сверхновых также в ряде случаев демонстрируют наличие асимметрии разлёта эжекты и связанное с такой асимметрией распределение начальных скоростей нейтронных звёзд (так называемые natal kicks) [59].

Вероятную звезду-прародителя СН удаётся идентифицировать крайне редко (как это было в случае СН 1987A). Гораздо чаще удаётся определить тип галактики, в которой произошла вспышка СН, и даже локализовать положение данной СН в галактике. В эллиптических галактиках со старой популяцией звёзд встречаются только СН типа Ia. Что касается СН типов II и Ib/c, то их всегда наблюдают в спиральных и irregулярных га-

лактиках, причём, как правило, в спиральных рукавах и областях звездообразования.

Модели происхождения СН Ia предполагают, что их прародителями являются вырожденные звёзды — белые карлики, состоящие в основном из углерода, кислорода и кремния. Устойчивость белых карликов поддерживается давлением вырожденного электронного газа. Если масса карлика превышает предел Чандрасекара (около $1,4 M_{\odot}$), то он теряет гидростатическую устойчивость и его последующее гравитационное сжатие запускает из центра звезды наружу волну дефлаграционного термоядерного горения. Это горение сопровождается образованием радиоактивных элементов группы железа — ^{56}Ni и ^{56}Co , распад которых впоследствии и формирует характерную кривую блеска СН Ia. Существует несколько сценариев, приводящих к набору карликом массы выше предела Чандрасекара. Основными сценариями считаются слияние двух белых карликов и аккреция белым карликом вещества звезды-компаньона в двойной системе. В результате вспышки СН Ia не образуется звёздный остаток; все продукты термоядерного горения эжектируются в окружающую среду с типичной кинетической энергией $\sim 10^{51}$ эрг, что даёт начальные скорости ударной волны оболочки СН ~ 10000 км с $^{-1}$.

Механизм формирования СН Ib/c и СН II обусловлен коллапсом ядер массивных звёзд с массой $\gtrsim 8 M_{\odot}$, относящихся к молодой популяции звёзд с возрастaми $\lesssim 30$ млн лет (в то время как прародители СН Ia принадлежат к старой популяции возрастом более млрд лет). Из идеи Бааде и Цвикки [60] о гравитационном коллапсе как источнике энергии СН следует оценка энергии E_{SN} , выделяемой при коллапсе ядра звезды в протонейтронную звезду с массой M_{pns} и радиусом R_{pns} :

$$E_{\text{SN}} \sim \frac{3GM_{\text{pns}}^2}{5R_{\text{pns}}} \sim 3 \times 10^{53} \text{ эрг},$$

где численное значение получено при $M_{\text{pns}} = M_{\odot}$ и $R_{\text{pns}} = 12$ км. Основную часть этой энергии после формирования горячей протонейтронной звезды уносят за 10 – 20 с нейтрино со спектром энергий в диапазоне МэВ. Нейтринное излучение было зарегистрировано от СН 1987А в Большом Магеллановом Облаке [61]. Наблюдения указанной сверхновой дают очень интересную информацию о физике СН. Детектирование 19 нейтрино, испущенных СН 1987А за временной интервал около 13 с, было единственным на сегодняшний день. Современные нейтринные обсерватории имеют существенно лучшую чувствительность, а модели нейтринного излучения предсказывают ожидаемые свойства нейтринного сигнала для различных типов коллапсирующих СН [62, 63].

Коллапс массивных звёзд сопровождается мощным и неоднородным нагревом вещества потоками нейтрино в первую минуту после отскока сколлапсировавшего ядра. Подобный нагрев приводит к формированию турбулентности в области за фронтом ударной волны отскока. На эту волну в течение нескольких сотен миллисекунд может аккрецироваться вещество внутренних слоёв звезды-предшественника [64]. Так что ударная волна вынужденно тратит большую часть своей энергии на противодействие напорному давлению падающего вещества и на фотодиссоциацию частично сохранившихся в нём атомных ядер.

Одновременный расчёт эффектов анизотропии турбулентности и нейтринного переноса крайне важен для решения проблемы запуска ударной волны отскока наружу СН. Именно эта ударная волна призвана сбросить в межзвёздную среду большую часть вещества звезды-предшественника и обеспечить по выходе на поверхность звезды вспышку с типичной кинетической энергией эжекты $\lesssim 10^{51}$ эрг.

Реалистичное моделирование эффектов турбулентности и наблюдаемые высокие собственные скорости нейтронных звёзд требуют трёхмерных расчётов коллапса и компьютеров с петафлопной производительностью. Несмотря на существенное отличие механизмов формирования термоядерных сверхновых типа Ia от описанного выше коллапса ядра массивной звезды, кинетические энергии эжекты в обоих случаях для большинства типичных СН оказываются $\sim 10^{51}$ эрг. Имеются, однако, редкие сверхновые с наблюдаемыми проявлениями, сильно отличающимися от большинства. Так, например, наблюдения сверхновой SN 2016aps типа IIp (данный тип отличается наличием в спектре узких водородных линий) показали высокую светимость, достигающую $\sim 4,3 \times 10^{44}$ эрг с $^{-1}$, и интегральную по времени энергию наблюдавшегося излучения $(5,0 \pm 0,1) \times 10^{51}$ эрг [65]. Столь высокое значение высветившейся энергии требовало бы почти полной термализации кинетической энергии типичной сверхновой за короткое время. Авторы наблюдений предполагают, что у этой мощной СН кинетическая энергия превышала 10^{52} эрг и имела массивная околозвёздная оболочка, сброшенная прародителем до начала коллапса его ядра. В качестве возможных моделей SN 2016aps рассматривались формирование миллисекундного магнетара или, альтернативно, механизм вспышки так называемой *парно-нестабильной* СН, у которой при коллапсе массивного гелиевого ядра с массой $\sim (64-84) M_{\odot}$ развивается гидродинамическая неустойчивость из-за лавинообразной конверсии фотонов в электрон-позитронные пары. Ожидаемая частота обоих сценариев не превышает 10^{-3} от частоты коллапсирующих СН, причём ожидаемая частота событий с магнетаром существенно меньше.

Оценки частоты вспышек сверхновых в Галактике имеют в настоящее время весьма значительные неопределённости. Авторы исследования [66] оценили частоту коллапсировавших СН как $3,2_{-2,6}^{+7,3}$ за сто лет, а частоту термоядерных СН Ia — как $1,4_{-0,8}^{+1,4}$ за сто лет. При этом полная частота СН составляет $4,6_{-2,7}^{+7,4}$ за сто лет, что соответствует скорости звездообразования в Галактике $3,8_{-3,0}^{+8,3} M_{\odot}$ год $^{-1}$. Заметно меньшие оценки частоты коллапсировавших СН ($0,4-0,5$ за сто лет) и скорости звездообразования СН в Галактике ($0,67_{-0,01}^{+0,09} M_{\odot}$ год $^{-1}$) недавно получили авторы работы [67]. Для ближней окрестности Земли их оценка дала 2,5 коллапсирующих СН за 1 млрд лет. При частоте СН в Галактике порядка одного события за сто лет и типичной кинетической энергии СН 10^{51} эрг их мощность превышает 10^{41} эрг с $^{-1}$, что достаточно для поддержания квазистационарного распределения КЛ в Галактике с большим гало в теории В.Л. Гинзбурга и С.И. Сыроватского, при эффективности $\sim 10\%$ процессов ускорения КЛ с энергиями в диапазоне ГэВ–ТэВ. Частота и пространственное распределение СН в Галактике являются существенными факторами в химической эволюции галактик, ускорении КЛ, а также формировании межзвёздных магнитных полей [69] и межзвёздной турбулентности [68].

Оценки частоты СН по наблюдениям радиоизлучения остатков сверхновых в галактиках местной группы основываются на моделях эволюции остатка и ускорения частиц в различных условиях окружающей межзвёздной среды [70]. Отдельный интерес представляют высокоширотные остатки СН, такие как G70.0-21.5. Последний является протяжённым остатком (вероятно, СН Ia), идентифицированным по оптическим филаментам и по высокоскоростному белому карлику — возможному компаньону взорвавшейся звезды [71]). Рентгеновский обзор всего неба обсерватории Спектр Рентген-Гамма [72] позволил обнаружить несколько новых остатков сверхновых, включая высокоширотный SRGe J0023 + 3625 (или, по другой номенклатуре, G116.6-26.1) [73]. Оцениваемый на основе рентгеновских данных возраст остатка G116.6-26.1 составляет порядка 40000 лет, а наблюдаемое от него слабое радиоизлучение совместимо с гипотезой об адиабатическом сжатии КЛ и магнитного поля гало Галактики (модель ван-дер Лаана [74]), применимой к достаточно старым остаткам СН типа Петли в Лебеде [75]). Это позволяет использовать эволюционировавшие высокоширотные остатки СН для исследования магнитных полей и релятивистских частиц в гало Галактики.

Более частыми, чем сверхновые, являются термоядерные вспышки на поверхности аккрецирующих белых карликов в тесных двойных системах, представляющие новые звёзды [76]. Частота новых в Галактике оценивается как 50^{+31}_{-23} событий в год [77], а энергия вспышки обычно не превышает 10^{47} эрг. Гамма-излучение, детектированное от вспышки известной повторяющейся новой звезды RS Ophiuchi (которая периодически вспыхивает раз в несколько десятков лет), доказало наличие эффекта ускорения релятивистских частиц [78]. Однако анализ возможного вклада новых звёзд, выполненный в работе [79], привёл к выводу об их относительно незначительном вкладе в глобальный эффект ускорения галактических КЛ, хотя в окрестности порядка парсека от источника вспышки новых могут усиливать локальные потоки КЛ.

Ускорение и удержание КЛ сверхвысоких энергий в Галактике не представляется возможным. Однако вопрос о происхождении КЛ с энергиями до 1000 ПэВ является открытым. Важно понять, какие галактические источники могут ускорять протоны выше ПэВ. Редкие мощные СН (типа SN 2016aps) могут, в принципе, быть источниками КЛ с энергиями выше ПэВ в области излома спектра, а также источниками нейтрино высоких энергий [80–83]. Аномально высокая светимость редких СН типа SN 2016aps и излучённая энергия более 10^{51} эрг на промежутке времени около года предполагают эффективное взаимодействие эжекты с массивной околозвёздной оболочкой. Имеются наблюдательные указания на формирование плотной массивной околозвёздной оболочки ветром красного сверхгиганта непосредственно перед коллапсом ядра [84, 85]. Ускорение частиц такими СН можно ожидать на начальном этапе эволюции остатка СН, в области интенсивного взаимодействия УВ с плотной оболочкой.

Многоканальные наблюдения сверхновой II типа SN 2023ixf от коллапсировавшего красного сверхгиганта в близкой галактике M 101 на расстоянии 6,85 Мпк были выполнены в работе [86]. Целью авторов работы было оценить эффективность ускорения КЛ в первые несколько дней после коллапса. Оценки темпа потери массы

звездой-гигантом за несколько лет перед коллапсом дали величину $\sim 10^{-2} M_{\odot}$ год $^{-1}$, а оценки мощности, выделяемой УВ при проходе через плотную оболочку, — величину $\gtrsim 5 \times 10^{40}$ эрг с $^{-1}$ [87]. Опираясь на верхний предел на излучение фотонов с энергией выше 100 МэВ (полученный гамма-обсерваторией им. Ферми) и используя упрощённую сферически-симметричную модель околозвёздной среды, авторы работы установили верхний предел около 1 % на эффективность ускорения КЛ на первом месяце эволюции SN 2023 ixf. Предполагается, что этот предел может быть смягчён до ~ 10 % в более сложной модели взаимодействия СН со сброшенной оболочкой предсверхновой [86]. К сожалению, возможности наблюдения гамма-квантов с энергиями выше 100 ТэВ с наземными черенковскими телескопами, которые могли бы напрямую подтвердить ускорение протонов ПэВ-ных энергий, ограничены расстояниями порядка Мпк. Даже для близкой SN 2023ixf поглощение квантов с энергиями $\gtrsim 100$ ТэВ за счёт взаимодействия с реликтовыми фотонами сильно уменьшает поток, поэтому наблюдения ограничены меньшими энергиями. В отличие от фотонов, нейтрино высоких энергий от таких сверхновых не подвержены поглощению. Излучение нейтрино с энергиями выше 10 ТэВ при взаимодействии с плотными оболочками околозвёздной среды сильной ударной волны (УВ), которая после выхода на поверхность коллапсировавшей звезды из радиационно доминированной фазы перешла в бесстолкновительную, могло бы объяснить наблюдаемые диффузные потоки нейтрино [88].

С редкими типами сверхновых (в основном Ib и Ic), формирующих релятивистские истечения плазмы с Лоренц-фактором течения $\gtrsim 100$, связаны источники длинных гамма-всплесков [89]. Такие всплески происходят примерно в сто раз реже, чем сами вспышки коллапсирующих сверхновых (в частности, СН типов Ib/c). Наблюдаются также СН с умеренно релятивистскими скоростями эжекты $\sim 0,8 c$ [90–93]; они образуют промежуточный класс СН, располагающийся между релятивистскими источниками гамма-всплесков и основной популяцией СН с нерелятивистскими скоростями эжекты. В релятивистских СН эжекты с массой $\sim 10^{-5} M_{\odot}$ движется с начальными скоростями $\gtrsim 0,3–0,8 c$. Возможный механизм формирования СН с релятивистской эжектой может быть связан с активностью миллисекундного магнетара как центрального источника [92]. Частота встречаемости трансерелятивистских СН пока весьма неопределённая и, вероятно, не превышает 1 % от частоты обычных СН, а кинетические энергии таких сверхновых составляют $\sim 10^{49}$ эрг. Трансерелятивистские СН могут ускорять КЛ до энергий выше ПэВ [94–97]. Недавно открытые быстрые оптические транзиентные источники с умеренно релятивистскими скоростями также могут быть ускорителями КЛ до энергий существенно выше ПэВ [51, 98]. Наблюдения остатков сверхновых и процессов в солнечном ветре показывают, что ускорение частиц в сверхзвуковых течениях происходит на ударных волнах, поэтому мы обсудим особенности УВ сверхновых.

4. Ударные волны в остатках сверхновых

Коллапс ядра массивной звезды сопровождается формированием ударной волны, которая распространяется по внешним к ядру слоям звезды и выходит на её поверх-

ность. В момент выхода на поверхность волна является радиационно-доминированной. Основная доля потока кинетической энергии течения, натекающего на фронт такой УВ, трансформируется в энергию излучения в оттекающем потоке плазмы (см. обзор [99]). Оптическая толщина в радиационно-доминированной УВ должна превышать c/u_{sh} , где u_{sh} — скорость ударной волны. Доминирование давления излучения над газовым давлением частиц плазмы за фронтом УВ предполагает, что скорость УВ и концентрация плазмы в натекающем потоке удовлетворяют соотношению

$$u_{sh} > 2 \times 10^{-4} c \left(\frac{n}{10^{15} \text{ см}^{-3}} \right)^{1/6}.$$

По мере распространения нерелятивистской УВ оптическая толщина по томсоновскому рассеянию падает ниже c/u_{sh} . Тогда УВ выходит из режима радиативно-доминированной и становится плазменной УВ. В релятивистской УВ последнее условие нарушается рождением $e^\pm$ -пар и эффектом Клейна – Нишины [99]. Далее диссипация кинетической энергии в УВ связана с плазменными процессами. С падением плотности плазмы после прорыва через поверхность звезды, УВ переходит в режим бесстолкновительной ударной волны.

В бесстолкновительной УВ структура вязкого скачка, на котором происходит торможение сверхальвеновского течения и нагрев плазмы, определяется развитием плазменных неустойчивостей² [100, 101]. Ударные волны в звёздных ветрах, в остатках сверхновых и во многих других источниках энергичных частиц и нетеплового излучения являются бесстолкновительными. Ширина фронта сильной бесстолкновительной УВ (размеры области диссипации) в разреженной плазме вне звезды на много порядков величины меньше кулоновского пробега частиц в разреженной плазме [22, 103–106]. Мы будем рассматривать далее так называемые сверхкритические УВ, структура которых определяется плазменными неустойчивостями, создаваемыми ионами, отражёнными в область перед вязким скачком [22, 101, 103].

Структура фронта бесстолкновительной УВ зависит от её скорости, состава (ионы – электроны или $e^\pm$ -пары) и степени замагниченности плазмы, и направления магнитного поля относительно нормали к фронту УВ. Детальный анализ роли различных плазменных неустойчивостей в формировании УВ можно найти в обзоре [106]. В разреженной электрон-ионной плазме ширину УВ вместо кулоновского пробега характеризует инерционная длина ионов l_i , а в разреженной электрон-позитронной плазме — инерционная длина электронов l_e :

$$l_{e,i} = \frac{c}{\omega_{pi,pe}} = \sqrt{\frac{m_{i,e} c^2}{4\pi n_{i,e} e^2}}. \quad (3)$$

Здесь ω_{pi} и ω_{pe} — плазменные частоты ионов и электронов соответственно. Инерционная длина иона в электрон-протонной плазме $l_i \approx 2 \times 10^7 n_i^{-1/2}$ [см], где концентрация ионов n_i в собственной системе отсчёта течения выражена в см^{-3} . Кулоновский пробег протона (и

электрона) относительно рассеяния в равновесной плазме с температурой $T_{эВ}$, выраженной в эВ, составит примерно $3 \times 10^{12} T_{эВ}^2/n_i$ [см].

Характер процессов рассеяния частиц натекающего потока плазмы флуктуациями электромагнитного поля и, в особенности, механизмы нагрева частиц в отсутствие кулоновских столкновений, делают возможным (а в широкой области пространства параметров УВ — и неизбежным) формирование существенно нетеплового распределения частиц. Нетепловые энергичные частицы могут убежать в предфронт УВ и влиять на поток натекающей плазмы, так что они являются интегральной частью крупномасштабной структуры бесстолкновительной УВ.

4.1. Структура бесстолкновительных ударных волн

Моделирование структуры бесстолкновительной УВ представляет нелинейную кинетическую проблему с сильной связью существенно различных пространственных масштабов. Полные последовательные кинетические модели требуют недоступных сегодня компьютерных ресурсов. Однако ряд важных результатов, касающихся процессов формирования вязкого скачка и инжекции частиц в нетепловое распределение, может быть получен с использованием плазменного моделирования формирования УВ методами *частиц в ячейках* [107–109]. Методы *частиц в ячейках* (particle-in-cell, PIC) основаны на представлении реальных частиц макроскопическими частицами с протяжённым распределением заряда. Траектории макрочастиц вычисляются по значениям электромагнитных полей на эйлеровой сетке. Сами значения полей, в свою очередь, рассчитываются на основе положения и скоростей макрочастиц. Параметры плазмы, соответствующие условиям распространения УВ в околозвёздной и межзвёздной средах, дают величину дебаевского радиуса, много меньшую величины инерционной длины электрона l_e . Последняя определяет глубину проникновения в плазму низкочастотного электромагнитного излучения. В свою очередь, инерционная длина иона много меньше длины транспортного пробега иона относительно кулоновского рассеяния, оценённого выше. Стандартные схемы методов PIC на каждом этапе итерационной процедуры рассчитывают источники электромагнитного поля исходя из текущей позиции и скорости каждой макрочастицы. Полученные плотности зарядов и токи позволяют вычислить значения напряжённостей электрических и магнитных полей, решая уравнения Максвелла. Напряжённости полей, в свою очередь, позволяют вычислить силу Лоренца, действующую на каждую макрочастицу, и тем самым вычислить новые значения положений и скоростей макрочастиц. Далее выполняются итерации этой схемы [107–109]. Построение устойчивых PIC-моделей предполагает решение ряда существенных проблем, связанных с введением распределённых зарядов и токов, с выбором числа макрочастиц на ячейку, с редукцией шумовых эффектов, а также с устранением нефизической черенковской неустойчивости. Размерность пространства модели имеет существенное значение для расчёта движения частиц в электромагнитных полях, поскольку наличие хотя бы одной игнорируемой координаты ограничивает движение частиц поперёк магнитного поля [110]. Расчёты структуры релятивистских УВ в электрон-позитронной плазме пульсарных ветров существенно отличаются от

² Очень интересную историю начала изучения физики бесстолкновительных ударных волн можно прочитать в книге Р.З. Сагдеева [102] — непосредственного участника и одного из пионеров их открытия и исследований.

расчётов нерелятивистских УВ, типичных для остатков сверхновых. В первом случае ширина вязкого скачка УВ определяется толщиной скин-слоя l_e , в то время как характерные ширины нерелятивистских УВ сверхновых составляют десятки и сотни инерционных длин иона l_i . Существенное различие электронных и ионных инерционных длин в электрон-протонной плазме, а также необходимость иметь расчётную область размером в сотни инерционных длин делает затратным одновременный учёт этих двух компонент на уровне макрочастиц. Поэтому разрешение 1024^3 (или подобное ему разрешение, но растянутое вдоль направления потока и сжатое по другим осям) бывает недостаточным, чтобы выполнить 3D моделирование нерелятивистских УВ в электрон-протонной плазме при помощи PIC-моделей. Напротив, модели релятивистских волн с большими лоренц-факторами течения позволили исследовать структуру таких волн и продемонстрировали эффект формирования устойчивых нетепловых распределений ускоренных частиц [111–113]. Расчёты структуры фронта, а также инжекции и ускорения электронов и ионов для УВ с субрелятивистскими скоростями $\sim (0,2–0,8)c$, выполненные в работах [51, 114–116], соответствуют условиям в релятивистских сверхновых с малой массой эжекты и (вероятным) центральным источником (магнетаром) [50, 90, 117]. Субрелятивистские УВ также формируются в анизотропных истечениях микроквазаров со сверхкритическим темпом аккреции [118, 119].

Моделирование структуры нерелятивистских УВ со скоростями $\lesssim 0,03c$, реализующихся в большинстве остатков сверхновых с массой эжекты $\gtrsim M_\odot$, в ряде случаев можно успешно выполнять с использованием упрощённой версии PIC — так называемых *гибридных кодов* (см., например, [105, 108, 120–122]). В гибридных версиях PIC ионы рассматриваются как модельные макрочастицы, а электроны — как безмассовая нейтрализующая жидкость. В уравнениях для электромагнитного поля пренебрегают током смещения, и поэтому электрическое поле вычисляют из обобщённого закона Ома, т.е. из условия равенства объёмной электрической силы (действующей на безмассовую электронную жидкость) совокупности прочих сил в уравнении Эйлера для электронов, обусловленных моментами распределения ионов и включающих градиенты давления, силу Ампера

и вязкие напряжения. Отсутствие тока смещения в модели ограничивает её применение нерелятивистскими течениями. Как правило, при гибридном моделировании бесстолкновительной ударной волны в остатках сверхновых, взаимодействующей с околосвёздным веществом в пределах ширины своего фронта (несколько десятков инерционных длин иона l_i), зарядовые состояния ионов можно считать неизменными для плазмы с концентрацией ионов $\lesssim 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Гибридные модели позволяют рассчитывать структуру ударной волны на пространственных масштабах более $10000 l_i$. В условиях ограниченного разрешения это позволяет успешно строить модели нерелятивистских сверхкритических УВ.

Моделирование бесстолкновительной УВ начинается с инициализации соответствующего течения плазмы. В PIC-методе можно инициировать УВ посредством столкновения двух течений (или облаков плазмы), движущихся навстречу друг другу и имеющих магнитное поле направленное вдоль скорости их движения (см., например, [106]). Распространённый способ инициализации УВ состоит в отражении сверхзвукового и сверхальевновского потока частиц от проводящей неподвижной стенки. Частицы сверхзвукового потока с максвелловским распределением инжектируются на противоположной стенке конце области моделирования, где находится открытая граница. По пространственным координатам, поперечным к направлению потока, задают периодические граничные условия. После отражения потока формируется фронт бесстолкновительной УВ, движущийся от стенки в положительном направлении пространственной оси, направленной против потока. Краткое описание метода гибридного моделирования УВ в многокомпонентной электрон-ионной плазме приведено в работе [93], где на рис. 2–4 показаны результаты моделирования структуры фазового пространства ионов сильной УВ с различными углами наклона однородного магнитного поля к нормали УВ, полученные на основе гибридного PIC-кода Maximus [123].

Важная особенность квазипродольных УВ — формирование *предвестника*. Так называют область перед фронтом волны, возмущённую отражёнными и ускоренными частицами. Данная область показана на рис. 4а. Популяция отражённых частиц с положительной скоростью видна правее пика магнитного поля, который

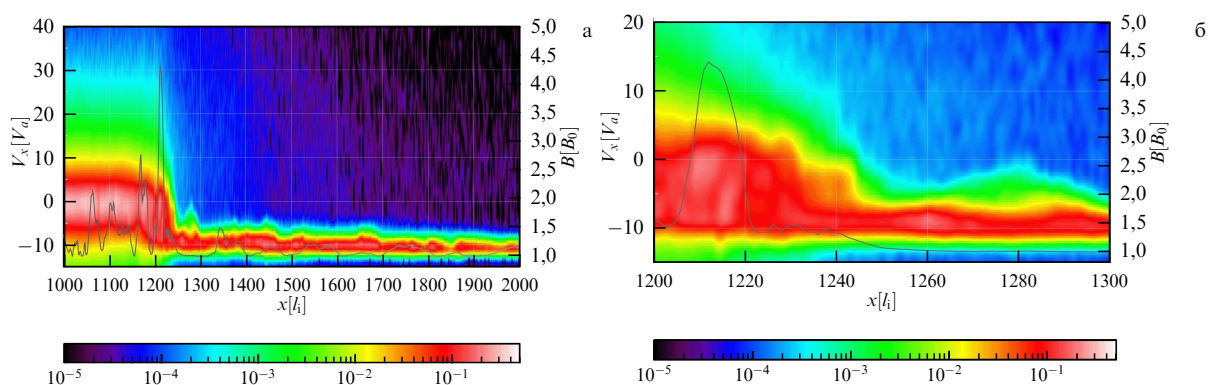


Рис. 4. Структура фазового пространства V_x – x частиц для квазипродольной УВ с углом наклона магнитного поля к нормали к фронту в 10° , альевновским числом Маха $M_a = 10$ и отношением давления плазмы к давлению магнитного поля в натекающем потоке плазмы, равным $0,1$. Расчёты выполнены гибридным кодом [123]. Геометрия задачи — плоская (2D); область моделирования имеет размерность $10000 \times 600 \times 1$ квадратных ячеек с длиной ребра, равной одной инерционной длине иона (l_i). Чёрная сплошная линия показывает сглаженный профиль магнитного поля.

для удобства нанесён на фазовую плоскость линий). Анализ траекторий отражённых частиц показывает, что эти частицы не просто зеркально отражаются от фронта, а некоторое время движутся вдоль него, постепенно набирая энергию. В лабораторной системе отсчёта, связанной с покоящейся отражающей стенкой, часть ионов приобретает скорости свыше $+2,5$ альвеновской скорости, что позволяет им уходить от фронта УВ вверх по натекающему на фронт сверхзвуковому потоку. Сам фронт УВ можно ассоциировать с пиком магнитного поля, показанным сплошной линией на фазовых плоскостях $V_x - x$. На рисунке 46 область фронта УВ дана в увеличенном масштабе. У частиц с положительными скоростями, проникающих в глубь натекающего потока, заметно размытие по скоростям и формирование диффузной популяции ионов. Быстрые ионы такой популяции ввиду отсутствия кулоновской релаксации будут инжектированы в механизм ускорения Ферми на ударной волне, который мы рассмотрим в разделе 5. Инжекция электронов — существенно более сложный процесс из-за большой разницы гирорадиусов ионов и электронов. Структура сверхкритических УВ, наиболее интересных как эффективные ускорители частиц, определяется процессами на ионных масштабах, поскольку в быстрых УВ энергия течения сосредоточена именно в ионах. Чтобы инжектироваться в ускорение, электроны должны сначала достичь энергий, соответствующих равенству их ларморовских радиусов с таковыми у ионов. Сделать это электроны могут за счёт взаимодействия с турбулентными флуктуациями, сформированными неустойчивостями потоков ионов [124]. Отметим, что для учёта динамики электронов PIC-моделирование требует длинных расчётов. Такой 1D расчёт, выполненный в работе [125], показал что в квазипараллельной УВ вначале имеет место предварительный нагрев электронов при их дрейфовом движении, а затем происходит их предускорение при взаимодействии с белловскими модами в предфронте УВ. Авторы указанной работы оценили отношение числа электронов к ионам $\lesssim 10^{-2}$ среди частиц, инжектированных в ускорение, в сильной нерелятивистской волне.

Расчёты на основе различных версий PIC-метода показали, что у квазипродольных УВ ширина достигает $\gtrsim 100 l_i$, а у квазипоперечных — $\sim 10 l_i$. Структуру бесстолкновительной квазипоперечной УВ иллюстрирует рис. 5, где показаны характерные особенности формирования фронта такой волны (см. подробнее [22, 103, 104]). Модели квазипоперечных УВ показывают, что электроны могут эффективно инжектироваться в процесс ускорения Ферми. В то же время наличие диффузной популяции ионов, убегающих вверх по потоку, зачастую не выражено. Анализ PIC-модели, скомбинированной с МГД-описанием крупных масштабов, показал, что для каждого угла наклона поля к нормали к фронту УВ имеется своё критическое альвеновское число Маха M_a , начиная с которого запускается механизм диффузионного ускорения частиц [126]. Например, для угла наклона поля в 60° данное число должно превышать 46. При значениях $M_a > 50$ инжекция и ускорение ионов слабо зависят от уровня замагниченности плазмы. Следует иметь в виду, что модели PIC, как правило, фиксируют направление магнитного поля в невозмущённом натекающем потоке плазмы перед УВ. Наблюдения молодых остатков СН свидетельствуют о формировании в сильных УВ сверхновых спектра ускоренных протонов, про-

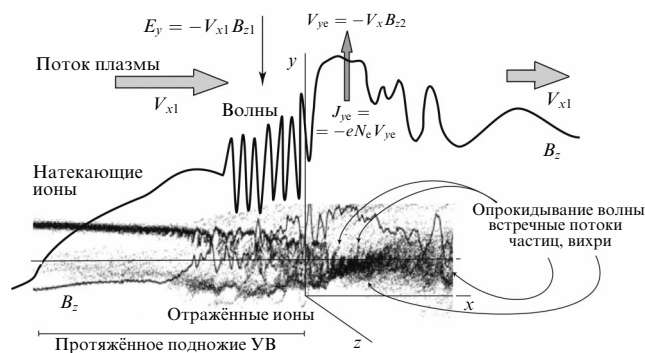


Рис. 5. Схематическая структура бесстолкновительной сверхкритической квазипоперечной УВ. Показаны профили магнитного поля и плотности плазмы в области вязкого диссипативного скачка, обусловленного отражением ионов. Магнитное поле тока, создаваемого отражёнными ионами, формирует перед вязким скачком магнитную структуру, называемую *подножием* ударной волны. Электрическое поле, направленное вдоль фронта, способно ускорять частицы во время электрического дрейфа. (Воспроизведено из статьи [22], см. также [103, 104].)

тягивающегося более чем на 8 декад. Подобную же протяжённость имеет и динамический диапазон магнитной турбулентности, создаваемой ускоренными частицами. Поскольку имеет место сильная связь между плазменными микромасштабами (определяющими инжекцию) и длинноволновыми флуктуациями (порождёнными ускоренными частицами), упомянутая выше фиксация направления поля на границе области моделирования, которая много уже области генерации турбулентности ускоренными частицами, ограничивает применимость комбинированных PIC-МГД моделей. В сильных протяжённых УВ остатков сверхновых ускоренные ионы и электроны приобретают релятивистские энергии и формируют нетепловое излучение этих остатков, наблюдаемое в диапазоне от радиоволн до гамма-лучей. Покидающие ускоритель частицы высоких энергий пополняют популяцию космических лучей в Галактике.

5. Механизмы ускорения космических лучей

Основные источники энергии плазменных течений в ускорителях КЛ связаны с гравитационным коллапсом звёзд, с аккрецией на компактные объекты, с термоядерными вспышками и с торможением быстровращающихся релятивистских звёзд. Ускорители КЛ в Галактике должны обеспечивать конверсию мощности течений высокопроводящей плазмы релятивистским частицам с эффективностью порядка 10 % и выше. Это указывает на вероятную важность учёта нелинейных эффектов обратного влияния ускоренных релятивистских частиц на течения фоновой плазмы и магнитные поля. Энергичная эжекта сверхновой звезды распространяется с начальной скоростью несколько тысяч км s^{-1} и формирует сильные УВ: сначала в околозвёздной среде, а затем и в межзвёздной среде.

В системах с высокой замагниченностью источником энергии ускоренных частиц является диссипация магнитных полей в токовых слоях сильно замагниченной плазмы [138–142]. Такие процессы характерны для вспышек на звёздах (включая Солнце), для магнитосфер Земли и планет, а также для вспышек магнетаров. Торможение

быстровращающихся пульсаров формирует за областью их светового цилиндра релятивистские ветры электрон-позитронных пар с высокой начальной замагниченностью $\sigma \gg 1$. Конверсия энергии такого ветра в ускоренные частицы предполагает наличие процессов пересоединения силовых линий магнитного поля с формированием электрических полей [143, 144].

Высокоскоростные течения эжекты сверхновых с ударными волнами имеют альвеновское число Маха $M_a \gg 1$ и, соответственно, параметр замагниченности $\sigma = 1/M_a^2 \ll 1$. Механизм ускорения частиц, предложенный Ферми [18], эффективно работает в течениях слабо и умеренно замагниченной плазмы. Мы остановимся подробнее на особенностях механизма Ферми, поскольку он позволяет УВ эффективно ускорять частицы и формирует протяжённые по энергии степенные спектры нетепловых ускоренных частиц, подобные наблюдаемым. Кроме того, моделирование процесса ускорения Ферми открыло несколько важных направлений в проблеме соотношения регулярной и стохастической динамики частиц и в проблеме нелинейной динамики бесстолкновительных ударных волн в космической плазме.

5.1. Ускорение Ферми

Высокоэнергичные заряженные частицы космических лучей рассматриваются в оригинальной версии механизма Ферми как пробные частицы, которые взаимодействуют с магнитными и индукционными электрическими полями движений фоновой плазмы и испытывают ионизационные потери энергии от кулоновских соударений с плазмой.

При отражении быстрой частицы, имеющей скорость βc , энергию E иpitch-угол θ , от магнитного облака фоновой плазмы, движущегося со скоростью $\tilde{\beta} c$ относительно лабораторной системы отсчёта, изменение энергии частицы E' составит [18]

$$\frac{E'}{E} = \frac{1 + 2\tilde{\beta}\beta \cos \theta + \tilde{\beta}^2}{1 - \tilde{\beta}^2}. \quad (4)$$

Поскольку вероятность встречных столкновений выше вероятности догоняющих, при многократных рассеяниях быстрой частицы неоднородностями, имеющими случайные скорости, результирующий эффект сводится к набору энергии частицей после усреднения по ансамблю рассеивателей [18]:

$$\left\langle \ln \left(\frac{E'}{E} \right) \right\rangle = 4\tilde{\beta}^2 - 2\tilde{\beta}^2 \beta^2 \cos^2 \theta. \quad (5)$$

Ферми отметил, что стохастическое ускорение в межзвёздной среде должно быть достаточно медленным из-за малости скоростей рассеивателей ($\tilde{\beta} \ll 1$) и скорость набора энергии тяжёлыми ядрами не может эффективно конкурировать с кулоновскими ионизационными потерями энергии высокозарядных ионов с энергиями ниже ГэВ. Таким образом, для стохастического ускорения необходим эффективный механизм инжекции, т.е. предварительного ускорения частиц до энергии, начиная с которой темп ускорения Ферми превышает скорость потерь. В последующей работе [145] Ферми предположил, что инжекторами быстрых частиц в процесс ускорения являются процессы на звёздах. Он также отметил роль диффузионного утекания космических лучей из

Галактики с характерным временем порядка 10 млн лет и указал на потенциальную важность скачков магнитного поля на фронтах ударных волн для существенно более эффективного рассеяния заряженных частиц высоких энергий. Через несколько лет после работ Ферми были открыты солнечный ветер и бесстолкновительные ударные волны в космической плазме, обсуждаемые нами в разделе 4. Механизм ускорения космических лучей за счёт взаимодействия с магнитными неоднородностями, предложенный Ферми [18, 145], оказался универсальным и очень эффективным, и он лежит в основе процессов ускорения частиц плазменными течениями с различной конфигурацией и степенью замагниченности (см., например, [141, 146–148]).

Попытка С. Улама исследовать механизм Ферми на основе простейшей численной одномерной математической модели, построенной для наблюдения за эволюцией энергии частицы, движущейся между идеально отражающими стенками, колеблющимися по заданному регулярному закону, привела изначально к отсутствию роста со временем средней энергии частицы [149], т.е. к отсутствию ускорения. Последующий детальный анализ модели Улама с регулярным движением отражающих стенок в работах Г.М. Заславского и Б.В. Чирикова [150] выявил границы области скоростей частицы, отделяющих полностью стохастическое поведение с наличием ускорения Ферми при малых скоростях частицы $v \lesssim V\sqrt{L/a}$ от области высоких скоростей частицы, где эта скорость испытывает лишь устойчивые малые колебания. Здесь V — амплитуда скорости стенки, L и a — расстояние между стенками и амплитуда смещения стенки соответственно. Между стохастическим и регулярным режимами имеется промежуточная область, которая сообщается со стохастическими областями фазового пространства. При $\sqrt{L/a} \gg 1$ в данной модели эффект ускорения Ферми явно выражен в области стохастичности, и он может быть описан уравнениями типа Фоккера–Планка [150]. Исследование упрощённой модели ускорения Ферми положило начало интересному развитию теории стохастической неустойчивости нелинейных колебаний [151–153], существенной для понимания связей между регулярной динамикой частиц и статистической механикой.

В 1977 г. был открыт эффективный сценарий ускорения частиц до высоких энергий нерелятивистскими ударными волнами (УВ), использующий регулярное изменение энергии частиц по соотношению (1), но с многократным возвратом части частиц в область сжатия за счёт рассеяния в оттекающем от фронта потоке плазмы, что обеспечивает сверхадиабатическое ускорение (т.е. выше, чем обусловленное адиабатическим сжатием плотности и магнитного поля с КЛ) [154–157]. Действительно, рассеяния частиц в системе отсчёта, связанной с однородным потоком — как натекающим на фронт УВ, так и оттекающим — к изменению величины импульса не приводят. Изменение величины импульса частицы δp имеет место только при пересечении фронта УВ. В одном цикле пересечения фронта, включающем одно встречное столкновение с рассеивателем в натекающем потоке и одно столкновение в оттекающем потоке, изменение величины импульса, усреднённой по близкому к изотропному распределению скоростей частиц в системе покоя фронта УВ,

$$\frac{\delta p}{p} = \frac{4(u_1 - u_2)}{3v}.$$

Приближённая изотропия распределения частиц по импульсам обусловлена большим числом столкновений и нерелятивистскими скоростями потоков неоднородностей. Здесь u_1 — скорость рассеивателей, натекающих на фронт УВ, а u_2 — их скорость в оттекающем потоке (обе измеренные относительно покоящегося фронта УВ). Для бесконечной среды при любой конечной вероятности рассеяния частица вернётся на фронт УВ из натекающего потока с вероятностью единица. Вероятность возврата на фронт УВ из оттекающего потока в случае рассеяния быстрой частицы с $v \gg u_2$ приближённо равна $(1 - 4u_2/v)$. В идеализированной плоской УВ в бесконечной среде при большом числе циклов возврата пробной частицы формируется степенное распределение частиц по импульсам. Для числа частиц с импульсом, большим p , (т.е. интегрального спектра $F(p)$) на фронте УВ имеем:

$$F(p) \propto p^{-\Gamma}, \quad \Gamma = \frac{3u_2}{u_1 - u_2}$$

в интервале от импульса инжекции до максимального импульса, определяемого числом пройденных циклов к данному моменту времени [158]. Суть механизма — в регулярном наборе энергии при каждом пересечении скачка скорости рассеивателей на фронте УВ и в формировании степенного спектра за счёт распределения вероятностей числа возвратов частицы [155, 159, 160]. Такой механизм обладает высокой эффективностью передачи энергии течения плазмы на фронте сильной УВ. В процессе ускорения указанный механизм формирует степенные спектры энергичных частиц, показатели степени которых в модели пробных частиц зависят только от отношения скоростей рассеивающих центров в системе покоя фронта УВ. Если рассеивающие центры не имеют собственной скорости относительно течения плазмы, то данное отношение — это степень сжатия плазмы в УВ. Для сильной УВ в нерелятивистской плазме в данном случае $u_1/u_2 = 4$, а $\Gamma = 1$. Дифференциальный спектр частиц $\Phi(p) = dF/dp \propto p^{-\Gamma-1}$. В расчётах излучения КЛ и других задачах часто используется функция распределения частиц в фазовом пространстве; в дальнейшем мы её обозначаем $f(p)$ и имеем связь: $dN = f(p) 4\pi p^2 dp = \Phi(p) dp$.

Рассмотренный выше упрощённый вероятностный анализ рассеяния пробных частиц предполагает предварительное решение проблемы инжекции, т.е. проблемы отделения доли фоновых частиц, попавших в режим ускорения ударной волной. Э. Ферми [18, 145] указывал на серьёзность проблемы инжекции ввиду сильных ионизационных потерь энергии надтепловыми частицами. Рассмотренные выше современные PIC-модели продемонстрировали возможность инжекции частиц в механизмы ускорения как составной части нелинейных процессов формирования вязкого скачка и структуры бесстолкновительных УВ (см. рис. 4 и 5). В условиях малости частоты кулоновских столкновений сильно флуктуирующие электрические и магнитные поля, вызванные неустойчивостями сверхзвукового и сверхальвеновского потока плазмы в УВ, наряду с нагревом плазмы формируют нетепловое распределение частиц. Последовательное решение проблем инжекции и формирования магнитных неоднородностей, рассеивающих энергичные частицы в космических ускорителях частиц, требует кинетического моделирования взаимодействия фоновой плазмы и

популяции нетепловых частиц в интервале масштабов с динамическим диапазоном, недоступным сегодняшним компьютерам. Моделирование методом Монте-Карло [23, 164–167] является естественным развитием вероятностного описания, рассмотренного выше, и позволяет строить стационарные нелинейные модели УВ, модифицированных КЛ, в ускорителях с высокой эффективностью ускорения частиц.

5.2. Моделирование методом Монте-Карло ударных волн, модифицированных ускоренными частицами

Природа рассеивателей частиц в простой вероятностной модели не конкретизируется, что достаточно для определения асимптотического вида спектра в одномерной задаче. Эффективность механизма ускорения проявляется, в частности, в том, что показатель дифференциального спектра ускоренных пробных частиц (т.е. рассчитанный без учёта обратного влияния КЛ на течение с УВ) $(-\Gamma - 1)$, как показано выше, для сильной УВ стремится к 2. Это приводит к логарифмическому росту давления релятивистских частиц $P_{CR} \propto \ln(p_{max}/p_0)$ с ростом максимального импульса ускоренных частиц p_{max} . Поскольку надтепловые энергичные частицы КЛ могут убежать ввысь по течению, градиент давления КЛ может тормозить натекающий поток плазмы и модифицировать структуру течения УВ. На рисунке 6 схематически показан эффект модификации течения плазмы давлением ускоренных частиц, проникающих в поток плазмы, натекающий на фронт УВ. Красными штриховыми линиями показан профиль скорости течения в системе покоя фронта не возмущённой космическими лучами УВ. Он имеет вид скачка скорости с $u_1/u_2 = 4$. Синими сплошными линиями показан профиль УВ возмущённой КЛ. Скорость натекающего на фронт потока плазмы, несущего магнитные неоднородности, тормозится пондеромоторной силой, обусловленной градиентом давления КЛ. Распределение плотности КЛ показано здесь зелёной сплошной линией. Величина вязкого скачка скорости в модифицированной КЛ ударной волне заметно меньше, чем в невозмущённой УВ. Рисунок 6а иллюстрирует модель модификации функции распределения частиц КЛ по импульсам на фронте УВ. Красной линией схематически показана функция распределения частиц в фазовом пространстве $f(p)$ (т.е. спектр КЛ), связанная с ранее введённой спектральной функцией как $dF/dp = 4\pi p^2 f(p)$. Распределение имеет две компоненты: тепловой пик и нетепловой степенной спектр. Торможение натекающего потока УВ давлением КЛ (см. профиль скорости, показанный синей линией на рис. 6а) в случае достаточного темпа инжекции и эффективного ускорения Ферми модифицирует функцию распределения частиц. Температура квазимагнетосферной компоненты уменьшается из-за оттока части потока энергии течения плазмы в КЛ и из-за роста полной степени сжатия плазмы (асимптотическое отношение $u_1/u_2 > 4$). Зависимость от координаты профиля скорости рассеивающих центров в натекающем потоке приводит к отклонению от степенного закона распределения КЛ высоких энергий. Структура течения в бесстолкновительных УВ, модифицированных ускоренными КЛ, на рис. 6 имеет определённое сходство с моделями сильных столкновительных радиативных УВ, обсуждавшихся в классической монографии Я.Б. Зельдовича и Ю.П. Райзера [161]. Модифицированные излучением УВ выходят

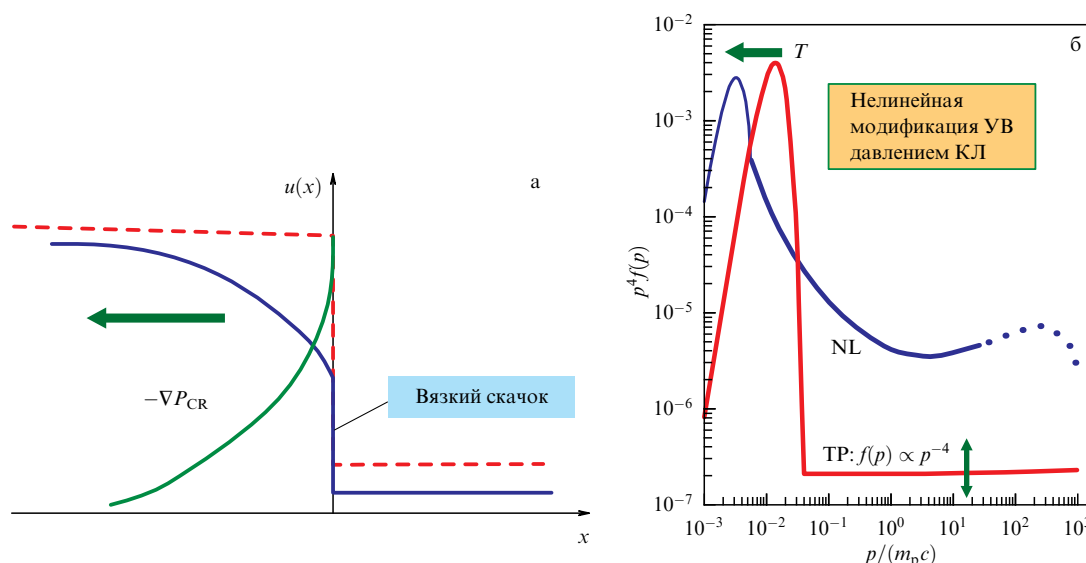


Рис. 6. (а) Схема, поясняющая структуру сильной бесстолкновительной УВ, модифицированной давлением ускоренных частиц. Красной штриховой линией показано, как выглядел бы профиль течения УВ без учёта её модификации градиентом давления КЛ. Синей линией показан профиль ударной волны при учёте торможения натекающего потока плазмы космическими лучами, ею ускоренными. Профиль давления самих ускоренных частиц показан зелёной кривой. (б) Формы спектров ускоренных частиц. Спектры, рассчитанные в модели пробных частиц, показаны красными линиями, а вычисленные с учётом нелинейной модификации течения — синими кривыми.

на поверхность звезды-прародителя сверхновой и, по мере распространения, переходят в режим бесстолкновительной УВ сверхновой [162]. Существенное отличие модифицированных УВ состоит в возможности исчезновения вязкого скачка в радиативной УВ, в то время как в моделях ускорения КЛ скачок хоть и редуцирован по сравнению с невозмущенной УВ (см. рис. 6), однако же остаётся конечным, поскольку на нём осуществляется инъекция КЛ. В моделях с переускорением КЛ, вероятно, возможны непрерывные течения, подобные радиативным. Основные черты качественного анализа рис. 6 подтверждают количественные результаты, полученные в нелинейной модели Монте-Карло [23, 163]. Мы кратко обсудим процессы формирования магнитной турбулентности как ключевого фактора модели ускорения Ферми.

Связь космических лучей с течением фоновой плазмы осуществляется через рассеяние КЛ неоднородностями магнитного поля. Если собственные скорости рассеивателей относительно плазмы порядка альвеновской скорости в невозмущённом магнитном поле, то относительно фронта сильной УВ с $M_a \gg 1$ они переносятся со скоростью, близкой к скорости фоновой плазмы³. Ускорение частиц сходящимися потоками плазмы в диффузионном механизме ускорения КЛ ударными волнами неизбежно сопровождается возникновением анизотропии распределения по импульсам ускоренных частиц локально перед фронтом УВ. Неустойчивости анизотропных распределений КЛ сопровождаются усилением фоновых флуктуаций магнитного поля с масштабами, как резонансными гирорадиусам ускоренных частиц (см. [106, 168–170]), так и нерезонансными [171].

Нелинейное моделирование методом Монте-Карло ускорения КЛ сильной ударной волной [23, 163] реали-

зует итерационную схему, на каждом шаге которой рассчитывается полная функция распределения частиц в зависимости от координаты и импульса частицы, без разделения частиц на тепловую и нетепловую компоненты. Распределение частиц является неравновесным и анизотропным. Скорость роста магнитных флуктуаций вычисляется на основе квазилинейных дисперсионных соотношений [169–171]. При этом важно, чтобы между двумя последовательными итерациями изменение магнитного поля было мало, что обосновывает возможность использования квазилинейных соотношений. Спектр флуктуаций определяет уравнение баланса энергии между ростом флуктуаций, нелинейным переносом энергии по спектру и диссипацией мод. На основе расчёта турбулентности определяются транспортные пробеги частиц — ключевой элемент переноса частиц в модели Монте-Карло. Макроскопические скорости плазмы определяются как моменты функции распределения частиц, причём рассчитываются скорости рассеивателей (магнитных флуктуаций) относительно плазмы. Итерации выполняются до нахождения функции распределения, удовлетворяющей законам сохранения полных потоков энергии и импульса в стационарной УВ. Наличие стационарных решений обеспечивается балансом между притоком кинетической энергии частиц с невозмущённым потоком плазмы и уходом из системы ускоренных КЛ, достигнувших границы свободного ухода, определяемой физическим размером ускорителя.

Механизмы формирования магнитной турбулентности в предфронте УВ позволяют описывать процессы рассеяния частиц; эти механизмы включены в модели Монте-Карло наряду с нелинейной модификацией одномерного течения градиентом давления КЛ [23, 163]. Как показано на рис. 6б, распределение по импульсу частиц, ускоренных плоской УВ (с течением, модифицированным ускоренными нетепловыми частицами), имеет спектр, отличный от степенного распределения модели пробных частиц, описанной выше (красная сплошная линия на

³ Токи ускоренных частиц, убегающих из области ускорения, могут существенно усиливать магнитные поля. Тогда скорость рассеивателей может существенно отличаться от скорости фоновой плазмы.

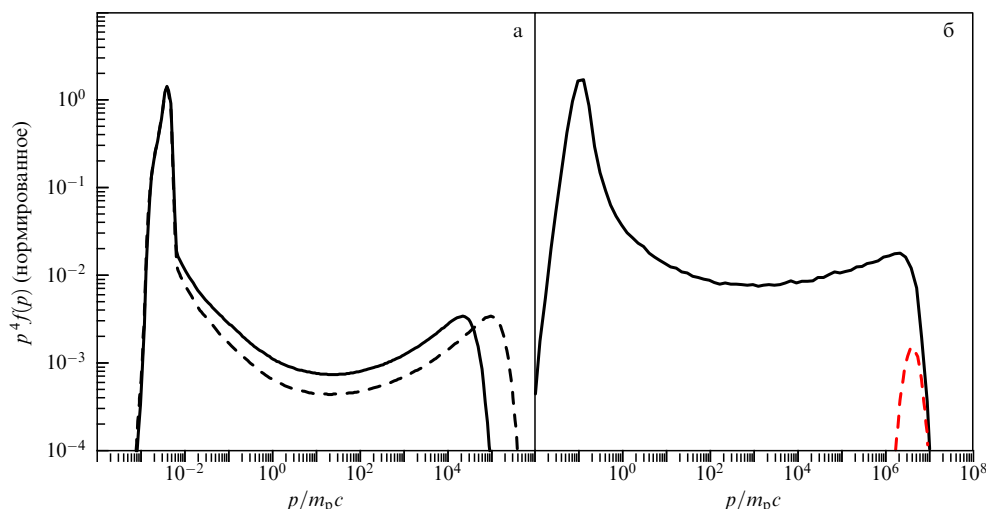


Рис. 7. Рассчитанные методом Монте-Карло стационарные спектры протонов, ускоренных сильными плоскими УВ. Модель учитывает нелинейные эффекты томожения потока плазмы, натекающего на фронт УВ, а также усиление флуктуирующих магнитных полей анизотропными распределениями ускоренных частиц в предфронте УВ [23]. (а) Результаты модельных расчётов спектров КЛ молодых остатков сверхновых Кассиопея А (сплошная кривая) и Тихо Браге (штриховая кривая). Эти два остатка сверхновых имеют схожие скорости УВ порядка 4000 км с^{-1} , но разные радиусы. (б) Спектр протонов, ускоренных на УВ, бегущей со скоростью $\sim 0,2c$. УВ такого типа рассматриваются в разделе 7.1 в качестве источника КЛ и нетеплового излучения в протяжённом рентгеновском джете микровозара SS 433. Красная штриховая кривая показывает спектр протонов, убегающих из ускорителя в сторону натекающего на УВ потока плазмы.

рис. 6б). На рисунке 7 показаны модельные спектры частиц, ускоренных плоской модифицированной УВ, рассчитанные с помощью нелинейной модели Монте-Карло для параметров, соответствующих УВ молодых остатков СН Кассиопея А и Тихо Браге (рис. 7а). На рисунке 7б показано распределение частиц, формируемое УВ с субрелятивистской скоростью $\sim 0,2c$, характерной для протяжённых джетов микровозара SS 433 (см. далее раздел 7.1). Модельные спектры электронов и ядер позволяют рассчитать ожидаемые спектры и изображения остатков СН в радио-, рентгеновском и гамма-диапазонах, а также потоки нейтрино высоких энергий. Сравнение с наблюдениями даёт возможность проверки адекватности весьма сложных моделей космических ускорителей частиц.

6. Рентгеновское излучение остатков сверхновых звёзд

На основе первых данных рентгеновских наблюдений Гинзбург и Сыроватский [172] отметили возможность синхротронного (магнитотормозного) происхождения рентгеновского излучения Крабовидной туманности. Сегодня установлено, что синхротронное излучение Крабовидной туманности, сформированное мощным релятивистским ветром пульсара PSR B0531 + 21 остатка сверхновой СН 1054, простирается до энергий порядка 100 МэВ (и даже выше в моменты вспышек) [16]. На основе модельной экстраполяции данных радионаблюдений синхротронного излучения оболочки сверхновой СН 1006 авторы работы [173] показали возможность детектирования синхротронного излучения этой сверхновой в рентгеновском диапазоне. Наблюдения рентгеновской обсерваторией Chandra позволили построить изображения протяжённых молодых остатков СН с разрешением около угловой секунды. Сочетание беспрецедентного углового разрешения и высокой чувствительности обсерватории Chandra позволило обнаружить

тонкие яркие рентгеновские филаменты у внешних границ рентгеновской оболочки, на изображениях в диапазоне энергий фотонов $4\text{--}6 \text{ кэВ}$. В указанном диапазоне энергий мал вклад линий К-оболочек распространённых химических элементов, и непрерывное излучение доминирует в ярких филаментах. Степенной спектр этого излучения указывал на его синхротронную природу, в соответствии с предсказаниями [173]. Наблюдаемые профили рентгеновского излучения в ряде случаев имеют ширину в несколько секунд дуги, что существенно уже наблюдаемых синхротронных радиопрофилей оболочек молодых остатков СН, таких как Кассиопея А, Тихо Браге, СН 1006, RXJ J1713.7-3946 и др. Узость синхротронных рентгеновских филаментов нельзя объяснить быстрым падением магнитного поля за фронтом внешней УВ СН, поскольку тогда и ширина радиооболочки была бы такой же. Вероятно, различие ширин обусловлено узким распределением ультрарелятивистских электронов с энергиями выше $T\text{эВ}$, ускоренных быстрой УВ. Скорость потерь энергии электронов на синхротронное и комптоновское излучение $\propto p^2$ [14], что и определяет различие ширины области излучения Δ за фронтом УВ в зависимости от энергии синхротронного фотона E_{ph} .

Величина Δ зависит от характера переноса частиц в течении за фронтом УВ. Эта величина определяется из решения уравнения переноса, где учитывается диффузия и адвекция релятивистских электронов. Коэффициент диффузии КЛ определяется эволюцией сильной турбулентности за фронтом сильной УВ, источником которой являются неустойчивости, обусловленные анизотропией ускоренных релятивистских протонов. В теории диффузионного ускорения КЛ ударными волнами часто используют упрощённое параметрическое задание коэффициента диффузии частиц $D(p)$ в сильной турбулентности с $D(p) = \eta c^2 p / (ZeB)$, где B — амплитуда турбулентного магнитного поля (так называемая диффузия Бома). Если коэффициент диффузии мал, т.е. $D(p) < u_2 \Delta$, то перенос

электронов, излучающих синхротронное рентгеновское излучение, обусловлен адвекцией. В данном случае измерение ширины рентгеновского филамента Δ в интервале энергий вокруг E_{ph} позволяет оценить напряжённость магнитного поля при помощи соотношения [56]:

$$B_2 \approx 178 \left[\frac{\Delta}{10^{17} \text{ см}} \right]^{-2/3} \left[\frac{E_{ph}}{1 \text{ кэВ}} \right]^{-1/3} \times \left[\frac{u_1}{4u_2} \right]^{-2/3} \left[\frac{u_2}{5000 \text{ км с}^{-1}} \right]^{2/3} \text{ мкГс}. \quad (6)$$

Оценки магнитного поля за фронтом сильной УВ обычно выполняют на основе соотношения, предполагающего, что максимальные энергии электронов ускоренных УВ определяются их потерями энергии, а не размерами предфронта, как это имеет место для протонов. В таком случае диффузионная и адвекционные длины близки, и можно получить оценку поля из

$$B_2 \approx 110 \eta^{1/3} \left[\frac{\Delta}{10^{17} \text{ см}} \right]^{-2/3} \text{ мкГс}. \quad (7)$$

Значения величин магнитного поля на основе измеренных обсерваторией Chandra ширины синхротронных рентгеновских филаментов для молодых остатков СН приведены в работе [174]. Размеры филаментов $\Delta \sim 5 \times 10^{16}$ см и магнитные поля с напряжённостью выше 200 мкГс за фронтом УВ остатков СН Кассиопея А и Тихо Браге вычислены по данным наблюдений. В качестве примеров молодых остатков СН мы рассматриваем два остатка. Первым является Кассиопея А — остаток СН IIb с оцениваемым возрастом ~ 340 лет и радиусом $\sim 1,7$ пк, находящийся на расстоянии $\sim 3,4$ кпк [175]. Вторым объектом является остаток СН типа Ia, открытой Тихо Браге в 1572 г. Расстояние до СН Тихо Браге оценивается (с большими неопределённостями) в ~ 3 кпк; угловой диаметр этого остатка $\sim 8'$. Скорости УВ расширяющихся оболочек в обоих остатках ~ 5000 км с $^{-1}$.

Полученные напряжённости магнитного поля в обоих молодых остатках СН разных типов на порядок выше, чем значения, ожидаемые от адиабатического сжатия поперечных к нормали УВ компонент межзвёздного магнитного поля. Высокие напряжённости турбулентных магнитных полей можно получить за счёт механизмов усиления фоновых флуктуаций поля неустойчивостями, связанными с анизотропией и неоднородностью распределения ускоренных КЛ в предфронте УВ [169–171]. Усиленные в предфронте магнитные флуктуации испытывают затем дополнительное сжатие на фронте УВ.

Энергии ускоренных электронов, формирующих синхротронные филаменты Кассиопея А и Тихо Браге, порядка 20 ТэВ. Таким образом, рентгеновские наблюдения с высоким угловым разрешением обсерватории Chandra позволили в рамках синхротронной модели оценить энергии ускоренных частиц, причём максимальные энергии ускоренных протонов могут быть выше 20 ТэВ, поскольку синхротронные потери энергии протонов малы. Полученные значения соответствуют максимальным энергиям частиц, ускоренных УВ СН, рассчитанным с нелинейной моделью Монте-Карло для скоростей УВ выше 3000 км с $^{-1}$ (см. рис. 7а и [23]).

6.1. Поляризованное рентгеновское излучение молодых остатков сверхновых

Наблюдаемые потоки синхротронного рентгеновского излучения молодых остатков СН достаточно велики [176] для измерения поляризации рентгеновского излучения газ-пиксельными детекторами орбитальной обсерватории IXPE (Imaging X-ray Polarimetry Explorer), запущенной в декабре 2021 г. Поляризованное рентгеновское излучение успешно измерено от остатков СН Кассиопея А [177], Тихо Браге [178], СН 1006 [179], RXJ J1713.7-3946 [180] и др.

На рисунке 8 из работы [178] показаны карта значимости детектирования поляризованного рентгеновского излучения остатка СН Тихо Браге (рис. 8а), а карта на рис. 8б представляет векторы поляризации и значения степени поляризации, полученные из анализа наблюдений. На карты IXPE наложены контуры рентгеновского излучения в диапазоне 4–6 кэВ, измеренные обсерваторией Chandra. Наблюдения IXPE показали наличие областей с высокой степенью поляризации, например 23 % ± 4 %, в западной части остатка СН Тихо Браге. Особый интерес вызывают направления векторов поляризации, показанные на рис. 8б. Измеренные направления поляризации, согласно теории синхротронного излучения [14, 15], соответствуют преимущественно радиальным направлениям магнитного поля в области формирования излучения за фронтом УВ. Сильные УВ СН сжимают плазму межзвёздной среды и адиабатически усиливают поперечные к нормали УВ компоненты магнитного поля. Наблюдения СН Тихо Браге, описанные выше, Кассиопея А [177], СН 1006 [179] и некоторых областей в RXJ J1713.7-3946 [180] дали противоположный результат — магнитное поле, направленное локально вдоль нормали УВ, т.е. радиальное для сферического остатка СН. С другой стороны, мы отмечали ранее, что наблюдаемые высокие напряжённости магнитных полей за фронтами УВ этих СН также не могут быть получены адиабатическим сжатием плазмы в УВ. Жёсткие спектры протонов, ускоренных диффузионным механизмом на УВ СН, обеспечивают большую величину свободной энергии анизотропного распределения КЛ, подверженного неустойчивостям. Флуктуирующие магнитные поля могут быть усилены механизмами, связанными с неустойчивостями анизотропных распределений КЛ, ускоренных сильными УВ остатков СН. Нелинейные модели диффузионного ускорения частиц на УВ, рассмотренные выше, допускают конверсию в КЛ $\gtrsim 10$ % потока кинетической энергии натекающей на фронт УВ плазмы (в системе покоя УВ). Последующий переход нескольких процентов плотности энергии КЛ в усиленные неустойчивостями КЛ магнитные поля позволяет достичь наблюдаемых значений напряжённости поля.

Наблюдаемая высокая степень поляризации рентгеновского излучения остатка СН с сильно турбулентным полем объясняется в модели ускорения КЛ ударными волнами существенной анизотропией магнитной турбулентности, усиленной неустойчивостью анизотропных распределений КЛ. Нерезонансная неустойчивость Белла, вызванная током КЛ, покидающих УВ остатка СН, усиливает в предфронте УВ магнитные флуктуации с длинами волн короче гирорадиуса убегающих КЛ [169–171, 181]. Взаимодействие магнитных флуктуаций, усиленных белловской неустойчивостью, с фронтом УВ показано на рис. 9а, где представлены результаты МГД

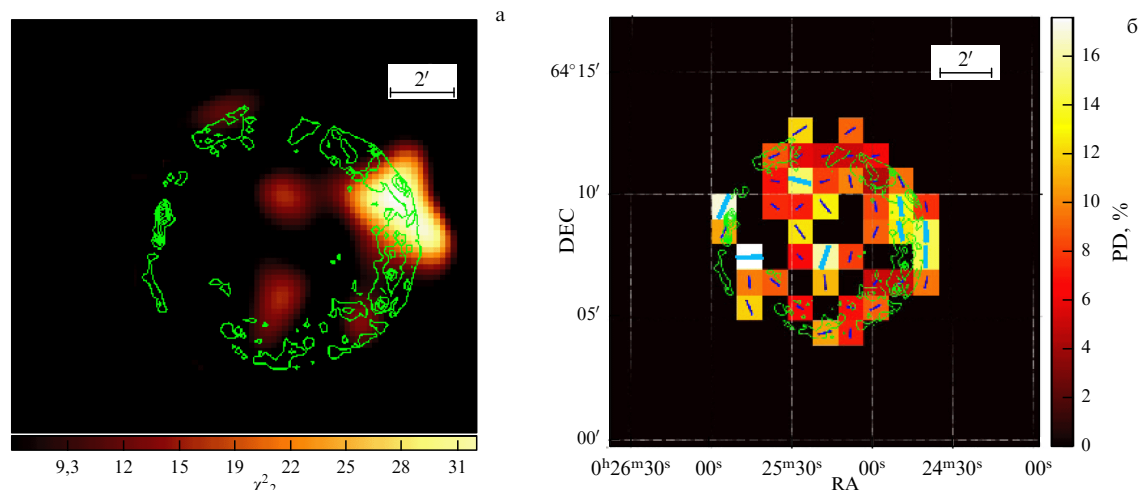


Рис. 8. (а) Карта значимости детектирования поляризованного рентгеновского излучения остатка СН Тихо Браге, сглаженная с гауссовым фильтром с ядром $10,4''$, полученная обсерваторией IXPE [178]. (б) Карта поляризованного рентгеновского излучения в интервале 3–6 кэВ, с размером пиксела $60''$, полученная обсерваторией IXPE. Цветовая линейка справа показывает степень поляризации. Синие линии показывают направление вектора поляризации (электрического поля излучения). Локальное направление магнитного поля в остатке СН ортогонально вектору поляризации. Зелёные контуры показывают карту излучения в диапазоне 4–6 кэВ, построенную обсерваторией Chandra. (Изображения IXPE заимствованы из статьи [178] с любезного разрешения Dr. R. Ferrazzoli.)

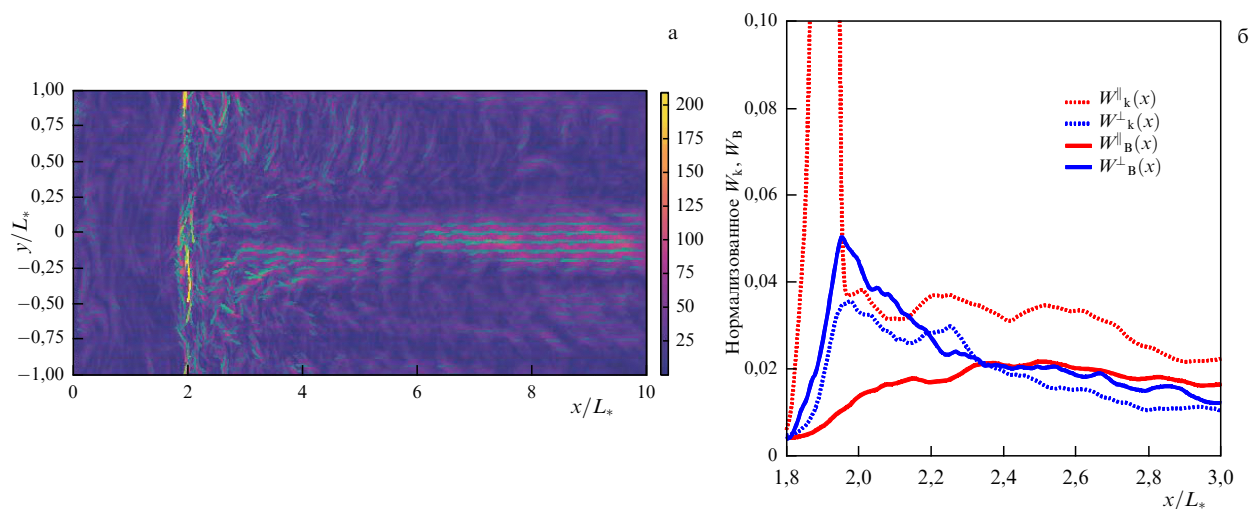


Рис. 9. (а) Пространственное распределение магнитного поля при прохождении через фронт УВ магнитной турбулентности, инициированной нерезонансной неустойчивостью Белла в потоке плазмы, натекающем на фронт УВ. Чётко видна область фронта УВ, искривлённого взаимодействием с флуктуациями плотности. Сжатие на УВ поперечных компонент магнитного поля за фронтом УВ сменяется вниз по течению ростом продольных по отношению к потоку компонент магнитного поля [182]. (б) Плотность энергии турбулентности за фронтом УВ, нормированная на значение плотности кинетической энергии невозмущённого потока, натекающего на фронт УВ. Пунктирные кривые показывают плотности кинетической энергии движений плазмы, а сплошные кривые показывают плотность энергии магнитного поля. Радиальная компонента магнитного поля — сплошная красная кривая, а поперечная компонента поля — сплошная синяя кривая. В затухающей турбулентности за фронтом УВ виден существенный рост радиальной магнитной компоненты и её преобладание над поперечной компонентой с ростом расстояния от УВ. Сильные возмущения фронта УВ приводят к радиальной анизотропии магнитной турбулентности за фронтом УВ [182].

моделирования данного процесса [182]. Механизм формирования магнитных полей, преимущественно направленных вдоль скорости потока плазмы за УВ, иллюстрирует рис. 9б. Нелинейная эволюция усиленных флуктуаций магнитного поля сопровождается формированием сильных флуктуаций плотности в области перед фронтом УВ. Взаимодействие таких флуктуаций плотности с тонким вязким скачком УВ генерирует интенсивную анизотропную турбулентность вихрей скорости плазмы за фронтом УВ. По мере того как свободная анизотропная вихревая турбулентность затухает, удаляясь от фронта УВ, она усиливает динамо-механизмом Казанцева магнитные флуктуации. При этом формируется

преимущественно радиально ориентированное турбулентное магнитное поле в быстрых УВ молодых остатков СН [182]. На рисунке 10 из работы [182] показана степень рентгеновской поляризации синхротронного излучения как функция радиуса внутри сферического остатка СН, рассчитанная в рамках описанного выше подхода. Модель позволяет получить степени поляризации выше 20 % для остатков СН с параметрами, соответствующими молодому СН. Важной особенностью модели является чувствительная зависимость степени и направления поляризации рентгеновского излучения от масштаба турбулентности, генерированной белловской неустойчивостью КЛ. Масштаб магнитной турбулент-

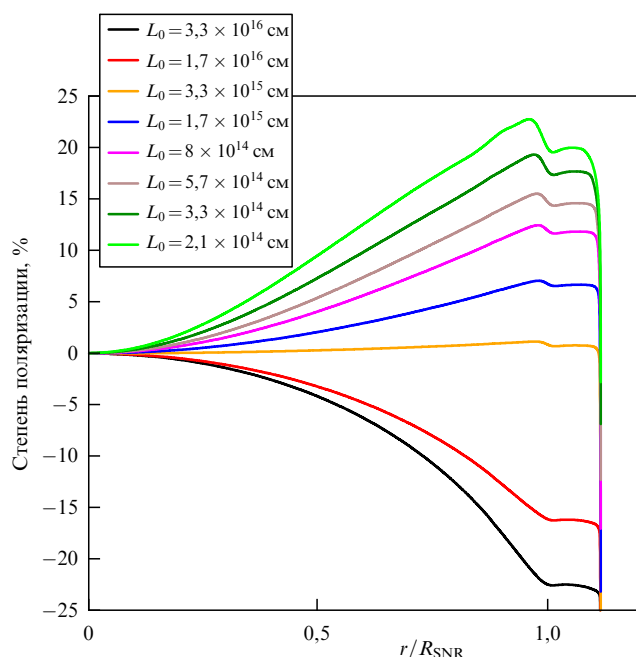


Рис. 10. Степень поляризации рентгеновского излучения в остатке СН как функция радиуса, нормированная на радиус УВ [182]. Профили поляризации рассчитаны для различных значений основного масштаба белловской турбулентности L_0 . Доля синхротронных фотонов по отношению к тепловым предполагалась равной 0,6. Положительные и отрицательные значения степени поляризации соответствуют поперечному и радиальному направлениям поляризации излучения (электрического поля фотонов) соответственно.

ности на порядки ниже пространственного разрешения детектора IXPE. Однако измерение поляризации позволяет тестировать турбулентные плазменные процессы даже в малых пространственных масштабах, которые не разрешает IXPE. Рентгеновские наблюдения с высоким угловым разрешением обсерватории Chandra совместно с измерениями поляризации рентгеновского излучения молодых остатков СН детекторами IXPE позволили получить уникальную информацию о процессах ускорения частиц в остатках СН.

7. Гамма-излучение остатков сверхновых звёзд

Наблюдение гамма-излучения КЛ высоких энергий является естественным способом проверки как гипотез о характере источников КЛ, так и моделей распространения КЛ в Галактике [14, 24, 25, 29, 183]. Современные гамма-обсерватории им. Ферми, H.E.S.S., MAGIC, VERITAS, HAWC, LHAASO, Тайга достигли чувствительности, позволившей детектировать гамма-излучение остатков СН в Галактике и Магеллановых Облаках. Обзор некоторых результатов наблюдений гамма-излучения остатков сверхновых можно найти в работах [56, 96, 174, 184, 185].

Более 70 лет назад было обнаружено синхротронное радиоизлучение остатков СН, доказавшее ускорение релятивистских электронов с энергиями диапазона ГэВ, лежавшее в основе теории происхождения космических лучей Гинзбурга и Сыроватского [14]. Одна из задач гамма-астрономии — поиск прямых свидетельств ускорения протонов в остатках СН. Хотя гамма-излучение

остатков сверхновых было детектировано в середине 1960-х гг., отделить в нём надёжно излучение электронов и позитронов от излучения протонов не было возможности. Неупругие столкновения релятивистских протонов КЛ с межзвёздным газом сопровождаются рождением π^0 -мезонов, распад которых в системе покоя пиона даёт два кванта с энергиями около 67,5 МэВ. Излучение релятивистских протонов со степенным спектром при неупругих р-р-столкновениях имеет характерный пик в распределении энергии квантов по спектру, лежащий в интервале энергий между 100 МэВ и несколькими ГэВ. Форма пика зависит от спектрального индекса распределения релятивистских протонов (см., например, [186]). Средневозрастные остатки СН IC 443 и W44 (их возраст больше 10000 лет) имеют высокую светимость в диапазоне ГэВ с потоком энергии $\sim 10^{-10}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$, что обусловлено их взаимодействием с плотным окружением в виде молекулярных облаков. Наблюдения гамма-телескопом AGILE и обсерваторией имени Ферми IC 443 и W44 позволили впервые обнаружить особенность в спектре излучения выше 100 МэВ [187, 188]. Полученный спектр гамма-квантов совместим с ожидаемым от излучения при рр-взаимодействиях ускоренных протонов. Для надёжного отделения вклада излучения протонов от тормозного излучения первичных и вторичных электронов нужны измерения спектра на энергиях ниже 100 МэВ, однако на сегодня это представляет сложную проблему для детекторных технологий.

Наблюдения гамма-излучения молодых остатков сверхновых используют для оценки характера процессов ускорения частиц и их вклада в наблюдаемый спектр галактических КЛ. Важную роль здесь играет определение спектров и максимальных энергий частиц, ускоренных в остатке СН. Гамма-излучение IC 443 и W44 после 10 ГэВ имеет мягкий фотонный индекс спектра > 2 , что отличает эти источники от более молодых остатков СН Кассиопея А, Тихо Браге, RXJ J1713.7-3946, RXJ0852.0-4622. В частности, очень интересный остаток СН RXJ J1713.7-3946 (см., например, [189]) имеет жёсткий фотонный индекс $\sim 1,5$ в диапазоне ГэВ, для энергий выше ТэВ — ~ 2 . Однозонные модели RXJ J1713.7-3946 позволяют объяснить наблюдаемый жёсткий индекс комптоновским излучением электронов, ускоренных сильной УВ СН [190]. Однако есть наблюдательные указания на более сложную, многозонную структуру RXJ J1713.7-3946 [180, 191], включающую возможное взаимодействие отдельных частей остатка СН с плотным молекулярным газом. По оценке на основе модели [192], включающей как излучение при ядерных взаимодействиях, так и комптоновское рассеяние ускоренных лептонов, соотношение вкладов в наблюдаемый поток от излучения протонов и электронов может быть 6:4.

Остаток СН RXJ J1713.7-3946, расположенный в южном небе, имеет слабый радиопоток, а чувствительные рентгеновские наблюдения обнаружили сложную конфигурацию ударных волн в разных областях RXJ J1713.7-3946 с широким интервалом скоростей от 900 до 4000 км с^{-1} [191]. Самый молодой галактический остаток СН G1.9+0.3, с оцениваемым возрастом около 100 лет, имеет скорость УВ $\sim 14000 \text{ км с}^{-1}$ [193]. Интересно отметить, что сравнение спектров нетеплового рентгеновского излучения RXJ J1713.7-3946 и G1.9+0.3, выполненное в работе [194], показало, что темп ускорения электронов в G1.9+0.3, вероятно, существенно мед-

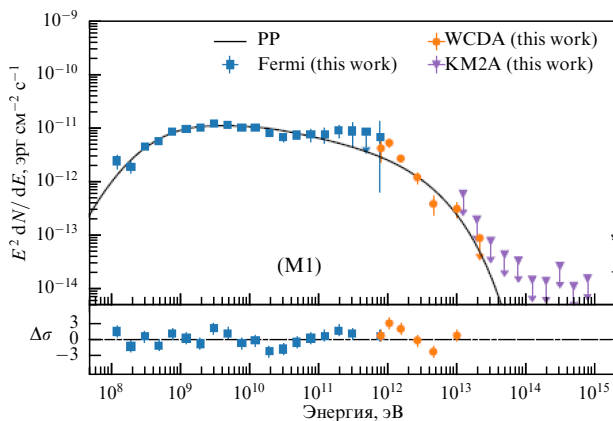


Рис. 11. Спектр гамма-излучения молодого остатка СН Кассиопея А по данным многолетних наблюдений обсерваторией им. Ферми и наземной обсерватории LHAASO [195].

леннее, чем в RXJ J1713.7-3946, несмотря на более высокую оцениваемую скорость УВ. Это говорит о том, что скорость УВ — не единственный фактор, определяющий темп ускорения и максимальные энергии ускоренных частиц. Гамма-излучение G1.9 + 0.3 пока не измерено.

Ввиду ограниченного пространственного разрешения детекторов использование наблюдаемых спектров гамма-излучения для детального тестирования предсказаний моделей ускорения частиц, рассмотренных выше, представляет собой весьма сложную задачу. Детектируемые потоки гамма-излучения от остатков СН включают в общем случае вклады от излучения релятивистских ядер и электронов, захваченных в ускорителе, а также КЛ, покинувших СН на разных стадиях эволюции остатка. В качестве примера можно привести спектр чувствительных многолетних наблюдений остатка СН Кассиопея А обсерваториями имени Ферми и LHAASO [195], приведённый на рис. 11. Форма спектра может быть объяснена излучением протонов, ускоренных УВ остатка, с возможным указанием на вогнуто-выпуклый спектр частиц высоких энергий. Такой спектр соответствует предсказаниям моделей ускорения протонов УВ, представленных на рис. 6 и рис. 7а. Вогнуто-выпуклая форма спектра протонов обусловлена нелинейной модификацией УВ. С другой стороны, есть также возможность объяснения наблюдений комбинацией вкладов ядерной и электронной компонент [195]. Спектры гамма-излучения другого молодого остатка СН Тихо Браге [196], модельные спектры протонов в котором приведены на рис. 7а, могут быть объяснены комбинированным вкладом излучения ядер и комптоновского излучения электронов [197].

Совокупность наблюдений нетеплового излучения RXJ J1713.7-3946 и некоторых других молодых остатков СН даёт основания оценивать максимальные энергии ускоренных в них частиц значениями порядка 100 ТэВ, а полную энергию ускоренных в них ядер $\sim 10^{50}$ эрг [184, 198], что в полной мере соответствует положениям теории происхождения КЛ [14]. Ответа на вопрос о происхождении КЛ в области энергий около ПэВ и за изломом спектра наблюдения молодых остатков СН не дают. Возможны сценарии ускорения частиц на ранних стадиях эволюции сверхновых с возрастом до нескольких лет, например, при наличии плотной околозвёздной оболочки, созданной ветром звёзд — красных

сверхгигантов [80, 82, 199, 200], или умеренно релятивистскими УВ редких классов релятивистских сверхновых [96, 97, 117]. Наблюдения гамма-излучения очень молодых СН в близких галактиках, как, например, SN 2023ixf [86], обсуждавшейся выше, пока весьма редкие.

С другой стороны, высокая чувствительность и накопленные длинные экспозиции гамма-обсерваторий H.E.S.S., HAWC и LHAASO позволили детектировать потоки излучения $\sim 10^{-13}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ и ниже, причём LHAASO детектирует кванты с энергиями выше 100 ТэВ, и это открыло возможности поиска ускорителей КЛ ПэВ-диапазона энергий среди двойных звёзд с релятивистскими остатками СН.

7.1. Ускорение частиц в двойных гамма-источниках

Гамма-излучение с энергиями в диапазоне 100 ТэВ наблюдается от двойных звёздных систем, одним из компаньонов которой является компактный остаток СН — молодой пульсар (например, LS I + 61° 303) или аккрецирующая чёрная дыра звёздной массы (SS 433), а вторым — массивная звезда раннего спектрального класса О или В. Такие объекты (их в случае компаньона — чёрной дыры называют микроквазарами) образованы в результате вспышек СН в двойных системах с массивными звёздами.

Природа релятивистского компаньона в LS5039, в отличие от похожего источника LS I + 61° 303, пока однозначно не установлена, хотя многие характеристики совместимы с наличием в системе молодого пульсара. Спектр гамма-излучения LS5039, детектированный обсерваторией HAWC [201], имеет относительно мягкий фотонный индекс 2,7–2,8, но не имеет признаков завала спектра вплоть до максимальной измеренной энергии 100 ТэВ. Это указывает на ускорение протонов в источнике излучения до энергий несколько выше ПэВ. В двойной системе LS I + 61° 303 предварительные данные LHAASO показали в области энергий выше 10 ТэВ спектры, подобные LS5039.

Теоретические модели демонстрируют возможности ускорения протонов до энергий порядка ПэВ в двойных системах, где релятивистский ветер пульсара сталкивается с ветром звезды раннего спектрального класса. На рисунке 12 показаны результаты релятивистского МГД-моделирования структуры области столкновения ветров [202]. Результаты прямого интегрирования уравнения движения протонов, инжектированных с энергией ~ 200 ТэВ в систему сталкивающихся ветров, показали возможность удержания таких частиц в системе и их ускорение до энергий выше ПэВ, что иллюстрирует рис. 13а. На рисунке 13б показана эволюция во времени спектра протонов диапазона ПэВ в двойной системе с пульсаром. Условием возможности ускорения протонов до энергий ПэВ является наличие магнитного поля величины порядка 1 Гс в плазме ветра массивной звезды [202]. При этом спектр энергий протонов формируется за время порядка нескольких часов.

Недавние наблюдения высокоэнергичного гамма-излучения галактического микроквара SS433 [203–206] детектировали источник фотонов с энергиями заметно выше 100 ТэВ, хорошо совпадающий с протяжённым на десятки парсек от чёрной дыры джетом, ранее обнаруженным как источник нетеплового синхротронного рентгеновского излучения (см., например, [207, 208]). Микроквазар SS 433 был открыт более 40 лет назад, и его

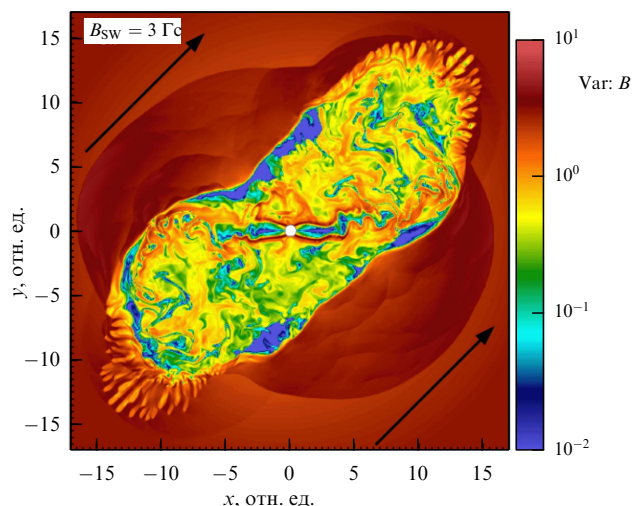


Рис. 12. Модель области взаимодействия релятивистского пульсарного ветра с замагниченным ветром молодой массивной звезды в двойной системе, расчёт выполнен в рамках релятивистской магнитной гидродинамики [202]. Показана локальная карта магнитных полей, значения которых приведены на цветовой шкале справа. Магнитное поле ветра массивной звезды 3 Гс, что возможно на фазе орбиты с расстоянием между звёздами $\sim$ нескольких десятков а.е.

могоканальные наблюдения за эти годы дали уникальную информацию о природе и свойствах объекта (см., в частности, детальный обзор [119]). Данные наблюдений согласуются с моделями сверхкритической аккреции на чёрную дыру с массой в несколько масс Солнца, обеспечивающей мощность истечения плазмы из аккреционного диска порядка 10^{40} эрг с^{-1} . Наблюдаемую морфологию протяжённого рентгеновского джета позволяет объяснить модель [118], в которой истечение от прецесси-

рующего аккреционного диска имеет две компоненты: полярный ветер квазисферический или с широким конусом углов и узко коллимированный ветер с углом раствора порядка 10° , скоростью течения плазмы $\sim 0,2 - 0,3$ с и кинетической мощностью, составляющей заметную долю полной мощности системы. Расчёты [118] показали, что пересечение коллимированным потоком области остановки полярного ветра сопровождается формированием сильных УВ в коллимированном течении. Модели ускорения частиц и усиления магнитных полей ударными волнами в рамках диффузионного механизма Ферми, рассмотренные в разделе 5.2, применимы к УВ в коллимированном течении со скоростью плазмы порядка 0,2 с в источнике W50/SS433 (рис. 14а).

На рисунке 14а представлены результаты расчётов столкновения истечений плазмы, описанных выше, в две стороны от чёрной дыры, находящейся в центре. Магнитогидродинамические расчёты выявили области формирования сильных УВ в течении плазмы на расстоянии более 10 пк от чёрной дыры. На рисунке 7б показан спектр протонов, ускоренных УВ в протяжённом коллимированном ветре, рассчитанный с использованием нелинейной кинетической модели Монте-Карло, подробно описанной в работе [23]. Спектр комптоновского гамма-излучения ультрарелятивистских электронов, ускоренных, как и протоны, до энергий порядка ПэВ^4 , показан на рис. 14б в сравнении с данными наблюдений обсерватории LHAASO, приведёнными в статье [203]. Синхротронное излучение электронов, ускоренных УВ в узком коллимированном ветре, позволяет описать результаты рентгеновских наблюдений протяжённого источника, полученные орбитальными рентгеновскими

⁴ Расчёты выполнены совместно с С.М. Осиповым, В.Р. Романским и Ю.А. Уваровым.

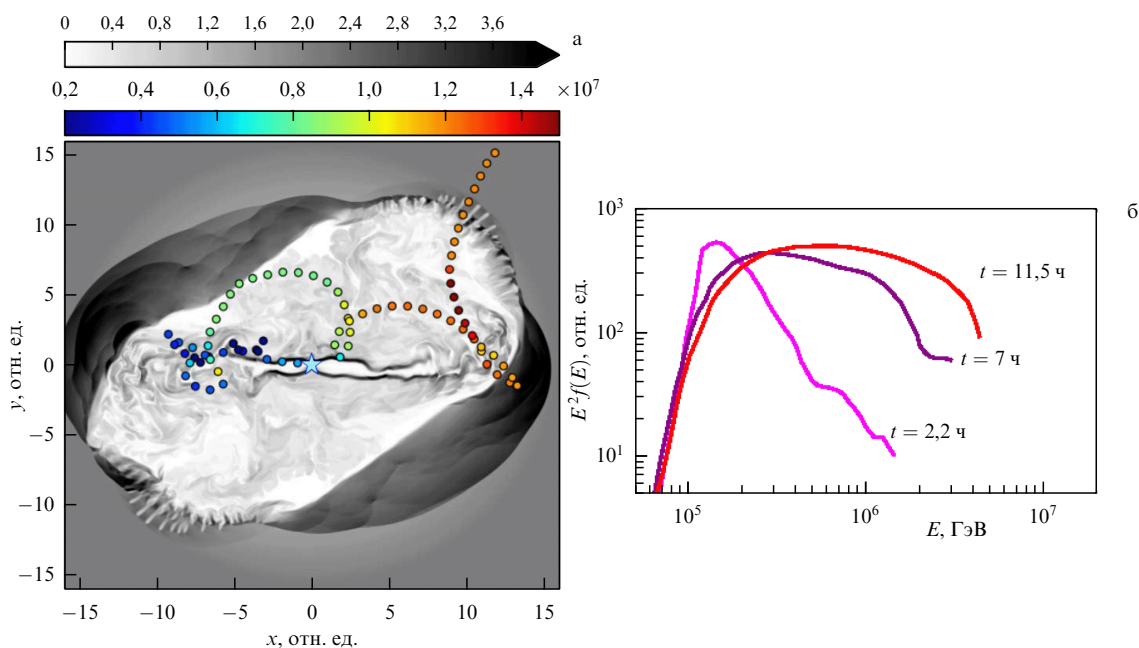


Рис. 13. Иллюстрация процесса ускорения протонов с энергиями порядка ПэВ в двойной системе с взаимодействием релятивистского ветра пульсара и ветра молодой массивной звезды класса О или В с сильным магнитным полем (см. рис. 12). (а) Набор энергии частицы на траектории частицы, полученной интегрированием уравнения движения в области столкновения ветров. Цветовая шкала показывает лоренц-фактор протона, измеренный в единицах 10^7 . Расчёт показывает возможность удержания и ускорения в системе частиц с энергиями порядка ПэВ. (б) Эволюция со временем спектра изначально моноэнергичных частиц, инжектированных в систему. Время на рисунке выражено в часах. (Подробно модель описана в работе [202].)

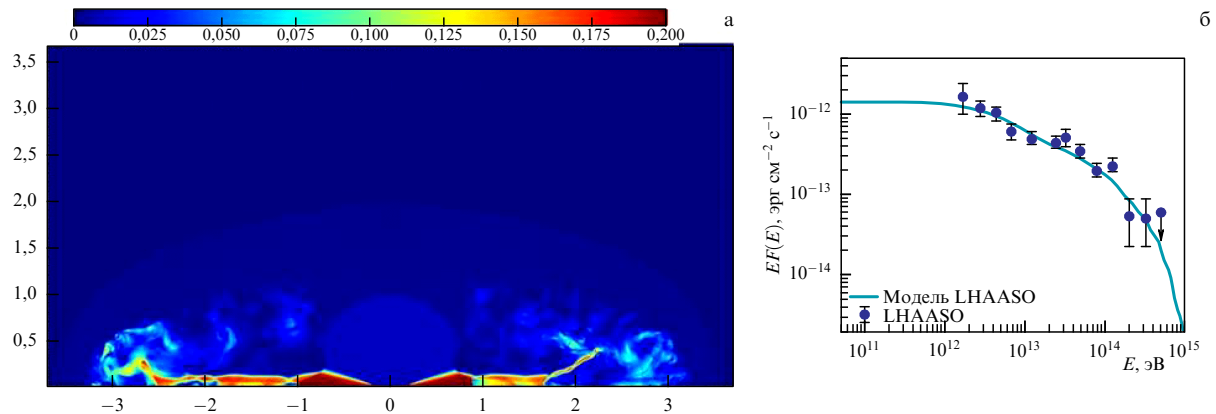


Рис. 14. (а) Карта поля скоростей в магнитогиродинамической модели структуры протяжённого рентгеновского джета в микроквазаре SS 433. Источником истечений является аккреционный диск чёрной дыры в центре системы. Цветовая шкала показывает скорости плазмы в единицах скорости света. Ударные волны реколламинации джета ускоряют частицы до энергий порядка ПэВ (рис. 76.) (б) Спектр комптоновского гамма-излучения электронов, ускоренных УВ, вместе с результатами измерения потока гамма-излучения SS433/W50 обсерваторией LHAASO, взятыми из работы [203].

обсерваториями XMM-Newton, NuSTAR и IXPE, представленные в работах [207, 208]. Ускорение протонов до энергий несколько ПэВ с эффективностью конверсии мощности течения порядка 10 % в ускоренные высоко-энергичные КЛ позволит объяснить компоненту галактических КЛ после излома спектра вкладом нескольких двойных гамма-источников подобного типа.

Потенциал работающих гамма-обсерваторий, результаты которых мы кратко обсудили выше, совместно со строящимися детекторами, такими как обсерватория Тайга-100 [209], даёт надежду на существенное продвижение в поиске источников КЛ с энергиями выше ПэВ. Это будет ещё одним элементом картины происхождения космических лучей, существенные элементы которой были разработаны В.Л. Гинзбургом, С.И. Сыроватским и их коллегами и учениками [14, 168].

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда 25-72-20007. Автор благодарен Ф.А. Агароняну, В.А. Догелю, Ю.А. Кропотинкой, Л.А. Кузьмичёву, К.П. Левенфиш, А.Е. Петрову, С.М. Осипову, В.И. Романскому, С.В. Троицкому, Р. Тройману (R. Treumann), Ю.А. Уварову, Д.Ч. Эллисону (D.C. Ellison) за содержательные обсуждения в разные годы и помощь в выборе иллюстраций, В.С. Мутиной за помощь в поиске фотографии, а Риккардо Ферраццолли (R. Ferrazzoli) и Патрику Слейну (P. Slane) за поляризованное изображение остатка сверхновой Тихо Браге.

Список литературы

- Hess V F *Phys. Z.* **13** 1084 (1912)
- Skobelzyn D Z. *Phys.* **54** 686 (1929)
- Skobelzyn D V, in *Early History of Cosmic Ray Studies* (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 118, Eds D V Skobelzyn, Y Sekido, H Elliot) (Dordrecht: Springer, 1985) p. 47, https://doi.org/10.1007/978-94-009-5434-2_6
- Anderson C D *Phys. Rev.* **43** 491 (1933)
- Дорман И В *Космические лучи: исторический очерк* (М.: Наука, 1981)
- Топтыгин И Н *УФН* **183** 439 (2013); Toptygin I N *Phys. Usp.* **56** 417 (2013)
- Лидванский А С *УФН* **194** 999 (2024); Lidvansky A S *Phys. Usp.* **67** 943 (2024)
- Baade W, Zwicky F *Phys. Rev.* **46** 76 (1934)
- Condon J J, Ransom S M *Essential Radio Astronomy* (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press, 2016) <https://doi.org/10.1515/9781400881161>
- Шкловский И С *ДАН СССР* **90** 983 (1953)
- Гинзбург В Л *ДАН СССР* **92** 1133 (1953)
- Гинзбург В Л *УФН* **51** 343 (1953)
- Гинзбург В Л, Сыроватский С И *УФН* **71** 411 (1960); Ginzburg V L, Syrovatskii S I *Sov. Phys. Usp.* **3** 504 (1961)
- Гинзбург В Л, Сыроватский С И *Происхождение космических лучей* (М.: Изд-во АН СССР, 1963); Пер. на англ. яз.: Ginzburg V L, Syrovatskii S I *The Origin of Cosmic Rays* (Oxford: Pergamon Press, 1964)
- Ginzburg V L, Syrovatskii S I *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **3** 297 (1965)
- Bühler R, Blandford R *Rep. Prog. Phys.* **77** 066901 (2014)
- Pshirkov M S et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **496** 5227 (2020)
- Fermi E *Phys. Rev.* **75** 1169 (1949)
- Alfvén H *Cosmical Electrodynamics* (Oxford: Clarendon Press, 1950); Пер. на русск. яз.: Альфвен Х *Космическая электродинамика* (М.: ИЛ, 1952)
- Сыроватский С И *УФН* **62** 247 (1957)
- Астапов И И и др. *ЖЭТФ* **161** 548 (2022); Astapov I I et al. *J. Exp. Theor. Phys.* **134** 469 (2022)
- Treumann R A *Astron. Astrophys. Rev.* **17** 409 (2009)
- Bykov A M et al. *Astrophys. J.* **789** 137 (2014)
- Гинзбург В Л, Сыроватский С И *УФН* **84** 201 (1964); Ginzburg V L, Syrovatskii S I *Sov. Phys. Usp.* **7** 696 (1965)
- Dogiel V A, Ginzburg V L *Space Sci. Rev.* **49** 311 (1989)
- Hillas A M *Cosmic Rays* (Amsterdam: Elsevier, 1972) <https://doi.org/10.1016/C2013-0-02469-3>
- Axford W I, in *Origin of Cosmic Rays* (Intern. Astronomical Union Symp., Vol. 94, Eds G Setti, G Spada, A W Wolfendale) (Dordrecht: D. Reidel, 1981) p. 339, https://doi.org/10.1007/978-94-009-8475-2_57
- Березинский В С и др. *Астрофизика космических лучей* (Под ред. В Л Гинзбурга) (М.: Наука, 1984) пер. на англ. яз. см. [29]
- Berezinskii V S et al. *Astrophysics of Cosmic Rays* (Ed. V L Ginzburg) (Amsterdam: North-Holland, 1990) оригинал на русск. яз. см. [28]
- Hillas A M *J. Phys. G* **31** R95 (2005)
- Amato E *Int. J. Mod. Phys. D* **23** 1430013 (2014)
- Grenier I A, Black J H, Strong A W *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **53** 199 (2015)
- Lingenfelter R E *Adv. Space Res.* **62** 2750 (2018)
- Aguilar M et al. *Phys. Rep.* **894** 1 (2021)
- Rankin J S et al. *Space Sci. Rev.* **218** (5) 42 (2022)
- Панов А Д, Подорожный Д М, Турундаевский А Н *УФН* **194** 681 (2024); Panov A D, Podorozhnyi D M, Turundaevskii A N *Phys. Usp.* **67** 639 (2024)
- Alfaro R et al. *Astropart. Phys.* **167** 103077 (2025)
- Куликов Г В, Христиансен Г Б *ЖЭТФ* **35** 635 (1958); Kulikov G V, Khristiansen G B *Sov. Phys. JETP* **8** 441 (1959)
- Cao Z et al. *Phys. Rev. Lett.* **132** 131002 (2024)
- Zhen C et al. (The LHAASO Collab.), arXiv:2505.14447
- Cao Z et al. *Nature* **594** 33 (2021)
- Kuznetsov M Yu et al. *JCAP* **2024** (5) 125 (2024)
- Abbasi R et al. *Astrophys. J.* **981** 182 (2025)
- Cao Z et al. *Phys. Rev. Lett.* **131** 151001 (2023)

45. Vecchiotti V et al., arXiv:2411.11439
46. Espinosa Castro L E et al., arXiv:2506.06593
47. Butink S et al. *Nature* **531** 70 (2016)
48. Syrovatskii S I *Comm. Astrophys. Space Phys.* **3** 155 (1971)
49. Lemoine M, Waxman E *JCAP* **2009** (11) 009 (2009)
50. Margutti R et al. *Astrophys. J.* **797** 107 (2014)
51. Bykov A, Romansky V, Osipov S *Universe* **8** (1) 32 (2022)
52. Ma X-H et al. *Chinese Phys. C* **46** 030001 (2022)
53. Троицкий С В *УФН* **194** 371 (2024); Troitsky S V *Phys. Usp.* **67** 349 (2024)
54. Лозинская Т А *Сверхновые звезды и звездный ветер: взаимодействие с газом Галактики* (М.: Наука, 1986); Пер. на англ. яз.: Lozinskaya T A *Supernovae and Stellar Wind in the Interstellar Medium* (New York: AIP, 1992)
55. Branch D, Wheeler J C *Supernova Explosions* (Berlin: Springer-Verlag, 2017) <https://doi.org/10.1007/978-3-662-55054-0>
56. Vink J *Physics and Evolution of Supernova Remnants* (Cham: Springer, 2020) <https://doi.org/10.1007/978-3-030-55231-2>
57. Chevalier R A *Astrophys. J.* **619** 839 (2005)
58. Blinnikov S, in *Handbook of Supernovae* (Eds A W Alsabti, P Murdin) (Cham: Springer, 2017) p. 843, https://doi.org/10.1007/978-3-319-21846-5_31
59. Holland-Ashford T et al. *Astrophys. J.* **844** 84 (2017)
60. Baade W, Zwicky F *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **20** 254 (1934)
61. Имшенник В С, Надёжин Д К *УФН* **156** 561 (1988); Imshennik V S, Nadezhin D K *Sov. Sci. Rev. E* **8** (Pt. 1) 1 (1989)
62. Burrows A, Wang T, Vartanyan D *Astrophys. J. Lett.* **964** L16 (2024)
63. Choi L, Burrows A, Vartanyan D *Phys. Rev. D* **111** 123038 (2025); arXiv:2503.07531
64. Burrows A, Vartanyan D *Nature* **589** 29 (2021)
65. Nicholl M et al. *Nat. Astron.* **4** 893 (2020)
66. Adams S M et al. *Astrophys. J.* **778** 164 (2013)
67. Quintana A L, Wright N J, Martinez García J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **538** 1367 (2025)
68. Bykov A M, Toptygin I N *Astrophys. Space Sci.* **138** 341 (1987)
69. Shukurov A, Subramanian K *Astrophysical Magnetic Fields: From Galaxies to the Early Universe* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2021) <https://doi.org/10.1017/9781139046657>
70. Sarbadhicary S K et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **464** 2326 (2017)
71. Raymond J C et al. *Astrophys. J.* **888** 90 (2020)
72. Sunyaev R et al. *Astron. Astrophys.* **656** A132 (2021)
73. Churazov E M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **513** L83 (2022)
74. van der Laan H *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **124** 125 (1962)
75. Raymond J C et al. *Astrophys. J.* **894** 108 (2020)
76. Chomiuk L, Metzger B D, Shen K J *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **59** 391 (2021)
77. Shafter A W *Astrophys. J.* **834** 196 (2017)
78. H. E. S. S. Collab., Aharonian F et al. *Science* **376** 77 (2022)
79. López-Coto R et al. *Astron. Astrophys.* **696** A24 (2025)
80. Zirakashvili V N, Ptuskin V S *Astropart. Phys.* **78** 28 (2016)
81. Murase K *Phys. Rev. D* **97** 081301 (2018)
82. Murase K *Phys. Rev. D* **109** 103020 (2024)
83. Brose R, Sushch I, Mackey J *Astron. Astrophys.* **699** A160 (2025); arXiv:2504.20601
84. Chugai N N, Danziger I J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **268** 173 (1994)
85. Pessi P J et al. *Astron. Astrophys.* **695** A142 (2025)
86. Martí-Devesa G et al. *Astron. Astrophys.* **686** A254 (2024)
87. Jacobson-Galán W V et al., arXiv:2505.04698; *Astrophys. J.* (2025) submitted
88. Waxman E et al. *Astrophys. J.* **978** 133 (2025)
89. Gal-Yam A et al. *Astrophys. J.* **639** 331 (2006)
90. Soderberg A M et al. *Nature* **463** 513 (2010)
91. Chakraborti S et al. *Nat. Commun.* **2** 175 (2011)
92. Margutti R et al. *Astrophys. J.* **797** 107 (2014)
93. Быков А М *УФН* **188** 894 (2018); Bykov A M *Phys. Usp.* **61** 805 (2018)
94. Wang X-Y et al. *Phys. Rev. D* **76** 083009 (2007)
95. Budnik R et al. *Astrophys. J.* **673** 928 (2008)
96. Bykov A M et al. *Space Sci. Rev.* **214** 41 (2018)
97. Быков А М, Осипов С М, Романский В И *ЖЭТФ* **161** 570 (2022); Bykov A M, Osipov S M, Romanskii V I *J. Exp. Theor. Phys.* **134** 487 (2022)
98. Romansky V I, Bykov A M, Osipov S M *Adv. Space Res.* **74** 4290 (2024)
99. Levinson A, Nakar E *Phys. Rep.* **866** 1 (2020)
100. Сагдеев Р З, в кн. *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций* Т. 4 (М.: Изд-во АН СССР, 1958) с. 384; Пер. на англ. яз.: Sagdeev R Z, in *Plasma Physics and the Problem of Controlled Thermonuclear Reactions* Vol. 4 (Ed. M A Leontovich) (New York: Pergamon Press, 1961) p. 454
101. Kennel C F, Edmiston J P, Hada T, in *Collisionless Shocks in the Heliosphere: A Tutorial Review* (Geophysical Monograph Ser., Vol. 34, Eds R G Stone, B T Tsurutani) (Washington, DC: American Geophysical Union, 1985) p. 1
102. Сагдеев Р З *Избранные труды* Т. 1 *Физика плазмы и управляемый термоядерный синтез* (Новосибирск: ИПЦ НГУ, 2024)
103. Balogh A, Treumann R A *Physics of Collisionless Shocks: Space Plasma Shock Waves* (New York: Springer, 2013) <https://doi.org/10.1007/978-1-4614-6099-2>
104. Bykov A M, Treumann R A *Astron. Astrophys. Rev.* **19** 42 (2011)
105. Burgess D, Scholer M *Collisionless Shocks in Space Plasmas* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2015) <https://doi.org/10.1017/CBO9781139044097>
106. Marcowith A et al. *Rep. Prog. Phys.* **79** 046901 (2016)
107. Хокни Р, Иствуд Дж *Численное моделирование методом частиц* (М.: Мир, 1987); Пер. с англ.: Hockney R W, Eastwood J W *Computer Simulation Using Particles* (New York: McGraw-Hill, 1981)
108. Lipatov A S *The Hybrid Multiscale Simulation Technology: An Introduction with Application to Astrophysical and Laboratory Plasmas* (Berlin: Springer, 2002) <https://doi.org/10.1007/978-3-662-05012-5>
109. Григорьев Ю Н, Вшивков В А, Федорук М П *Численное моделирование методами частиц-в-ячейках* (Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2004)
110. Jones F C, Jokipii J R, Baring M G *Astrophys. J.* **509** 238 (1998)
111. Spitkovsky A *Astrophys. J. Lett.* **682** L5 (2008)
112. Sironi L, Spitkovsky A, Arons J *Astrophys. J.* **771** 54 (2013)
113. Pohl M, Hoshino M, Niemiec J *Prog. Part. Nucl. Phys.* **111** 103751 (2020)
114. Crumley P et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **485** 5105 (2019)
115. Romansky V I, Bykov A M, Osipov S M *J. Phys. Conf. Ser.* **1400** 022005 (2019)
116. Hoshino M, in *Space and Astrophysical Plasma Simulation. Methods, Algorithms, and Applications* (Ed. J Büchner) (Cham: Springer, 2023) p. 337, https://doi.org/10.1007/978-3-031-11870-8_11
117. Chakraborti S et al. *Nat. Commun.* **2** 175 (2011)
118. Churazov E M, Khabibullin I I, Bykov A M *Astron. Astrophys.* **688** A4 (2024)
119. Черепашук А М, Додин А В, Постнов К А *УФН* **195** (2025) в печати, <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.05.039904>; Cherepashchuk A M, Dodin A V, Postnov K A *Phys. Usp.* **68** (2025) in press, <https://doi.org/10.3367/UFNe.2025.05.039904>; arXiv: 2506.01106
120. Winske D et al., in *Space and Astrophysical Plasma Simulation. Methods, Algorithms, and Applications* (Ed. J Büchner) (Cham: Springer, 2023) p. 63, https://doi.org/10.1007/978-3-031-11870-8_3
121. Burgess D et al. *J. Plasma Phys.* **82** 905820401 (2016)
122. Kropotina J A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **524** 2934 (2023)
123. Кропотина Ю А и др. *ЖТФ* **86** (4) 40 (2016); Kropotina Yu A et al. *Tech. Phys.* **61** 517 (2016)
124. Быков А М, Уваров Ю А *ЖЭТФ* **115** 846 (1999); Bykov A M, Uvarov Yu A *J. Exp. Theor. Phys.* **88** 465 (1999)
125. Park J, Caprioli D, Spitkovsky A *Phys. Rev. Lett.* **114** 085003 (2015)
126. van Marle A J et al. *Astrophys. J.* **929** 7 (2022)
127. Бережко Е Г, Елшин В К, Ксенофонтов Л Т *ЖЭТФ* **109** 3 (1996); Berezhko E G, Elshin V K, Ksenofontov L T *J. Exp. Theor. Phys.* **82** 1 (1996)
128. Zirakashvili V N, Ptuskin V S *Astropart. Phys.* **39–40** 12 (2012)
129. Schwartz S J, Skilling J *Astron. Astrophys.* **70** 607 (1978)
130. Ptuskin V S, Zirakashvili V N *Adv. Space Res.* **37** 1898 (2006)
131. Ellison D C, Bykov A M *Astrophys. J.* **731** 87 (2011)
132. Drury L O *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **415** 1807 (2011)
133. Marcowith A *Front. Astron. Space Sci.* **11** 1411076 (2025)
134. Neronov A, Malyshev D, Semikoz D V *Astron. Astrophys.* **606** A22 (2017)
135. Aharonian F et al. *Space Sci. Rev.* **166** 97 (2012)
136. Moskalenko I V, Strong A W, Reimer O *Astron. Astrophys.* **338** L75 (1998)
137. Porter T A, Jóhannesson G, Moskalenko I V *Astrophys. J. Suppl.* **262** (1) 30 (2022)
138. Сыроватский С И, Буланов С В, Догель В А, в сб. *Итоги науки и техники* (Сер. Астрономия, Т. 21) (М.: ВИНТИ, 1982) с. 188
140. Зеленый Л М и др. *УФН* **180** 973 (2010); Zelenyi L M et al. *Phys. Usp.* **53** 933 (2010)
141. Birn J et al. *Space Sci. Rev.* **173** 49 (2012)
142. Artemyev A et al. *Astrophys. J.* **923** 151 (2021)
143. Arons J *Space Sci. Rev.* **173** 341 (2012)
144. Zrake J *Astrophys. J.* **823** 39 (2016)
145. Fermi E *Astrophys. J.* **119** 1 (1954)

146. Blandford R, Eichler D *Phys. Rep.* **154** 1 (1987)
147. Lemoine M *Phys. Rev. Lett.* **129** 215101 (2022)
148. Hoshino M *Phys. Plasmas* **31** 052901 (2024)
149. Ulam S M, in *Proc. of the Fourth Berkeley Symp. on Mathematical Statistics and Probability, Univ. of California, June 20–July 30, 1960* Vol. 3 (Ed. J Neyman) (Berkeley, CA: Univ. of California Press, 1961) p. 315
150. Заславский Г М, Чириков Б В *ДАН СССР* **159** 306 (1964); Zaslavskii G M, Chirikov B V *Sov. Phys. Dokl.* **9** 989 (1965)
151. Заславский Г М, Чириков Б В *УФН* **105** (9) 3 (1971); Zaslavskii G M, Chirkov B V *Sov. Phys. Usp.* **14** 549 (1971)
152. Lieberman M A, Lichtenberg A J *Phys. Rev. A* **5** 1852 (1972)
153. Lichtenberg A J, Lieberman M A *Regular and Chaotic Dynamics* (New York: Springer, 1992) <https://doi.org/10.1007/978-1-4757-2184-3>
154. Крымский Г Ф *ДАН СССР* **234** 1306 (1977); Krymskii G F *Sov. Phys. Dokl.* **22** 327 (1977)
155. Bell A R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **182** 147 (1978)
156. Axford W I, Leer E, Skadron G, in *Proc. of the 15th Intern. Cosmic Ray Conf., Plovdiv* Vol. 11 (Budapest: Dept. of Cosmic Rays, Central Research Institute for Physics of the Hungarian Academy of Sciences, 1977) p. 132
157. Blandford R D, Ostriker J P *Astrophys. J.* **221** L29 (1978)
158. Jones F C *Astrophys. J. Suppl.* **90** 561 (1994)
159. Бережко Е Г, Крымский Г Ф *УФН* **154** 49 (1988); Berezhko E G, Krymskii G F *Sov. Phys. Usp.* **31** 27 (1988)
160. Jones F C, Ellison D C *Space Sci. Rev.* **58** 259 (1991)
161. Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1966); Пер. на англ. яз.: Zel'dovich Ya B, Raizer Yu P *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (Mineola, NY: Dover Publ., 2002)
162. Waxman E, Katz B, in *Handbook of Supernovae* (Eds A W Alsabti, P Murdin) (Cham: Springer, 2017) p. 967, https://doi.org/10.1007/978-3-319-21846-5_33
163. Vladimirov A E, Bykov A M, Ellison D C *Astrophys. J.* **688** 1084 (2008)
164. Ellison D C, Eichler D *Astrophys. J.* **286** 691 (1984)
165. Ellison D C, Moebius E, Paschmann G *Astrophys. J.* **352** 376 (1990)
166. Vladimirov A, Ph.D. Thesis (Raleigh, NC: North Carolina State Univ., 2009)
167. Ellison D C, Warren D C, Bykov A M *Astrophys. J.* **776** 46 (2013)
168. Березинский В С и др. *Астрофизика космических лучей* (Под ред. В Л Гинзбурга) (М.: Наука, 1990)
169. Schure K M et al. *Space Sci. Rev.* **173** 491 (2012)
170. Bykov A M et al. *Space Sci. Rev.* **178** 201 (2013)
171. Bell A R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **353** 550 (2004)
172. Гинзбург В Л, Сыроватский С И *ЖЭТФ* **45** 353 (1963); Ginzburg V L, Syrovatskii S I *Sov. Phys. JETP* **18** 245 (1964)
173. Reynolds S P, Chevalier R A *Astrophys. J.* **245** 912 (1981)
174. Helder E A et al. *Space Sci. Rev.* **173** 369 (2012)
175. Reed J E et al. *Astrophys. J.* **440** 706 (1995)
176. Slane P et al. *Galaxies* **12** (5) 59 (2024)
177. Mercuri A et al. *Astrophys. J.* **986** 6 (2025)
178. Ferrazzoli R et al. *Astrophys. J.* **945** 52 (2023)
179. Zhou P et al. *Astrophys. J.* **957** 55 (2023)
180. Ferrazzoli R et al. *Astrophys. J.* **967** L38 (2024)
181. Zirakashvili V N, Ptuskin V S *Astrophys. J.* **678** 939 (2008)
182. Bykov A M et al. *Phys. Rev. D* **110** 023041 (2024)
183. Aharonian F A *Very High Energy Cosmic Gamma Radiation: A Crucial Window on the Extreme Universe* (Singapore: World Scientific Publ., 2004)
184. Funk S *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **65** 245 (2015)
185. Slane P et al. *Space Sci. Rev.* **188** 187 (2015)
186. Yang R Z, Kafexhiu E, Aharonian F *Astron. Astrophys.* **615** A108 (2018)
187. Giuliani A et al. *Astrophys. J.* **742** L30 (2011)
188. Ackermann M et al. *Science* **339** 807 (2013)
189. Aharonian F et al. *Astron. Astrophys.* **464** 235 (2007)
190. Ellison D C et al. *Astrophys. J.* **744** 39 (2012)
191. Tsuji N et al. *Astrophys. J.* **877** 96 (2019)
192. Fukui Y et al. *Astrophys. J.* **961** 162 (2024)
193. Reynolds S P et al. *Astrophys. J.* **695** L149 (2009)
194. Aharonian F, Sun X, Yang R *Astron. Astrophys.* **603** A7 (2017)
195. Cao Z et al. *Astrophys. J.* **982** L33 (2025)
196. Archambault S et al. *Astrophys. J.* **836** 23 (2017)
197. Wilhelm A et al. *Astron. Astrophys.* **639** A124 (2020)
198. Aharonian F A *Astropart. Phys.* **43** 71 (2013)
199. Ptuskin V, Zirakashvili V, Seo E S *Astrophys. J.* **718** 31 (2010)
200. Schure K M, Bell A R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **435** 1174 (2013)
201. Alfaro R et al., arXiv:2503.20947
202. Bykov A M et al. *Adv. Space Res.* **74** 4276 (2024)
203. LHAASO Collab., arXiv:2410.08988
204. Abeysekara A U et al. *Nature* **562** 82 (2018)
205. H. E. S. S. Collab., Aharonian F et al. *Science* **383** 402 (2024)
206. Alfaro R et al. *Astrophys. J.* **976** 30 (2024)
207. Safi-Harb S et al. *Astrophys. J.* **935** 163 (2022)
208. Kaaret P et al. *Astrophys. J. Lett.* **961** L12 (2024)
209. Кузьмичев Л А *ЭЧАЯ* **56** 469 (2025); Kuzmichev L A *Phys. Part Nucl.* **56** 297 (2025)

Supernovae as sources of cosmic rays

A.M. Bykov

Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Politehnicheskaya 26, 194021 St. Petersburg, Russian Federation

E-mail: byk@astro.ioffe.ru, byk.astro@mail.ioffe.ru

The enormous energy release during supernova outbursts and observations of non-thermal radio emission allowed V.L. Ginzburg and S.I. Syrovatskii to substantiate more than 60 years ago the hypothesis about the key role of supernovae as sources of the main component of galactic cosmic rays. To date, multichannel observations of supernova remnants in the entire electromagnetic wavelength range have provided a wealth of data confirming the reality of proton and electron acceleration to energies of the order of 100 TeV. Several questions remain to be solved, including the problem of the origin and search for sources of the observed high-energy cosmic rays in the range from 100 TeV to 1000 PeV. Solving the problems of efficient conversion of the kinetic energy of supernova ejecta, the rotational energy of pulsars, and the energy of anisotropic plasma flows around accreting black holes into a population of relativistic particles invites kinetic simulations of nonlinear mechanisms with a broad dynamic scale range. Simulations are necessary to determine the highest energies of particles accelerated by super-Alfvénic plasma flows with frozen-in magnetic fields and collisionless shock waves. The task is to reveal the physical mechanisms of strong (superadiabatic) enhancement of magnetic turbulence required for rapid particle acceleration by the Fermi mechanism. The review presents the results of kinetic simulation and analysis of nonlinear production mechanisms of strong anisotropic magnetic turbulence and accelerated particle spectra. Recent observations of polarized X-ray synchrotron radiation from supernova remnants Tycho Brahe, Cassiopeia A, SN1006, etc. with the IXPE (Imaging X-ray Polarimetry Explorer) orbital observatory have made it possible to look inside cosmic particle accelerators using nonlinear models and understand the modification mechanisms of strong shock waves. Also discussed are the possibilities of acceleration of cosmic ray nuclei by powerful anisotropic plasma outflows in compact relativistic remnants of collapsed supernovae. Young pulsars in binary star systems, as well as accreting black holes — microquasars — can accelerate nuclei to energies significantly above a PeV.

Keywords: supernovae, cosmic rays, pulsar nebulae, binary gamma-ray sources, particle acceleration mechanisms, polarized X-ray radiation

PACS numbers: **95.30.−k**, 97.60.Bw, 98.70.Sa

Bibliography — 209 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **195** (8) 835–857 (2025)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.03.039956>

Received 30 June 2025

Physics – *Uspekhi* **68** (8) (2025)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2025.03.039956>