

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук и заседание Ученого совета Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, посвященные 90-летию академика В.Л. Гинзбурга

(4 октября 2006 г.)

4 октября 2006 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялись Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук и заседание Ученого совета ФИАН, посвященные 90-летию академика В.Л. Гинзбурга. Были заслушаны доклады:

1. **Гуревич А.В.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Нелинейные эффекты в ионосфере.*

2. **Кардашев Н.С.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Радиовселенная.*

3. **Птушкин В.С.** (Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН, г. Троицк, Московская обл.). *О происхождении галактических космических лучей.*

4. **Максимов Е.Г.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Что известно и что неизвестно о ВТСП.*

5. **Белявский В.И., Копаев Ю.В.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Уравнения Гинзбурга–Ландау для высокотемпературных сверхпроводников.*

6. **Цытович В.Н.** (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва). *Поляризационные эффекты в среде: от излучения Вавилова–Черенкова и переходного рассеяния до спаривания пылевых частиц, или развитие одной идеи В.Л. Гинзбурга с 1940 по 2006 гг.*

Расширенное содержание докладов 1 и 4, представленное в виде обзоров, будет опубликовано в последующих выпусках УФН. Краткое содержание остальных докладов публикуется ниже.

PACS numbers: 95.30.–k, 95.55.Jz, 95.85.Bh

Радиовселенная

Н.С. Кардашев

1. Введение

Благодаря революционному развитию физики и техники в XX в. начались исследования Вселенной во всех диапазонах электромагнитного спектра. Открытие космического радиоизлучения Галактики (К. Янский, 1932 г.), Солнца (Г. Ребер, Дж. Хэй, Дж. Саусворт,

1942–1944 гг.), галактических и внегалактических радиоисточников (Г. Ребер, Дж. Хэй, С. Парсонс, Дж. Филлипс, Дж. Болтон, Г. Стенли, М. Райл, Ф. Смит, 1942–1948 гг.), развитие радиоастротелескопии и радиоинтерферометрии, открытие квазаров, пульсаров и космологического реликтового фона совместно с глубоким анализом и моделированием наблюдаемых астрономических объектов на основе бурно развивающейся теоретической физики (прежде всего квантовой механики и общей теории относительности) привели к созданию современной картины строения и эволюции отдельных объектов и многокомпонентной космологической модели всей Вселенной. В этом бурном продолжающемся процессе научных исследований радиоастрономические методы имели и будут иметь огромное значение. Основная библиографическая информация о раннем периоде развития собрана в указателе [1], а история становления радиоастрономии в СССР описана в [2–6].

Инициатором первых радиоастрономических исследований в СССР был крупнейший радиофизик академик Н.Д. Папалекси — заведующий лабораторией колебаний ФИАН в 1940-е годы. Обдумывая возможность радиолокации планет и Солнца, Н.Д. Папалекси в начале 1946 г. попросил В.Л. Гинзбурга исследовать условия отражения радиоволн [7, с. 127]. Для Солнца это оказалось трудной задачей, однако результаты оценок и особенностей собственного излучения оказались очень интересными и вызвали появление целой серии ранних работ по физике излучения Солнца и Галактики [7–20].

Для наблюдений полного солнечного затмения 20 мая 1947 г. Н.Д. Папалекси организовал большую экспедицию в Бразилию, участниками которой кроме экспериментаторов стали В.Л. Гинзбург и И.С. Шкловский. Радиотелескоп (переоборудованная радиолокационная станция с приемником на длину волны 1,5 м) был установлен на палубе теплохода "Грибоедов", а сам теплоход использовался в качестве поворотного устройства. Результаты наблюдений впервые надежно показали, что излучение Солнца на метровых волнах генерируется в короне в соответствии с теоретическими предсказаниями. Диплом на открытие был выдан на имя Н.Д. Папалекси, С.Э. Хайкина и Б.М. Чихачева. Это был первый существенный эксперимент по радиоастрономии в СССР.



В.Л. Гинзбург (слева) и И.С. Шкловский обсуждают вопросы теории радиоизлучения солнечной короны (Рио-де-Жанейро, 1947 г.).

2. Наиболее интересные результаты последних лет

Продолжается сверхточное картографирование флуктуаций реликтового космологического излучения в короткой сантиметровой и миллиметровой областях спектра с помощью спутника WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) [21]. Согласно этим данным космологическая модель описывается шестью безразмерными параметрами:

$$\begin{aligned}\Omega_m h^2 &= 0,1277 + 0,0080 / - 0,0079, \\ \Omega_b h^2 &= 0,02229 \pm 0,00073, \\ h &= 0,732 + 0,031 / - 0,032, \quad n_s = 0,958 \pm 0,016, \\ \tau &= 0,089 \pm 0,030, \quad \sigma_8 = 0,761 + 0,049 / - 0,048.\end{aligned}$$

Здесь Ω_m — современная плотность материи по отношению к критической, Ω_b — то же для барионов, h — современное значение постоянной Хаббла в единицах $100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, n_s — наклон спектра скалярных возмущений плотности, τ — оптическая толщина, σ_8 — амплитуда флуктуаций плотности на масштабе 8 Мпк. Комбинация данных WMAP и наблюдений с космическим телескопом аппарата "Хаббл" приводит к значению плотности вакуумной составляющей $\Omega_\Lambda = 0,716 \pm 0,055$, строгому ограничению на параметр уравнения состояния темной энергии $w = -1,08 \pm 0,12$ и очень малому отличию полной плотности материи от критической $\Omega_c = -0,014 \pm 0,017$.

Еще более точные данные, включая поляризационные измерения, ожидается получить со спутника "Planck", запуск которого планируется на 2008 г. [22].

Новые перспективы в космологии связаны с моделью многокомпонентной Вселенной (Multiverse), в которой инфляция возникает в разных областях пространства и в разные моменты времени (рис. 1). В целом Multiverse может быть бесконечна в пространстве и времени и бесконечно разнообразна. Экспериментально такая модель может быть исследована только при наличии топологических тоннелей — кротовых нор [23, 24]. В работе [24] обращено внимание на то, что кротовые норы могут поддерживаться пронизывающим их сильным магнитным полем (с малой добавкой фантомной энергии), и поэтому наблюдение входов в тоннели может обнаружить целый ряд отличительных признаков, например, монополярную структуру поля, односторонние выбросы релятивистских частиц, отсутствие горизонта событий. Однако по многим признакам такие объекты будут очень похожими на уже наблюдае-



Участники бразильской экспедиции по наблюдению солнечного затмения 20 мая 1947 г. на палубе теплохода "Грибоедов". В первом ряду первый справа С.Э. Хайкин, во втором ряду четвертый слева В.Л. Гинзбург, девятый Б.М. Чихачев, в третьем ряду второй справа И.С. Шкловский.

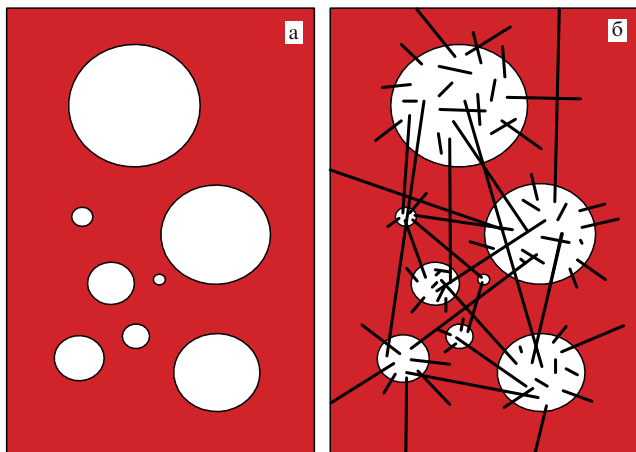


Рис. 1. Модели многоэлементной Вселенной (Multiverse) без тоннелей (а) и с тоннелями (б).

мые галактические или внегалактические компактные объекты.

Систематические исследования внегалактических источников [25] указывают на то, что во многих областях, где предполагается наличие сверхмассивных черных дыр (или входов в тоннели), наблюдаются сверхкомпактные объекты, не разрешаемые с помощью наземных радиоинтерферометров. Примером является известная радиогалактика М87. Вероятно, только с применением космических радиоинтерферометров удастся исследовать структуру и понять природу таких объектов.

Очень интересными представляются исследования нового для радиоастрономии класса внегалактических объектов, возникающих на месте гамма-всплесков. Согласно обсуждаемым моделям эти объекты являются результатом взрыва, возникающего при слиянии двух черных дыр звездной массы, или черной дыры и нейтронной звезды, или двух нейтронных звезд. Совершенно неожиданным оказалось то, что спектр этих радиоисточников в первые дни после взрыва является инвертированным [26, 27], т.е. растет в коротковолновую область. Это объясняет, почему наблюдаемый поток для таких источников почти не изменяется с красным смещением и в радиодиапазоне можно наблюдать даже самые далекие взрывы [28]. Вероятно, только с помощью радиоинтерферометров удастся исследовать структуру этих объектов и, в частности, определить направленность, динамику и полную энергию взрыва.

Очень интересны новые открытия в галактической радиоастрономии. При наблюдениях, выполненных на радиотелескопах в Пушино и Калязине [29], гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности (после специальной обработки для исключения размытия импульса вследствие дисперсии при распространении радиоволн в межзвездной среде) было обнаружено, что некоторые импульсы имеют огромную амплитуду, превышая по потоку радиоизлучение Солнца, а по яркостной температуре значение 10^{40} К. Это означает, что плотность энергии электромагнитного поля в области генерации импульса превосходит плотность энергии магнитного поля самой нейтронной звезды, что представляется большой проблемой для построения физической модели такой области.

В работе [30] впервые получено изображение быстро переменного радиоисточника Cyg X-3, представляющего собой тесную двойную систему: черная дыра с массой около пяти масс Солнца и питающая ее аккреционный диск звезда типа Вольф Райе. Исследования с большим угловым разрешением позволят получить структуру и параметры плазмы, релятивистских частиц и магнитного поля системы.

В 2006 г. было сообщено об открытии нового класса пульсаров [31]: обнаружены радиоимпульсы от переменного рентгеновского источника ХТЕ J1810-197, поступающие с периодом 5,54 с. Однако спектр радиоизлучения оказался плоским (у обычных пульсаров спектр круто падает с частотой). Это ставит вопрос о новой модели когерентного излучения таких объектов и позволяет исследовать их с самым высоким угловым разрешением на коротких волнах.

Большой интерес представляют продолжающиеся исследования сверхкомпактных источников мазерного излучения в областях образования звезд и планетных систем. Наблюдения одного из самых мощных мазеров в нашей галактике W3 (OH) для линии водяного пара 1,35 см [32] показали наличие сильного, не разрешаемого с наземными базами радиоисточника. Исследования галактик, в которых наблюдается так называемый процесс звездообразования, показывают наличие множества узких сверхмощных линий (мегамазеры) в диапазонах 1,35 см (H_2O) и 18 см (OH), генерируемых из ультракомпактных областей (верхняя граница размеров которых определяется только по наличию мерцаний на неоднородностях межзвездной плазмы) [33, 34].

3. Перспективы исследований

Перспективы радиоастрономии тесно связаны с важнейшими проблемами современной астрофизики и возможностью создания более мощных радиотелескопов, в первую очередь, с большей чувствительностью и большим угловым разрешением. При этом очень важно учитывать множество специфических свойств радиодиапазона. Перечислим основные особенности и цели исследований.

1. Самая длинноволновая область электромагнитного спектра ($\lambda = 0,1$ мм–10 км, 8 порядков), самые низкие частоты, самые малоэнергичные кванты.

2. Полный спектр интенсивности космического электромагнитного фонового излучения имеет в радиодиапазоне абсолютный максимум, совпадающий с максимумом реликтового космологического фона, который весь находится в радиодиапазоне.

3. Пространственный спектр флуктуаций интенсивности и поляризации реликтового фона тесно связан с параметрами ранней Вселенной, темной материей и темной энергией.

4. В радиодиапазоне исследуются самые низкотемпературные объекты (от 300 К до 2,73 К и даже $-2,73$ К, а градиенты до 10^{-6} К).

5. В радиодиапазоне исследуются объекты с самой высокой яркостной температурой (до 10^{40} К), что обеспечивается возможностью когерентного излучения.

6. В радиодиапазоне очень интересны исследования рассеяния реликтового фона на электронах (эффект Зельдовича–Сюняева в скоплениях галактик).

7. Возможность исследования межзвездной среды нашей и других галактик (структура, динамика, эволю-

ция) по линии сверхтонкого расщепления основного уровня водорода (21 см), линиям других элементов и молекул.

8. Радиоизлучение межзвездной пыли (наблюдаются температуры до 7 К и ниже). Пылевые облака прозрачны для радиоволн (длина волны больше пылинки), следовательно, имеется возможность исследования процессов формирования планет.

9. Радиоизлучение областей ионизованной плазмы в континууме и рекомбинационных линиях (переходы между самыми высокими уровнями атомов) в галактиках, возможность наблюдения рекомбинации Вселенной, темной эпохи, начального звездообразования.

10. Эффект дисперсии при распространении радиоволн в плазме (измерение меры дисперсии DM).

11. Мерцания радиисточников (турбулентность межпланетной и межзвездной плазмы).

12. Измерение фарадеевского вращения и зеемановского расщепления.

13. Синхротронное радиоизлучение релятивистских электронов и возможность обнаружения синхротронного радиоизлучения релятивистских протонов (источники космических лучей).

14. Исследование космических лучей и нейтрино самых высоких энергий: когерентное радиоизлучение при попадании высокоэнергичных частиц в твердое тело (например Луну) — эффект Аскаряна.

15. Исследование радиоизлучения оболочек сверхновых звезд как вероятных генераторов космических лучей.

16. Изучение со сверхвысоким угловым разрешением структуры окрестностей черных дыр как вероятных областей ускорения релятивистских частиц (источник в центре Галактики SgrA*, ядра других галактик, радиогалактики, квазары, микроквазары, "сверхсветовое" движение и расширение).

17. Поиск со сверхвысоким разрешением топологических тоннелей (кратовых нор), проверка теории струн и дополнительных измерений, исследование проявлений многокомпонентной Вселенной (Multiverse).

18. Радиоизлучение на плазменной частоте и гирочастотах: Солнце и радиозвезды.

19. Исследование самых компактных радиисточников — пульсаров (нейтронные и кварковые звезды, магнетары, гигантские импульсы), двойных пульсаров, излучение гравитационных волн пульсарами.

20. Мазеры (яркостные температуры до 10^{16} К), мегамазеры, антимазеры.

21. В радиодиапазоне достигнуто самое высокое угловое разрешение — до нескольких десятков микросекунд дуги (интерферометры, многоэлементные решетки, синтез изображений, многочастотный синтез). В перспективе — космическая радиоинтерферометрия с угловым разрешением до нескольких микросекунд и даже наносекунд дуги, трехмерная астрономия, межзвездный интерферометр, Вселенная в ближней зоне.

22. Самая высокая координатная точность, собственные движения и параллаксы.

23. Самая высокая чувствительность по яркостной температуре (близки к реализации предельные приемники и болометры с учетом границы между квантовой и классической статистиками — максимум реликтового фона).

24. Самая высокая временная точность исследования событий (наносекунды, пульсарное время).

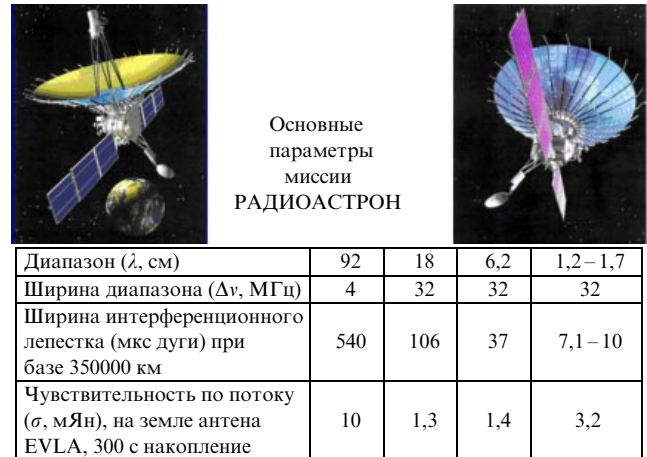


Рис. 2. Основные параметры интерферометра Земля – космос (проект "Радиоастрон").

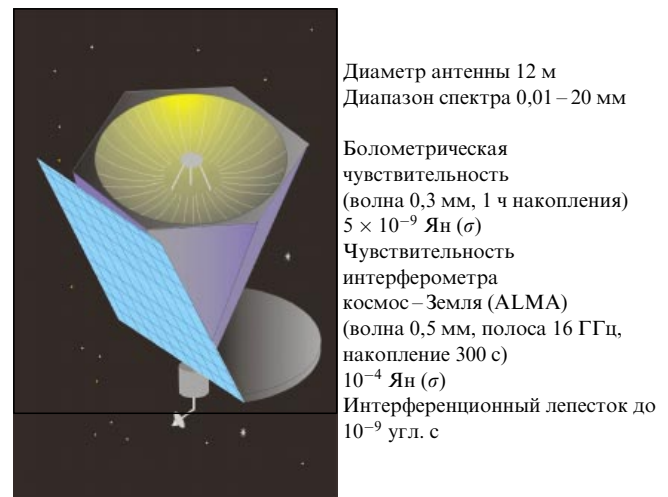


Рис. 3. Основные параметры проекта "Миллиметрон".

25. Малое затухание радиоволн позволяет исследовать поверхность планет сквозь облачные слои (Венера) и даже подповерхностные слои (Луна, в перспективе — Марс и др.).

26. Наблюдается когерентное радиоизлучение частиц из магнитосфер Земли, Юпитера и, вероятно, других планет с сильным магнитным полем.

27. Радиодиапазон является оптимальным для связи с предполагаемыми внеземными цивилизациями.

28. В радиодиапазоне оказывается возможным создание телескопов, наблюдающих одновременно почти все небо, что очень важно для исследования кратковременных явлений.

29. В радиоастрономии возможна реализация самых больших собирающих поверхностей телескопов (стоимость обратно пропорциональна длине волны).

30. В космосе, в отсутствие радиопомех и атмосферы (для субмиллиметрового и миллиметрового диапазонов, а также для диапазона ниже критической частоты ионосферы) открываются новые перспективы создания радиообсерваторий. Благоприятным фактором будет также отсутствие силы тяжести (остается только приливная сила).

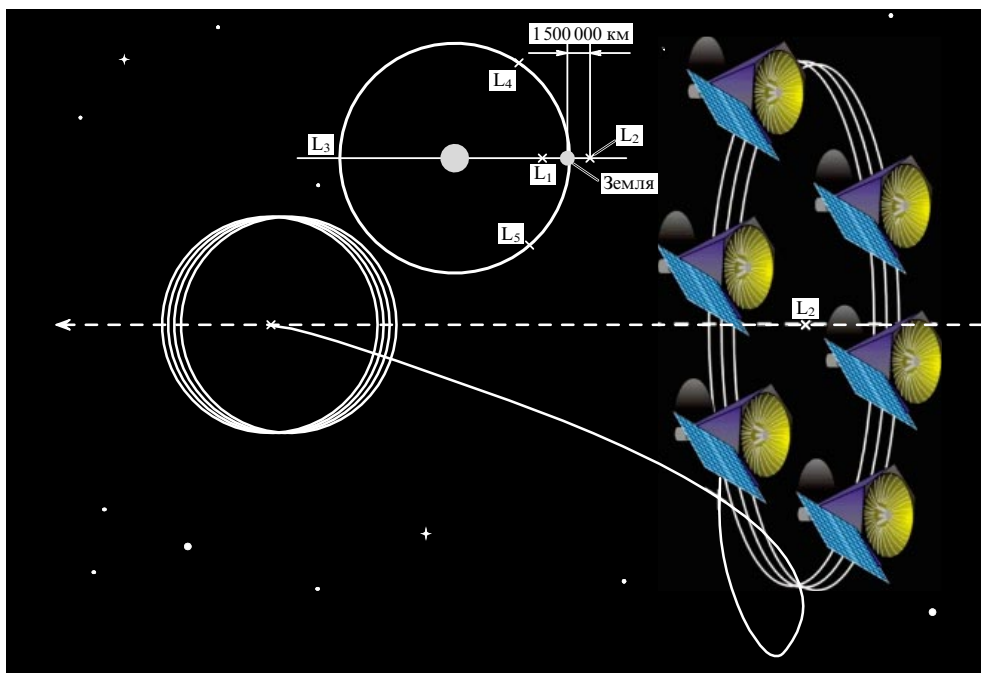


Рис. 4. Космический многоэлементный интерферометр.

Наиболее крупными радиоастрономическими космическими проектами, обеспечивающими сверхвысокое угловое разрешение, являются интерферометры Земля – космос сантиметрового и дециметрового диапазонов "Радиоастрон" (основные параметры показаны на рис. 2, более подробно описаны в [35]) и миллиметрового-субмиллиметрового диапазонов "Миллиметрон" (основные параметры представлены на рис. 3 и 4, подробности см. в [36]). В качестве наземного плеча будут использоваться все крупнейшие радиотелескопы мира. Оба проекта включены в Федеральную космическую программу России и поддерживаются широкой международной кооперацией обсерваторий и институтов. Ведется строительство новых крупных наземных радиотелескопов. В частности, Российская Федерация совместно с Узбекистаном строят на плато Суффа крупнейший радиотелескоп миллиметрового диапазона с диаметром зеркала 70 м [37], начато строительство решетки (международная система ALMA (Atakama Large Millimeter Array)) из 64 антенн диаметром 12 м на высоте 5 км в пустыне Атакама [38]. Начато сооружение в Европе крупнейшего многолучевого радиотелескопа метровых и декаметровых волн LOFAR (Low Frequency Array) с эффективной площадью до миллиона квадратных метров [39], идет проектирование такого же по площади радиотелескопа сантиметровых и дециметровых волн SKA (Square Kilometre Array) [40]. Ведется предварительное обсуждение создания многоэлементных антенных решеток (похожих на схему перспективного развития проекта "Миллиметрон" (см. рис. 4)): в районе антисолнечной точки Лагранжа L_2 ($1,5 \times 10^6$ км от Земли) или даже в "треугольных" точках (150×10^6 км), в этом случае наша Вселенная окажется в ближней зоне для субмиллиметрового диапазона.

4. Заключение

Перечислим основные проблемы астрофизики с точки зрения науки начала XXI в. Этот перечень в основном

совпадает со списком проблем астрофизики, обсуждающимся в [7, с. 11–74], однако я хотел бы подчеркнуть значимость редукционизма для понимания роли процессов возникновения и эволюции жизни и информации во Вселенной.

1. Высшие формы разума во Вселенной. Проблема редукционизма.
2. Антропный принцип и множественность вселенных (Multiverse).
3. Топология Вселенной, дополнительные измерения, кротовые норы.
4. Космологическая модель и эволюция нашей Вселенной.
5. Скрытые масса и энергия.
6. Начало нашей Вселенной.
7. Галактические ядра и черные дыры.
8. Нейтронные, кварковые и преонные звезды, происхождение гамма-всплесков.
9. Планетные системы и конденсированное состояние вещества во Вселенной, происхождение и эволюция жизни.
10. Гравитационно-волновая астрофизика и реликтовые гравитационные волны.
11. Нейтринная астрофизика и реликтовые нейтрино.
12. Происхождение космических лучей.

При исследовании всех этих проблем радиоастрономия имеет самые блестящие перспективы, фундаментом которых являются теория распространения и генерации радиоволн в космических средах, физика космических лучей и другие области физики и астрофизики, многие из которых были разработаны В.Л. Гинзбургом, которому в заключение хочу выразить глубокую благодарность за обсуждение упомянутых здесь вопросов.

Список литературы

1. *Радиоастрономия*. Аннотир. библиогр. указатель отечеств. и иностр. литературы. 1932–1958 гг. (Сост. В Г Нейшильд,

- Б Н Пановкин; Отв. ред. Ю Л Кокурин) (М.: Изд-во АН СССР, 1960)
2. *Очерки истории радиоастрономии в СССР*. Сб. науч. тр. (Редкол. А Е Саломонович и др.) (Киев: Наукова думка, 1985); Гиндилис Л М и др. *Развитие радиоастрономии в СССР* (Отв. ред. А Е Саломонович) (М.: Наука, 1988)
 3. Алексеев В А и др. *Советские радиотелескопы и радиоастрономия Солнца* (Отв. ред. А Е Саломонович, Г Я Смольков) (М.: Наука, 1990)
 4. Шкловский И С *Из истории развития радиоастрономии в СССР* (Новое в жизни, науке, технике. Космонавтика, астрономия, Вып. 11) (М.: Знание, 1982)
 5. *Радиоастрономия. Труды Пятого совещания по вопросам космогонии, 9–12 марта 1955 г.* (Отв. ред. В Л Гинзбург) (М.: Изд-во АН СССР, 1956)
 6. Van de Hulst H C (Ed.) *Radio Astronomy, IAU Symp., No. 4, August 1955* (Cambridge: Univ. Press, 1957)
 7. Гинзбург В Л *О науке, о себе и о других* 3-е изд. (М.: Физматлит, 2003)
 8. Гинзбург В Л "Об излучении Солнца в области радиочастот" *ДАН СССР* **52** 491 (1946)
 9. Гинзбург В Л "Радиоизлучение Солнца и Галактики" *УФН* **32** 26 (1947)
 10. Гинзбург В Л "Новые данные о радиоизлучении Солнца и Галактики" *УФН* **34** 13 (1948)
 11. Гинзбург В Л "Н.Д. Папалекси и радиоастрономия" *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **12** 34 (1948)
 12. Гинзбург В Л "О поглощении радиоволн в солнечной короне" *Астрон. журн.* **26** 84 (1949)
 13. Гетманцев Г Г, Гинзбург В Л "О диффракции солнечного и космического радиоизлучения на Луне" *ЖЭТФ* **20** 347 (1950)
 14. Гинзбург В Л "Космические лучи как источник галактического радиоизлучения" *ДАН СССР* **76** 377 (1951)
 15. Гинзбург В Л "Межзвездная материя и ионосферные возмущения, приводящие к мерцанию радиозвезд" *ДАН СССР* **84** 245 (1952)
 16. Гинзбург В Л "Сверхновые и новые звезды как источники космического и радиоизлучения" *ДАН СССР* **92** 1133 (1953)
 17. Альперт Я Л, Гинзбург В Л, Фейнберг Е Л *Распространение радиоволн* (М.: Гос. изд. техн.-теор. лит., 1953)
 18. Гинзбург В Л "О природе радиогалактик" *Астрон. журн.* **38** 380 (1961)
 19. Гинзбург В Л, Писарева В В "Поляризация радиоизлучения дискретных источников и изучение метагалактического, галактического и околосолнечного пространства" *Изв. вузов. Радиофизика* **6** 877 (1963)
 20. Гинзбург В Л, Сыроватский С И *Происхождение космических лучей* (М.: Изд-во АН СССР, 1963)
 21. Spergel D N et al. "Wilkinson microwave anisotropy probe (WMAP) three year results: implications for cosmology", astro-ph/0603449; *Astrophys. J.* (2007) (in press)
 22. The Planck Collab. "The scientific programme of Planck", astro-ph/0604069
 23. Visser M *Lorentzian Wormholes: from Einstein to Hawking* (Woodbury, NY: American Institute of Physics, 1995)
 24. Кардашев Н С, Новиков И Д, Шацкий А А "Магнитные тоннели (кратовые норы) в астрофизике" *Астрон. журн.* **83** 675 (2006)
 25. Kovalev Y Y et al. "Sub-milliarsecond imaging of quasars and active galactic nuclei. IV. Fine-scale structure" *Astron. J.* **130** 2473 (2005)
 26. Kuno N et al. "Radio observations of the afterglow of GRB 030329" *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **56** (2) L1 (2004); astro-ph/0401258
 27. Kohno K et al. "Nobeyama Millimeter Array observations of GRB 030329: a decay of afterglow with bumps and molecular gas in the host galaxy" *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **57** (1) 147 (2005); astro-ph/0412261
 28. Frail D A et al. "An energetic afterglow from a distant stellar explosion" *Astrophys. J.* **646** L99 (2006)
 29. Soglasnov V A et al. "Giant pulses from PSR B1937+21 with widths ≤ 15 nanoseconds and $T_b \geq 5 \times 10^{39}$ K, the highest brightness temperature observed in the Universe" *Astrophys. J.* **616** 439 (2004)
 30. Tudose V et al. "First e-VLBI observations of Cygnus X-3" *Mon. Not. R. Astron. Soc. Lett.* **375** L11 (2007)
 31. Camilo F et al. "Transient pulsed radio emission from a magnetar" *Nature* **442** 892 (2006)
 32. Slysh V I "Self-stark limit on brightness temperature in cosmic masers", in *Radio Astronomy at the Fringe* (Astron. Soc. of the Pacific Conf. Ser., Vol. 300, Eds J A Zensus, M H Cohen, E Ros) (San Francisco, Calif.: Astron. Soc. of the Pacific, 2003) p. 239
 33. Vlemmings W H T, Bignall H E, Diamond P J "Green Bank Telescope observations of the water masers of NGC 3079: accretion disk magnetic field and maser scintillation" *Astrophys. J.* **656** 198 (2007)
 34. Argon A L et al. "Toward a new geometric distance to the active galaxy NGC4258: I. VLBI monitoring of water maser emission", astro-ph/0701396
 35. Проект РадиоАстрон, http://www.asc.rssi.ru/radioastron/description/intro_rus.htm
 36. Проект Миллиметрон, <http://www.asc.rssi.ru/millimetron/rus/millim.htm>
 37. Радиоастрономическая обсерватория на плато Суффа, <http://tashkbn.narod.ru/suffa.htm>
 38. The Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA), <http://www.alma.info/>
 39. LOFAR, <http://www.lofar.org/>
 40. Square Kilometre Array (SKA), <http://www.skatelescope.org/>

PACS numbers: 96.50.S–, 98.70.Sa

О происхождении галактических космических лучей

В.С. Птускин

1. Введение

Наша Галактика заполнена космическими лучами — газом релятивистских протонов, электронов и атомных ядер. Основная доля этих частиц была ускорена в остатках сверхновых и несколько десятков миллионов лет блуждает в межзвездных магнитных полях до выхода в межгалактическое пространство. Спектр космических лучей имеет степенной вид по энергии с изломом ("коленом") при 3×10^{15} эВ (рис. 1). Максимальная зарегистрированная энергия превышает 10^{20} эВ. При очень малой концентрации, $N \sim 10^{-10}$ см $^{-3}$, на 10 порядков меньшей средней концентрации межзвездного газа в галактическом диске $n \sim 1$ см $^{-3}$, космические лучи обладают плотностью энергии $w_{cr} = 1,5$ эВ см $^{-3}$, что сравнимо с плотностью энергии галактического магнитного поля и плотностью энергии турбулентных движений межзвездного газа. Космические лучи в высокой сте-

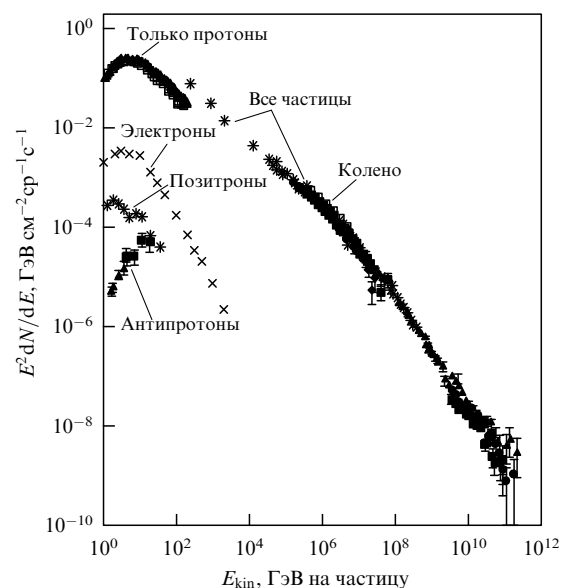


Рис. 1. Спектр космических лучей с энергиями, превышающими 1 ГэВ. (Упрощенная версия рисунка из статьи [1], в которой даны ссылки на соответствующие эксперименты.)

пени изотропны — амплитуда первой угловой гармоники в распределении направлений их прихода составляет $\delta_{cr} \sim 10^{-3}$ при энергиях $10^{12} - 10^{14}$ эВ, для которых данные наиболее надежны.

Эффективная изотропизация и перемешивание траекторий энергичных заряженных частиц объясняются действием межзвездных магнитных полей. В результате непосредственная идентификация источников приходящих на Землю частиц оказывается невозможной. Установление синхротронной природы основной части не теплового космического радиоизлучения в начале 1950-х годов позволило получить данные о релятивистских электронах, которые входят в состав космических лучей, находящихся вдали от Земли. Именно к этому периоду относятся пионерские работы В.Л. Гинзбурга [2–4] по теории синхротронного космического радиоизлучения. Благодаря развитию радиоастрономии возникла астрофизика космических лучей и стало ясно, что наличие релятивистских частиц является универсальным феноменом в космических условиях. Подробнее с периодом становления астрофизики космических лучей можно ознакомиться по статье [5] и цитированной там литературе. К середине 1960-х годов, в значительной степени благодаря исследованиям В.Л. Гинзбурга и его совместной работе с С.И. Сыроватским, была разработана каноническая модель происхождения космических лучей, изложенная в книге В.Л. Гинзбурга и С.И. Сыроватского [6]. Эта книга стала "библией" для специалистов по астрофизике высоких энергий. Развита в [6] модель основана на следующих положениях: основная часть космических лучей имеет галактическое происхождение; космические лучи диффундируют в межзвездных магнитных полях и заполняют обширное гало; источниками космических лучей являются взрывы сверхновых. Бурное развитие этой области астрофизики нашло отражение в книге [7], которая задумывалась В.Л. Гинзбургом как продолжение [6]. В книгу [7] вошла, в частности, и новая тематика: гамма-астрономия, нейтринная астрономия, космические лучи со сверхвысокой энергией, описание ускорения и переноса космических лучей на кинетическом уровне. Более поздние обзоры можно найти в [8–10]. Настоящее краткое сообщение главным образом иллюстрирует развитие тех исследований, которые были выполнены В.Л. Гинзбургом и сложившимся вокруг него научным коллективом. В основном отражены полученные после опубликования обзора В.Л. Гинзбурга в УФН [8] результаты и сформулированы остающиеся нерешенными проблемы.

2. Диффузионная модель распространения космических лучей

Движение космических лучей с энергиями до $E \sim 10^{17}$ эВ в галактических магнитных полях обычно описывают как диффузию [6, 7]. Диффузионная модель является основой для интерпретации данных по спектру, составу и анизотропии космических лучей, а также соответствующих радиоастрономических, рентгеновских и гамма-астрономических наблюдений. Согласие с этими данными позволяет определить основные параметры модели. При этом необходимо решить уравнения переноса для релятивистских протонов, ядер и электронов при заданном распределении источников (остатков сверхновых) и заданных условиях на границах гало. Уравнение переноса частиц описывает их диффузию,

конвективный перенос гипотетическим галактическим ветром и изменения энергии, включая потери энергии в межзвездной среде и возможное доускорение межзвездной турбулентностью. В космических лучах наблюдается высокое содержание редких в природе вторичных ядер ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{He}$, Li , Be , B и др., которые образуются при ядерной фрагментации более тяжелых ядер, взаимодействующих с ядрами межзвездного газа. За время пребывания в Галактике космические лучи проходят толщину вещества ~ 10 г см^{-2} при энергии ~ 1 ГэВ на нуклон (при этой энергии наблюдается максимальное отношение содержания вторичных ядер к первичным). Порядка ста различных стабильных и радиоактивных изотопов в широком интервале энергий включаются в современные полные расчеты переноса и ядерной трансформации космических лучей в Галактике.

При моделировании распространения космических лучей используются как комбинация аналитических и численных методов (см. [11–14]), так и прямые численные расчеты [15, 16]. Требуемая полная мощность источников космических лучей в Галактике оказывается равной $Q_{cr} = 5 \times 10^{40}$ эрг с^{-1} , что составляет примерно 15% кинетической энергии взрывов сверхновых. С учетом селекции инжектируемых в процесс ускорения ионов по величине первого потенциала ионизации или летучести состав космических лучей в источниках оказывается близким к составу Солнечной системы и локальной межзвездной среды (подробнее см. [9]). Высота гало космических лучей составляет $H \approx 4$ кпк (или больше в модели с галактическим ветром). Согласно [16] в двух основных вариантах диффузионной модели коэффициент диффузии космических лучей, определенный по статистически надежным (примерно до 100 ГэВ на нуклон) данным о вторичных ядрах, выражается в виде

$$D = 2,2 \times 10^{28} \beta \left(\frac{R}{R_0} \right)^{0,6} [\text{см}^2 \text{с}^{-1}] \text{ при } R > R_0 = 3 \text{ ГВ},$$

$$D \sim \beta^{-2} \text{ при } R < R_0$$

в чисто диффузионной модели и

$$D = 5,2 \times 10^{28} \beta \left(\frac{R}{R_0} \right)^{0,34} [\text{см}^2 \text{с}^{-1}] \text{ при всех } R$$

при учете стохастического доускорения частиц случайными магнитогидродинамическими (МГД) волнами в межзвездной среде и величине альвеновской скорости $V_a \approx 36$ км с^{-1} (см. также обсуждение в разделе 3). Здесь $R = pc/Z$ — магнитная жесткость, p — импульс, Z — заряд, $\beta = v/c$, v — скорость частицы.

Оба варианта (1) и (2) не свободны от трудностей и нуждаются в совершенствовании. Сильная зависимость диффузии в (1) от энергии в чисто диффузионной модели приводит к анизотропии, превышающей наблюдаемую при энергии $\sim 10^{14}$ эВ более чем на порядок (см. [17]). С другой стороны, модель с доускорением дает заниженный по сравнению с наблюдаемым поток вторичных антипротонов в космических лучах (см. [16]). Существенно также, что для объяснения спектра космических лучей $\sim E^{-2,7}$, наблюдаемого при энергиях $E > 30$ ГэВ на нуклон, требуется спектр в источнике $E^{-2,1}$ в варианте (1) и $E^{-2,36}$ в варианте (2). Непосредственные наблюдения радио- и гамма-излучения от остатков сверхновых и

современная теория ускорения частиц в остатках сверхновых дают спектр частиц, близкий к E^{-2} , и в этом смысле вариант (1) выглядит предпочтительнее.

Диффузное гамма-излучение отражает глобальное распределение космических лучей в Галактике. При взаимодействии с ядрами межзвездного газа протонно-ядерная компонента космических лучей генерирует непрерывное гамма-излучение в основном через образование и распад π^0 -мезонов в процессе $pp \rightarrow \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Электронная компонента генерирует гамма-излучение благодаря комптоновскому рассеянию фотонов межзвездного фонового излучения и через тормозное излучение в межзвездном газе. Диффузионная модель распространения космических лучей с коэффициентом диффузии, определяемым по наблюдениям вблизи Земли и не зависящим от координат во всем объеме Галактики, в целом хорошо воспроизводит угловое и энергетическое распределение галактических гамма-лучей с энергиями 30 МэВ–10 ГэВ, полученное в эксперименте EGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) [18, 19]. Однако найденный градиент концентрации космических лучей оказался меньше предсказываемого при стандартном радиальном распределении источников — остатков сверхновых, что, скорее всего, свидетельствует о необходимости усовершенствования модели (см. [20]).

Загадкой данных EGRET является наблюдаемый во всех направлениях избыток гамма-излучения при энергиях 1–10 ГэВ по сравнению с ожидаемым потоком, вычисленным с использованием данных о спектрах протонов, ядер и электронов в космических лучах у Земли (рис. 2). Если это не инструментальный эффект (что будет проверено на планируемом к запуску космическом гамма-телескопе GLAST (Gamma-ray Large Area Space Telescope)), то не исключено наличие аномалии в характеристиках космических лучей в окрестности Солнечной системы радиусом в несколько сотен парсек по сравнению со средними по Галактике характеристиками. Имеются альтернативные объяснения, связанные с вкладом в диффузное излучение областей источников с жестким спектром [21, 22] и с потоком гамма-лучей от гипотетической аннигиляции темной материи в галактике с обширным гало [23]. При этом очень информативными являются наблюдения диффузного гамма-

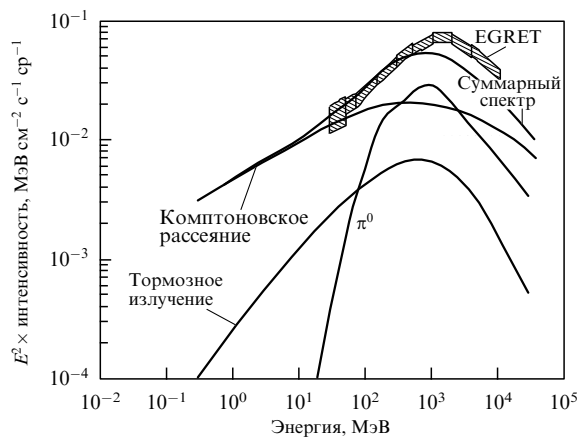


Рис. 2. Спектр диффузного галактического гамма-излучения [19]: данные наблюдений EGRET и результаты соответствующих теоретических расчетов для различных механизмов генерации гамма-излучения.

излучения от галактического диска при энергиях в несколько тераэлектронвольт [24] (см. обсуждение в [25]).

Отметим, что по данным EGRET с помощью "теста Гинзбурга" было установлено [26], что концентрация космических лучей с энергиями 1–10 ГэВ в межгалактическом пространстве существенно меньше, чем в Галактике. Тест, который был предложен в [27], состоит в измерении потока гамма-лучей от Магеллановых Облаков, расстояния до которых и масса газа в которых хорошо известны. В развитие другой ранней работы [28], в которой участвовал В.Л. Гинзбург, недавно было получено сильное ограничение на межгалактическую концентрацию космических лучей в космологических масштабах [29]. Было показано, что ускоряемые в сверхновых и в галактиках с бурным звездообразованием космические лучи существенно влияют на тепловую историю Вселенной при больших красных смещениях. Для объяснения значения температуры межгалактической среды $\sim 10^4$ К при красном смещении $z = 2-4$ плотность энергии космических лучей в межгалактическом пространстве в настоящую эпоху, т.е. при $z = 0$, должна при разных предположениях составлять $10^{-4} - 6 \times 10^{-3}$ эВ см $^{-3}$ в стандартной модели холодной темной материи с Λ -членом. Эта величина согласуется с известными энергетическими оценками [6–8].

3. Кинетическая теория диффузии

Диффузия космических лучей в Галактике объясняется их рассеянием в случайных магнитных полях. Это рассеяние имеет резонансный характер, так что частица с гирорадиусом $r_g = pc/(ZeB)$ в основном рассеивается неоднородностями магнитного поля с волновым числом $k_{\text{res}} \sim 1/r_g$ (см. [7, 30]). В типичном межзвездном поле $B = 5$ мкГс величина $r_g = 6,7 \times 10^{11} R_{\text{GV}} [\text{см}]$ (здесь R_{GV} — магнитная жесткость частицы, измеряемая в гигавольтах). Возникающая пространственная диффузия оказывается сильно анизотропной и преимущественно идет вдоль силовых линий магнитного поля. Однако сильные флуктуации, $\delta B/B \sim 1$, в больших масштабах, $L \sim 100$ пк, приводят к изотропизации диффузии (в квазистатистическом поле процесс изотропизации диффузии нетривиален и обусловлен стохастическим разбеганием близких магнитных силовых линий (см. [31, 32])). Предполагая флуктуации магнитного поля в резонансном масштабе малыми по сравнению с полным крупномасштабным полем, $\delta B_{\text{res}} \ll B$, и считая флуктуации изотропными в пространстве волновых векторов \mathbf{k} , можно оценить коэффициент диффузии при $r_g < L$ (т.е. при $E < 10^{17}$ эВ) как

$$D \approx \frac{vr_g}{3} \frac{B^2}{B_{\text{res}}^2} \quad (3)$$

(см. подробнее [7, 30]). Наблюдаемая спектральная плотность энергии межзвездной турбулентности имеет степенной вид: $w(k) dk \sim k^{-2+a} dk$, где $a \approx 1/3$ в широком интервале волновых чисел, $1/(3 \times 10^{20}) < k < 1/10^8$ см $^{-1}$ [33]. При этом (3) дает оценку $D \approx 4 \times 10^{27} R_{\text{GV}}^{1/3} [\text{см}^2 \text{с}^{-1}]$, что удовлетворительно согласуется с эмпирическим значением в модели с доускорением (2). Само доускорение возникает как диффузия по импульсу с коэффициентом $D_{\text{pp}} \approx p^2 V_a^2 / D$ при учете конечной скорости движения ($\sim V_a$) случайных неоднородностей, которые рассеивают частицы и обеспечивают пространственную

диффузию. Доускорение межзвездной турбулентностью может быть существенным лишь при сравнительно малых энергиях и не влияет на энергетический спектр космических лучей при $E > 30$ ГэВ на нуклон. Напомним, что основное ускорение происходит в компактных источниках — остатках сверхновых.

Зависимость диффузии от магнитной жесткости частиц $D \sim \beta R^{1/3}$ типична для колмогоровского спектра, для которого $a = 1/3$. Теоретически [34] не исключено, что колмогоровский спектр относится только к части межзвездной МГД-турбулентности, которая включает возмущения альвеновского типа, сильно вытянутые вдоль направления магнитного поля. Такие возмущения с $\mathbf{kV} = 0$ не являются эффективными для рассеяния частиц и не могут дать нужный коэффициент диффузии. Наряду с этим могут существовать более изотропные возмущения, состоящие из быстрых магнитозвуковых волн с меньшей амплитудой в основном масштабе [35]. Эта часть турбулентности имеет спектр Ирошникова–Крейкнана с параметром $a = 1/2$ и обеспечивает диффузию космических лучей с коэффициентом диффузии $D \sim \beta R^{1/2}$, что близко к варианту эмпирической модели (1), если для этих возмущений $\delta B/B \sim 0,2$ в основном масштабе $L \sim 100$ пк. Отметим, что при этом можно объяснить, почему коэффициент диффузии (1) имеет минимум при $R = R_0 = 3$ ГВ: сравнительно медленный нелинейный каскад МГД-волн Ирошникова–Крейкнана обрывается на масштабах, меньших $1/k \sim 10^{12}$ см, вследствие затухания на космических лучах. Соответствующий самосогласованный расчет приведен в [16].

Можно констатировать, что кинетическая теория дает согласующуюся с эмпирической величину коэффициента диффузии и в принципе объясняет его зависимость от магнитной жесткости, но отсутствие детальной информации о межзвездной турбулентности не позволяет получить однозначные предсказания и, в частности, сделать окончательный выбор между вариантами $D \sim \beta R^{1/3}$ и $D \sim \beta R^{1/2}$.

Наличие в Галактике отличного от нуля крупномасштабного среднего магнитного поля приводит к появлению холловской диффузии с коэффициентом $D_H = vr_g/3$, который входит в антисимметричную часть тензора диффузии и сильно зависит от магнитной жесткости частиц. Благодаря последнему обстоятельству роль холловской диффузии (дрейфа) возрастает с увеличением энергии, что может привести к появлению колена в спектре космических лучей при энергии $\sim 3 \times 10^{15}$ эВ за счет перехода от обычной диффузии к холловской [36–38]. Другое объяснение связывает происхождение колена с процессом ускорения частиц в остатках сверхновых (см. раздел 6).

4. Коллективные эффекты в космических лучах

Космические лучи не всегда могут рассматриваться как пробные частицы, движущиеся в заданных регулярных и случайных полях. Пионерская работа о роли коллективных (плазменных) эффектов при распространении космических лучей принадлежит В.Л. Гинзбургу [39] (см. также [40]). Поточковая неустойчивость космических лучей с концентрацией $N_{cr}(E) \sim E^{-\gamma+1}$ приводит к усилению МГД-волн с инкрементом

$$\Gamma_{cr}(k) \approx \Omega_p \frac{N(r_g > k^{-1})}{n} \left(\frac{v\delta_{cr}}{(\gamma+2)V_a} - 1 \right), \quad (4)$$

где Ω_p — гирочастота тепловых протонов. Даже при малой анизотропии, $\delta_{cr} \approx 10^{-3}$, неустойчивость для галактических космических лучей с энергией ~ 100 ГэВ развивается примерно за 10^5 лет, т.е. довольно быстро по галактическому масштабу времени. Развитие неустойчивости приводит к изотропизации углового распределения частиц и усилению турбулентности (см., например, [41–43] и цитированную там литературу). Вблизи источников эффект значительно усиливается. Как будет видно из обсуждения в разделе 6, развитие поточковой неустойчивости частиц вблизи фронта ударной волны в остатке сверхновой необходимо для ускорения космических лучей.

Космические лучи вызывают, помимо кинетических, существенные гидродинамические эффекты в Галактике. Учет давления космических лучей принципиально важен для формирования гало, заполненного газом, магнитным полем и релятивистскими частицами [44]. Равновесное распределение межзвездной среды над галактической плоскостью в гравитационном поле звезд подвержено паркерской неустойчивости [45], в развитии которой значительную роль играют космические лучи. Используя диффузионно-конвективное уравнение переноса для космических лучей, можно показать [46], что неустойчивость развивается, если показатель политропы межзвездного газа γ_g оказывается меньшим критического значения

$$\gamma_{g^*} = 1 + \frac{P_{m0}}{P_g} \frac{0,5P_g + P_{m0} + P_{cr}}{P_g + 1,5P_{m0} + P_{mt} + P_{cr}}, \quad (5)$$

где P_g , P_{m0} , P_{mt} и P_{cr} — давления газа, регулярного и случайного галактических магнитных полей и космических лучей соответственно. Неустойчивость приводит к крупномасштабной турбулентности и позволяет поддерживать примерно равное распределение энергии между космическими лучами, магнитным полем и турбулентными движениями газа. Характерное время развития неустойчивости составляет $\sim 10^7$ лет для неустойчивости галактического газового диска и $\sim 10^8$ лет для неустойчивости газового гало. В работе [47] было показано, что возникающие под действием космических лучей над галактическим диском магнитные арки и петли необходимы для реализации $\alpha\omega$ -динамо — основного механизма генерации магнитного поля в Галактике.

Возможно, что газ в гало не находится в статическом равновесии, а вовлечен в крупномасштабное конвективное движение — галактический ветер. Существование сверхзвукового галактического ветра в нашей Галактике за счет высокой температуры межзвездного газа в галактическом диске кажется маловероятным, поскольку температура газа недостаточно высока. Однако галактический ветер может поддерживаться давлением космических лучей. В [48, 49] развита модель, в которой космические лучи после выхода из источников (остатков сверхновых) определяют течение ветра во вращающейся галактике с замороженным магнитным полем. При этом поточковая неустойчивость космических лучей, выходящих из галактики вдоль спирального магнитного поля, приводит к генерации МГД-турбулентности, которая самосогласованным образом определяет перенос релятивистских частиц. Течение имеет скорость ~ 30 км s^{-1} на расстоянии ~ 3 кпк, становится сверхзвуковым на расстоянии ~ 20 кпк и разгоняется до скорости ~ 400 км s^{-1} на расстояниях, равных нескольким сотням килопарсек. Внешнее давление межгалактического газа приводит к

возникновению ударной волны на расстоянии ~ 300 кпк. В данной модели коэффициент диффузии частиц не задается независимо, а последовательно вычисляется и является зависящим от мощности источников и спектра ускоренных в них частиц. Замечательно, что найденные коэффициенты переноса и остальные параметры модели хорошо согласуются с эмпирической диффузионной моделью распространения космических лучей в варианте с галактическим ветром [7, 13].

5. Космические лучи в остатках сверхновых

Многочисленные наблюдения указывают на наличие релятивистских частиц в остатках сверхновых оболочечного типа. Результаты наблюдений кратко можно суммировать следующим образом.

1. Остатки сверхновых являются источниками синхротронного радиоизлучения, которое свидетельствует о наличии в них релятивистских электронов с полной энергией $10^{48} - 10^{49}$ эрг и спектром $E^{-1.9} - E^{-2.5}$ в интервале энергий частиц 50 МэВ – 30 ГэВ [6, 50, 51]. Этого достаточно, чтобы обеспечить наблюдаемую в космических лучах концентрацию электронов при частоте вспышек сверхновых в Галактике $\nu_{sn} \sim 1/30 \text{ год}^{-1}$.

2. Сначала для SN 1006 [52], а затем и для других молодых остатков сверхновых с возрастами 300–2000 лет, включая Cas A, RX J1713.7-3946, RX J0852-46, Tycho, RCW 86, Kepler, было установлено наличие синхротронного излучения в рентгеновском диапазоне энергий до нескольких килоэлектронвольт, что указывает на наличие в них электронов с энергиями $\sim 10^{13}$ эВ и, возможно, с более высокими. Излучение идет из узкой области, находящейся непосредственно за фронтом ударной волны, в которую сносятся и в которой теряют энергию на синхротронное излучение ускоренные на фронте электроны. Размер области излучения позволяет определить величину магнитного поля, которая оказывается значительной — достигает нескольких сотен микрогауссов (см. [53]).

3. Наличие протонно-ядерной компоненты космических лучей в принципе можно установить по гамма-излучению остатков сверхновых, возникающему в процессе $pp \rightarrow \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ в областях со сравнительно высокой плотностью газа. Анализ данных EGRET при энергиях гамма-фотонов 30 МэВ – 30 ГэВ указывает на ожидаемый избыток излучения от нескольких протяженных остатков сверхновых, включая γ Cygni, IC433 и Monoceros [54, 55]. Ожидается проверка этого результата в эксперименте GLAST.

4. В последние примерно пять лет появились надежные данные о тераэлектронвольтном гамма-излучении от оболочек молодых остатков сверхновых RX J1713.7-3946 [56–58], Cas A [59], RX J0852-46 [60] и еще приблизительно трех остатков сверхновых (их идентификация не всегда однозначна), зарегистрированных при обзоре галактической плоскости в области $-30^\circ < l < 30^\circ$, выполненном на установке HESS (High Energy Stereoscopic System) [61], регистрирующей черенковское излучение из атмосферы. Спектр излучения близок к E^{-2} , максимальная зарегистрированная энергия фотонов достигает ~ 40 ТэВ. Вероятнее всего, излучение производится ускоренными до $E \sim 5 \times 10^{14}$ эВ на нуклон протонами и ядрами (см. обсуждение в [56–62]). Электроны также могут быть источником тераэлектронвольтных фотонов через комптоновское рассеяние фонового излу-

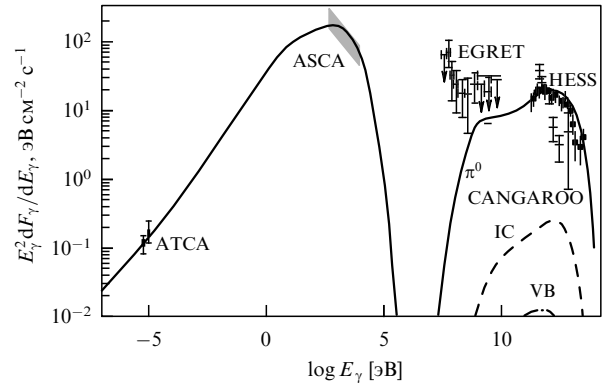


Рис. 3. Спектр излучения остатка сверхновой RX J1713.7-3946 и его моделирование [62], F_γ — поток фотонов в единицах $[\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{эВ}^{-1}]$. Результаты расчетов для синхротронного излучения и гамма-излучения за счет π^0 -распадов соответствуют сплошным кривым; штриховой кривой показан вклад комптоновского рассеяния (IC), штрихпунктирной — тормозное излучение (VB). (ATCA — Australia Telescope Compact Array, ASCA — Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics, CANGAROO — Collaboration of Australia and Nippon for a Gamma Ray Observatory in the Outback, HESS — High Energy Stereoscopic System.)

чения, но это требует сравнительно малой величины магнитного поля, в пределах 10–30 мкГс (величина поля определяется по отношению величин комптоновского и синхротронного потоков излучения), что в целом не подкрепляется данными наблюдений. По заключению работы [61] наблюдения оболочечных остатков сверхновых в тераэлектронвольтных гамма-лучах свидетельствуют о том, что в протонно-ядерную компоненту космических лучей в среднем переходит примерно 20 % кинетической энергии разлетающейся оболочки сверхновой и остаток сверхновой является источником этого излучения в течение 10^4 лет. Этот вывод подтверждает то, что остатки сверхновых — основные источники космических лучей в Галактике.

На рисунке 3 показан пример расчета излучения остатка сверхновой во всем диапазоне электромагнитного излучения, выполненный в работе [62] для источника RX J1713.7-3946. Следует отметить, что требуемое при моделировании отношение концентрации ускоренных электронов к концентрации протонов оказывается примерно на порядок ниже, чем непосредственно наблюдаемое в космических лучах при энергии 1 ГэВ отношение $\sim 1 - 2\%$.

6. Ускорение частиц в остатках сверхновых

Перейдем к обсуждению механизма ускорения космических лучей в остатках сверхновых, который является версией ускорения Ферми первого рода [63]. Ускорение происходит в сжимающемся на ударной волне потоке газа благодаря многократному пересечению диффундирующими быстрыми частицами фронта ударной волны [64, 65] (см. также обзоры в [9]). Распределение частиц по импульсам имеет степенной вид: $N(p) \sim p^{-(r+2)/(r-1)}$, где r — сжатие газа в ударной волне, так что $N(p) \sim p^{-2}$ при $r = 4$ — предельном сжатии в сильной ударной волне в одноатомном газе без высвечивания. Ускорение оказывается весьма эффективным, и при большом числе Маха ударной волны, $M \gg 1$, давление ускоренных частиц на фронте ударной волны достигает величины $P_{cr} = \xi_{cr} \rho u_{sh}^2$,

$\xi_{cr} \sim 0,5$ [66] (здесь ρ — плотность межзвездного газа, u_{sh} — скорость ударной волны). Столь высокая эффективность ускорения приводит к модификации профиля ударной волны под действием давления космических лучей. В результате спектр ускоренных частиц при очень высоких энергиях становится более плоским (жестким), чем p^{-2} , а при значениях энергии, меньших нескольких гигаэлектронвольт на нуклон, наоборот, приобретает большую крутизну.

Для ускорения частиц на сферическом фронте ударной волны радиусом R_{sh} необходимо выполнение условия

$$D(p) \leq 0,1u_{sh}R_{sh}, \quad (6)$$

где численное значение коэффициента в правой части является приближенным.

Максимальное значение правой части соотношения (6), составляющее порядка $10^{28}(W_{51}/n)^{2/5}$ [см² с⁻¹], достигается в начале стадии Седова эволюции ударной волны, порожденной взрывом сверхновой с кинетической энергией $W = 10^{51}W_{51}$ [эрг] в межзвездной среде с плотностью n [см⁻³]. Стандартный коэффициент диффузии космических лучей в межзвездной среде (1) или (2) слишком велик, для того чтобы обеспечить ускорение. Необходимое аномально малое значение коэффициента диффузии может самосогласованным образом обеспечиваться самими ускоряемыми частицами за счет потоковой неустойчивости в предвестнике ударной волны, который имеет характерный размер $D(p)/u_{sh}$ [65, 67]. В качестве наиболее оптимистической оценки возникающего таким образом коэффициента диффузии на протяжении долгого времени использовался бомовский предел в межзвездном поле $D = D_B = vr_g/3$, что предполагает усиление случайного поля до величины $\delta B \approx B_{ism}$ в масштабах, необходимых для резонансного рассеяния частиц. При этом формула (6) дает оценку максимальной энергии ускоренных частиц $E_{max} \approx 10^{14}Z$ [эВ] в начале седовской стадии и слабую зависимость $E_{max} \sim t^{-1/5}$ для более поздних времен. В этих предположениях проводилось численное моделирование ускорения космических лучей и эволюции остатков сверхновых [66, 68].

Развитие теории сильной потоковой неустойчивости космических лучей в предвестнике ударной волны [69–72] показало, что использование гипотезы о бомовском пределе ускорения в межзвездном поле некорректно. При $u_{sh} \gg 10^3$ км с⁻¹ случайное поле усиливается до уровня $\delta B \gg B_{ism}$, а при $u_{sh} < 10^3$ км с⁻¹ случайное поле $\delta B < B_{ism}$ быстро уменьшается с увеличением возраста остатка сверхновой из-за диссипации турбулентности. Согласно оценкам [70] в экстремальных условиях, по-видимому, применимых к начальной стадии разлета оболочек сверхновых SN Ib/c (например SN1998 bw), случайное поле может достигать величины

$$\delta B_{max} \sim 10^3 \frac{u_{sh}}{3 \times 10^4 \text{ км с}^{-1}} n^{1/2} [\text{мкГс}], \quad (7)$$

а максимальная энергия ускоренных частиц

$$E_{max} \sim 10^{17}Z \frac{u_{sh}}{3 \times 10^4 \text{ км}^2 \text{ с}^{-2}} \frac{\xi_{cr}}{0,5} M_{ej}^{1/3} n^{1/6} [\text{эВ}] \quad (8)$$

(здесь M_{ej} — масса сброшенной оболочки, измеренная в массах Солнца). Как указывалось в разделе 5, наличие

сильного магнитного поля подтверждается рентгеновскими наблюдениями молодых остатков сверхновых. Очень большое усиление поля в молодых остатках является косвенным свидетельством ускорения протонов, которое сопровождается сильной потоковой неустойчивостью. Предсказываемая сильная зависимость $E_{max}(t)$ позволяет понять, почему тераэлектронвольтовое гамма-излучение наблюдается только от сравнительно молодых остатков сверхновых.

Теоретический спектр источников космических лучей в Галактике был вычислен в [72] путем усреднения спектра частиц, ускоренных и инжектированных в межзвездную среду за время жизни остатка сверхновой. Оказалось, что усредненный источник протонов с высокой энергией имеет степенной по энергии частиц вид с резким изломом при значении E_k , близком к энергии колена:

$$Q \sim \xi_{cr} v_{sn} W E^{-2} \text{ при } E \leq E_k, \quad (9)$$

где $E_k = 4 \times 10^{15} (\xi_{cr}/0,5) W_{51} M_{ej}^{-2/3} n^{1/6}$ [эВ], и

$$Q \sim E^{-s} \text{ при } E > E_k, \quad (10)$$

где $s = 3,5-5$ в разных вариантах модели. Частицы с энергиями $E < E_k$ ускоряются на седовской стадии; частицы с $E > E_k$ ускоряются на более ранней стадии свободного разлета в условиях, когда максимальная энергия отдельных частиц высока, но полное число частиц, вовлекаемых в процесс ускорения, относительно мало, чем и объясняется крутая форма спектра. Для каждого типа ионов излом находится при значении энергии $Z E_k$, пропорциональном заряду. Эти представления, в основном, согласуются с наблюдениями спектра и состава космических лучей [73] и, по-видимому, объясняют наличие колена в спектре всех частиц при значении энергии 3×10^{15} эВ. Для уточнения теории необходим популяционный анализ, учитывающий дисперсию параметров, входящих в соотношения (9) (см. [74]).

7. Сверхвысокие энергии

Утверждение об относительно малой по сравнению с галактической концентрации космических лучей в межгалактическом пространстве относится к частицам с не слишком высокой энергией, которые эффективно ускоряются галактическими источниками и хорошо удерживаются в галактических магнитных полях. Наблюдаемые космические лучи с самой высокой энергией, которые, по-видимому, имеют внегалактическое происхождение, более равномерно распределены во Вселенной. Спектр частиц с энергиями, превышающими 10^{17} эВ, по данным установки HiRes (High Resolution Fly's Eye) показан на рис. 4. Резкое уменьшение потока при $E > 6 \times 10^{19}$ эВ свидетельствует о наличии чернотельного обрезания спектра, предсказанного в работах [76, 77], которое возникает вследствие фотоионных потерь энергии за время порядка 4×10^9 лет при взаимодействии частиц (протонов) с фотонами микроволнового реликтового излучения. При энергии протонов 3×10^{20} эВ характерное время потерь составляет $\sim 10^8$ лет, так что эти частицы могут приходить на Землю только со сравнительно небольших по космологическим масштабам расстояний. Источниками частиц с самой высокой энергией

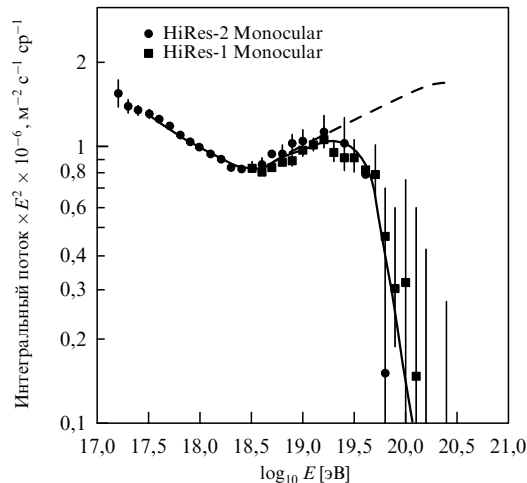


Рис. 4. Спектр космических лучей с самыми высокими энергиями по данным установки HiRes [75]. Кривые показывают наличие обрезания спектра при энергии 6×10^{19} эВ.

в принципе могут быть галактики с активными ядрами, взаимодействующие галактики, источники гамма-всплесков и др. (см. обзор [78]).

При интерпретации наблюдаемого спектра частиц сверхвысоких энергий рассматриваются два основных варианта. В одном из них уплощение спектра при энергии 4×10^{18} эВ (см. рис. 4) объясняется как переход от галактических к внегалактическим космическим лучам (см. подробнее [79, 80]). При этом спектр внегалактических источников близок к $E^{-2.3}$ и их состав является смешанным, точнее, во внегалактических источниках протоны и тяжелые ядра содержатся в нормальной пропорции. В другом варианте [81] переход от галактических к внегалактическим космическим лучам в наблюдаемом спектре происходит при энергии $\sim 10^{18}$ эВ. В последнем случае спектр источников близок к $E^{-2.7}$ и при чисто протонном составе особенность при $E \sim 4 \times 10^{18}$ эВ объясняется как следствие вклада, обусловленного рождением пар, в общие потери энергии на реликтовом излучении. Выбор между двумя описанными вариантами можно будет сделать после уточнения состава частиц при энергиях $E \gtrsim 10^{18}$ эВ (см. подробное обсуждение [80]). В любом случае требуется, чтобы галактические источники ускоряли частицы до $E \sim 10^{18} - 10^{19}$ эВ, что существенно превосходит оценки, приведенные в разделе 6. Возможно, что проблема решается при учете вклада редких "гиперновых" с большим энерговыделением, $W \approx 3 \times 10^{52}$ эрг [74]. Другая возможность связана с сильным доускорением частиц ансамблем ударных волн в ассоциациях O и B звезд [82] или в галактическом ветре [83]. Не исключен и вклад молодых нейтронных звезд с сильным магнитным полем ($\geq 10^{13}$ Гс) и релятивистским ветром, в которых в принципе возможно ускорение ионов до $E \sim 10^{20}$ эВ [84].

В целом, основное внимание в исследованиях космических лучей сегодня сфокусировано на области высоких энергий. Речь идет об окончательном выяснении природы колена в спектре частиц при $E \approx 3 \times 10^{15}$ эВ (отметим, что эта особенность была экспериментально обнаружена почти 50 лет назад [85]), определении предела ускорения частиц в Галактике и анализе процессов

ускорения частиц сверхвысоких энергий во внегалактических источниках.

Список литературы

1. Gaisser T K, in *Energy Budget in the High Energy Universe: Proc. of the Intern. Workshop, Kashiwa, Japan, 22–24 February 2006* (Eds K Sato, J Hisano) (Singapore: World Scientific, 2007); astro-ph/0608553
2. Гинзбург В Л *ДАН СССР* **76** 377 (1951)
3. Гинзбург В Л *ДАН СССР* **92** 1133 (1953)
4. Гинзбург В Л *УФН* **51** 343 (1953)
5. Ginzburg V L *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **28** 1 (1990)
6. Гинзбург В Л, Сыроватский С И *Происхождение космических лучей* (М.: Изд-во АН СССР, 1963)
7. Березинский В С, Буланов С В, Гинзбург В Л, Догель В А, Птускин В С *Астрофизика космических лучей* 2-е изд. (Под ред. В Л Гинзбурга) (М.: Наука, 1990)
8. Гинзбург В Л *УФН* **166** 169 (1996)
9. *Space Sci. Rev.* **99** 1–373 (2001)
10. McDonald F B, Ptuskin V S, in *The Century of Space Science* (Eds J A M Bleeker, J Geiss, M C E Huber) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2001) p. 677
11. Гинзбург В Л, Птускин В С *УФН* **117** 585 (1975); Ginzburg V L, Ptuskin V S *Rev. Mod. Phys.* **48** 161 (1976)
12. Ginzburg V L, Khazan Ia M, Ptuskin V S *Astrophys. Space Sci.* **68** 295 (1980)
13. Bloemen J B G M et al. *Astron. Astrophys.* **267** 372 (1993)
14. Ptuskin V S, Soutoul A *Astron. Astrophys.* **337** 859 (1998)
15. Strong A W, Moskalenko I V *Astrophys. J.* **509** 212 (1998)
16. Ptuskin V S et al. *Astrophys. J.* **642** 902 (2006)
17. Ptuskin V S, Zirakashvili V N *Adv. Space Res.* **37** 1898 (2006)
18. Hunter S D et al. (EGRET Collab.) *Astrophys. J.* **481** 205 (1997)
19. Strong A W, Moskalenko I V, Reimer O *Astrophys. J.* **613** 962 (2004)
20. Breitschwerdt D, Dogiel V A, Völk H J *Astron. Astrophys.* **385** 216 (2002)
21. Pohl M, Esposito J A *Astrophys. J.* **507** 327 (1998)
22. Berezhko E G, Völk H J *Astrophys. J.* **611** 12 (2004)
23. de Boer W et al. *Astron. Astrophys.* **444** 51 (2005)
24. Atkins R et al. (Milagro Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **95** 251103 (2005)
25. Prodanović T, Fields B D, Beacom J F *Astropart. Phys.* **27** 10 (2007); astro-ph/0603618
26. Sreekumar P et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 127 (1993)
27. Ginzburg V L *Nature Phys. Sci.* **239** 8 (1972)
28. Гинзбург В Л, Озерной Л М *Астрон. журн.* **42** 943 (1965)
29. Samui S, Subramanian K, Sriamand R, astro-ph/0505590
30. Топтыгин И Н *Космические лучи в межпланетных магнитных полях* (М.: Наука, 1983)
31. Chuvilgin L G, Ptuskin V S *Astron. Astrophys.* **279** 278 (1993)
32. Casse F, Lemoine M, Pelletier G *Phys. Rev. D* **65** 023002 (2001)
33. Elmegreen B G, Scalo J *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **42** 211 (2004)
34. Goldreich P, Sridhar S *Astrophys. J.* **438** 763 (1995)
35. Yan H, Lazarian A *Astrophys. J.* **614** 757 (2004)
36. Syrovatskii S I *Comm. Astrophys. Space Phys.* **3** 155 (1971)
37. Ptuskin V S et al. *Astron. Astrophys.* **268** 726 (1993)
38. Hörandel J R, Kalmykov N N, Timokhin A V *Astropart. Phys.* **27** 119 (2007); astro-ph/0609490
39. Гинзбург В Л *Астрон. журн.* **42** 1129 (1965)
40. Ginzburg V L, Ptuskin V S, Tsytoich V N *Astrophys. Space Sci.* **21** 13 (1973)
41. Dogiel V A, Gurevich A V, Zybin K P *Astron. Astrophys.* **281** 937 (1994)
42. Zweibel E G *Astrophys. J.* **587** 625 (2003)
43. Farmer A J, Goldreich P *Astrophys. J.* **604** 671 (2004)
44. Пикельнер С Б *ДАН СССР* **88** 229 (1953)
45. Parker E N *Astrophys. J.* **145** 811 (1966)
46. Кузнецов В Д, Птускин В С *Письма в Астрон. журн.* **9** 138 (1983)
47. Parker E N *Astrophys. J.* **401** 137 (1992)
48. Zirakashvili V N et al. *Astron. Astrophys.* **311** 113 (1996)
49. Ptuskin V S et al. *Astron. Astrophys.* **321** 434 (1997)
50. Шкловский И С *Сверхновые звезды и связанные с ними проблемы* 2-е изд. (М.: Наука, 1976)
51. Лозинская Т А *Сверхновые звезды и звездный ветер: взаимодействие с газом галактики* (М.: Наука, 1986)

52. Koyama K et al. *Nature* **378** 255 (1995)
53. Völk H J, Berezhko E G, Ksenofontov L T *Astron. Astrophys.* **433** 229 (2005)
54. Esposito J A et al. *Astrophys. J.* **461** 820 (1996)
55. Sturmer S J, Dermer C D *Astron. Astrophys. J.* **293** L17 (1995)
56. Muraishi H et al. (CANGAROO Collab.) *Astron. Astrophys.* **354** L57 (2000)
57. Enomoto R et al. (CANGAROO Collab.) *Nature* **416** 823 (2002)
58. Aharonian F A et al. (HESS Collab.) *Nature* **432** 75 (2004)
59. Aharonian F et al. (HESS Collab.) *Astron. Astrophys.* **370** 112 (2001)
60. Aharonian F et al. (HESS Collab.) *Astron. Astrophys.* **437** L7 (2005)
61. Aharonian F et al. (HESS Collab.) *Astrophys. J.* **636** 777 (2006)
62. Berezhko E G, Völk H J *Astron. Astrophys.* **451** 981 (2006); astro-ph/0602177
63. Fermi E *Phys. Rev.* **75** 1169 (1949)
64. Крымский Г Ф *ДАХ СССР* **234** 1306 (1977)
65. Bell A R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **182** 147 (1978)
66. Бережко Е Г, Елшин В К, Ксенофонтов Л Т *ЖЭТФ* **109** 3 (1996)
67. Lagage P O, Cesarsky C J *Astron. Astrophys.* **118** 223 (1983)
68. Kang H, Jones T W *Astropart. Phys.* **25** 246 (2006)
69. Bell A R, Lucek S G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **321** 433 (2001)
70. Ptuskin V S, Zirakashvili V N *Astron. Astrophys.* **403** 1 (2003)
71. Bell A R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **353** 550 (2004)
72. Ptuskin V S, Zirakashvili V N *Astron. Astrophys.* **429** 755 (2005)
73. Hörandel J R *Astropart. Phys.* **19** 193 (2003)
74. Свешникова Л Г *Письма в Астрон. журн.* **30** 47 (2004)
75. Bergman D R (HiRes Collab.) *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **165** 19 (2007); astro-ph/0609453
76. Greisen K *Phys. Rev. Lett.* **16** 748 (1966)
77. Зацепин Г Т, Кузьмин В А *Письма в ЖЭТФ* **4** 114 (1966)
78. Torres D F, Anchordoqui L A *Rep. Prog. Phys.* **67** 1663 (2004)
79. Allard D, Parizot E, Olinto A V *Astropart. Phys.* **27** 61 (2007); astro-ph/0512345
80. Hillas A M, in *Cosmology, Galaxy Formation and Astroparticle Physics on the Pathway to the SKA* (Eds H-R Klockner et al.) (Oxford, 2006) (in press); astro-ph/0607109
81. Berezhinsky V, Gazizov A Z, Grigorieva S I *Phys. Lett. B* **612** 147 (2005)
82. Быков А М, Топтыгин И Н *Письма в Астрон. журн.* **27** 735 (2001)
83. Völk H J, Zirakashvili V N *Astron. Astrophys.* **417** 807 (2004)
84. Blasi P, Epstein R I, Olinto A V *Astrophys. J.* **533** L123 (2000)
85. Куликов Г В, Христиансен Г Б *ЖЭТФ* **35** 635 (1958)

PACS numbers: 74.20.De, 74.20.Mn, **74.72.** –h

Уравнения Гинзбурга – Ландау для высокотемпературных сверхпроводников

В.И. Белявский, Ю.В. Копаев

Феноменологическая теория сверхпроводимости [1], созданная В.Л. Гинзбургом и Л.Д. Ландау в 1950 г. (задолго до появления микроскопической теории сверхпроводимости Бардина, Купера и Шриффера (БКШ) [2]), определила многие перспективные направления в физике конденсированного состояния. Введенный в [1] комплексный параметр порядка позволил описать переход в сверхпроводящее состояние как установление фазовой когерентности в электронной системе, а учет градиентного вклада в функционал свободной энергии (в духе теории флуктуаций Орнштейна и Цернике) дал возможность рассматривать поведение сверхпроводящей системы в неоднородных внешних полях, в частности эффект Мейснера. Такие параметры теории Гинзбурга – Ландау, как длина когерентности и глубина проникнове-

ния, позволили увидеть различие в поведении разных сверхпроводников и дать их простую классификацию (сверхпроводники первого и второго рода [3]). Уравнения Гинзбурга – Ландау (выведенные исходя из микроскопической теории Л.П. Горьковым [4] в 1958 г.) являются основным инструментом для интерпретации экспериментальных данных и лежат в основе многочисленных технических приложений.

Открытие в 1986 г. высокотемпературной сверхпроводимости [5] и последовавшие за ним активные экспериментальные и теоретические исследования этого уникального явления (в значительной степени подготовленные работами возглавлявшейся В.Л. Гинзбургом группы теоретиков [6]) привели к необходимости объяснения свойств новых сверхпроводников, не вписывающихся в привычную схему теории БКШ.

В.Л. Гинзбург одним из первых обратил внимание на тогда еще неизвестную область температур, лежащую выше температуры сверхпроводящего перехода T_c , в которой проявляются сильные флуктуационные эффекты [7]. В настоящее время считается, что понимание природы этой области псевдощелевого состояния высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) купратов может дать ключ к пониманию микроскопического механизма сверхпроводимости этих соединений.

Интерес В.Л. Гинзбурга к термоэлектрическим явлениям в сверхпроводниках [8] и к гигантскому диамагнетизму упорядоченных состояний с орбитальными токами [9], проявляемый им в течение более чем полувека, сегодня в связи с наблюдениями аномального эффекта Нернста [10–12] и нелинейного по полю диамагнетизма [13] в области сильной псевдощели ВТСП-купратов разделяется многими исследователями.

Для объяснения всей совокупности свойств ВТСП-купратов как в псевдощелевом, так и в сверхпроводящем состояниях предлагаются различные теоретические схемы, в большинстве основанные на предположении, что эти свойства определяются главным образом сильными электронными корреляциями в медно-кислородных плоскостях [14].

Кулоновское отталкивание, ограничивающее двукратное заполнение узлов решетки атомов меди в купратных плоскостях, приводит к тому, что родительское соединение оказывается антиферромагнитным (AF) диэлектриком. С возрастанием концентрации носителей, вводимых при допировании, дальний AF-порядок сменяется ближним при сохранении диэлектрической щели и создаются условия для возникновения сверхпроводимости с необычной симметрией энергетической щели [15]. Таким образом, сильные кулоновские корреляции приводят не только к диэлектризации, но и к сверхпроводимости купратов.

Возможность появления сверхпроводимости при спаривающем отталкивании, впервые отмеченная Ландау, для изотропного вырожденного электронного газа исследована Коном и Латтинджером [16], а для металлов с двухзонным электронным спектром — Москаленко [17] и Сулом и др. [18]. Оценки, сделанные в этих работах, приводят к весьма низким значениям T_c .

Здесь в рамках схемы Гинзбурга – Ландау представлена феноменология сверхпроводящего спаривания с большим импульсом при кулоновском отталкивании и рассмотрены ее применения к интерпретации фазовой диаграммы допированных купратных соединений.

Для конечных участков типичного для купратов контура Ферми в виде квадрата со скругленными углами [19] выполняется условие нестинга

$$\varepsilon(\mathbf{Q} + \mathbf{p}) + \varepsilon(\mathbf{p}) = 2\mu, \quad (1)$$

где $\varepsilon(\mathbf{p})$ — закон дисперсии, μ — химический потенциал, что приводит к диэлектрической неустойчивости системы. Импульс \mathbf{Q} определяет период состояния с дальним диэлектрическим порядком. Кроме того, для конечных участков контура Ферми выполняется условие зеркального нестинга [20]

$$\varepsilon\left(\frac{\mathbf{K}}{2} + \mathbf{k}\right) = \varepsilon\left(\frac{\mathbf{K}}{2} - \mathbf{k}\right), \quad (2)$$

которое соответствует тому, что пара одноименно заряженных частиц с импульсами $\mathbf{k}_{\pm} = \mathbf{K}/2 \pm \mathbf{k}$, принадлежащими контуру Ферми, имеет суммарный импульс \mathbf{K} при определенном в некоторой части зоны Бриллюэна (области кинематического ограничения) импульсе относительного движения \mathbf{k} . При зеркальном нестинге возникает неустойчивость по отношению к синглетному сверхпроводящему спариванию с импульсом пары \mathbf{K} .

Нестинг и зеркальный нестинг контура Ферми делают возможным развитие неустойчивостей как в сверхпроводящем, так и в некотором диэлектрическом канале спаривания при кулоновском отталкивании. В диэлектрическом канале не возникает логарифмической сингулярности из-за зеркального нестинга, который поэтому (в отличие от обычного нестинга) не может стать причиной радикальной перестройки фононного спектра.

Приближенный зеркальный нестинг имеет место лишь на конечных участках контура Ферми, поэтому конечная плотность внеконденсатных частиц сохраняется вплоть до $T = 0$, что находит отражение в друдевском поведении оптической проводимости [21] и квазилинейной температурной зависимости теплоемкости [22] купратов в сверхпроводящем состоянии.

Характерная форма области сверхпроводимости на фазовой диаграмме купратов определяется двумя конкурирующими факторами: с ростом допирования возрастает площадь области импульсного пространства, дающая эффективный вклад в параметр порядка, но убывает длина участков контура Ферми с зеркальным нестингом. Приближенный зеркальный нестинг может привести к сверхпроводимости с большим (но, вообще говоря, несоизмеримым) импульсом пары. Дальнейшая эволюция контура Ферми с допированием [23] делает канал спаривания с большим импульсом неэффективным. При этом может оказаться неэффективным и обычный куперовский канал спаривания с нулевым импульсом пары при электрон-фононном взаимодействии (ЭФВ) из-за малости толмачевского логарифма, ограничивающего снизу константу связи.

Помимо спинового антиферромагнитного и сверхпроводящего состояний с дальним порядком, на фазовой диаграмме купратов с дырочным допированием проявляется псевдощелевое состояние, ограниченное сверху некоторой температурой T^* . Убедительные экспериментальные свидетельства того, что этой температуре соответствует какой-либо фазовый переход, отсутствуют, что дает основания рассматривать T^* как температуру кроссовера между состояниями псевдощели при $T_c < T < T^*$ и нормальной ферми-жидкости при $T > T^*$. Псевдощелевое поведение можно связать с

диэлектрическим ближним порядком [24] или с развитыми флуктуациями сверхпроводящего параметра порядка при $T > T_c$, что оказывается возможным при малой сверхтекучей плотности (малой фазовой жесткости), из-за чего потеря фазовой когерентности происходит раньше разрыва связи между частицами, составляющими куперовскую пару [25]. В таком случае некогерентные пары (флуктуирующий сверхпроводящий порядок) могут существовать в некотором интервале температур, превышающих T_c . Характерная ширина этого интервала имеет порядок T_c и в недоопирированных соединениях оказывается гораздо меньше T^* .

Если, как предполагается в [26], псевдощель проявляет "скрытый" (трудно обнаружимый) дальний диэлектрический антиферромагнитный порядок в виде волны плотности орбитального тока с d-волновой симметрией, то T^* имеет смысл температуры фазового перехода. Возможно, орбитальный антиферромагнетизм проявляется лишь как ближний порядок [27], в частности как диэлектрическое состояние кора абрикосовского вихря (что существенно понижает его энергию и имеет экспериментальное подтверждение [28]).

Область псевдощели условно может быть разделена на области сильной псевдощели при $T_c < T < T_{str}^*$, в которой из-за развитых флуктуаций сверхпроводящего параметра порядка наблюдается усиление диамагнитного отклика и гигантский эффект Нернста, и слабой псевдощели при $T_{str}^* < T < T^*$ с аномалиями ряда физических свойств. Верхняя граница сильной псевдощели T_{str}^* является температурой кроссовера между областями слабых и развитых флуктуаций сверхпроводящего параметра порядка.

В схеме спаривания с большим импульсом экранированное кулоновское отталкивание, в отличие от спаривающего притяжения, допускает не только связанное состояние, но и долгоживущие квазистационарные состояния некогерентных пар [29], которые существенно расширяют область развитых флуктуаций сверхпроводящего параметра порядка при температурах, превышающих T_c , и могут быть связаны с состоянием сильной псевдощели.

Скрытый дальний порядок в виде волны плотности тока с d-волновой симметрией может проявляться в относительной фазе двух компонент сверхпроводящего параметра порядка [31, 32]. Нули сверхпроводящего (при расширенной s-волновой симметрии) и орбитального антиферромагнитного (соответствующего согласно [26] фазе с потоком [27], обладающим d-волновой симметрией) параметров порядка не совпадают, с чем можно связать относительную нечувствительность сверхпроводимости купратов к рассеянию на немагнитных примесях.

Необходимым (и достаточным при зеркальном нестинге) условием сверхпроводимости при отталкивании является существование хотя бы одного отрицательного собственного значения оператора спаривающего взаимодействия. Собственная функция, соответствующая отрицательному собственному значению, имеет линию нулей, пересекающую контур Ферми в области кинематического ограничения. Сверхпроводящая энергетическая щель оказывается знакопеременной функцией импульса относительного движения пары внутри этой области, обращаясь в нуль в нескольких точках контура Ферми [20].

Кинематическое ограничение является достаточным для того, чтобы из спектра ядра экранированного кулоновского спаривающего взаимодействия отщепилось одно отрицательное собственное значение [33]. Приблизительно такое спаривающее взаимодействие может быть описано вырожденным ядром с двумя четными (по отношению к преобразованию $\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}$) собственными функциями с собственными значениями разного знака. Таким образом, сверхпроводящему упорядочению при спаривающем кулоновском отталкивании соответствует двухкомпонентный комплексный параметр порядка (обычная сверхпроводимость при спаривающем притяжении из-за ЭФВ описывается однокомпонентным параметром порядка).

Спаривающее отталкивание приводит к тому, что в каждой области кинематического ограничения, соответствующей одному из кристаллически эквивалентных импульсов пары, имеются три особые линии с общими точками пересечения. Одной из них является часть контура Ферми, на которой, в силу зеркального нестинга, кинетическая энергия пары

$$2\xi(\mathbf{k}) = \varepsilon\left(\frac{\mathbf{K}}{2} + \mathbf{k}\right) + \varepsilon\left(\frac{\mathbf{K}}{2} - \mathbf{k}\right) - 2\mu$$

обращается в нуль (при переходе через эту линию заряд квазичастицы меняет знак). Второй особой линией является линия нулей параметра порядка (точкам пересечения этой линии с контуром Ферми соответствует бесщелевой спектр квазичастиц). На линии минимумов энергии квазичастицы как функции импульса групповая скорость квазичастицы обращается в нуль [20]. Факторы когерентности обнаруживают нетривиальную зависимость от импульса с неоднородным распределением частиц в импульсном пространстве, что приводит к асимметрии туннельной проводимости, "peak-dip-hump"-структуре туннельных и фотоэмиссионных спектров, а также к ограничению андреевского отражения в купратах [20]. При переходе в сверхпроводящее состояние возникает линейный по абсолютной величине параметр порядка сдвиг химического потенциала, зависящий от отношения площадей заполненной и вакантной частей области кинематического ограничения [34].

В каждой области кинематического ограничения можно определить параметр порядка в виде произведения волновых функций относительного движения и свободного движения центра масс пары с импульсом \mathbf{K}_j и радиусом-вектором \mathbf{R} . В приближении среднего поля волновая функция относительного движения $\Psi_j(\mathbf{k})$ пропорциональна нетривиальному решению уравнения самосогласования. С учетом вырождения, обусловленного кристаллической симметрией, параметр порядка записывается как

$$\Psi(\mathbf{R}, \mathbf{k}) = \sum_j \gamma_j \exp(i\mathbf{K}_j \mathbf{R}) \Psi_j(\mathbf{k}), \quad (3)$$

где областью определения импульса относительного движения \mathbf{k} является объединение всех областей кинематического ограничения, а коэффициенты γ_j определяются взаимодействием, снимающим присущее спариванию с большим импульсом вырождение.

При доминирующем притяжении, обусловленном ЭФВ, которое само по себе может приводить к обычной s-волновой сверхпроводимости, все коэффициенты γ_j

оказываются одинаковыми. Функция $\Psi_j(\mathbf{k})$ имеет линию нулей, пересекающую контур Ферми в соответствующей области кинематического ограничения, так что параметр порядка имеет симметрично распределенные по квадрантам зоны Бриллюэна нули на контуре Ферми, оставаясь инвариантным при повороте на угол $\pi/2$ в импульсном пространстве. Такому параметру порядка соответствует расширенная s-волновая симметрия.

Схема спаривания с большим импульсом при учете вклада ЭФВ-механизма спаривания [35] позволяет объяснить проявления изотопического эффекта в купратах, включая отрицательный изотопический эффект [36].

Если доминирующим спаривающим возмущением является обмен АФ-магнонами [37, 38], то коэффициенты γ_j , соответствующие соседним областям Ξ_j , имеют разные знаки. В этом случае параметр порядка меняет знак при повороте на угол $\pi/2$ и к нулям, обусловленным спаривающим отталкиванием, добавляются еще четыре нуля в точках пересечения контура Ферми с диагоналями зоны Бриллюэна. В таком случае параметр порядка может быть отнесен к расширенной d-волновой симметрии. В разных соединениях (или в объеме и приповерхностном слое одного соединения) проявляются оба типа симметрии [39, 40].

Разложение параметра порядка по полной ортонормированной системе двух собственных функций $\varphi_s(\mathbf{k})$ вырожденного ядра $U(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$ оператора спаривающего взаимодействия позволяет задать параметр порядка двумя его комплексными компонентами, зависящими в случае пространственно неоднородной системы от радиуса-вектора центра масс:

$$\Psi(\mathbf{R}, \mathbf{k}) = \sum_{s=1}^2 \Psi_s(\mathbf{R}) \varphi_s(\mathbf{k}). \quad (4)$$

При этом вся зависимость от импульса относительного движения переносится на собственные функции, определяемые независимо от уравнения самосогласования.

Двумерную (в расчете на одну купратную плоскость) плотность свободной энергии в функционале Гинзбурга – Ландау можно представить в виде

$$f = f_0 + f_g + f_m, \quad (5)$$

где f_0 — вклады второго и четвертого порядков по $\Psi_s(\mathbf{R})$, f_g — градиентный член, f_m — плотность энергии магнитного поля.

Разложение плотности свободной энергии по степеням параметра порядка в общем случае может быть представлено в виде

$$f_0 = \sum_{ss'} A_{ss'} \Psi_s^* \Psi_{s'} + \frac{1}{2} \sum_{ss'tt'} B_{ss'tt'} \Psi_s^* \Psi_{s'}^* \Psi_t \Psi_{t'}. \quad (6)$$

Здесь матрицы $A_{ss'}$ и $B_{ss'tt'}$ являются функциями температуры и допирования.

Сохраняя в градиентном члене лишь вклад второго порядка по $\nabla \Psi_s$, что является достаточным при медленном изменении $\Psi_s(\mathbf{R})$, его можно записать в виде

$$f_g = \frac{\hbar^2}{4m} \sum_{ss'} [\widehat{D}\Psi_s]^\dagger M_{ss'} [\widehat{D}\Psi_{s'}], \quad (7)$$

где элементы матрицы $M_{ss'}$ также зависят от температуры и допирования, а оператор ковариантного дифференцирования имеет вид

$$\hat{D} = -i\nabla - \frac{2e}{\hbar c} \mathbf{A}. \quad (8)$$

Здесь $\mathbf{A} = \mathbf{A}(\mathbf{R})$ — векторный потенциал, определяющий индукцию магнитного поля $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$. Поле \mathbf{A} характеризует не только внешнее магнитное поле, но и внутреннее, связанное с возможным возникновением спонтанных орбитальных токов.

Изменение двумерной плотности свободной энергии среды в магнитном поле записывается как

$$f_m = \frac{z_0}{8\pi} (\text{rot } \mathbf{A})^2, \quad (9)$$

где z_0 — расстояние между соседними плоскостями.

Матрицы, определяющие разложение свободной энергии по степеням параметра порядка, в приближении слабой связи рассчитаны в [41].

Компоненты параметра порядка имеют общий фазовый множитель, $\Psi_s = \psi_s \exp(i\Phi)$. С фазой Φ , относящейся к движению центра масс пар, связано установление фазовой когерентности в системе пар при переходе в сверхпроводящее состояние. Комплексные коэффициенты ψ_s характеризуются модулями, связанными друг с другом условием нормировки, $|\psi_1|^2 + |\psi_2|^2 = n_{sf}/2$, и относительной фазой β : $\psi_2 = \psi_1 \exp(i\beta)$. Таким образом, при заданной сверхтекучей плотности n_{sf} относительное орбитальное движение пары характеризуется двумя независимыми параметрами: одним из модулей (ψ_1 или ψ_2) и относительной фазой β .

Возникновение отличного от нуля модуля параметра порядка связывается с нарушением калибровочной симметрии при переходе в сверхпроводящее состояние, т.е. с зарядовой степенью свободы пары. Естественно предположить, что фаза β , которая проявляется в градиентном члене, связана с орбитальной токовой степенью свободы относительного движения пары.

Состояние пространственно однородной системы определяется условием минимума плотности свободной энергии (5). При температуре $T > T_{sc}$, где T_{sc} — температура фазового перехода в сверхпроводящее состояние, элементы матрицы $A_{ss'}$ больше нуля и минимуму (5) соответствует очевидное тривиальное решение $\psi_1 = \psi_2 = 0$ с неопределенной относительной фазой β . При $T < T_{sc}$ появляется нетривиальное решение, для которого равновесные значения ψ_1 , ψ_2 и β определяются значениями матриц $A_{ss'}$ и $B_{ss'tt'}$.

Для упрощения можно положить $\psi_1 = \psi_2 \equiv \psi$. В случае пространственно однородной системы без внешнего магнитного поля в (5) отсутствуют слагаемые f_g и f_m . Плотность свободной энергии тогда можно переписать в виде

$$f_0 = a_1 \psi^2 + \frac{1}{2} (B + 2C \cos \beta + D \cos^2 \beta) \psi^4, \quad (10)$$

где $a_1 = A_{11} + A_{22}$, $B = B_{1111} + 2B_{1122} + B_{2222}$, $C = 2(B_{1112} + B_{1222})$, $D = 4B_{1122}$. Отметим, что простейшее приближение, соответствующее симметричному заполнению области кинематического ограничения, приводит к $B \neq 0$, $C = D = 0$. Поэтому для анализа возможных состояний на фазовой диаграмме необходимо снять подобное ограничение.

Исследование (10) на экстремум при $T < T_{sc}$ показывает, что минимум достигается при $\beta = \pi$ и $\psi \neq 0$, когда выполняется условие $C \geq D$, или при $\beta < \pi$ и $\psi \neq 0$, если $C \leq D$. В последнем случае относительная фаза определяется соотношением $\cos \beta = -C/D$. Для различения двух термодинамически равновесных SC-фаз введем параметр порядка $\alpha = \pi - \beta$. Таким образом, при $C \geq D$ $\alpha = 0$, а при $C < D$ $\alpha \neq 0$.

Отклонение относительной фазы β от π допускает наглядную интерпретацию. Изменение фазы оператора уничтожения электрона на узле кристаллической решетки \mathbf{n} может быть связано с векторным потенциалом магнитного поля $\mathbf{A}(\mathbf{n})$, которое возникает при появлении орбитального антиферромагнитного (OAF) упорядочения [26]. В сверхпроводящем состоянии OAF-упорядочение может проявляться как AF-коррелированные циркуляции орбитальных токов [30], выживающие и при $T > T_{sc}$.

Возникновение орбитальных токов в сверхпроводящем состоянии приводит к необходимости учитывать в функционале Гинзбурга–Ландау вклад, связанный с энергией их магнитного поля. Формально этот вклад учитывается в плотности свободной энергии слагаемым f_m , если понимать под \mathbf{B} магнитную индукцию поля орбитальных токов. Простое добавление к f_0 слагаемого вида $f_m(\alpha) = \chi \alpha^2$ с положительным коэффициентом χ исключает минимум плотности свободной энергии при $\alpha \neq 0$. Это естественным образом приводит к необходимости рассмотрения конкуренции двух каналов спаривания: сверхпроводящего спаривания с большим импульсом и диэлектрического OAF-спаривания с параметром порядка α .

Так как спонтанные орбитальные токи могут возникать и без наличия сверхпроводящего порядка, то плотность свободной энергии (в отсутствие сверхпроводимости) вблизи OAF-перехода может быть представлена в виде разложения по четным степеням α :

$$f_d = a_2 \alpha^2 + \frac{1}{2} b_2 \alpha^4, \quad (11)$$

где b_2 — положительная функция допирования, а коэффициент a_2 вблизи линии диэлектрического фазового перехода может быть представлен в виде $a_2 = \tau_2 a'$, $a' > 0$, $\tau_2 = (T - T_d(x))/T_d(x)$, где $T_d(x)$ — температура перехода в OAF-состояние.

Связь между двумя типами упорядочения определяется градиентным слагаемым f_g , в котором в пространственно однородной системе следует сохранить вклад спонтанных токов. Это приводит к появлению в свободной энергии слагаемого вида $b_{12} \psi^2 \alpha^2$, где b_{12} — зависящий от допирования феноменологический параметр, определяемый матрицей $M_{ss'}$.

Таким образом, плотность свободной энергии, описывающая конкуренцию сверхпроводящего и OAF-упорядоченных состояний с точностью до членов четвертого порядка включительно, принимает вид

$$f = a_1 \psi^2 + a_2 \alpha^2 + \frac{1}{2} b_1 \psi^4 + b_{12} \psi^2 \alpha^2 + \frac{1}{2} b_2 \alpha^4, \quad (12)$$

где коэффициент b_1 , как видно из (10), определяется отличными от нуля элементами матрицы $B_{ss'tt'}$. Разложение (12) имеет смысл лишь в малой окрестности обоих фазовых переходов, где линии $T_{sc}(x)$ и $T_d(x)$ либо пересекаются, либо проходят вблизи друг от друга.

Допирование приводит к подавлению орбитального антиферромагнетизма, поэтому естественно считать, что $T_d(x)$ и $T_{sc}(x)$ являются убывающими функциями допирования. Предположим, что при малых x диэлектрический порядок с температурой перехода $T_d(x)$ доминирует над сверхпроводимостью с температурой перехода $T_{sc}(x)$ и быстро подавляется допированием. Из этого следует возможность пересечения линий $T_d(x)$ и $T_{sc}(x)$ в некоторой точке (тетракритической точке c), соответствующей допированию x_0 .

Минимизация функции (12) приводит к четырем различным фазам на фазовой диаграмме.

1. При $T > \max(T_d(x), T_{sc}(x))$ минимум достигается при $\alpha = 0$ и $\psi = 0$, что соответствует нормальной (N) фазе. Участок $T_d(x)$ при $x < x_0$ является линией фазового перехода из N-фазы в диэлектрическую ОАФ-фазу (α -фазу, соответствующую слабой псевдощели), а линия $T_{sc}(x)$ при $x > x_0$ соответствует фазовому переходу из N-фазы в сверхпроводящую π -фазу.

2. Диэлектрическая α -фаза проникает в область температур меньших $T_{sc}(x)$ (область сильной псевдощели). Положение линии $T_C(x)$ при $x < x_0$, соответствующей фазовому переходу из α -фазы в сверхпроводящую β -фазу, определяется условием $b_2a_1 - b_{12}a_2 = 0$. В α -фазе $\psi = 0$, $\alpha^2 = -a_2/b_2$.

3. Сектору β соответствует сверхпроводящая β -фаза, в которой

$$\psi^2 = -\frac{b_2a_1 - b_{12}a_2}{b_1b_2 - b_{12}^2}; \quad \alpha^2 = -\frac{b_1a_2 - b_{12}a_1}{b_1b_2 - b_{12}^2}, \quad (13)$$

и сверхпроводимость сосуществует со спонтанным орбитальным антиферромагнетизмом. Температура сверхпроводящего фазового перехода T_C из α -фазы в β -фазу меньше T_{sc} . Аналогично, температура $T_{\beta\pi}$ фазового перехода между двумя сверхпроводящими состояниями (β - и π -фазы) меньше T_d .

4. В сверхпроводящей π -фазе параметр порядка имеет вид $\alpha = 0$, $\psi = -a_1/b_1$. Часть π -фазы между $T_d(x)$ и $T_{\beta\pi}(x)$ при $x > x_0$ проникает в область температур, меньших $T_d(x)$.

Кроме четырех термодинамически различных фаз, диаграмма обнаруживает две области, которые могут интерпретироваться как области развитых флуктуаций сверхпроводящего параметра порядка (область между линиями $T_{sc}(x)$ и $T_C(x)$ при $x < x_0$) и ОАФ-параметра порядка (область между линиями $T_d(x)$ и $T_{\beta\pi}(x)$ при $x > x_0$). В первой из этих областей флуктуирует параметр порядка ψ : некогерентные сверхпроводящие пары существуют в виде квазистационарных состояний при температурах, превышающих T_C [29]. Флуктуационному состоянию сверхпроводящих пар соответствует седловая точка (на оси ψ) плотности свободной энергии как функции ψ и α , близкая по энергии минимуму на оси α . Температура T_{sc} , вплоть до которой существуют развитые флуктуации SC-пар, не является температурой фазового перехода, соответствуя кроссоверу между двумя состояниями диэлектрической α -фазы: слабой и сильной псевдощели. Следует отметить, что квазистационарные состояния могут возникать и при температурах, превышающих T_{sc} [29], расширяя область сильной псевдощели.

В области развитых флуктуаций диэлектрического параметра порядка α (между линиями $T_d(x)$ и $T_{\beta\pi}(x)$)

внутри сверхпроводящего состояния) плотность свободной энергии имеет минимум на оси ψ и седловую точку на оси α . Значения свободной энергии в минимуме и седловой точке в пределах этой области близки друг к другу и линия $T_d(x)$ имеет смысл кроссовера, условно ограничивая область π -фазы с развитыми флуктуациями диэлектрического ОАФ-параметра порядка α . Эти флуктуации проявляются в виде квазистационарных состояний орбитальных циркулярных токов и соответствуют токовым циркуляциям в сверхпроводящем состоянии, исследованным в работе [30]. Такие флуктуации, возникающие в схеме среднего поля, обусловлены конкуренцией двух упорядоченных состояний. Фазовый переход второго рода между двумя сверхпроводящими состояниями при $T_{\beta\pi}(x)$ отделяет область обычной сверхпроводимости (π -фаза), которая фактически описывается однокомпонентным параметром порядка (ψ), от области сосуществования диэлектрического состояния и SC-состояния (β -фаза), для описания которой принципиально необходим не менее чем двухкомпонентный параметр порядка. Выше уровня допирования, соответствующего переходу $\beta \rightarrow \pi$, имеется широкая область фазовой диаграммы, в которой также проявляются развитые флуктуации. Поскольку такой переход происходит между двумя сверхпроводящими состояниями, сбой фазы связан не с движением центра масс, а с относительным движением пары, т.е. с флуктуациями относительной фазы β в виде квазистационарных состояний циркулярных орбитальных токов. Сбой фазы сверхпроводящего параметра порядка, связанной с движением центра масс пары, приводящий к разрушению сверхпроводимости, обусловлен возникновением абрикосовских вихрей, что является причиной аномального усиления эффекта Нернста.

Проведенный анализ, строго говоря, справедлив лишь в малой окрестности тетракритической точки c , так что линии, продленные за пределы этой окрестности, имеют весьма условный смысл, отражая общие тенденции их поведения в окрестности точки c . В связи с этим следует отметить, что продолжение линии $T_{\beta\pi}(x)$ до оси $T = 0$ вплоть до $x = x_b$ (линия фазового перехода второго рода не может окончиться в точке) естественно приводит к представлению о квантовой критической точке ($x = x_b$, $T = 0$) при более высоком уровне допирования x_b по сравнению с x_0 .

В случае, когда имеет место не дальний, а лишь ближний ОАФ-порядок, фазовый переход внутри сверхпроводящего состояния не происходит, однако широкая область развитых флуктуаций при температурах, превышающих T_C , допускает интерпретацию псевдощелевого состояния с условным разделением на сильную и слабую псевдощели, отражая один из допустимых вариантов фазовой диаграммы купратов [42].

Концепция сверхпроводящего спаривания с большим импульсом при экранированном кулоновском отталкивании [20], которая естественным образом приводит к двухкомпонентному параметру порядка, отражающему зарядовую и токовую степени свободы относительного движения пары, в целом хорошо согласуется с экспериментальными данными о фазовой диаграмме и физических свойствах купратов.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 05-02-17077а, 06-02-17186а).

Список литературы

1. Гинзбург В Л, Ландау Л Д *ЖЭТФ* **20** 1064 (1950)
2. Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R *Phys. Rev.* **108** 1175 (1957)
3. Абрикосов А А *ЖЭТФ* **32** 1442 (1957)
4. Горьков Л П *ЖЭТФ* **36** 1918 (1959)
5. Bednorz J G, Müller K A *Z. Phys. B* **64** 189 (1986)
6. *Проблема высокотемпературной сверхпроводимости* (Под ред. В Л Гинзбурга, Д А Киржница) (М.: Наука, 1977)
7. Булаевский Л Н, Гинзбург В Л, Собянин А А *ЖЭТФ* **94** 355 (1988); Булаевский Л Н, Гинзбург В Л, Собянин А А, Страто-ников А А *УФН* **157** 539 (1989)
8. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **14** 177 (1944); *Письма в ЖЭТФ* **49** 50 (1989); *УФН* **168** 363 (1998)
9. Ginzburg V L et al. *Solid State Commun.* **50** 339 (1984)
10. Corson J et al. *Nature* **398** 221 (1999)
11. Xu Z A et al. *Nature* **406** 486 (2000)
12. Wang Y et al. *Science* **299** 86 (2003)
13. Wang Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 247002 (2005); cond-mat/0503190
14. Anderson P W *Science* **235** 1196 (1987)
15. Dagotto E *Rev. Mod. Phys.* **66** 763 (1994)
16. Kohn W, Luttinger J M *Phys. Rev. Lett.* **15** 524 (1965)
17. Москаленко В А *ФММ* **8** 503 (1959)
18. Suhl H, Matthias B T, Walker L R *Phys. Rev. Lett.* **3** 552 (1959)
19. Damascelli A, Hussain Z, Shen Z-X *Rev. Mod. Phys.* **75** 473 (2003)
20. Белявский В И, Копяев Ю В *УФН* **176** 457 (2006)
21. Basov D N, Timusk T *Rev. Mod. Phys.* **77** 721 (2005)
22. Loram J W et al. *Physica C* **341–348** 831 (2000)
23. Белявский В И, Копяев В В, Копяев Ю В *Письма в ЖЭТФ* **81** 650 (2005)
24. Садовский М В *УФН* **171** 539 (2001)
25. Emery V J, Kivelson S A *Nature* **374** 434 (1995)
26. Chakravarthy S et al. *Phys. Rev. B* **63** 094503 (2001)
27. Lee P A, Nagaosa N, Wen X-G *Rev. Mod. Phys.* **78** 17 (2006)
28. Voebinger G S et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 5417 (1996)
29. Белявский В И и др. *ЖЭТФ* **126** 672 (2004)
30. Ivanov D A, Lee P A, Wen X-G *Phys. Rev. Lett.* **84** 3958 (2000)
31. Белявский В И, Копяев Ю В, Смирнов М Ю *ЖЭТФ* **128** 525 (2005)
32. Belyavsky V I, Kopyaev Yu V, Smirnov M Yu *Phys. Rev. B* **72** 132501 (2005)
33. Белявский В И и др. *ЖЭТФ* **124** 1149 (2003)
34. Belyavsky V I, Kopyaev Yu V *Phys. Rev. B* **67** 024513 (2003)
35. Belyavsky V I et al. *Phys. Lett. A* **342** 267 (2005)
36. Franck J P, Lawrie D D J. *Supercond.* **8** 591 (1995)
37. Berk N F, Schrieffer J R *Phys. Rev. Lett.* **17** 433 (1966)
38. Chubukov A V, Pines D, Schmalian J, in *The Physics of Superconductors* Vol. 1 *Conventional and High-T_C Superconductors* (Eds K H Bennemann, J B Ketterson) (Berlin: Springer-Verlag, 2003) p. 495
39. Zhao G *Phys. Rev. B* **64** 024503 (2001)
40. Brandow B H *Phys. Rev. B* **65** 054503 (2002)
41. Белявский В И, Копяев Ю В *ЖЭТФ* **127** 45 (2005)
42. Norman M R, Pines D, Kallin C *Adv. Phys.* **54** 715 (2005); cond-mat/0507031

PACS numbers: 41.60.-m, 52.20.-j, 52.27.Lw

Поляризационные эффекты в среде: от излучения Вавилова – Черенкова и переходного рассеяния до спаривания пылевых частиц, или развитие одной идеи В.Л. Гинзбурга с 1940 по 2006 гг.

В.Н. Цытович

1. Поляризация вокруг частиц

В будущей общей теории частиц, в которой каждая из частиц будет состоять из всех остальных, любая частица как возбуждение системы будет окружена поляризацией этих остальных частиц. Пока что развито только представление о поляризации, создаваемой вокруг частиц,

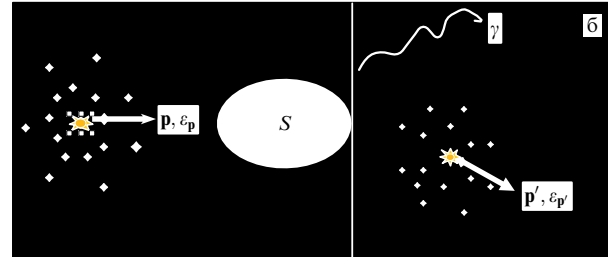
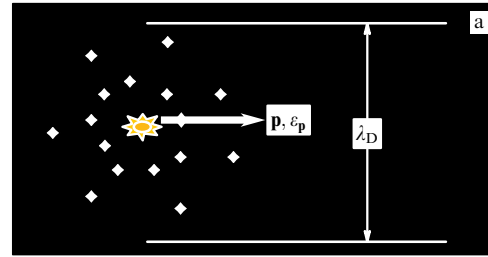


Рис. 1. (а) Свободно движущаяся в среде частица с импульсом \mathbf{p} и энергией ε_p всегда окружена поляризацией с неким эффективным радиусом λ_D (в плазме — дебаевский радиус). (б) Схема взаимодействия частиц, окруженных поляризационными "шубами": слева частица до взаимодействия, справа — после; взаимодействие приводит к излучению моды среды (волны, распространяющейся в среде).

движущихся в среде (рис. 1а). При изменении состояния частиц вместе с ним изменяется и поляризационная "шуба" частиц. На рисунке 1 показано взаимодействие частиц с внешними воздействиями, с испускаемым ими излучением или падающим излучением как с отдельными налетающими частицами, так и с большим числом налетающих частиц (т.е. потоками частиц) — кружок S на рис. 1б. Взаимодействие частиц между собой существенно зависит от возмущений поляризационной "шубы" во время взаимодействия (рис. 1б). Впервые физика таких взаимодействий была рассмотрена в работе В.Л. Гинзбурга [1].

2. Работа В.Л. Гинзбурга 1940 года

В работе В.Л. Гинзбурга "Квантовая теория сверхзвукового излучения электрона, равномерно движущегося в среде" [1] в 1940 г. впервые были использованы квантовые законы сохранения энергии и импульса при излучении в среде $\varepsilon_p = \varepsilon_{p'} + \hbar\omega_k$, $\mathbf{p} = \mathbf{p}' + \hbar\mathbf{k}$, или в системе единиц, в которой $\hbar = 1$, $\varepsilon_p = \varepsilon_{p'} + \omega_k$, $\mathbf{p} = \mathbf{p}' + \mathbf{k}$, что в классическом пределе ($\mathbf{k} \ll \mathbf{p}$, $\omega_k \ll \varepsilon_p$) приводит к классическому условию Тамма–Франка для излучения Вавилова–Черенкова $\omega_k = (\mathbf{k}\mathbf{v})$, $\mathbf{v} = d\varepsilon_p/d\mathbf{k}$. Здесь важным является: 1) введение импульса фотона в среде и 2) наиболее четкое утверждение о том, что энергией и импульсом обмениваются только частица и излучение. Последующие исследования привели к более глубокому пониманию и обобщению этих утверждений.

В работе В.Л. Гинзбурга [1] относительно первого пункта имеется замечание: "...в среде импульс кванта равен $\hbar\omega/c$, а не $\hbar\omega$... понятие о квантах с импульсом $\hbar\omega/c$ представляется нам в такой же степени законным, как связанное с ним понятие о скорости света c/n , строго говоря, неверное". Многочисленные последующие исследования по излучению в средах с пространственной дисперсией подтвердили это положение и позволили получить общий результат, заключающийся в том, что

мощность излучения энергии \dot{E} и мощность излучения импульса $\dot{\mathbf{P}}$ даже при классическом описании связаны между собой соотношениями $\dot{E} = \int \omega_{\mathbf{k}} w_{\mathbf{k}} d\mathbf{k}$, $\dot{\mathbf{P}} = \int \mathbf{k} w_{\mathbf{k}} d\mathbf{k}$, где $w_{\mathbf{k}}$ — вероятность излучения. Причем этот результат справедлив для любых мод среды (например фононов в твердых телах или плазмонов в плазме) и даже для тех гидродинамических мод, для которых электромагнитный импульс равен нулю или ничтожно мал и импульс которых связан со смещениями частиц. Вторым пунктом с точки зрения физических следствий оказался наиболее важным — любые моды среды могут излучаться любыми тяжелыми частицами, причем поляризация волн высоких частот создается только легкими частицами (например электронами) и, следовательно, определяется массой легкой частицы. Согласно [1] импульсом и энергией обмениваются только частица и излучение, хотя поляризация может создаваться легкими частицами и определяться их массой (например, излучение иона определяется массой электрона).

Этот результат представляется более важным, чем бытующее представление, что самым существенным является то, что излучать могут равномерно движущиеся частицы. Этот результат относится и к другим процессам, таким как переходное (по своей природе поляризационное) рассеяние, поляризационное тормозное излучение и взаимодействия частиц через их поляризационные "шубы". Все эти направления исследований непрерывно развивались начиная с работы В.Л. Гинзбурга [1] и продолжают развиваться до сих пор, в том числе их многочисленные астрофизические приложения. Самые важные из этих направлений кратко обсуждаются в этом докладе.

3. Схемы переходного излучения, переходного рассеяния и поляризационно-тормозного излучения

Переходное излучение, впервые рассмотренное В.Л. Гинзбургом и И.М. Франком [2], является примером процесса, который связан с изменением поляризационной "шубы" при переходе частицы из одной среды в другую, что инициирует излучение мод каждой из сред (рис. 2а). Моды могут быть любыми модами каждой из сред или поверхностными. Законы сохранения энергии и импульса выполняются только при учете изменения энергии и импульса поляризационных "шуб", доказательство чего приведено в [3]. Всякая мода или волна в среде несет с собой и волну поляризации, которая может рассеиваться из-за колебаний поляризационной "шубы" частицы, что представляет собой переходное рассеяние [4] (рис. 2б). Для ионов в плазме переходное рассеяние может определяться массой электронов, если длина волны больше размеров поляризационной "шубы", таким образом, сечение рассеяния на ионах может быть больше или порядка томсоновского сечения рассеяния на электронах в вакууме [5]. Переходное рассеяние интерферирует с обычным рассеянием, вызванным возмущением движения самой рассеивающей частицы, и такая интерференция подавляет рассеяние на электронах.

Квантовые законы сохранения для рассеяния $\epsilon_{\mathbf{p}} + \omega_{\mathbf{k}} = \epsilon_{\mathbf{p}'} + \omega_{\mathbf{k}'}$, $\mathbf{p} + \mathbf{k} = \mathbf{p}' + \mathbf{k}'$, аналогичные впервые использованным В.Л. Гинзбургом для излучения, приводят к закону для полной вероятности рассеяния в классическом пределе: $\omega_{\mathbf{k}} - \omega_{\mathbf{k}'} = (\mathbf{k} - \mathbf{k}') \mathbf{v}$. При столкновении частиц колебание поляризационной "шубы" каждой

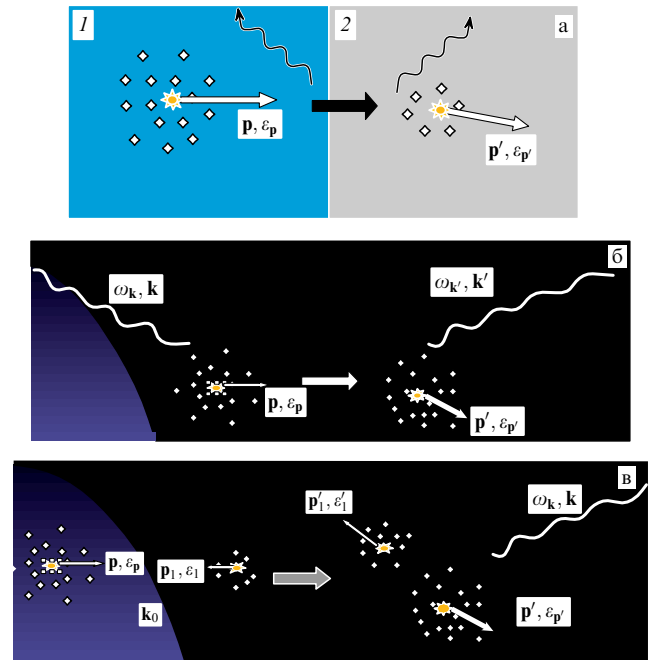


Рис. 2. (а) При переходе частицы из среды 1 в среду 2 от границы раздела распространяются как моды (волны) в каждой из сред, так и поверхностные волны вдоль границы сред. Закон сохранения энергии и импульса должен учитывать изменение поляризационной "шубы" частиц при переходе из среды 1 в среду 2. (б) Схема переходного рассеяния: падающая волна приводит к возмущениям поляризационной "шубы" частиц, изменяющей рассеяние тяжелых частиц. (в) Схема поляризационно-тормозного излучения частиц, для которого существенным являются возмущения в процессе столкновений всех "шуб" сталкивающихся частиц; в возмущениях участвуют также связанные электроны "шуб" сталкивающихся атомов и ионов.

из сталкивающихся частиц вносит вклад в амплитуду поляризационно-тормозного излучения (рис. 2в) [6]. Квантовые законы сохранения

$$\epsilon_{\mathbf{p}} + \epsilon_{\mathbf{p}_1} = \epsilon_{\mathbf{p}'} + \epsilon_{\mathbf{p}'_1} + \omega_{\mathbf{k}},$$

$$\mathbf{p}' = \mathbf{p} - \mathbf{k}_0, \quad \mathbf{p}'_1 = \mathbf{p}_1 + \mathbf{k}_0 - \mathbf{k},$$

где \mathbf{k}_0 — импульс, передаваемый при столкновениях от одной из частиц другой частице, приводят для полной вероятности излучения при столкновениях в классическом пределе к тому же соотношению, что и для тормозного излучения при пренебрежении возмущениями поляризационных "шуб": $\omega_{\mathbf{k}} = (\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \mathbf{v} + \mathbf{k}_0 \mathbf{v}'$. Поляризационные "шубы" во всех случаях являются как бы "передаточным звеном", но их возмущения могут определять обмен энергией и импульсом между конечными состояниями излучения и частиц [1].

4. Примеры переходного рассеяния в плазме

Так называемое томсоновское рассеяние в плазме, проведенное приглашенными в СССР английскими учеными на заре термоядерных исследований, использовалось для доказательства необходимости достаточно большой температуры в токамаках и стимулировало весь комплекс исследований по управляемому термоядерному синтезу. Существует представление о том, что рассеяние на отдельных частицах является томсоновским, т.е. обусловленным колебаниями частиц в поле падающей волны, но в плазме (или в другой среде) это рассеяние соответствует рассеянию на флуктуациях плотности и

возникающее различие обусловлено тем, что флуктуации плотности электронов могут порождаться также ионами.

Возникает вопрос о роли переходного рассеяния в полном рассеянии. В связи с этим можно удивляться неосведомленности некоторых физиков относительно основ физических процессов, давно рассмотренных в [1]. Физически ясно, что для длин волн, больших размера поляризационной "шубы", электроны "шубы" осциллируют в поле волны когерентно и ионы могут рассеивать интенсивнее электронов, для которых поляризационная "шуба" осциллирует в противофазе по отношению к осцилляциям рассеивающих электронов. Ответ на этот вопрос, который был дан в 1985 г. (опубликован в материалах конференции в Ереване по переходному излучению [7]), состоит в том, что если учесть переходное рассеяние, то используемые для так называемого "томсоновского рассеяния на флуктуациях" формулы можно переписать как сумму рассеяний на электронах и ионах, причем для электронов вероятность рассеяния содержит сумму амплитуд томсоновского рассеяния и переходного рассеяния, а для ионов рассеяние полностью определяется амплитудой переходного рассеяния. Это видно также из используемой в пособиях по рассеянию в плазме [8] формулы

$$\frac{Q}{Q_0} \propto r_0^2 \left[\left(1 - \frac{1 - \epsilon_e}{\epsilon}\right)^2 f_e + \left(\frac{1 - \epsilon_e}{\epsilon}\right)^2 f_i \right],$$

где Q — интенсивность рассеянного, а Q_0 — падающего излучения, r_0 — классический радиус электрона, ϵ_e и ϵ — электронная и полная диэлектрическая проницаемости на частоте и волновых числах биений, f_e и f_i — электронная и ионная функции распределения. Тем самым снимается различие между рассеянием на флуктуациях и на отдельных частицах — полное рассеяние является суммой рассеяний на отдельных частицах. Это утверждение в первом приближении справедливо для любых сред. Переходное рассеяние имеет резонансы (нули ϵ), которые полностью описывают комбинационное рассеяние на модах плазмы, измеряемое экспериментально. Такая трактовка не является просто иной интерпретацией рассеяний, так как электроны и ионы подвержены различным типам дополнительных воздействий (хотя бы столкновений).

Примером непонимания астрофизиками переходного рассеяния является реакция редакции *Astrophysical Journal* на посланную в этот журнал статью об обобщении эффекта Сюняева–Зельдовича для области низких частот, когда основным становится переходное рассеяние на ионах с сечением порядка томсоновского сечения рассеяния на электронах. Редакция одного из основных журналов по астрофизике сочла возможным ответить, "что, может быть, авторы и правы, но ни члены редакции, ни рецензенты не могут понять, как ионы могут рассеивать с такими большими сечениями". Статья была опубликована в журнале *Physics of Plasmas* [9]. Это говорит о большой инерционности проникновения в астрофизику физических представлений, заложенных еще в 1940 г. в [1].

5. Обобщение для неравновесных состояний плазмы представлений Эйнштейна об индуцированных процессах
В прошлом году исполнилось 100 лет со времени трех открытий Эйнштейна в 1905 г., в том числе открытия индуцированных процессов, которые легли в основу

современной лазерной физики. Плазма является единственной средой, для которой ввиду малости энергии полей по сравнению с энергией частиц может быть создана полностью аналитическая теория неравновесных индуцированных процессов, включая неравновесные распределения плазменных мод (определяемых неравновесным числом квантов N_k) и плазменных частиц, распределение которых определяется неравновесными распределениями f_e и f_i , при учете всех индуцированных процессов [10]. Основным результатом — доказано, что такое построение возможно, только если в вероятностях всех процессов учтены поляризационные эффекты. При этом фигурирующая в разделе 4 вероятность поляризационного рассеяния на ионах входит в неравновесное уравнение для ионной функции распределения f_i . Это не оставляет сомнений в правильности интерпретации рассеяния как процесса, в который неотъемлемой частью входит переходное рассеяние, и в процессе такого рассеяния энергию и импульс получают именно ионы плазмы. Последнее заключение, хотя и можно получить, используя результаты [10], но в явном виде оно сформулировано только в докладе [11]. Результаты экспериментов, опубликованных на сегодня, непосредственно показывают, что ионы ответственны за индуцированное переходное рассеяние плазменных мод.

6. Примеры поляризационно-тормозного излучения

Так как обычно длина волны тормозного кванта больше размера атома, то в качестве поляризационной "шубы" могут выступать и связанные электроны — эффект, называемый для сложных атомов атомным тормозным излучением или поляризационно-тормозным излучением. Последний термин отражает то, что имеет место интерференция, т.е. суммируются амплитуды тормозного и поляризационного излучений.

Интенсивные теоретические исследования и их многочисленные экспериментальные подтверждения были проведены большим коллективом Ленинградского физико-технического института и коллективами ряда институтов Москвы, включая Физический институт им. П.Л. Лебедева (ФИАН), Институт общей физики (ИОФАН) и Курчатовский институт. Основные результаты изложены в коллективной монографии [6]. Два примера иллюстрируют возможность проявления качественно новых эффектов.

1. При столкновении электронов с частично ионизованными атомами (ионами) в плазме, когда экранирование ядра атома частично осуществляется связанными электронами и частично электронами плазмы, в поляризационно-тормозном излучении связанные и свободные электроны могут выступать когерентно (интенсивность излучения пропорциональна квадрату суммы чисел связанных и свободных электронов) [6, гл. 6], что имеет место, естественно, при больших скоростях налетающей частицы с энергией, много большей энергии связи, причем электроны, связанные до столкновения, остаются таковыми и после столкновения.

2. В плазме, содержащей пылевые частицы, возможно поляризационно-тормозное излучение последних, обусловленное колебаниями поляризационного заряда при столкновении тяжелых пылевых частиц. Пылевые частицы несут очень большие отрицательные заряды (до $Z_d \approx 10^4 - 10^6$, где Z_d — заряд пылевой частицы в единицах электронного заряда), которые компенси-

руются "шубой" из электронов и ионов, окружающей пылевую частицу. Тормозное излучение, хотя и содержит обычную малость по связи и амплитуда поляризационного излучения имеет тот же порядок, что и амплитуда тормозного излучения, но будучи пропорциональной квадрату заряда каждой из сталкивающихся частиц, интенсивность содержит очень большой фактор — Z_d^4 . В экспериментах поляризационно-тормозная потеря энергии пылевыми частицами из-за излучения низкочастотных мод может оказаться сравнимой с потерей их энергии при торможении в нейтральном газе [12].

7. Столкновения частиц в плазме

Возможны безызлучательные столкновения, на которые также влияют поляризационные "шубы" частиц (рис. 3а). Сейчас является общепринятым, что взаимодействия частиц при столкновениях соответствуют динамически экранированным взаимодействиям, причем поляризационные "шубы" при столкновениях двух выбранных (как говорят, пробных) частиц создаются флуктуациями всех остальных частиц плазмы (см. [5]). Сечения про-

цессов столкновений двух частиц содержат множитель $1/|\epsilon_{k,kv}|^2$ и тем самым определяются распределениями всех остальных частиц плазмы.

8. Влияние поляризации на скорости ядерных реакций

Обычно поляризационные "шубы" оказывают влияние на туннелирование ядер, приводящее к ядерным реакциям (рис. 3б). Это существенно при больших плотностях плазмы, порядка тех, которые возникают в недрах звезд, на что впервые было обращено внимание С. Сальпетером [13] в 1954 г. и что явилось базисом современного сценария эволюции звезд. Для недр Солнца поправки [13] для реакций водородного цикла составляют (рис. 3б) от 5% до 20%. При этом в [13] просто постулировалось дебаевское экранирование без учета того, что с точки зрения современных позиций необходимо доказательство такого экранирования в теории флуктуаций, которая принимала бы во внимание также и ядерные реакции. Первые такие исследования кинетики экранирования [14] ядерных реакций в плазме выявили основную ошибку [13], которая становится очевидной при использовании теории флуктуаций, определяющей конечное и достаточно большое время установления поляризационного экранирования.

В этой проблеме важно понимание фундаментальных положений о вероятностном описании в квантовой физике, а именно: вероятностный характер туннелирования указывает на то, что хотя при больших барьерах время туннелирования мало, но вероятность его невелика, что приводит к малой скорости ядерных реакций. Время установления экранирования из-за флуктуаций согласно [14] намного больше времени туннелирования. Возникает и новый эффект — корреляции флуктуаций приводят к эффекту того же порядка, что и увеличение вероятности туннелирования вследствие поляризационного понижения потенциального барьера, — эффекту, рассмотренному для усредненного дебаевского потенциала в [13]. В работе [14] показано, что при слабом экранировании (грубо говоря, применимо для солнечных недр) амплитуда корреляционного эффекта в точности равна амплитуде [13]. Однако в [14] была допущена расчетная ошибка в знаке амплитуды корреляционного эффекта, которая оказалась бы несущественной, если бы оба эффекта суммировались независимо. Но суммируются не вероятности, а амплитуды, и это привело в [14] к деструктивной интерференции двух эффектов (грубо говоря, если сальпетеровскую амплитуду принять за 1, то $|1 - 1|^2 = 0$). После исправления в [15] этой ошибки конструктивная интерференция двух эффектов стала приводить к неприемлемому результату — увеличению поправок в 4 раза, $|1 + 1|^2 = 4$. Выход был найден также в [15], где было доказано, что вероятности процесса не изменяются (при флуктуационной трактовке без введения недоказанного усредненного экранирования) и сальпетеровский эффект отсутствует. Тогда корреляции "восстанавливают" сальпетеровский результат ($|1|^2 = 1$). Но это справедливо только при слабом экранировании, а эффект Сальпетера используется в астрофизике эволюции плотных звезд также в условиях сильного экранирования. Теперь оказалось необходимым заменить его эффектами сильных корреляций, теория которых в плотной плазме недостаточно развита, хотя имеется широкий спектр лабораторных экспериментальных исследований [16].

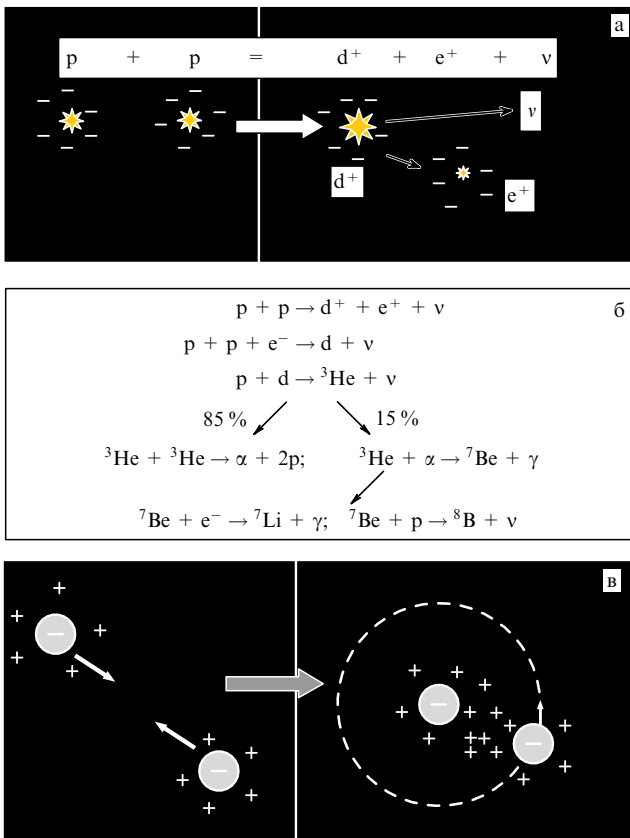


Рис. 3. (а) Пример ядерных столкновений в начале водородного цикла; до и после столкновений все заряженные частицы ядерной реакции окружены поляризационными "шубами", влияющими на скорости этих реакций. (б) Схема водородного цикла термоядерных реакций в недрах Солнца. Каждое из ядер является "голым" (связанные электроны отсутствуют и экранирование осуществляется свободными отрицательными зарядами плазмы). (в) Образование связанных состояний двух пылевых частиц при их столкновениях за счет притяжения при избыточной концентрации положительных ионов поляризационной "шубы" между взаимодействующими пылевыми частицами. Импульс и энергия частицы при ее захвате потенциальной ямой притяжения могут уменьшаться за счет излучения пылевого звука или из-за трения об атомы нейтрального газа.

9. Взаимодействия и спаривание пылевых частиц

Пылевая плазма в последнее время интенсивно исследуется экспериментально и теоретически (см. обзоры [17, 18]), и основной проблемой является исследование взаимодействия пылевых частиц, которые представляют собой макроскопические образования (с числом атомов более $10^9 - 10^{11}$) с большими отрицательными зарядами (более $10^4 - 10^6$ зарядов электронов), но с размерами, много меньшими размера поляризационной "шубы" экранирования. Каждая из частиц создает плазменные потоки и взаимодействует с плазменными потоками, и поляризационные заряды взаимодействуют не с отдельными частицами плазмы, а когерентно со многими из них или, другими словами, с плазменными потоками. Действительно, в проведенных экспериментах длина свободного пробега потоков мала и поле потоков является тем дополнительным полем, которое, взаимодействуя с полем поляризаций, может приводить к изменению взаимодействия пылевых частиц (см. схематическое изображение на рис. 3в). Как оказывается, при этом на больших расстояниях отталкивание переходит в притяжение. На таких расстояниях воздействие потоков на взаимодействия частиц является наиболее эффективным (рис. 4а), что означает возможность спаривания пылевых частиц с образованием связанных состояний типа пылевых молекул частицами с одинаковым знаком заряда и возможность формирования более сложных комплексов пылевых частиц, вплоть до кристаллов. Экспериментальное открытие в 1996 г. [19–22] таких кристаллов, названных плазменными кристаллами, поставило вопрос об объяснении физики их образования. Изменение взаимодействия изолированных пылевых частиц в плазме из-за наличия плазменных потоков

впервые рассматривалось в 1960 г. Питаевским [23], но влияние потоков на взаимодействия изолированных частиц существенно отличается от такового в случае коллектива пылевых частиц.

На рисунке 4а отмечена область коллективного взаимодействия для двух пробных частиц, возникающего при наличии потоков многих частиц, сходного в принципе с коллективным взаимодействием в обычной плазме (см. раздел 7). Интегралы столкновений, описывающие взаимодействия пылевых частиц, содержат не только средние квадраты флуктуаций поляризационных полей, но и средние произведения полей поляризаций и полей потоков, взаимно связанных друг с другом. Существенной особенностью взаимодействия является нелинейность поляризационной "шубы" — эффект, впервые рассмотренный в [24] применительно к искусственным спутникам Земли (их размеры тоже меньше радиуса экранирования), который в литературе принято называть экранированием А.В. Гуревича.

10. Плазменные пылевые кристаллы и объяснение параметров фазовых переходов

Предполагалось, что большие заряды пылевых частиц в плазме могут обеспечить сильные корреляции и переход пыли в кристаллическое состояние даже при ее малой плотности [25]. Ожидалось, что константа связи (константа неидеальности) $\Gamma = Z_d^2 e^2 / T_d r_m$ (где $r_m = (4\pi n_d / 3)^{-1/3}$ — среднее расстояние между пылевыми частицами, а T_d — температура пыли) для этого должна достигать, по крайней мере, значений 4–10, как при обычных фазовых переходах в состоянии твердого тела. Простота, с которой были созданы кристаллы из пыли в плазме путем простой инъекции пылевых частиц в обычный высокочастотный разряд в низкотемпературной плазме [19] (достаточно было даже инжектировать порошок от принтера [26]) и в особенности сами параметры перехода [27, 28] оказались совершенно неожиданными (примеры плазменных кристаллов, полученных в различных экспериментах, приведены на рис. 4б–г).

Первое, что может удивить, — это экстремально большие наблюдаемые значения параметра Γ (от $\approx 3 \times 10^3 - 10^4$ до $\approx 10^5$). Второе — это достаточно большое значение r_m , превышающее линейный радиус экранирования в 8–10 раз. Если считать, что на таких расстояниях поле пылевой частицы уже полностью экранировано, то не ясно, почему частицы не сближаются до меньших расстояний. Наконец, температура пыли при плавлении кристалла T_d оказалась достаточно малой, порядка 0,1–1 эВ. Хотя эта температура намного больше комнатной ($\approx 0,02$ эВ) и кристаллы довольно "крепкие", но она много меньше той максимальной энергии, которая соответствует сближению частиц до расстояния порядка их радиуса — по оценке порядка $3Z_d T_e \approx 50$ кэВ при стандартных для проведенных экспериментов значениях $Z_d \approx 3 \times 10^3$, $T_e \approx 2$ эВ.

Возникает вопрос, является ли случайным совпадение большой величины наблюдаемого Γ с отношением максимальной энергии взаимодействия к температуре плавления? Назвать образование кристаллов результатом проявления сильной связи затруднительно, так как взаимодействие могло бы быть во много раз более интенсивным. Скорее всего, взаимодействия оказываются незэкранированными кулоновскими, что подкрепляется многочисленными экспериментальными свиде-

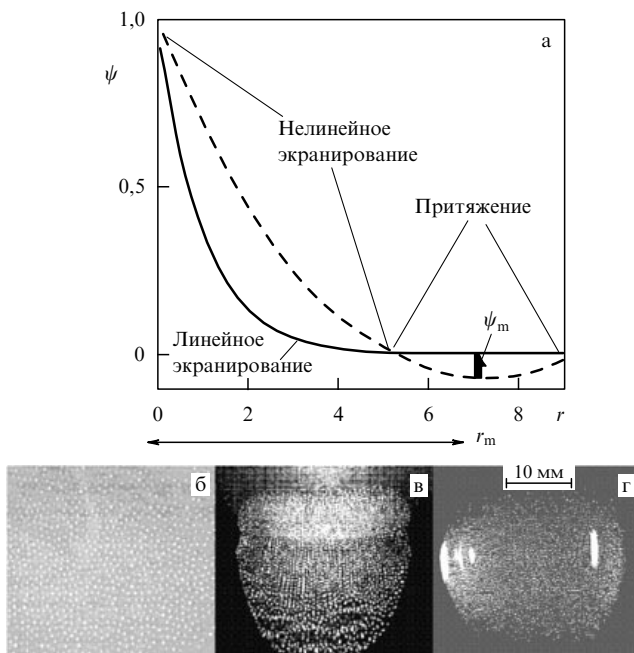


Рис. 4. (а) Схематическое изображение фактора экранирования ψ во взаимодействии пылевых частиц, $V = Z_d^2 e^2 \psi(r/\lambda_{D1})/r$; расстояние между частицами r дано в единицах λ_{D1} . (б–г) Примеры наблюдаемых плазменных кристаллов в [19, 22, 33] соответственно. На рисунке б показано распределение в одной из плоскостей кристалла; на рис. в и г вертикальная ось ориентирована по направлению силы тяжести в лабораторных экспериментах [22, 33].

тельствами о притяжении одноименно заряженных пылевых частиц [29, 30]. Вначале пытались привлечь дебаевское экранирование, для того чтобы подогнать наблюдаемые значения Γ к предсказанному численно для модели однокомпонентной плазмы при сильной связи значению $\Gamma = 170$. Но тогда величина длины экранирования должна быть ограничена определенными рамками — радиус экранирования должен отличаться от межчастичного расстояния только в несколько раз, что дает неприемлемо большую величину радиуса экранирования. Кроме того, стало очевидным, что такое экранирование в отличие от линейного дебаевского экранирования является нелинейным, так как в большой области вблизи пылевой частицы отношение потенциальной энергии к температуре экранирующих ионов изменяется от ≈ 300 до $10 - 3$. Наилучшее объяснение получено при учете взаимодействия полей потоков и полей поляризации при нелинейном экранировании [31, 32], приводящем к притяжению пылевых частиц, схематически изображенному на рис. 4а. Эта модель не только предсказывает правильное значение межчастичного расстояния r_m , но и легко объясняет другие наблюдения — большое значение $\Gamma = 1/\psi_m$ [31, 33] и малое значение отношения температуры плавления и максимальной энергии взаимодействия, которое оказывается равным ψ_m , причем это отношение совпадает с $1/\Gamma$. Нелинейность экранирования при этом существует, так как определяет распределение поляризованного заряда в нелинейной области вблизи пылевой частицы и дает межчастичное расстояние, на котором возникает минимум энергии ямы притяжения, близкое к наблюдаемому межчастичному расстоянию r_m .

Притяжение пылевых частиц существует вне зависимости от того, является ли экранирование линейным или нелинейным, нелинейность обычно велика в лабораторных экспериментах, где $\tau = T_i/T_e \approx 10^{-2}$, и чаще всего мала в астрофизических условиях. Во всех случаях поля частиц модифицируются потоками таким образом, что становятся дальнедействующими и простираются на расстояния, много большие дебаевского радиуса экранирования. В решении проблемы имеется заметный прогресс, но до сих пор неясно, как, хотя бы приближенно, ввести свободную энергию в явно негамильтоновской системе, чтобы получить возможность использования стандартных моделей фазовых переходов. Следует отметить, что эти исследования открывают перспективы для изучения эффектов спаривания (в частности электронов) в других неравновесных системах.

11. Эффективная гравитационная неустойчивость в пылевой плазме

Притяжение пылевых частиц на больших расстояниях и то, что определенная часть их поля полностью не экранируется и простирается на большие расстояния, может приводить к появлению в пылевой плазме новой неустойчивости типа гравитационной [34, 35], которой подвержены только пылевые частицы, тогда как обычная универсальная гравитационная неустойчивость, действует на любые массы. Конечно, через взаимодействие с пылевыми частицами притяжение может передаваться и другим частицам. В лабораторных условиях такая неустойчивость может приводить к образованию различных структур, которые при дальнейшем охлаждении пылевых частиц могут испытывать фазовый переход в кри-

сталлическое состояние. В астрофизических условиях с ней можно связывать наблюдаемую структуризацию пылевых облаков с размерами много меньшими джинсовской длины для обычной гравитационной неустойчивости.

Дисперсионное уравнение для эффективной пылевой неустойчивости совпадает по виду с хорошо известным уравнением для обычной гравитационной неустойчивости $\omega^2 = k^2 v_{s, \text{eff}}^2 - G_{\text{eff}} m_d n_d$, которое в качестве примера записано для пылевых частиц с определенной массой m_d , размером a и концентрацией n_d . Эффективная скорость звука соответствует скорости пылевого звука [35]:

$$v_{s, \text{eff}}^2 = \frac{Z_d P T_i}{m_d s_{\text{eff}}}, \quad s_{\text{eff}} = \frac{1 + P}{1 + z},$$

$P = n_d Z_d / n_i$ — параметр, характеризующий относительную долю заряда на пылевых частицах (обычно порядка 1), $z = Z_d e^2 / a T_e$ — безразмерный заряд пылевых частиц (равный примерно 2–4). Эффективная гравитационная константа G_{eff} зависит от константы взаимодействия потоков и электростатических полей $k_{\text{eff}} \lambda_D$ ($1/k_{\text{eff}}$ имеет порядок наиболее эффективной длины взаимодействия потоков и электростатических полей) [32]:

$$G_{\text{eff}} = \frac{Z_d^2 e^2 (k_{\text{eff}} \lambda_D)^2}{m_d^2 s_{\text{eff}}} (k_{\text{eff}} \lambda_D)^2 = \frac{\alpha_d z a^2 T_e}{T_i \lambda_{Di}^2},$$

где α_d — численная константа, оцениваемая как $\alpha_d \approx 0,16$ и зависящая от коэффициентов, определяющих темп зарядки пылевых частиц и силу их увлечения ионными потоками. Эффективная джинсовская длина, $L_{\text{eff}} \approx 1/k_{\text{eff}}$, не зависящая от массы пылевых частиц и слабо зависящая от их размера, может быть оценена через полное число ионов в сфере ионного дебаевского радиуса $N_i = n_i 4\pi \lambda_{Di}^3 / 3$ как

$$L_{\text{eff}} \approx \lambda_{Di} \frac{N_i}{Z_d} \sqrt{\frac{T_e (1 + z)}{T_i \alpha_d P (1 - P)}}.$$

Для типичных параметров лабораторных экспериментов, $a \approx 10$ мкм, $z \approx 3$, $T_e \approx 3$ эВ, $m_d \approx 2 \times 10^{-9}$ г, $P \approx 0,5$, получим $G_{\text{eff}} \approx 72,6$ дин см² г⁻², т.е. G_{eff} примерно на девять порядков больше обычной гравитационной константы $G = 6,67 \times 10^{-8}$ дин см² г⁻². Эффективная джинсовская длина и эффективное притяжение пылевых частиц соответствуют тем, которые фигурируют в объяснении кристаллизации пыли в лабораторных экспериментах. Для астрофизических условий эффективная джинсовская длина имеет разные оценки для пылевых облаков различного типа, но обычно находится в пределах $10^{14} - 10^{17}$ см и, как правило, оказывается намного меньше гравитационной джинсовской длины.

Поляризационные эффекты также имеют многие астрофизические приложения.

12. Переходное рассеяние в недрах Солнца и солнечные нейтрино

Термоядерные реакции в недрах Солнца (в центральной его части, примерно до $(1/3)R_{\odot}$) нагревают недра Солнца до $T \approx 1,5$ кэВ, и перенос энергии к поверхности Солнца осуществляется радиационно за счет рассеяния на электронах и ионах. Рассеяние на ионах является переходным рассеянием и практически сменяет рассеяние на электро-

нах в области частот $\omega_{pe} < \omega \ll \omega_{pe}c/v_{Te}$, где ω_{pe} — электронная плазменная частота, c — скорость света, v_{Te} — средняя тепловая скорость электронов. Коэффициент непрозрачности Солнца (solar opacity) определяется процессами рассеяния, а в моделях Солнца этот коэффициент по наблюдаемой светимости определяет температуру недр и тем самым поток нейтрино. Особенно критически от температуры зависит выход самых энергичных нейтрино в водородном цикле (боровских нейтрино от распада ${}^7\text{Be}$, создающих, в частности, ${}^8\text{B}$), которые измерялись в первых экспериментах Дэвида с дефицитом в 2–3 раза.

Очень сильная зависимость выхода боровских нейтрино от температуры соответствует тому, что уменьшение температуры в недрах Солнца на 1–2 К приводит к уменьшению числа энергичных нейтрино примерно в 2 раза. Уменьшение температуры на 1–2 К не противоречит данным солнечной сейсмологии, хотя точность измерения мод колебаний Солнца резко снижается для тех мод, которые захватывают центральную область Солнца. Поэтому роль ионов в рассеянии и переносе излучения в недрах Солнца привлекла внимание только в 1987 г. в связи с проблемой дефицита солнечных нейтрино [36]. Причем в [36] проблема рассматривалась в рамках рассеяния на электронных флуктуациях в предположении, что ионы влияют на эти флуктуации. Как уже подробно обсуждалось, речь фактически идет об описании в первом приближении переходного рассеяния на ионах, и в этом приближении результаты [36] правильны и учитывают переходное рассеяние на ионах. Критерий того, что рассеяние на ионах доминирует, не очень хорошо выполняется в недрах Солнца, и поэтому на ионах рассеивается 30–60 % энергии излучения, а на электронах соответственно — 70–40 %, в зависимости от частоты излучения. Это связано с тем, что область частот для распространения электромагнитных волн в недрах Солнца достаточно узка: $\omega_{pe} \approx 9,78 \times 10^{17} < \omega < T/\hbar \approx 7,62 \times 10^{18} \text{ с}^{-1}$, тогда как $c/v_{Te} \approx 10,1$ и, следовательно, условие сильного доминирования рассеяния на ионах $\omega \ll \omega_{pe}(c/v_{Te})$, строго говоря, не выполняется. В расчетах [36] эффекты переходного рассеяния на ионах в моделях переноса излучения в недрах Солнца учтены только в первом приближении. Дальнейшие уточнения непрозрачности (после необходимого уточнения интерпретации) требовали четкого разграничения эффектов, которые оказывают влияние на перенос излучения ионами, и тех, которые оказывают влияние на перенос излучения электронами. Исследование дополнительных поправок к коэффициенту непрозрачности (всего их девять), обобщенное в [37], показывает, что сумма всех поправок может достигать 7–12 %, что дает необходимое для высокоэнергичных солнечных нейтрино уменьшение температуры недр на 1–2 К при практически неизменных потоках протонных нейтрино.

13. Поляризационные поправки к термоядерным реакциям и солнечные нейтрино

Поляризационным эффектом в недрах Солнца, влияющим на выход нейтрино, является корреляция флуктуаций, создающих поляризационные "шубы", которые, как обсуждалось, только в первом порядке совпадают с фактором Сальпетера [13]. Более подробный анализ корреляционных эффектов в поляризациях и их роли во всех реакциях водородного цикла (рис. 3б), проведенный

в [15], показал, что почти для всех этих реакций поправки в 1,37–1,25 раз больше, чем сальпетеровские поправки. Последние в водородном цикле возрастают от 5 % в начале цикла до 20 % в конце цикла, а с учетом того, что согласно [15] только корреляционные эффекты могут быть ответственными за поправки к скоростям термоядерных реакций, поправки возрастают от 6,5 % до 25 %. Это не очень сильно изменяет предсказания о нейтринном излучении от первых реакций водородного цикла и примерно согласуется с наблюдениями.

Однако для реакций с ${}^7\text{Be}$ в конце водородного цикла корреляционные поправки имеют другой знак (подавление, а не усиление реакций) и по абсолютной величине в три раза превышают сальпетеровские. Это является еще одним эффектом, который может использоваться для объяснения наблюдаемого дефицита энергичных нейтрино в опытах Дэвида, вне зависимости от того, существуют или нет нейтринные осцилляции.

Следует отметить, что остаются теоретические проблемы, связанные с низкоэнергичными нейтрино в начале водородного цикла. Совпадение корреляционных поправок с сальпетеровскими имеет место только в первом порядке при предположении о слабом экранировании. Но ранее при построении моделей Солнца было замечено, что экранирование не является очень слабым и параметр, который характеризует его малость, не намного меньше единицы (равен примерно 1/7), и при построении моделей Солнца использовались интерполяционные формулы между слабым и сильным сальпетеровским экранированием. Согласно [15] сальпетеровское экранирование заменяется корреляционными эффектами, теория которых может быть достаточно хорошо развита только для слабых корреляций, и не существует хорошо установленного теоретического результата для сильных корреляций, используя который, можно было бы интерполировать результат для слабого экранирования.

14. Эволюция звезд

Проблема, связанная с корреляционными эффектами и с сильным экранированием, усугубляется для звезд, в которых закончился водородный цикл и горение которых связано с углеродным циклом. Ядро углерода ${}^{12}\text{C}$ имеет $Z = 6$, и параметр экранирования близок к единице или много больше единицы. Слабое экранирование нельзя использовать, а хорошей теории сильного экранирования, связанного с сильными корреляциями, пока нет. Теория звездной эволюции требует поэтому определенного пересмотра.

15. Эффект Сюняева–Зельдовича и переходное рассеяние

Эффект Сюняева–Зельдовича соответствует покраснению фотонов вследствие индуцированного рассеяния при прохождении излучения через плазму. В настоящее время учитывается только томсоновское рассеяние на электронах и эффект служит для детектирования плотности электронов. При частотах $\omega < \omega_{pe}c/v_{Te}$ существенным становится переходное рассеяние на ионах, а при $\omega \ll \omega_{pe}c/v_{Te}$ переходное рассеяние на ионах доминирует и эффект Сюняева–Зельдовича меняется [9]. Порог в длинах волн может быть записан в виде $\lambda > 47 \text{ [м]} \sqrt{T \text{ [эВ]} / n \text{ [см}^{-3}\text{]}}$ и является доступным в метровом диапазоне при малых температурах и больших значениях плотности детектируемой плазмы.

16. Переходное рассеяние на пылевых частицах, образующих серебристые облака

Серебристые облака (noctilucent clouds) наблюдаются в нижней ионосфере на высоте примерно 90 км летом в северных широтах. Радарное детектирование по обратному рассеянию обнаружило аномально большую интенсивность рассеянного сигнала по сравнению с интенсивностью обычного сигнала рассеяния на электронах (большую примерно на два порядка [38]). Простейшим объяснением является то, что процесс рассеяния связан с переходным рассеянием посредством нелинейной электронной "шубы" пылевых частиц, что согласуется с наблюдаемым очень малым доплеровским смещением частоты сигнала, свидетельствующим об очень малой скорости рассеивателя. Рассеяние пропорционально $Z_d^2 n_d = Z_d P n_i$, и при обычных значениях $n_i \sim n_e$, $P \sim 1$ и $Z_d \sim 100$ дает увеличение рассеянного сигнала в качественном согласии с наблюдениями [38].

17. Новые пылевые структуры.

Пылевые звезды

Притяжение пылевых частиц через поляризационные шубы может иметь ряд астрофизических следствий, доступных сегодня для измерений. Наблюдение разнообразных пылевых структур в лабораторных условиях заставило предположить, что процессы структуризации являются неотъемлемой чертой пылевой плазмы и могут быть объяснены с помощью эффективной гравитационной неустойчивости пылевых систем. Нет оснований считать, что такие процессы не могут развиваться в астрофизических условиях в пылевых облаках. Основным следствием обычной гравитационной неустойчивости является структуризация материи в космическом пространстве, и нетрудно понять, что эффективная гравитационная неустойчивость в пылевой плазме должна приводить к структуризации пылевых облаков. Структурность таких облаков действительно наблюдается, но до сих пор не проведен анализ того, в какой мере она может быть объяснена эффективной гравитационной неустойчивостью пылевой плазмы. Для такого анализа необходимо вначале продвинуться в описании систем с разбросом пылевых частиц по размерам — исследования в этом направлении до сих пор находятся в зачаточном состоянии.

Однако можно поставить вопрос о конечной стадии процесса и также вопрос о том, что если обычная гравитационная неустойчивость может приводить к образованию звезд, то не может ли эффективная гравитационная пылевая неустойчивость приводить к образованию "пылевых звезд" как изолированных объектов, окруженных областями без пылевой компоненты. Пока что показана возможность существования устойчивого равновесия в сферических пылевых структурах для всех ее компонент — пыли, плазменных частиц и заряда пылевых частиц [38]. Обобщение для систем с распределением пылевых частиц по размерам и, как следствие, с их распределением по зарядам до сих пор не проведено. Но некоторые качественные следствия из уже проведенного исследования дают основание для предварительных выводов:

1) все пылевые структуры должны иметь резкие границы;

2) пылевые звезды должны "питаться" потоками плазмы извне (т.е. в отличие от обычных звезд должны

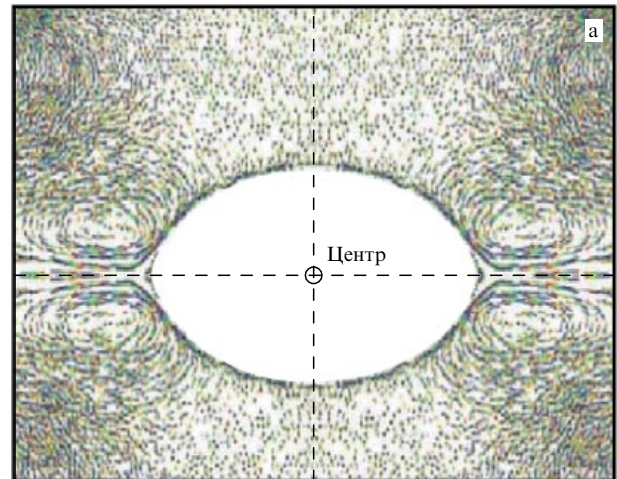


Рис. 5. (а) Пылевые структуры, наблюдаемые на Международной космической станции. Центральный пылевой void, который образуется потоками плазмы, генерируемыми ионизационными процессами, имеет очень резкие границы. Снаружи пылевая плазма окружена пристеночными voidами, на периферии voidа наблюдаются конвективные ячейки пыли. Пылевые системы больших размеров разбиваются на сгущения пыли (пылевые структуры) и пылевые voidы. (б) Пример пылевых структур с резкими границами в пылевой туманности, наблюдаемых на аппарате "Хаббл".

поглощать плазму, являясь в этом отношении "анти-звездами");

3) в приграничных областях должны развиваться конвективные явления, обусловленные непотенциальностью электростатических сил, действующих на пылевые частицы вследствие пространственной неоднородности их заряда.

Оба эффекта — резкие границы пылевых структур и образование в них пылевой конвекции — подтверждаются результатами экспериментов на Международной космической станции (рис. 5а) [40], а резкие границы пылевых космических облаков ярко иллюстрируются одним из снимков аппарата "Хаббл" (рис. 5б). Предполагается, что многие пылевые структуры (в частности типа "пылевых звезд") могли бы быть обнаружены около ближайших звезд с помощью аппаратуры недавно запущенного инфракрасного телескопа "Спитцер".

Сейчас весьма трудно ответить на вопрос о возможной эволюции "пылевых звезд" и их возможном вкладе в скрытую массу.

Плоские пылевые структуры типа колец планет могут проявлять структуризацию в тех условиях, когда гравитация центральной планеты слабее эффектов взаимного притяжения пылевых частиц. Это не относится к тем кольцам, в которых основными компонентами являются большие частицы (камни), движение которых в основном регулируется гравитацией центральной планеты. Такое типично поляризационное явление, как возбуждение конусов Маха пылевого звука большим камнем [41], летящим под кольцом Сатурна, сейчас запланировано для экспериментов на космическом аппарате "Кассини", более года удачно циркулирующем в щели колец Сатурна. Притяжение пылевых частиц может проявиться в излучении Вавилова – Черенкова пылевого звука только при измерении спектра до достаточно больших длин волн, порядка тех, для которых может оказаться существенной эффективная гравитационная неустойчивость, обсуждавшаяся выше.

Целью настоящего сообщения было показать, что *простые, но очень глубокие замечания В.Л. Гинзбурга 1940 г. имеют далеко идущие следствия* и открывают многие перспективы как лабораторных, так и астрофизических исследований, в том числе исследования новых механизмов спаривания одноименно заряженных частиц в неравновесных системах.

Список литературы

1. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **10** 589 (1940)
2. Гинзбург В Л, Франк И М *ЖЭТФ* **16** 15 (1946)
3. Гинзбург В Л, Цытович В Н *Переходное излучение и переходное рассеяние* (М.: Наука, 1984)
4. Гинзбург В Л, Цытович В Н *ЖЭТФ* **65** 1818 (1973)
5. Tsyтович V N *Lectures on Non-Linear Plasma Kinetics* (Berlin: Springer, 1995)
6. *Поляризационное тормозное излучение частиц и атомов* (Под ред. В Н Цытовича, И М Ойрингеля) (М.: Наука, 1987)
7. Гинзбург В Л, Цытович В Н, в сб. *Материалы международной конф. по переходному излучению* (Ереван: ЕГУ, 1985) с. 511
8. Шеффилд Дж *Рассеяние электромагнитного излучения в плазме* (М.: Атомиздат, 1978) с. 119
9. Bingham R, Tsyтович V N, de Angelis U, Forlani A, Mendonça J T *Phys. Plasmas* **10** 3297 (2003)
10. Цытович В Н *Теория турбулентной плазмы* (М.: Атомиздат, 1971)
11. Tsyтович V, in *EPS 13 Beyond Einstein Physics for the 21st Century. 13 Gen. Conf. Eur. Phys. Soc., Bern, Switzerland 11–15 July 2005; Europhys. Conf. Abst.* **29D** 97 (2005)
12. Гори Дж, Морфилл Г, Цытович В Н *Физ. плазмы* **24** 534 (1998)
13. Salpeter E E *Austral. J. Phys.* **7** 373 (1954)
14. Цытович В Н, Борнатичи М *Физ. плазмы* **26** 894 (2000)
15. Цытович В Н *ЖЭТФ* **121** 1080 (2002)
16. Fortov V, in *Invited Papers from the 30th European Physical Society Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics (St. Petersburg, Russia, 7–11 July 2003); Plasma Phys. Controll. Fusion* **45** (12A) A1 (2003)
17. Цытович В Н, Морфилл Г, Томас Х *Физ. плазмы* **28** 675 (2002); Морфилл Г, Цытович В Н, Томас Х *Физ. плазмы* **29** 3 (2003); Томас Х, Морфилл Г, Цытович В Н *Физ. плазмы* **29** 963 (2003); Цытович В Н, Морфилл Г, Томас Х *Физ. плазмы* **30** 877 (2004)
18. Фортвов В Е и др. *УФН* **174** 495 (2004); Fortov V E et al. *Phys. Rep.* **421** 1 (2005)
19. Thomas H et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 652 (1994)
20. Chu J A, Lin I, *Physica A* **205** 183 (1994)
21. Hayashi Y, Tachibana K *Jpn. J. Appl. Phys.* **33** L804 (1994)
22. Fortov V E et al. *Phys. Lett. A* **219** 89 (1996)
23. Питаевский Л П *ЖЭТФ* **39** 1450 (1960)
24. Альперт Я Л, Гуревич А В, Питаевский Л П *Искусственные спутники в разреженной плазме* (М.: Наука, 1964)
25. Ikezi H *Phys. Fluids* **29** 1764 (1986)
26. Tomme E B, Annaratone B M, Allen J E *Plasma Sources Sci. Technol.* **9** 87 (2000)
27. Цытович В Н *Письма в ЖЭТФ* **81** 563 (2005)
28. Tsyтович V *Contrib. Plasma Phys.* **45** 533 (2005)
29. Law D et al., in *XXIII Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases; ICPIG Proc., Contributed Papers Vol. 1* (1997) p. 192
30. Annaratone B M et al. *Phys. Rev. E* **63** 036406 (2001)
31. Цытович В Н *ЖЭТФ* **131** 312 (2007)
32. Tsyтович V, Morfill G, in *Invited Papers from the 31st European Physical Society Conf. on Plasma Physics, London, UK (28 June–2 July 2004); Plasma Phys. Controll. Fusion.* **46** (12B) B527 (2004)
33. Konopka U et al. *Phys. Rev. E* **61** 1890 (2000)
34. Tsyтович V N, Watanabe K *Contrib. Plasma Phys.* **43** 51 (2003)
35. Tsyтович V N *Phys. Scripta* **74** C81 (2006)
36. Boercker D B *Astrophys. J. Lett.* **316** L95 (1987)
37. Цытович В Н и др. *УФН* **166** 113 (1996)
38. Havnes O, Aslaksen T, Brattli A *Phys. Scripta* **T89** 133 (2001)
39. Tsyтович V N *Comments Phys. Pt. E Comments Plasma Phys. Controlled Fusion* **1** 1 (2000)
40. Цытович В Н *Физ. плазмы* **31** 157 (2005)
41. Havnes O et al. *Planet. Space Sci.* **49** 223 (2001)