

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет имени Н.И. Лобачевского»

На правах рукописи

Семиков Сергей Александрович

**Методы экспериментальной проверки
баллистической теории Ритца**

01.04.03 – Радиофизика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

д. ф.-м. н., проф.

Бакунов Михаил Иванович

Нижний Новгород – 2017

Содержание

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. АСТРОНОМИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ – КРИТЕРИИ ПРОВЕРКИ БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ.....	15
§ 1.1. Статистика двойных звёзд и эффект Барра.....	15
§ 1.2. Эффект Ритца и природа закона Хаббла.....	33
§ 1.3. Эффект абберации звёздного света и его аномалии.....	52
§ 1.4. Аномалии экзопланет как следствие вариаций скорости света.....	54
§ 1.5. Эффект Ритца, двойные и переменные звёзды.....	65
§ 1.6. Выводы.....	87
ГЛАВА 2. КРИТЕРИИ ПРОВЕРКИ БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ МЕТОДАМИ РЕНТГЕНОВСКОЙ И РАДИОАСТРОНОМИИ, ЛАЗЕРНОЙ И РАДИО-ЛОКАЦИИ.....	88
§ 2.1. Пульсары, барстеры, новые и сверхновые звёзды.....	88
§ 2.2. Механизмы генерации гиролиний рентгеновских пульсаров, радиоизлучения квазаров, радиопульсаров и космических мазеров.....	108
§ 2.3. Искажение наблюдаемых контуров звёзд, планет и галактик.....	113
§ 2.4. Невязки планетной радиолокации и баллистическая коррекция.....	132
§ 2.5. Радарные ошибки АМС, GPS, ГЛОНАСС и баллистические поправки.....	139
§ 2.6. Невязки лазерной локации, «неравномерность» вращения Луны и Земли.....	149
§ 2.7. Выводы.....	152
ГЛАВА 3. ОПТИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО НАБЛЮДЕНИЮ СЛЕДСТВИЙ БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ.....	153
§ 3.1. Опыт Саньяка, лазерный гироскоп и учёт вращения зеркал.....	153
§ 3.2. Опыты с движущимися средами – опыты Физо, Кантора и Дуплищева.....	156
§ 3.3. Контроль постоянства скорости света фемтосекундными лазерами.....	158
§ 3.4. Экспериментальная проверка ритц-эффекта методами лазерной физики.....	161
§ 3.5. Эффект генерации гармоник при модуляции скорости света.....	171
§ 3.6. Поперечный и квадратичный эффект Доплера в баллистической теории.....	175
§ 3.7. Характеристики элементарных излучателей в теории Ритца.....	179
§ 3.8. Выводы.....	183
ГЛАВА 4. БАЛЛИСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ.....	184

§ 4.1. Эксперименты с использованием эффекта Мёссбауэра	184
§ 4.2. Опыты с движущимися мезонами и ядрами	187
§ 4.3. Скорость аннигиляционного излучения	193
§ 4.4. Опыты с синхротронным излучением (Мазманишвили, Александров).....	195
§ 4.5. Механизм генерации синхротронного излучения в баллистической теории.....	202
§ 4.6. Механизм генерации и свойства черенковского излучения	208
§ 4.7. Свойства ондуляторного излучения в баллистической теории	214
§ 4.8. Прямые замеры скорости релятивистских частиц и их излучения	215
§ 4.9. Баллистическая электродинамика	219
§ 4.10. Квантовые эффекты баллистической электродинамики.....	221
§ 4.11. Аномалии и статистические характеристики космических лучей.....	226
§ 4.12. Выводы	233
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	234
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	236
СПИСОК РАБОТ, ОПУБЛИКОВАННЫХ АВТОРОМ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ	247

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время особенно актуальна проблема точного измерения скорости света и влияния на неё скорости источника [1, 2], в т.ч. ввиду регистрации электромагнитных волн с групповой скоростью выше скорости света в вакууме c [3, 4] и регистрации в вакууме световых сигналов со скоростью ниже c [5]. Об актуальности темы свидетельствует ряд работ, опубликованных в последние 15 лет академиком РАН Е.Б. Александровым, А.М. Бонч-Бруевичем, Г.Б. Малыкиным, А.С. Мазманишвили и др. [6–14]. Из них следует, что утвердившееся в XX веке мнение о постоянстве скорости света фактически не подтверждено опытами. Только в последние десять лет поставлены прямые эксперименты, в том числе с применением синхротронного излучения, позволяющие точно измерить влияние скорости источника на скорость света.

Как отмечено [6, 9, A1–A5], прежние аргументы, основанные на анализе наблюдений двойных звёзд, пульсаров и замерах скорости излучения от релятивистских частиц и ядер, не имеют доказательной силы. Актуальность анализа влияния источника на скорость света, предсказанного век назад в рамках Баллистической Теории Ритца (БТР), диктуется и тем, что из теории следует эффект трансформации частоты света при ускорении источника. В случае подтверждения эффект позволит плавно перестраивать частоту оптического лазерного излучения, переводя его в любой иной диапазон электромагнитных волн. В применении к явлениям космоса эффект объясняет ряд аномалий, открытых при исследовании внегалактических и галактических объектов, в т.ч. экзопланет. Из баллистической теории следуют электродинамические соотношения, отличные от найденных в рамках электродинамики Максвелла. Т.е. количественный анализ в рамках баллистической теории позволит уточнить электродинамические характеристики и повысить КПД приборов, включая ускорители элементарных частиц [A37, A45].

Баллистическую теорию света выдвинул в 1908 г. швейцарский физик и математик Вальтер Ритц [15] в качестве классической альтернативы специальной теории относительности (СТО) и теории эфира. В 1909–1911 гг. баллистические гипотезы независимо выдвинули также Д.Ф. Комсток, Дж. Кунц, Р. Толмен, О.М. Стюарт и Дж.Дж. Томсон [16]. Согласно баллистической теории, электромагнитные воздействия, в частности свет, распространяются, как в корпускулярной теории Ньютона, аналогично потоку частиц, испущенных относительно источника со стандартной скоростью света в вакууме c . При движении источника в инерциальной системе отсчёта со скоростью V , эта скорость в момент излучения механически добавляется к c , и скорость света c' в инерциальной системе наблюдателя определяется как векторная сумма

$$\vec{c}' = \vec{c} + \vec{V}, \quad (1)$$

аналогично скорости снарядов из подвижного орудия (отсюда название теории). Эта механическая модель электромагнитных взаимодействий удовлетворяла принципу относительности Га-

лился, объяснив, как отмечено [16, 17], aberrацию звёздного света и отрицательный результат опытов Майкельсона-Морли, Кеннеди-Торндайка, Трутона-Нобла и других опытов по выявлению инерциального движения Земли. В рамках этой теории Ритц объяснил и волновые свойства света [15, A51], а Дж.Дж. Томсон вывел верные выражения для полей **E** и **H** элементарного излучателя [18]. Этот изящный вывод до сих пор приводят в современных курсах физики [19].

Основное содержание баллистической теории Ритца, как отметил академик М.А. Ельяшевич [20, 21], составляет бесполевого домаквеллов подход в электродинамике, восходящий к работам Вебера, Гаусса и Римана. В рамках этого подхода электромагнитные силы определяются исключительно как функции относительных положений, скоростей и ускорений зарядов, а не пустого пространства между ними. Для расчёта этих сил Ритц предложил, задолго до квантовой электродинамики, гипотезу о квантах электрического поля – о переносящих электрическое воздействие элементарных частицах (*реонах R*, от греч «ρεος» – поток, истечение, т.к. баллистические теории называют ещё эмиссионными теориями, теориями истечения [15, 16, A20]). Согласно гипотезе Ритца реоны постоянно испускаются электронами (и другими заряженными частицами) со скоростью света c и поглощаются другими зарядами в ходе обменного взаимодействия. Поток этих частиц, перенося механический импульс, создаёт при ударах частиц о другие электроны электрическое отталкивание. Механическое добавление скорости электронов и образованного из них источника поля – к скорости испущенных ими «квантов поля» (*реонов*) приводит к зависимости (1) скорости электрических воздействий и света от скорости источника. Т.е. электрическое поле и переносящие его частицы-реоны сохраняют скорость излучающих зарядов, что подтвердили и прямые эксперименты [22]. Анализ литературы, принятый автором, показал, что термин «*реоны*» предлагали прежде и в отношении других гипотетических субэлектронных частиц, например, академиком Н.С. Акуловым [23].

Магнитные, индукционные и гравитационные силы в теории Ритца получались в качестве малых поправок к электрической силе, вызванных относительным движением зарядов. Ритц вывел формулы всех электродинамических эффектов и классически объяснил релятивистские эффекты, включая рост массы быстрых электронов и смещение перигелия Меркурия, ещё в 1908 г. верно предсказав смещения перигелиев других планет [15] и получив для них формулу, совпавшую с найденной спустя 7 лет Эйнштейном в общей теории относительности [24].

Таким образом, теория Ритца – это фундаментальная теория, охватывающая широкий круг явлений и классически объяснившая ряд эффектов, открытых на рубеже XIX-XX вв. в качестве противоречащих классической физике. Тем самым теория Ритца составила серьёзную классическую альтернативу СТО, без коренной ломки классических представлений.

Однако век назад, в 1913–1914 гг., теорию Ритца отклонили, впрочем, как отмечено в работах [6, 25, 26], без достаточных оснований. Первый аргумент против теории Ритца, выдвину-

тый в 1913 г. Де Ситтером и основанный на спектроскопических измерениях искажений в движении двойных звёзд, за счёт добавления их орбитальной скорости к скорости излучаемого ими света [24], как показал Дж. Фокс [25], не имеет доказательной силы, если учесть переизлучение света звёзд межзвёздной средой. Среда, как набор вторичных источников, переизлучает свет со скоростью c уже относительно среды, т.е. нивелирует отклонения скорости света от стандартного значения c , отчего наблюдаемые искажения оказываются крайне малы. Эти остаточные отклонения реально наблюдаются в форме эффекта Барра (§ 1.1). Это же относится и к другим астрономическим наблюдениям, якобы противоречащим теории Ритца. В том числе это – эксперимент со светом звёзд, выполненный Р. Томашеком по схеме Майкельсона [16] и опыт А.М. Бонч-Бруевича [27] – сравнение скорости движущихся краёв Солнца. Так же и все другие опыты по сравнению скоростей света, прошедшего сквозь межзвёздные и земные среды, не могут служить достоверными критериями проверки баллистической теории. Как показано в ряде работ [25, 28–30, A2], фактически не противоречат баллистической теории и опыты в области физики высоких энергий, и замеры скорости света, испущенного релятивистскими частицами.

Таким образом, несмотря на вековую историю проверок баллистической теории, пока нет экспериментов, однозначно доказывающих ошибочность теории Ритца и независимость скорости света от скорости источника. Напротив, как показано в данной работе, есть ряд свидетельств в пользу непостоянства скорости света и влияния на неё скорости источника. Поэтому требуются новые, уточнённые эксперименты для однозначной проверки постоянства скорости света в вакууме, в том числе с применением радиолокации, лазерной локации и фемтосекундных лазеров. Также имеют смысл эксперименты по проверке следствий баллистической теории – эффектов преобразования частоты света и длительности лазерных импульсов. В работе рассмотрим классические и современные опыты и критерии проверки теории Ритца и предложим новые. Реализация новых экспериментов и методов проверки теории позволит, во-первых, получить уточнённое значение скорости света c в вакууме, во-вторых, – однозначно проверить её постоянство и независимость от скорости источника и иных факторов, для окончательного прояснения этого до сих пор ещё не решённого вопроса оптики и электродинамики.

В диссертационной работе произведён подробный анализ накопленных за век опытных данных по проверке баллистической теории в космосе, в оптических экспериментах и в опытах из области физики высоких энергий, предложен ряд новых методов и критериев проверки.

Научная новизна проведённых исследований заключается в следующем:

1. Впервые рассмотрены эффекты баллистической теории для экзопланет (*искажение графиков лучевых скоростей, инверсия орбитального движения, гармоники орбитального периода на кривой лучевых скоростей и т.д.*). На конкретных примерах экзопланетных систем и

- статистики экзопланет показано, что эти эффекты, противоречащие современной астрофизике, реально обнаружены и находят простое объяснение в теории Ритца.
2. Показано, что из баллистической теории следует эффект преобразования длины волны от ускоренно движущегося источника (*эффект Ритца*). Впервые на основе эффекта качественно и количественно объяснён рост красного смещения z с расстоянием (*закон Хаббла*) в рамках модели стационарной Вселенной. Впервые рассчитано теоретическое значение постоянной Хаббла близкое к измеренному. Объяснены парадоксы закона Хаббла, не решённые стандартной космологической моделью. В частности, эффект Ритца позволяет объяснить разницу красных смещений у парных галактик, избыток z у квазаров и других аномальных объектов, а также дефицит красного смещения у наиболее далёких галактик, без привлечения гипотез об ускоренном расширении Вселенной и о тёмной энергии.
 3. Впервые в рамках баллистической теории объяснены (в качестве естественных следствий эффекта Ритца) все свойства и аномалии пульсаров, цефеид и других переменных звёзд: *эффект Блажко, изменения периода кривой блеска, вариации спектра и т.д.*
 4. Подробно рассмотрены результаты космической радиолокации. Показано, что данные радиолокации Венеры точнее соответствуют гипотезе о влиянии скорости источника на скорость света, а не постулату о постоянстве $c' = c$. Впервые с позиций баллистической теории объяснены аномалии в данных радиолокации АМС «Пионер-11, 12», «Кассини» и показано, что их аномальное ускорение по величине и направлению соответствует предсказанному баллистической теорией. Показано, что ошибки систем спутниковой навигации GPS и ГЛОНАСС можно снизить, если учесть баллистический принцип. Впервые на базе теории Ритца объяснена Flyby-аномалия у АМС, пролетающих возле Земли.
 5. Впервые предложен ряд новых критериев проверки баллистической теории методами космической радиолокации, лазерной локации и астрометрии. Критерием проверки влияния скорости источника на скорость света служит сопоставление результатов измерений координат и скоростей небесных тел и АМС этими тремя методами.
 6. Предложен ряд новых схем оптических экспериментов, в том числе с применением фемтосекундных лазеров, для прямого уточнённого измерения скорости света от движущегося источника и сравнения её со скоростью от неподвижного источника.
 7. Впервые предложена схема эксперимента по проверке эффекта Ритца в земных лабораториях, которая в случае подтверждения эффекта позволит трансформировать лазерное оптическое излучение источника в любые другие частотные диапазоны.
 8. Построена теория генерации гармоник несущей частоты лазерного излучения при его воздействии на атомы газа или наночастицы, основанная на гипотезе влияния скорости рас-

сеивающих частиц на скорость света: осцилляции светового давления приводят к осцилляциям скорости света и искажению профиля электромагнитной волны.

9. Построена теория генерации черенковского, синхротронного и ондуляторного излучений в рамках баллистической теории. Показано, что регистрируемые характеристики этих типов излучений согласуются с выводами баллистической теории.
10. Показано, что результаты опытов Мазманишвили и Александрова по измерению скорости синхротронного излучения не противоречат баллистической теории, а свидетельствуют в пользу этой теории. В дополнение к этим опытам предложен метод прямого измерения скорости частиц и их излучения, позволяющий осуществить точную проверку теории Ритца.

Во введении обоснована актуальность работы, формулируются цели исследования, кратко изложено содержание диссертации, приведены основные положения, выносимые на защиту.

В первой главе произведён анализ астрономических тестов баллистической теории света средствами оптической астрономии, астрометрии и спектроскопии.

В § 1.1 рассмотрен эффект искажения наблюдаемых движений и графиков лучевых скоростей двойных звёзд, обусловленный, согласно баллистической теории, добавлением их орбитальной скорости к скорости света. Показано, что эффект реально обнаружен в виде эффекта Барра, т.е. преобладания двойных звёзд с орбитами, вытянутыми к Земле (с долготами периастра ω , группирующимися возле значения $\omega = 90^\circ$). Предложены критерии проверки связи эффекта Барра с переменностью скорости света. Показано, что все эти критерии удовлетворяются.

В § 1.2 в рамках баллистической теории обоснован эффект Ритца, т.е. преобразование длины волны $\lambda' = \lambda(1 + ra_r/c^2)$ света от источника на расстоянии r , излучающего на длине волны λ и движущегося с лучевым ускорением a_r . Показано, что у галактик из эффекта Ритца в модели стационарной Вселенной следует хабблов закон красного смещения $z = (\lambda' - \lambda)/\lambda = rH/c$ или $\lambda' = \lambda(1 + rH/c)$. По известным центростремительным ускорениям a звёзд в ядрах галактик эффект позволяет рассчитать теоретическое значение постоянной Хаббла $H = a_r/c$, близкое к измеренному. На примерах показано, что эффект объясняет парадоксы красного смещения и аномалии закона Хаббла, не нашедшие интерпретаций в рамках стандартной космологической модели.

В § 1.3 отмечено, что эффект абберации звёздного света открыт и объяснён Дж. Брадлеем в рамках баллистического принципа и может рассматриваться как одно из первых подтверждений баллистической теории. Показано, что равенство абберационных углов для света, излучённого галактиками и звёздами, не противоречит баллистической теории, если красное смещение обусловлено эффектом Ритца, а не расширением Вселенной.

В § 1.4 исследована статистика экзопланет и примеры экзопланетных систем с аномальными свойствами (*обратным вращением, аномалиями плотности и т.д.*), а также нетипичными для планет орбитами (*высокий эксцентриситет, избирательная ориентация орбит, аномально*

малые или большие радиусы орбит). Показано, что эти аномалии следуют из баллистической теории и получают простую естественную интерпретацию в рамках эффекта Ритца.

В § 1.5 проанализированы следствия баллистической теории и эффекта Ритца для систем двойных звёзд, в том числе колебания блеска и спектров двойных звёзд, обусловленные их орбитальным движением. Обоснована гипотеза Ла Розы-Секерина, согласно которой физически переменные звёзды, цефеиды представляют собой двойные звёзды, меняющие свою яркость и спектр по эффекту Ритца. В рамках этой гипотезы объяснены аномальные свойства переменных звёзд, включая плавные и скачкообразные вариации периодов, амплитуд кривой блеска, эффект Блажко и т.д. Предложены критерии проверки гипотезы Ла Розы-Секерина.

Во второй главе рассмотрены методы проверки баллистической теории средствами радио-, рентгеновской и гамма-астрономии в сопоставлении с данными оптических методов.

В § 2.1 исследован известный аргумент Брэчера [31, 32], по которому наблюдения рентгеновских пульсаров и барстеров противоречат баллистической теории. Показано, что фактически эффект переизлучения межзвёздной средой снимает это противоречие. Продемонстрировано, что ряд свойств, эмпирических зависимостей и аномалий пульсаров, барстеров естественно следует из баллистической теории, качественно и количественно предсказавшей эти эффекты.

В § 2.2 показано, что из эффекта Ритца следует эффект генерации рентгеновских линий и радиолиний излучения космических мазеров, а также радио- и рентгеновского излучения квазаров, радиогалактик, взрывающихся, сейфертовских галактик и лацертид. Кроме того, эффект Ритца объясняет быстрые вариации интенсивности излучения этих галактик.

В § 2.3 рассмотрены возможные эффекты баллистической теории, возникающие в форме искажения структуры и умножения числа изображений звёзд и галактик, за счёт их вращения и орбитального движения. Предсказанные баллистической теорией искажения сопоставлены с наблюдаемыми искажениями формы галактик и звёзд, по данным оптических телескопов, интерферометров и радиотелескопов-интерферометров, с рекордным угловым разрешением.

В § 2.4 исследованы результаты планетной радиолокации, в первую очередь, результаты радиолокации Венеры. Обоснована аргументация Б. Уоллеса и В.П. Селезнёва по интерпретации невязок планетной радиолокации как результата неучёта влияния скорости планет на скорость излучённого и отражённого радиосигнала. Учёт баллистического принципа снижает величину невязок, повышая точность радарных замеров орбитальных элементов планет.

В § 2.5 произведён анализ ошибок навигации космических аппаратов, включая АМС «Фобос-I, II», «Пионер-11, 12» и «Кассини». В рамках теории Ритца эти ошибки интерпретированы без гипотезы об аномальном ускорении аппаратов по направлению к Солнцу, но как следствие неучтённого влияния скорости АМС на скорость радиосигнала. На основе классической формулы Доплера объяснена Flyby-аномалия, обнаруженная у ряда АМС на пролётных траектори-

ях. Показано, что ошибки в определении координат наземных приёмников по данным систем спутниковой навигации GPS зависят от лучевой скорости навигационных спутников и могут быть связаны с учётом баллистического принципа. Расчёт расстояний на основе переменной скорости радиосигнала позволит существенно повысить точность спутниковой навигации.

В § 2.6 произведён анализ результатов лазерной локации Луны и космических аппаратов. Доказано, что невязки данных лазерной локации и эфемерид, построенных по данным астрометрии, исчезают при учёте добавления скорости Земли, Луны и космических аппаратов к скорости света. Показано, что учёт переменной скорости света устраняет также ряд «неравномерностей» в движении Луны и Земли, выявленных методом лазерной локации. Предложены критерии проверки этой гипотезы и влияния скорости источника на скорость света в космосе.

В третьей главе произведён анализ результатов оптических экспериментов по проверке баллистической теории и предложены новые схемы опытов и критерии для прямых методов проверки эффекта Ритца, а также влияния скорости источника – на скорость света.

В § 3.1 исследованы результаты опытов с вращающимися зеркалами и стеклянными пластинками, в том числе опыт Саньяка, опыт Харреса, принципы работы лазерных гироскопов. Вопреки распространённому мнению, показано, что данные этих опытов и приборов не противоречат баллистической теории, предсказавшей точное значение для величины сдвига интерференционных полос. Предложены схемы установок, видоизменяющих эксперимент таким образом, что становится возможным однозначный вывод о мере справедливости теории Ритца.

В § 3.2 в рамках баллистической теории рассчитана зависимость скорости света от подвижного источника в неподвижной среде, а также для скорости света от неподвижного источника – в движущейся среде. Показано, что расчётная величина скорости соответствует результату опыта Физо и аналогичных опытов, включая опыты У. Кантора и М.И. Дуплищева.

В § 3.3 предложены схемы экспериментов с использованием лазеров, в частности фемтосекундных и волоконных, для прямого измерения скорости света от движущегося источника. Показано, что современная лазерная техника позволяет обнаружить вариации скорости света за счёт движения источника, посредством прямых измерений скорости света.

В § 3.4 предложены схемы лазерных установок для проверки эффекта Ритца и преобразования оптического лазерного излучения частоты f , после рассеяния на ускоренно летящих частицах, – в излучение изменённой частоты $f' = f(1 + ra/c^2)$ иных частотных диапазонов. Расчётная критическая величина ускорения $a \sim 10^{17}$ м/с², требуемая для трансформации f в разы, как показано, вполне достижима в электрических и магнитных полях для электронов, атомов и наночастиц, служащих переизлучающими центрами. Рассчитаны теоретические характеристики выходного излучения – несущая частота, мощность, длительность импульса излучения в зависимости от характеристик рассеивающей среды, от угла рассеяния и оптического пути. Уста-

новка, собранная по рассмотренной схеме, позволит однозначно проверить эффект Ритца, а, в случае его подтверждения,— плавно перестраивать частоту света, пиковую мощность и длительность импульсов во всём диапазоне частот и времён.

В § 3.5 построена теория генерации гармоник лазерного излучения, рассеянного атомами или наночастицами. Быстрые осцилляции светового давления, модулируя скорость частиц и скорость переизлучённого ими света, приводят к искажению гармонического сигнала и, как следствие,— к генерации высших гармоник. Показано, что эффект позволяет объяснить ряд свойств аттосекундных импульсов, генерируемых при воздействии лазерного излучения на атомы газа или плазму от абляции твёрдой поверхности. Предложены критерии выбора природы доминирующего механизма генерации гармоник и о его связи с модуляцией скорости света.

В § 3.6 произведён расчёт величины поперечного эффекта Доплера и квадратичного эффекта Доплера в рамках баллистической теории. Показано, что формула доплер-эффекта, следующая из баллистической теории, во-первых, не противоречит результатам опытов по измерению квадратичного эффекта Доплера, во-вторых, лучше согласуется с данными опытов, чем прогнозы СТО. В частности, классический эффект Доплера легко объясняет Flybu-аномалию.

В § 3.7 в рамках баллистической теории рассчитаны характеристики излучения простейших типов излучателей электромагнитных волн (диполь Герца, вращающийся заряд и т.д.). Показано, что предсказанные баллистической электродинамикой характеристики согласуются с измеренными и с рассчитанными в рамках электродинамики Максвелла.

В четвёртой главе рассмотрены эксперименты из ядерной физики, в т.ч. опыты по измерению скорости излучения от движущихся релятивистских частиц. Продемонстрировано, что результаты известных экспериментов данного типа не противоречат баллистической теории.

В § 4.1 исследованы проявления эффекта Ритца для γ -источников и поглотителей, установленных на разной высоте или на вращающихся дисках, что позволяет выявлять сдвиги частоты по эффекту Мёссбауэра. Показано, что измеренный по эффекту Мёссбауэра сдвиг частоты полностью согласуется с предсказаниями теории Ритца, при учёте эффекта переизлучения. В отсутствие переизлучения предсказания баллистической теории согласуются с измеренными вариациями длины волны излучения. Аналогично показано, что сдвиг частоты γ -источника в гравитационном поле тоже следует из эффекта Ритца при учёте эффекта переизлучения.

В § 4.2 рассмотрены опыты с излучением от релятивистских протонов, ядер и мезонов, в том числе опыт Альвагера. Показано, что результаты этих опытов не противоречат баллистической теории, в случае учёта эффекта переизлучения. Предложены уточнённые методы и критерии проверки баллистической теории в экспериментах подобного типа.

В § 4.3 произведён анализ результатов опыта Саде [33] по сравнению скорости аннигиляционного γ -излучения от электрон-позитронных пар. Показано, что опыт не противоречит бал-

листической теории, т.к. напрямую не измерена величина и направление скорости аннигилирующих пар частиц, что делает результат опыта неоднозначным. Предложена уточнённая схема опыта с разными пролётными длинами, для прямого измерения скорости гамма-лучей.

В § 4.4 произведён анализ опытов Мазманишвили и Александрова по измерению скорости синхротронного излучения релятивистских электронов. Отмечены основные недочёты подобных опытов – отсутствие экспериментальных и теоретических оценок длины переизлучения в среде для релятивистских скоростей, отсутствие прямых измерений скорости излучающих частиц, что делает результаты опытов неоднозначными. Предложены усовершенствованные схемы опытов и методы измерений для устранения неоднозначности при проверке теории Ритца. Показано, что отдельные результаты опытов свидетельствуют в пользу баллистической теории.

В § 4.5 в рамках баллистической теории построена теория синхротронного излучения. Причём расчётные характеристики синхротронного излучения (*угловое распределение, спектр и длительность импульсов*) согласуются с экспериментальными, вопреки аргументу Ньюбурга [34]. А ряд характеристик синхротронного излучения, например, влияние длины канала вывода на спектр излучения, лучше согласуются с выводами баллистической теории, а не СТО.

В § 4.6 на основе баллистической теории построена классическая теория черенковского излучения от быстро летящих частиц в среде. Показано, что экспериментальные характеристики черенковского излучения согласуются с предсказанными баллистической теорией, при классической оценке скорости частиц и учёте коэффициента увлечения Френеля. Построенная теория объясняет некоторые свойства черенковского излучения, открытые под руководством А.А. Тяпкина [35, 36] и не нашедшие объяснений в рамках релятивистской теории.

В § 4.7 в рамках баллистической теории построена теория ондуляторного излучения. На ряде примеров показано, что теория соответствует снятым характеристикам ондуляторного излучения. А экспериментальные измерения длительности импульсов ондуляторного излучения, приводимые в качестве противоречащих, фактически соответствуют теории Ритца.

В § 4.8 предложены схемы опытов по прямому измерению скорости релятивистских частиц времяпролётным методом. Рассчитаны значения скорости частиц в линейных ускорителях в рамках СТО и баллистической теории. Показано, что точность измерений достаточна для выбора между двумя теориями. Предложены схемы по сравнению скорости электромагнитного излучения релятивистских частиц со скоростью света от неподвижного источника.

В § 4.9 рассмотрены основы баллистической электродинамики и отдельные эффекты, отличающие данный тип электродинамики от теории Максвелла, в т.ч. при релятивистских скоростях. Предложены схемы экспериментов по проверке этих эффектов. Произведён анализ экспериментально обнаруженных аномалий (противоречащих электродинамике Максвелла, в т.ч. эффекта Ааронова–Бома), которые свидетельствуют в пользу баллистической теории.

В § 4.10 рассмотрены квантовые эффекты баллистической теории. В частности, именно в баллистической теории впервые предсказаны кванты электрического поля (*реоны*), удары которых по электронам ведут к их хаотическому движению [15, 37]. Подобный эффект наблюдался в ондуляторе на установке ВЭП-3. Показано, что это хаотическое движение электронов в регулярных полях косвенно подтверждает реальность реонов. По снятым параметрам хаотического движения электронов рассчитаны соотношения массы, частоты вылета и ударов реонов.

В § 4.11 исследованы свойства и статистические характеристики космических лучей, особенно экстремальных энергий, в частности зенитно-угловое распределение. Показано, что наблюдаемые свойства согласуются с классическими оценками скорости частиц и с баллистической теорией, но расходятся с прогнозами релятивистской теории. Обоснован вывод о том, что прямое измерение величин и направлений скорости частиц из космических лучей и ускорителей станет наиболее простым и однозначным тестом для проверки баллистической теории.

В заключении кратко сформулированы основные результаты диссертации.

На защиту выносятся следующие **основные научные положения**

1. Результаты накопленных за век данных астрономических наблюдений и лабораторных экспериментов не противоречат баллистической теории, а данные космической радиолокации, наблюдений двойных звёзд и ряда лабораторных опытов служат свидетельством в пользу теории Ритца. Таким образом, вопрос о влиянии скорости источника на скорость света остаётся открытым и требует для своего решения дополнительных уточнённых экспериментов.
2. Результаты космической радиолокации и лазерной локации подтверждают влияние скорости источника и отражающего сигналы небесного тела на скорость света. Точное измерение скоростей, положений, орбит небесных тел и космических аппаратов разными методами и сопоставление результатов выдвинуты в качестве основного критерия проверки теории Ритца.
3. Из баллистической теории следует эффект преобразования длины волны λ , длительности и мощности световых импульсов от ускоренно движущегося источника, причём изменение λ пропорционально ускорению источника и дистанции, пройденной светом в вакууме.
4. Данный эффект (*эффект Ритца*) качественно и количественно объясняет хаббловский закон красного смещения, без гипотезы о расширении Вселенной. Причём эффект устраняет все парадоксы красного смещения, в том числе несовпадение красных смещений в разных группах линий галактик, а также у парных галактик Арпа, дефицит красного смещения на больших дистанциях и т.д. Реликтовое излучение в таком случае следует рассматривать как равновесное излучение межгалактического газа, нагретого излучением окружающих галактик.
5. Ряд свойств пульсаров, цефеид и других переменных звёзд находит простое объяснение в рамках баллистической теории. В частности, эффект Ритца объясняет спектр переменных звёзд, вариации периода, амплитуды и формы кривой блеска таких звёзд (эффект Блажко).

6. Эффект Ритца может быть проверен в лаборатории по ряду критериев, при сообщении переизлучающим частицам критического ускорения. Косвенными проявлениями этого эффекта могут стать некоторые свойства синхротронного излучения и аттосекундных импульсов.
7. Влияние скорости источника на скорость света можно проверить посредством предложенных в диссертации экспериментальных схем на основе лазеров, в т.ч. фемтосекундных.
8. При действии лазерного излучения на атомы газа или наночастицы, быстрые осцилляции светового давления и ускорения частиц приводят по эффекту Ритца к искажению профиля переизлучённой частицами волны и, как следствие, к генерации гармоник несущей частоты. Это явление служит дополнительным критерием проверки эффекта и теории Ритца.
9. Баллистическая теория Ритца объясняет все свойства синхротронного, ондуляторного и черенковского излучений в рамках классической физики. А отдельные свойства получают естественное и точное описание лишь в рамках баллистической, а не релятивистской теории.
10. Эксперименты А.С. Мазманишвили и Е.Б. Александрова по измерению скорости синхротронного излучения не противоречат баллистической теории, в случае определения скорости электронов и света по формулам классической физики времяпролётным методом.
11. Прямое измерение скорости частиц в ускорителях и космических лучах пролётно-импульсным методом и сравнение измеренного значения с предсказаниями классической физики и теории относительности служит наиболее простым критерием проверки баллистической теории и позволит уточнить направления прихода космических лучей для составления карты распределения источников космических лучей на небосводе.

Основные результаты диссертации опубликованы автором в работах [А1–А56], общим объёмом 972 с., в которых оригинальные результаты автора составляют 728 с. Результаты прошли апробацию на Международных, всероссийских и региональных научных и научно-технических конференциях, форумах и семинарах (см. [А7–А14, А17, А18, А52, А53, А55] и Приложение 1).

Благодарности

Автор выражает благодарность своему научному руководителю профессору Бакунову Михаилу Ивановичу за конструктивные дискуссии, за ценные советы и помощь в подготовке диссертации. Также автор благодарит профессора Степанова Николая Сергеевича за ряд интересных замечаний, консультаций и акцентирование внимания на ряде эффектов, следующих из баллистической теории и доступных для экспериментальной проверки. Большую признательность автор выражает к.ф.-м.н. Царёву Максиму Владимировичу за обсуждение эффектов баллистической теории в космосе и в аттосекундных установках. Также автор выражает признательность за анализ эффектов баллистической теории, конструктивную критику, обсуждения, в том числе в научной периодике, сотрудникам ИПФ РАН Г.Б. Малыкину и В.В. Кочаровскому.

Глава 1. Астрономические наблюдения – критерии проверки баллистической теории

Исторически первой стала проверка баллистической теории в космосе (*мегамире*) [A1, A21, A34]. Высокие скорости Земли, звёзд и космических аппаратов ($V \sim 10^4$ м/с), астрономические пролётные дистанции ($L \sim 10^7$ – 10^{18} м) и космический вакуум (снижающий переизлучение) упрощают замеры вариаций скорости света, по сравнению с опытами в земных условиях.

Первым астрономическим тестом баллистической теории света (по кинематике аналогичной *корпускулярной теории света*) стало открытие Дж. Брадлеем в 1725 г. аберрации звёздного света (§ 1.3), т.е. отклонения направлений лучей света звёзд для земного наблюдателя за счёт движения Земли [38]. Анализ звёздной аберрации впервые позволил установить относительный характер движения света. Уже сам Брайлей интерпретировал аберрацию на базе корпускулярной теории света: свет вёл себя как поток частиц, вектор скорости \mathbf{c}' которых менялся бы за счёт относительной скорости звезды \mathbf{V} (неподвижной в гелиоцентрической системе). Поэтому направление скорости \mathbf{c}' менялось в зависимости от скорости $-\mathbf{V}$ Земли, что в течение двух веков служило аргументом в пользу корпускулярной теории света.

Для оценки влияния скорости источника на скорость света применяли также наблюдения двойных звёзд, орбитальная скорость которых, модулируя скорость света, искажала бы видимые движения звёзд. Этот тест исторически стал первым критерием проверки баллистической теории Ритца, и в разных вариантах применяется для проверки теории до настоящего времени.

Основные результаты главы опубликованы в работах [A1, A2, A5–A9, A15, A19, A21, A23–A26, A29, A34–A36, A39–A51, A56].

§ 1.1. Статистика двойных звёзд и эффект Барра

Уже в 1909–1910 гг. Д.Ф. Комсток обратил внимание на эффекты двойных звёзд, возможные при сложении скорости света со скоростью источника [39]. Если звезда-спутник, летящая вокруг главной звезды со скоростью V по круговой орбите (*пунктир* на Рис. 1.1), при сближении посылает свет к Земле со скоростью $c' = c + V$, он достигает Земли за меньшее время, чем свет, испущенный со скоростью $c' = c - V$ при удалении. В итоге видимое движение звезды (*сплошная линия* на Рис. 1.1) исказится так, словно звезда летит быстрее, находясь дальше от Земли (за картинной плоскостью), и медленнее, находясь ближе (перед картинной плоскостью) [40]. Движение звезды покажется идущим по орбите, вытянутой к Земле (с долготой периастра $\omega = 90^\circ$). Как отметил в 1913 г. В. Де Ситтер, спектрально-двойные имеют почти круговые орбиты без искажений [41]. Этот аргумент выдвигали против баллистической теории [38, 42].

Однако в том же 1913 г. астрономы П. Гутник [43] и Э. Фрейндлих [44] отметили спорность данного аргумента. Изучив статистику двойных звёзд, они показали, что у большинства звёзд орбиты вытянуты, и в основном именно в сторону Земли (долготы периастров ω звёзд группируются возле значения $\omega = 90^\circ$), в согласии с предсказанием теории Ритца [39]. Этот эффект преимущественной ориентации орбит звёзд к Земле, открытый в 1908 г. канадским астрономом Дж.М. Барром [45], подтверждённый современными астрономами [46–48], включая отечественных [49], и называемый эффектом Барра, до настоящего времени не объяснён однозначно. Таким образом, его интерпретация в баллистической теории заслуживает внимания [24].

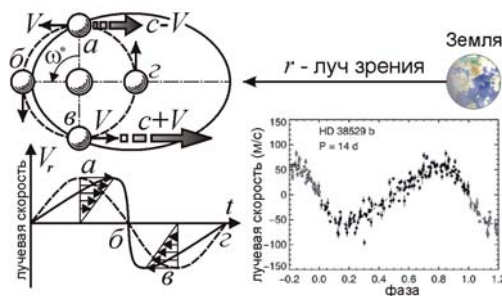


Рис. 1.1. Схема движения звезды по круговой орбите (пунктир) и кривая её лучевой скорости $V_r(t)$ (пунктир). Добавление скорости звезды V к скорости света искажает график $V_r(t)$ и видимое движение звезды (сплошная линия), соответствующие орбите, вытянутой к Земле. Справа – типичная для звёзд из экзопланетных систем асимметричная кривая $V_r(t)$ ($e = 0,25$, $\omega^* = 95^\circ$).

Как показал Гутник [43], если видимое искажение движения звезды невелико, это движение не будет заметно отклоняться от законов Кеплера. Покажется лишь, что звезда движется не по круговой, а по вытянутой эллиптической орбите, т.е. у неё появится кажущийся избыточный эксцентриситет. Для современной астрономии этот вывод особенно интересен, т.к. позволяет объяснить аномально высокие эксцентриситеты орбит экзопланет [50, А6], см. § 1.4. Не исключено, что реальные орбиты экзопланет, как у планет Солнечной системы, почти круговые, но обретают мнимые эксцентриситеты от искажения их видимого движения (Рис. 1.1). Как показал Фрейндлих [16, 44], искажения малы, если на пути света к Земле зависимость его скорости c' от скорости источника V ослаблена, так что оцениваемая по искажениям скорость света будет

$$c' = c + kV, \quad (1.1)$$

где $k \ll 1$. По оценкам Де Ситтера $k < 0,002$ [16, 41].

Причину снижения влияния V на c' (1.1) установил в 1965 г. Дж.Г. Фокс [25]. Тесные двойные системы, как показал спектральный анализ, окружены атмосферами межзвёздного газа [46, 51], который в ничтожной концентрации присутствует на всём пути света к Земле. Поэтому из теоремы погашения (экстинкции) Эвальда-Озеена [52] исходный свет звезды постепенно гасится облаками газа и переизлучается ими уже со скоростью c относительно облаков [25]. Это ведёт к постепенному выравниванию скоростей света, испущенных звездой в разные моменты, и основную часть пути лучи света движутся с равными скоростями. Тогда выражение (1.1) име-

ет смысл средней скорости света на пути r от звезды к Земле, а k приобретёт смысл относительной доли $k = l/r$ пути l , на котором свет звезды, ещё не будучи переизлучён, движется со скоростью близкой к $c + V$. На этом пути l лучи и набирают разность хода, искажающую видимое движение звёзд. Оставшуюся часть пути $r(1 - k)$ переизлучённый свет движется со скоростью близкой к c . По известной концентрации атомов водорода ($N_H \sim 1 \text{ см}^{-3}$) и показателя преломления n межзвёздного газа в Галактике, Фокс оценил эту длину l в один световой год

$$l = \lambda/2\pi(n - 1) \approx 1 \text{ св. год.} \quad (1.2)$$

На таком пути переизлучение в $\exp(1) \approx 2,718$ раз снижает амплитуду исходной волны длины λ [25].

Похожую оценку сделал К. Брэчер [31], выразив показатель преломления межзвёздной плазмы через плазменную частоту, и получив для длины переизлучения значение

$$l = (r_0 N)^{-1} \approx 2 \text{ св. года,} \quad (1.3)$$

где $r_0 \approx 2,82 \cdot 10^{-15}$ м – классический радиус электрона, $N \sim N_H$ – концентрация электронов.

Произведём независимую оценку l . Если показатель преломления водорода $n = 1 + \delta$ (где $\delta \ll 1$), тогда $\delta = \zeta N_H$, где ζ – константа. Соответственно, длина переизлучения $l = \lambda/2\pi\delta = \lambda/2\pi\zeta N_H$. При нормальных условиях показатель преломления водорода $n = 1,00013$ ($\delta = 1,3 \cdot 10^{-4}$), а число атомов N_H в 1 см^3 равно числу Лошмидта $2,69 \cdot 10^{19}$ ($N_0 = 2,69 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$), и в космосе, где $N_H \sim 1 \text{ см}^{-3}$, находим $\delta = 1,3 \cdot 10^{-4} \cdot N_H/N_0 = 4,8 \cdot 10^{-24}$. Отсюда $l = \lambda/2\pi\delta \approx 3,3 \cdot 10^{16}$ м $\approx 3,5$ световых лет, что по порядку величины совпадает с оценкой Фокса. Ту же величину l можно получить, считая межзвёздную среду водородной плазмой с концентрацией водорода и электронов $N_H \sim N \sim 1 \text{ см}^{-3}$, на основе выражения для показателя преломления плазмы [53], (см. § 2.4). Таким образом, у большинства двойных звёзд свет переизлучается на дистанции порядка светового года или менее (т.к. тесные двойные звёзды погружены в общую атмосферу с ещё более высокой концентрацией газа). Поскольку расстояния r до исследованных двойных систем – порядка сотен световых лет, отношение $k = l/r$ составит порядка тысячных долей, в согласии с наблюдениями [16, 41]. Т.е. ожидаемые по теории Ритца искажения малы и наблюдаются в форме эффекта Барра, а аргумент де Ситтера не имеет доказательной силы [25].

История открытия эффекта Барра и его обсуждения описана в работе [54]. Статистика, изученная Барром, показала, что у спектрально-двойных звёзд орбиты вытянуты преимущественно в сторону Земли, т.е. периастры звёзд чаще расположены за картинной плоскостью: долготы периастров ω преобладают в диапазоне $0^\circ \leq \omega < 180^\circ$ (Рис. 1.2). Эффект был многократно подтверждён физиками [25] и астрономами [46–48, 54–56], в т.ч. отечественными [49, 57–60], предложившими для эффекта Барра термин «В-эффект» [58].

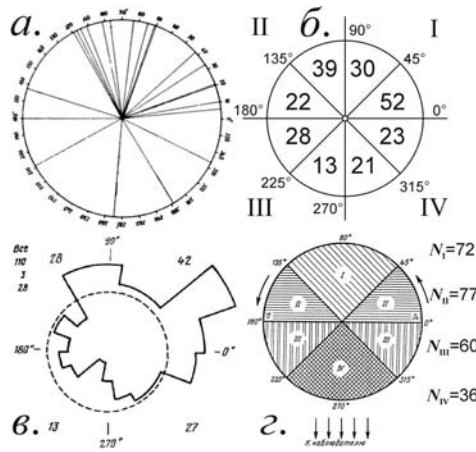


Рис. 1.2. Асимметричные угловые распределения периастров звёзд по долготам ω (числа указывают количество звёзд N_i с периастрами в данном секторе) как иллюстрация эффекта Барра, по данным разных авторов: а) Барр [45], б) Фокс [25], в) Бэттен [46], г) Бражникова [57].

В силу принципа Коперника, трудно допустить, что Земля и Солнце выделены среди других планет и звёзд (иначе наука вернётся к геоцентризму [54]). Как отметил Барр, скорее эффект вызван искажением графиков лучевых скоростей звёзд $V_r(t)$, по которым определяли долготу периастра ω , эксцентриситет e и другие орбитальные элементы. В итоге график $V_r(t)$, соответствующий круговой орбите, преобразуется в график $V_r(t)$, которому соответствует эллиптическая орбита, вытянутая к Земле. Т.е. у двойных звёзд появляется избыточный кажущийся эксцентриситет e' , а долготы их периастров группируются возле значения $\omega = 90^\circ$ (Рис. 1.2). У звёздных орбит, ориентированных случайным образом, с истинными эксцентриситетами e , при добавлении к ним кажущихся эксцентриситетов e' , возникает иллюзия неравномерного распределения орбит $N(\omega)$ по долготам периастров ω . В итоге звёзды с $0^\circ \leq \omega < 180^\circ$ преобладают над звёздами с $180^\circ \leq \omega < 360^\circ$ [25]. Та же аномалия обнаружена у экзопланет, причём у них наблюдается избыточный эксцентриситет (§ 1.4), не объяснимый в рамках существующих теорий [А6, А43, А49]. Поскольку эффект Барра не получил пока окончательного и однозначного объяснения, рассмотрим его известные интерпретации и исследуем условия проявления эффекта.

Перечислим основные гипотезы о природе эффекта Барра (в скобках – авторы гипотез):

- 1) приливное искажение формы звёзд, вызывающее в ходе их синхронного вращения искажение графика лучевых скоростей (Барр [45]);
- 2) действительная вытянутость орбит звёзд в направлении Земли за счёт преимущественной ориентации орбит звёзд в Галактике (Барр [45]);
- 3) наблюдательная селекция, обусловленная лучшими условиями для обнаружения звёзд с эксцентричными орбитами, вытянутыми к Земле (Бражникова [58]);
- 4) искажение кривой лучевых скоростей потоками газа и атмосферами, вращающимися вокруг двойных звёзд (Струве [61]);

5) разница скоростей света, испущенного звездой в разные моменты, за счёт движения звезды по орбите (Гутник [43], Фрейндлих [44]).

Рассмотрим перечисленные гипотезы по порядку.

1°. Первая гипотеза, выдвинутая самим Барром в 1908 г. [45], объясняет эффект Барра формированием у звёзд, образующих двойную систему, приливных горбов, которые синхронно вращаются с периодом равным орбитальному. Если высота Δs прилива велика и сопоставима с радиусом s звезды (т.е. форма звезды заметно искажена), тогда участки звезды в точках прилива и отлива, расположенные на разном удалении от центра звезды, обладают по теореме фон Цайпеля разной яркостью, и дают спектральные линии разной интенсивности. Таким образом, определяющим для доплеровского смещения и найденных по нему кривых лучевых скоростей будет не скорость звезды, а скорость её ярких участков, которая, за счёт вращения звезды, отличается от орбитальной и меняется сложным образом при изменении видимой площади ярких участков. Согласно Барру, это и вносит искажения в кривую лучевых скоростей. Однако этот механизм не был им изучен подробно. Кроме того, асимметрия носила бы более сложный характер и вела бы к искажениям противоположным, нежели наблюдаемые в эффекте Барра: преобладали бы долготы периастра $\omega \approx 270^\circ$, а не $\omega \approx 90^\circ$ [62]. Наконец, согласно наблюдениям, эффект Барра проявляется не только в искажении графиков лучевых скоростей $V_r(t)$, но и в искажении видимых движений звёзд, скажем, в затменных системах, у большинства которых орбиты, рассчитанные по кривой блеска, тоже вытянуты преимущественно в сторону Земли. Также эффект наблюдался у широких пар звёзд, компоненты которых далеки друг от друга [63, 64]. Поскольку в этих случаях приливные эффекты и яркие участки на поверхности звезды не могут вести к искажениям, очевидно, эффект имеет иную природу, и первая гипотеза отпадает.

2°. Вторая гипотеза, выдвинутая Барром в 1908 г. [45], предполагает, что большие оси орбит двойных звёзд преимущественно ориентированы в направлении галактического центра. Тогда при наблюдении с Земли у орбит обнаружилась бы преимущественная ориентация. Сам Барр, пока положение Солнца в Галактике не было известно, предполагал, что Солнце расположено возле центра Галактики, что объясняло бы такую ориентацию. Впоследствии выяснилось, что Солнечная система расположена в спиральных рукавах, на периферии Галактики. Но и в этом случае у ближайшего окружения Земли обнаружится эффект преимущественной ориентации орбит. В среднем большие оси орбит ориентированы под случайными углами к лучу зрения. Однако у звёзд, лежащих между Солнцем и центром Галактики, т.е. наиболее многочисленных и проще обнаружимых, орбиты окажутся вытянуты в среднем в направлении Земли. Возможные механизмы ориентации орбит в Галактике исследованы Э.Ф. Бражниковой и др. [59]. Данное объяснение эффекта Барра сомнительно по ряду причин. Во-первых, как показал А.А. Белопольский [65], орбиты двойных звёзд в тесных системах испытывают вековое враще-

ние за счёт возмущений, исключаящих постоянную ориентацию линий апсид в направлении центра Галактики или в ином избранном направлении. Во-вторых, у орбит звёзд-компонентов двойной системы долготы периастров орбит отличаются на 180° , т.е. не могут приводить к асимметричному распределению по ω . Поэтому допускают существование дополнительных механизмов, вызывающих преимущественную ориентацию орбит более ярких компонент, которые проще открыть [59]. В-третьих, ряд фактов свидетельствует, что истинные орбиты звёзд ориентированы случайным образом, и эффект Барра вызван именно искажением видимого движения звёзд и графиков $V_r(t)$. Эти факты подробно рассмотрены в монографии А. Бэттена [46], где на ряде примеров показано, что наблюдается именно искажение расчётных орбитальных элементов неизвестным эффектом, а не реальная вытянутость орбит в одном направлении.

3°. Третья гипотеза – гипотеза наблюдательной селекции – объясняет эффект Барра тем, что ввиду разных условий наблюдения проще открыть двойные системы, в которых орбиты ярких компонент вытянуты к Земле, а не обратно, тогда как в целом у звёзд Галактики орбиты ориентированы случайным образом. Эта гипотеза была подробно разработана Бражниковой [49, 58], изучившей возможные механизмы наблюдательной селекции. Не останавливаясь подробно на этих механизмах, ещё нуждающихся в обосновании, отметим, что данная гипотеза сталкивается с тем же возражением, что и предыдущая. Т.е. открыты двойные звёзды, для которых надёжно установлены круговые орбиты компонент, тогда как график лучевых скоростей $V_r(t)$ соответствует эксцентрической орбите, вытянутой к Земле или в близком направлении. Такова затменная звезда U Цефея, у которой кривая блеска свидетельствует о круговой орбите, а кривая лучевых скоростей – об эллиптической [46]. Другой пример – двойная звезда RX Кассиопеи, у которой кривая лучевых скоростей одного компонента соответствует круговой орбите, а второго – эллиптической. Поскольку орбиты должны иметь одинаковый эксцентриситет, очевидно, график лучевых скоростей одного из компонентов искажён. Эти примеры доказывают, что причина эффекта Барра состоит не в истинной вытянутости орбит звёзд, открытых по эффекту наблюдательной селекции, а в искажении графиков лучевых скоростей неким эффектом.

4°. Четвёртая гипотеза, предложенная Струве и Хуангом [61], объясняет эффект Барра именно искажением графиков лучевых скоростей спектрально-двойных звёзд. По гипотезе Струве, это искажение обусловлено потоками газа околозвёздных атмосфер, в ходе вращения создающих линии поглощения, смещённые по эффекту Доплера от положений, соответствующих орбитальной скорости звёзд. Это якобы и ведёт к искажению графиков лучевых скоростей. Отметим, что и в этом случае не вполне ясно, почему искажения носят наблюдаемый характер и ведут к концентрации расчётных долгот периастров возле избранных значений. Как показано в работах [63, 64], и эта гипотеза не выдерживает критики, поскольку общие атмосферы свойственны тесным парам звёзд, а эффект Барра обнаружен также у широких пар звёзд, разнесённых

на дистанции много большие размеров звёзд, не имеющих общих атмосфер. В таких случаях искажения, вносимые атмосферами, – маловероятны. Ряд несоответствий гипотезы Струве – наблюдениям перечислен в монографии Бэттена [46]. Отметим, что эффект Барра проявляется не только в искажении графиков лучевых скоростей, но также в искажении видимого движения звёзд и кривой блеска затменных систем [64]. В сумме эти факты означают, что искажения, во-первых, реально имеют место, а во-вторых, вызваны каким-то общим оптическим эффектом (затрагивающим и спектр, и видимое движение звёзд), природу которого предстоит выяснить.

5°. Пятая гипотеза, предложенная Гутником [43] и развитая Фрейндлихом [44] в 1913 г. (вскоре после открытия эффекта Барра), основана как раз на идее такого оптического эффекта. Согласно этой гипотезе, эффект обусловлен тем, что свет звезды из разных положений на орбите достигает Земли с разной скоростью, искажая видимое движение звезды и график лучевых скоростей. Эта гипотеза не только стала одним из первых объяснений эффекта Барра (будучи выдвинута спустя пять лет после его открытия), но и позволила естественно истолковать все особенности эффекта Барра, противоречащие другим гипотезам. Природа несовпадения скоростей света, испущенного звездой в разные моменты, может быть разной. Например, в момент приближения звезды её спектральные линии смещены в синюю область, и за счёт дисперсии в межзвёздном газе свет соответствующей частоты движется чуть медленней, чем свет, испущенный звездой при удалении, когда её линии смещены в красную область. Однако, при типичной плотности межзвёздного газа, дисперсия мала для создания заметных искажений. Кроме того, при нормальной дисперсии (отставании синих лучей от красных) эффект имел бы обратный знак, чем в эффекте Барра. Долготы периастров, как покажем в § 1.4, концентрировались бы возле $\omega = 270^\circ$, а не $\omega = 90^\circ$ (концентрация возле $\omega = 90^\circ$ возможна при аномальной дисперсии, § 1.4). Гутник и Фрейндлих допускали, что скорости лучей света различаются даже в вакууме за счёт влияния скорости звезды на скорость испущенного звездой света, согласно баллистической теории [43, 44], выдвинутой в 1908 г. (в один год с открытием эффекта Барра [45]). Причём Д.Ф. Комсток в рамках теории Ритца предсказал отмеченные искажения (по сути, *эффект Барра*) [39, 88] за два года до широкой огласки об их обнаружении [43, 44, 66].



Рис. 1.3. Схема искажения видимого движения звезды по орбите с эксцентриситетом $e = 0$ и наклоном $i = 90^\circ$. У звезды, летящей по круговой орбите (пунктирная линия), добавление

орбитальной скорости V к скорости света c приводит к перекосу графика лучевых скоростей (сплошная линия), т.е. к появлению мнимого эксцентриситета e' и В-эффекта.

Согласно баллистической теории Ритца [15], свет излучается относительно источника со стандартной скоростью света c , а в системе, относительно которой источник движется со скоростью V , свет дополнительно приобретает скорость источника (подобно тому как в баллистике скорость подвижного орудия добавляется к скорости выпущенного им снаряда: отсюда название теории). В итоге скорость света равна векторной сумме $c' = c + V$. Уже в работе 1908 г. Ритц обратил внимание на возможные астрономические проявления переменной скорости света и на критерии проверки этого эффекта [15, сс. 180, 201, 267]. В 1909-1910 гг. Д.Ф. Комсток [39, 88] впервые проанализировал возможные искажения в движении двойных звёзд, обусловленные влиянием орбитальной скорости звезды на скорость испущенного ей света. Рассмотрим для удобства звезду-спутник, летящую вокруг главной звезды со скоростью V по круговой орбите (пунктир на Рис. 1.3), лежащей в одной плоскости с лучом зрения (наклонение орбиты $i = 90^\circ$). В момент приближения звезда посылала бы к Земле свет со скоростью $c' = c + V$, и он доходил бы за меньшее время, чем свет, испущенный со скоростью $c' = c - V$ при удалении звезды. В итоге, видимое движение звезды (сплошная линия на Рис. 1.3) в двойной системе исказится так, что покажется неравномерным, словно звезда летит быстрее, находясь дальше от Земли (за картинной плоскостью), и медленнее, находясь ближе (перед картинной плоскостью) [39, 41, 88], соответствуя движению по эллипсу. Фактически, Комсток на основе баллистической теории предсказал эффект Барра, не будучи знаком с его работой [45], вышедшей в 1908 г., за год до представления статьи Комстока на съезде Физического Общества в Принстоне, в 1909 г. [39].

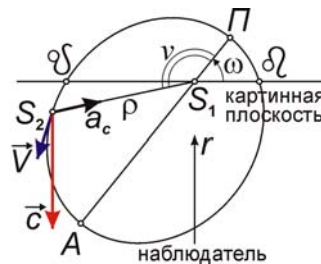


Рис. 1.4. Орбитальные элементы и схема расположения орбиты двойной звезды по отношению к наблюдателю: S_1 – главная звезда, S_2 – спутник, Π – периастр, A – апоастр, Ω – восходящий узел, v – истинная аномалия, r – луч зрения.

Итак, влияние орбитальной скорости звезды на скорость испущенного звездой света теоретически вполне может быть причиной эффекта Барра. Причём искажения, в согласии с наблюдениями [59, 63], затронут и видимое движение звезды, и кривую лучевых скоростей.

Оценим величину этих искажений и мнимого эксцентриситета. Рассмотрим двойную звезду на расстоянии r от Земли. Пусть луч зрения r лежит в плоскости орбиты двойной звезды (Рис. 1.3), а звезда-спутник движется по круговой орбите с орбитальной скоростью V и перио-

дом P . Для удобства считаем, что масса главной звезды много больше массы звезды-спутника: тогда центр масс системы (*барицентр*) совпадает с центром главной звезды S_1 , которую считаем неподвижной. График лучевых скоростей $V_r(t)$ звезды-спутника S_2 имеет форму синусоиды

$$V_r = -K \sin\left(\frac{2\pi t}{P}\right),$$

где $K = V$ – полуамплитуда лучевой скорости, а за начало отсчёта времени t принят момент прохождения звездой самой удалённой от Земли точки орбиты 1 (Рис. 1.3).

Согласно баллистическому принципу, из точки 2 звезда испускает свет со скоростью $(c + K)$, а из точки 4 – со скоростью $(c - K)$. Т.е. из положений 2 и соседних с ним, свет звезды приходит раньше расчётного по СТО времени r/c , а из положений 4 – запаздывает, искажая график лучевых скоростей (Рис. 1.3). Из промежуточных точек орбиты звезда испускает свет в направлении Земли со скоростью $c - V_r$, где V_r – лучевая скорость звезды (проекция скорости V на луч зрения \mathbf{r}). При $V_r \ll c$ свет из этих точек будет приходиться с дополнительной задержкой

$$\Delta t = \frac{l}{c - V_r} - \frac{l}{c} \approx \frac{lV_r}{c^2},$$

где l – эффективный путь – порядка длины переизлучения (1.2), на котором у световых лучей с разными скоростями набегают разность хода. Все точки графика $V_r(t)$ сместятся пропорционально их лучевой скорости V_r и пути l , ведя к перекосу графика лучевых скоростей. Такое искажение профиля волны $V_r(t)$ аналогично эволюции волнового цуга, подчиняющегося уравнению простой волны и иных волн в нелинейной среде, в которой скорость зависит от смещения, амплитуды [67]. Поэтому, с точки зрения баллистической теории, световая волна аналогична кинематической волне в клистроне, где поток электронов, модулированный по скорости, по мере движения меняет профиль волнового распределения электронов по скоростям [67, А51].

Выведем уравнение графика лучевых скоростей звёзд из условия запаздывания

$$t' = t(V_r) + \Delta t \approx \frac{P}{2\pi} \left(\arcsin\left(-\frac{V_r}{K}\right) + \frac{2\pi l V_r}{P c^2} \right), \quad (1.4)$$

где t' – это время регистрации сигнала в системе земного наблюдателя, отсчитываемое от момента прибытия сигнала, излучённого в момент времени $t = 0$ при $V_r(0) = 0$, т.е. без учёта времени распространения r/c . Из уравнения (1.4) нельзя получить в явном виде зависимость $V_r(t)$, но можно разложить в ряд

$$V_r = -K \sin\left(\frac{2\pi(t' - \Delta t)}{P}\right) \approx -K \left(\sin\left(\frac{2\pi t'}{P}\right) + e' \sin\left(\frac{4\pi t'}{P}\right) + \frac{3}{2} e'^2 \sin\left(\frac{6\pi t'}{P}\right) \right), \quad (1.5)$$

в приближении, где параметр $e' = \pi l K / P c^2 \ll 1$ и ограничились только членами порядка e'^2 .

С другой стороны, кривая лучевых скоростей звезды, движущейся по эллиптической орбите с долготой периастра ω и эксцентриситетом e , задаётся через цепочку уравнений

$$V_r = K(\cos(\omega + \nu) + e \cos \omega) + V_0 = V_r' + V_r'', \quad (1.6)$$

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\nu}{2}\right) = \frac{1}{b} \operatorname{tg}\left(\frac{E}{2}\right), \text{ где } b = \sqrt{\frac{1-e}{1+e}},$$

$$t = \frac{P}{2\pi}(E - e \sin E),$$

где ν – истинная аномалия звезды (её угловое расстояние PS_1S_2 от периастра), E – эксцентрическая аномалия, $V_r' = K \cos(\omega + \nu)$ – зависящая от времени часть лучевой скорости, $V_r'' = K e \cos \omega + V_0$ – постоянная часть лучевой скорости. Из (1.6) тоже нельзя получить в явном виде зависимость $V_r(t)$. Поэтому снова ограничимся зависимостью $t(V_r')$

$$t = \frac{P}{2\pi} \left(2 \operatorname{arctg} \left(b \operatorname{tg} \left(\frac{1}{2} \arccos \left(\frac{V_r'}{K} \right) - \frac{\omega}{2} \right) \right) - e \sin \left(2 \operatorname{arctg} \left(b \operatorname{tg} \left(\frac{1}{2} \arccos \left(\frac{V_r'}{K} \right) - \frac{\omega}{2} \right) \right) \right) \right). \quad (1.7)$$

Для $\omega = 90^\circ$, после преобразований и разложения в ряд Тейлора, при ограничении членами первого порядка малости $e \ll 1$ (когда $b \approx 1 - e$), найдём

$$t = \frac{P}{2\pi} \left(\arcsin \left(-b \frac{V_r'}{K} \right) + e b \frac{V_r'}{K} \right) \approx \frac{P}{2\pi} \left(\arcsin \left(-\frac{V_r'}{K} \right) + e \frac{V_r'}{K} \left(1 + \frac{1}{\sqrt{1 - V_r'^2 / K^2}} \right) \right). \quad (1.8)$$

Сравнивая (1.4) и (1.8), можно видеть, что при $|V_r| < 0,5K$ они приводят к сходным зависимостям t от лучевой скорости при $e = e' = \pi l K / P c^2 = l a_c / 2c^2$. Ту же величину мнимого эксцентриситета рассчитал К. Брэчер [31], вслед за Э. Фрейндлихом [44] предложивший термин «кажущийся эксцентриситет». Отклонения заметны лишь при высоких эксцентриситетах и при лучевой скорости близкой к амплитудной $V_r' \approx \pm K$. Для такого приближения можно так же получить

$$V_r \approx -K \left(\sin \left(\frac{2\pi t}{P} \right) + 2e \sin \left(\frac{4\pi t}{P} \right) + e^2 \sin \left(\frac{6\pi t}{P} \right) \right). \quad (1.9)$$

Отсюда находим, что искажённая кривая лучевых скоростей (1.5) в первом приближении (как отмечено Фрейндлихом и Гутником), действительно, соответствует кривой лучевых скоростей (1.9) для вытянутой к Земле эллиптической орбиты с эксцентриситетом $e = e' = \pi l K / P c^2 = l a_c / c^2$, где a_c – центростремительное ускорение звезды, летящей по круговой орбите.

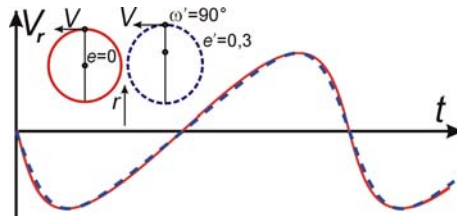


Рис. 1.5. Сравнение искажённой кривой лучевых скоростей $V_r'(t)$ для круговой орбиты с $e' = \pi l K / P c^2 = 0,3$ (сплошная линия) и кривой лучевых скоростей $V_r(t)$ для орбиты с эксцентриситетом $e' = 0,3$ (пунктирная линия).

В общем случае, для орбиты с истинным эксцентриситетом e и долготой периастра ω найдём

$$t = \frac{P}{2\pi} \left(2 \arctg \left(b \operatorname{tg} \left(\frac{1}{2} \arccos \left(\frac{V_r'}{K} \right) - \frac{\omega}{2} \right) \right) - e \sin \left(2 \arctg \left(b \operatorname{tg} \left(\frac{1}{2} \arccos \left(\frac{V_r'}{K} \right) - \frac{\omega}{2} \right) \right) \right) + \frac{2\pi V_r'}{Pc^2} \right).$$

Отметим, что и в этом случае при малости искажений кривая лучевых скоростей будет соответствовать в первом приближении кеплеровой орбите с изменёнными элементами $e' = e + \Delta e$ и $\omega' = \omega + \Delta\omega$, где Δe – поправка к эксцентриситету, $\Delta\omega$ – поправка к долготе периастра.

Выяснить, вызван ли эффект Барра влиянием орбитальной скорости звезды на скорость испущенного ей света, можно, проверив 8 основных критериев, выдвинутых автором в [А6]:

- 1) Искажение графиков лучевых скоростей от вариаций скорости света (1.1) ведёт к кажущемуся преобладанию орбит с $0^\circ \leq \omega < 180^\circ$ над орбитами с $180^\circ \leq \omega < 360^\circ$;
- 2) Высокие мнимые эксцентриситеты преобладают у звёзд с наивысшим отношением K/P : для них асимметрия в распределении по ω и эффект Барра наиболее отчётливы;
- 3) Эффект Барра будет мал для близких звёзд ($r \sim 10$ св. лет) и велик для далёких звёзд ($r \sim 100\text{--}1000$ св. лет), особенно при отрицательной лучевой скорости центра масс $V_0 < 0$;
- 4) Лучевые скорости двух компонент менялись бы не в противофазе. При разных амплитудах K им бы отвечали разные эксцентриситеты и скорости центра масс V_0 ;
- 5) Долготы периастров компонент двойных звёзд, в которых наблюдается эффект Барра, должны отличаться менее чем на 180° ;
- 6) Эксцентриситет орбиты, определённый астрометрическим или фотометрическим методами (по колебаниям яркости при затмениях), должен отличаться от эксцентриситета орбиты, измеренного спектроскопически по кривой лучевых скоростей;
- 7) Для высоких мнимых эксцентриситетов наблюдались бы отклонения от теоретической кривой лучевых скоростей, имеющие вид гармоник орбитального периода;
- 8) Эксцентриситет и полуамплитуда колебаний лучевой скорости, определённые по разным группам спектральных линий, различались бы для одной и той же звезды. Также могут различаться эксцентриситеты, измеренные по линиям разных компонентов.

Рассмотрим, откуда следуют эти критерии, и проверим их справедливость на примерах.

1°. Первый критерий следует из того, что искажения от добавления скорости источника к скорости света ведут к одному и тому же типу асимметрии орбит, соответствующему мнимому вытягиванию расчётных орбит в сторону Земли. Как отмечено выше, этот критерий, действительно, выполняется, согласно анализу самого Барра и других астрономов (Рис. 1.2).

Был рассмотрен простейший случай круговой орбиты двойных звёзд. Действительные орбиты обладают, как правило, ненулевыми эксцентриситетами e , к которым добавляются ложные эксцентриситеты Δe , обусловленные искажением кривой лучевых скоростей, так что измеренный кажущийся эксцентриситет $e' = e + \Delta e$. Это ведёт к искажению истинного эксцентриситета орбиты и долготы периастра, на что ещё в 1913 г. обратил внимание Кортевег [41],– автор

уравнения Кортевега-Де Вриза, как раз описывающего нелинейные искажения волн при распространении [67]. В итоге, у орбит с $0^\circ \leq \omega < 180^\circ$ эксцентриситет e' , рассчитанный по наблюдаемому графику $V_r'(t)$, нарастает по сравнению с реальным e , а расчётная долгота периастра ω' приближается к $\omega = 90^\circ$. Напротив, у звёзд с $180^\circ \leq \omega < 360^\circ$ расчётный эксцентриситет e' снижается, а ω' , смещаясь к 90° , может попасть в интервал $0^\circ \leq \omega < 180^\circ$. Ввиду наличия истинных эксцентриситетов e , при однородном распределении $N(\omega)$, в расчётном распределении долгот периастров $N'(\omega)$ нет резкого максимума при $\omega = 90^\circ$: есть просто преобладание орбит с ω возле значения $\omega = 90^\circ$ и в диапазоне $0^\circ \leq \omega < 180^\circ$. Степень асимметрии в распределении $N(\omega)$ будем в дальнейшем характеризовать предложенным Дж. Фоксом [25] параметром асимметрии

$$R = \frac{N(0^\circ \leq \omega < 180^\circ)}{N(180^\circ \leq \omega < 360^\circ)},$$

т.е. отношением числа $N(0^\circ \leq \omega < 180^\circ)$ звёздных орбит с периастром в I и II квадрантах к числу $N(180^\circ \leq \omega < 360^\circ)$ звёзд с периастром в III и IV квадрантах (Рис. 1.2).

Для равномерного случайного распределения $R \approx 1$, среднеквадратичное отклонение для $N(0^\circ \leq \omega < 180^\circ)$ от $N/2$ равно $\sigma = N^{1/2}/2$, и статистически допустимое максимальное $N(0^\circ \leq \omega < 180^\circ) \leq N/2 + \sigma = N/2 + N^{1/2}/2$. Если R превышает 1 более чем на σ/N , отклонение уже, видимо, носит не случайный, а систематический характер и 1^о-ый критерий можно считать статистически подтверждённым, если измеренные отклонения превышают 3σ , т.е. при

$$R > \frac{0,5N + 1,5\sqrt{N}}{0,5N} = 1 + \frac{3}{\sqrt{N}}.$$

Для всех рассмотренных случаев и выборок [25, 45, 46, 57] этот критерий удовлетворяет наблюдениям. Так, для данных, приводимых Бэтеном, $R = 1,75$ (Рис. 1.2). А из законов статистики для рассмотренного числа систем $N = 110$, при учёте возможных флуктуаций, величина R практически не может быть выше значения $1 + 3N^{-1/2} \approx 1,29$. Сравнение аналогичных величин для распределений, построенных Фоксом и Бражникова, приведены в Таблице 1.1.

автор	общее число систем N	допустимая асимметрия $1 + 3N^{-1/2}$	измеренная асимметрия R
Барр [45]	30	1,55	6,5
Бэттен [46]	110	1,29	1,75
Фокс [25]	228	1,20	1,68
Бражникова [57]	245	1,19	1,55

Таблица 1.1. Коэффициенты асимметрии R распределений $N(\omega)$, построенных разными авторами.

2^о. Второй критерий следует из того, что мнимый эксцентриситет $e' = \pi lK/Pc^2$ растёт при увеличении полуамплитуды лучевой скорости K и уменьшении орбитального периода P звезды, тогда как эффективная длина l , составляя порядка светового года, мало отличается для систем,

расположенных на разных расстояниях r . Поэтому эффект Барра сильнее всего проявился бы для двойных звёзд с наивысшим отношением K/P . Этот критерий был впервые предложен Дж. Фоксом [25], который произвёл статистический анализ элементов двойных звёзд из звёздных каталогов. Анализ показал, что у звёзд с отношением $K/P \geq 3$ (км/с)/сут наблюдается заметная асимметрия в распределении долгот периастров ω , т.е. эффект Барра ярко выражен. А для $K/P < 3$ (км/с)/сут распределение по ω практически однородное. Аналогичный статистический анализ произвели отечественные астрономы [49, 63], которые показали, что эффект Барра заметно проявляется только у звёзд с орбитальными периодами $P \leq 30$ сут, и практически отсутствует у звёзд с $P > 30$ сут. Тот же эффект обнаруживает и современный анализ статистики двойных звёзд, например, по каталогу Sb9, где у звёзд с $P \leq 30$ сут тоже обнаружена заметная асимметрия в распределении периастров с преобладанием систем, для которых $0^\circ \leq \omega < 180^\circ$ [68]. Причём степень асимметрии R растёт при снижении P , в полном согласии со 2^о-ым критерием. Таким образом, статистический анализ подтвердил реальность эффекта Барра и показал, что эффект связан именно с искажением кривой лучевых скоростей за счёт баллистического принципа.

В связи с наличием истинных эксцентриситетов интересно рассмотреть возражение Де Ситтера против трактовки эффекта Барра по баллистической теории. Де Ситтер отметил [41], что если б у двойных звёзд возникал дополнительный эксцентриситет величины $e' = \pi l K / P c^2$, тогда в среднем наблюдаемый эксцентриситет был бы выше в системах с коротким периодом P . А фактически наблюдается обратная зависимость, выявленная Людендорфом и показывающая, что эксцентриситет растёт при увеличении периода P . Согласно Де Ситтеру, это свидетельствует против теории Ритца. В действительности наблюдаемая корреляция между e и P отражает изменение истинного эксцентриситета e при росте периода P . Ведь за счёт приливного трения, постепенно «скругляющего» орбиты планет и звёзд, у тел с малыми орбитальными периодами эксцентриситет в среднем ниже, чем у тел с большими периодами. Приливной эффект, снижающий e , быстро растёт (пропорционально ρ^{-5}) при сокращении межзвёздного расстояния ρ и периода P . Напротив, у долгопериодных орбит истинные e велики, и мнимые эксцентриситеты e' теряются на их фоне. По той же причине у долгопериодных орбит ($P > 30$ сут) эффект Барра практически отсутствует [49, 63]. А для короткопериодных орбит ($P \leq 30$ сут) эффект Барра хорошо заметен, за счёт малости истинных эксцентриситетов e . На их фоне выросшие мнимые эксцентриситеты $e' = \pi l K / P c^2$ отчётливо проявляются и приводят к сильной асимметрии в распределении $N'(\omega)$.

Таким образом, эффект Барра удовлетворяет 2^о-му критерию. Можно рассмотреть и другие критерии, в т.ч. предложенные Д. Комстоком [39, 88] для выявления аномалий формы звёздных орбит. Все они свидетельствуют в пользу баллистической природы искажений графика лучевых скоростей. Предложим также несколько новых критериев.

3°. Третий критерий следует из того, что мнимый эксцентриситет $e' = \pi r K / P c^2$ пропорционален расстоянию r звезды. Поэтому для сравнительно близких звёзд с малым r ($< 10\text{--}20$ пк) мнимый эксцентриситет мал, и асимметрия в распределении по ω должна отсутствовать. А для далёких звёзд, с высоким r (> 20 пк), мнимый эксцентриситет и эффект Барра должен быть хорошо заметен. Впрочем, строгой пропорциональности эксцентриситета расстоянию не будет, поскольку за счёт переизлучения на больших дистанциях $r \geq l$ эксцентриситет $e' = \pi l K / P c^2$ пропорционален уже эффективному пути l и при $r \geq l$ перестаёт расти с увеличением расстояния r . Эффект Барра удовлетворяет и этому критерию, судя по выявленному широтному эффекту [59]. Для звёзд, расположенных в высоких галактических широтах $|b| > 45^\circ$, эффект Барра практически отсутствует, а для звёзд, расположенных близко к галактическому экватору, с широтами $|b| \leq 45^\circ$, эффект Барра явно выражен [59]. Очевидно, это связано с тем, что звёзды в высоких галактических широтах расположены сравнительно близко к Земле: их расстояния r не превышают половины толщины галактического диска $h \sim 20$ пк (Рис. 1.6), соответственно, и эффект Барра для них малозаметен. А звёзды, расположенные возле галактического экватора $|b| \approx 0^\circ$, находятся на расстояниях r в сотни раз больших, т.е. мнимые эксцентриситеты $e' = \pi r K / P c^2$ для них велики и эффект Барра отчётливо выражен, согласно наблюдениям [59].

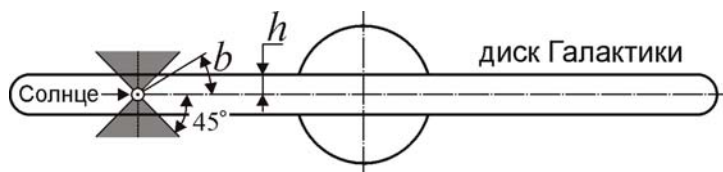


Рис. 1.6. В зависимости от галактической широты b двойных звёзд, эффект Барра для них проявляется в разной степени. Область, где эффект Барра малозаметен, закрашена серым.

Поскольку искажения, вызывающие эффект Барра и мнимый эксцентриситет $e' = \pi l K / P c^2$, обычно пропорциональны эффективному пути l , эффект Барра будет наиболее заметен для звёзд, движущихся к Земле. Снижение эффективного пути l вызвано интерференцией исходного излучения звёзд со светом, рассеянным облаками газа [25], но интерференция возможна, когда рассеянное излучение движется со скоростью большей или почти равной скорости исходного. А свет от звезды, приближающейся с высокой скоростью к Земле ($V_0 < 0$), обладая повышенной скоростью $(c - V_0)$, не может интерферировать с рассеянным светом. Поэтому его скорость не будет снижаться (пока он не пересечёт слои газа с лучевой скоростью близкой к V_0). При этом переизлучение практически снижено или отсутствует ($l \approx r$, а $k = l/r \approx 1$). А для $V_0 > 0$ переизлучение происходит на длине $l \sim 1$ св. года и $k = l/r \ll 1$, что делает эффект Барра малозаметным. Действительно, статистический анализ, произведённый Бражниковой и др., показал, что эффект Барра отчётливо наблюдается лишь у звёзд с лучевой скоростью системы $V_0 < 0$, а для звёзд с $V_0 > 0$ искажения существенно ниже, и эффект Барра не обнаруживается [59].

4°. Четвёртый критерий вытекает из пропорциональности мнимого эксцентриситета $e' = \pi lK/Pc^2$ амплитуде лучевой скорости K . Соответственно, если компоненты двойной звезды движутся вокруг центра масс по круговым орбитам с разными орбитальными скоростями, мнимый эксцентриситет будет выше у компонента с большей скоростью (и меньшей массой), на что обратил внимание П.С. Чикин [69] и С.А. Семиков [A21]. Этому критерию, действительно, удовлетворяет ряд спектрально-двойных звёзд. Например, у звезды RX Кассиопеи кривые лучевых скоростей компонентов соответствуют разным эксцентриситетам, и лучевые скорости меняются не синхронно [46, 61]. У компонента спектрального класса G кривая лучевых скоростей соответствует круговой орбите с $e_1 \approx 0$ (пунктир на Рис. 1.7), а у компонента класса A кривая соответствует орбите с $e_2 \approx 0,18$, вытянутой к Земле (штрих-пунктир). Это противоречит небесной механике, согласно которой у компонентов двойной системы эксцентриситеты орбит должны совпадать, а кривые лучевых скоростей – иметь зеркальный ход, так что V_{r1} и V_{r2} менялись бы в противофазе. Таким образом, в видимом движении звёзд наблюдается отклонение от законов Кеплера, – иллюзорный эффект, предсказанный теорией Ритца [A15]. Поскольку законы Кеплера вряд ли нарушаются, Бэттен [46] пришёл к выводу, что кривая лучевых скоростей компонента A искажена по эффекту Барра. Причём его периастр в согласии с теорией Ритца расположен за картинной плоскостью ($\omega = 37^\circ$ [70]), удовлетворяя первому критерию. У RX Кассиопеи обнаружены и колебания видимой яркости I' , идущие с орбитальным периодом P , что в рамках баллистической теории естественно объясняется эффектом Ритца (§ 1.2, § 1.5), меняющим видимую яркость I' и хорошо заметным, именно за счёт искажений графика $V_r(t)$.

Перекося графиков лучевых скоростей наблюдается также у звезды DU Волопаса [71] (Рис. 1.7), переменная яркость I' которой тоже может быть связана с эффектом Ритца (§ 1.2, § 1.5), вызвавшим это искажение $V_r(t)$. Перекос кривых $V_r(t)$ компонентов в одну сторону наблюдается и у тесных (часто контактных) двойных V701 Скорпиона, V870 Жертвенника, DX Тукана, VW Цефея, GU Единорога, что однако связывали с приливным эффектом и неоднородным распределением яркости по поверхности звёзд [72]. Подтверждается критерий и для переменной AW Большой Медведицы [73], у которой кривая лучевых скоростей не соответствует кривой блеска даже в рамках модели контактной системы с неоднородным распределением яркости. Эффект несоответствия кривых $V_r(t)$ компонентов обнаружен также у переменной звезды BW Лисички, двойственность которой, согласно П.С. Чикину [69], и объясняет её переменность. Также Чикин показал, что перекося графиков $V_r(t)$ при $e' = \pi lK/Pc^2 > 1$ ведёт к появлению на них разрывов, неоднозначностей и перехлёсту ветвей графика $V_r(t)$, типичному для ударных волн в нелинейных средах [67]. Эта аномалия графиков $V_r(t)$ противоречит другим объяснениям эффекта Барра – эффекту селекции, гипотезе Струве, галактической ориентации орбит и т.д.

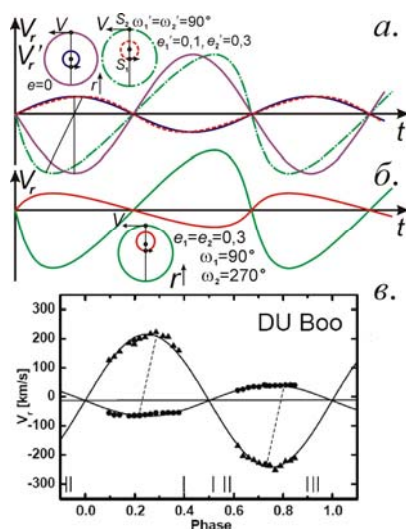


Рис. 1.7. а) Схема искажений графиков $V_r'(t)$ для круговых орбит (пунктир и штрих-пунктир), отвечающих невозможному случаю, когда у орбит компонентов разные эксцентриситеты и равные долготы периастров. б) Реальные графики лучевых скоростей $V_r(t)$ компонентов соответствуют орбитам равных эксцентриситетов $e_1 = e_2$ и противоположных долгот периастров $\omega_1 = 180^\circ + \omega_2$ (сплошные линии). в) Возможный пример подобного искажения, наблюдаемого у тесной двойной звезды DU Волопаса [71].

Кроме того, искажения графиков $V_r'(t)$, соответствующие неравным мнимым эксцентриситетам e' компонентов, при постоянной составляющей скорости $V_r'' = Ke' \cos \omega + V_0$, приведут к различию расчётных значений величин $Ke' \cos \omega$ и скоростей центра масс V_0' у компонентов. Т.е. лучевая скорость центра масс V_0' системы, найденная по разным компонентам, получится разной, вопреки законам Кеплера. Такая аномалия, действительно, наблюдается в виде эффекта Струве-Сахаде [46, 74], скажем, у звезды HD 190967 и АО Кассиопеи, а также у HD 193576 [75].

5°. Пятый критерий следует из того, что мнимый эксцентриситет $e' = \pi l K / P c^2$ соответствует «вытягиванию» орбит обеих компонент S_1 и S_2 в сторону Земли. Т.е. для круговой орбиты долготы периастров, определённые из анализа искажённых кривых лучевых скоростей, будут совпадать: $\omega_1 = \omega_2 = 90^\circ$ (Рис. 1.7). В действительности у компонент S_1 и S_2 с эллиптическими орбитами соответствующие значения ω_1 и ω_2 должны различаться на 180° , и для $\omega_2 = 90^\circ$ найдём $\omega_1 = 180^\circ + \omega_2 = 270^\circ$. При наличии у орбит истинного эксцентриситета, дополнительное вытягивание орбит в одну сторону приведёт к тому, что разность долгот периастров окажется меньше 180° , т.е. $0 \leq |\omega_1 - \omega_2| < 180^\circ$. Действительно, подобный эффект обнаружен, например, в упомянутых системах DU Волопаса [71], V701 Скорпиона, BW Лисички [69]: у обеих компонент перекося графиков $V_r'(t)$ идёт в одну сторону, словно у обеих звёзд $0^\circ \leq \omega < 180^\circ$, и $0^\circ \leq |\omega_1 - \omega_2| < 180^\circ$.

6°. Шестой критерий тоже следует из того, что переменность скорости света вызывает лишь видимый рост эксцентриситета, определённого из кривой лучевых скоростей. Поэтому, применяя другие методы, можно выявить это несоответствие. Так, у затменной звезды U Цефея по наблюдениям затмений и фотометрической кривой блеска расчётная величина $e \cos \omega$ близка к нулю. Напротив, кривая лучевых скоростей показывает высокое значение $e \cos \omega$, достигающее 0,2–0,4 и, соответственно, – высокое значение эксцентриситета e [46].

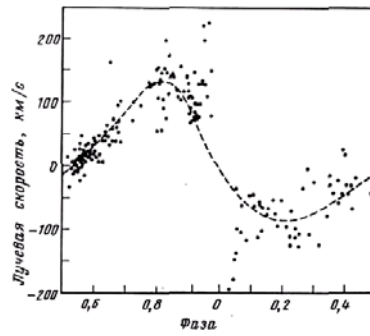


Рис. 1.8. Кривая лучевых скоростей U Цефея [46] не соответствует её кривой блеска, говорящей о нулевом значении $e' \cos \omega$.

Очевидно, орбита обладает истинным эксцентриситетом e , однако добавление скорости звезды к скорости света компенсирует асимметрию кривой блеска (затмений), нейтрализуя расчётный эксцентриситет (по механизму, предложенному Кортевегом [41]), так что $e' = e + \Delta e = 0$. Однако эффект Барра не может на всём периоде нейтрализовать асимметрию графика лучевых скоростей $V_r(t)$. В итоге сохраняется остаточный эксцентриситет, измеренный по графику $V_r(t)$. Ряд звёзд с таким несоответствием кривых блеска и кривых лучевых скоростей упомянут в монографии Бэттена [46] и подробно исследован Саведовым [76].

Данный критерий особенно актуален для короткопериодных затменных систем, открытых в последние годы в рамках проектов OGLE и Kepler. В частности, затменная система OGLE-TR-122 обладает очень коротким периодом $P = 7,3$ сут, при котором орбита звезды, за счёт приливного скругления, должна быть практически идеальной окружностью с нулевым эксцентриситетом [77]. Однако кривая лучевых скоростей свидетельствует об орбите, вытянутой в направлении Земли. Если учесть короткий период и высокую полуамплитуду лучевой скорости $K = 10$ км/с, тогда наблюдаемый эксцентриситет вполне может быть мнимым $e' = \pi l K / P c^2$. Дополнительно проверить гипотезу об искажении графика лучевых скоростей эффектами баллистической теории можно как раз по 6°-му критерию – по наблюдаемой кривой блеска.

7°. Седьмой критерий был предложен Э. Фрейндлихом [44], показавшим, что искажённая кривая лучевых скоростей $V_r'(t)$ не вполне соответствует графику $V_r(t)$ эллиптической орбиты: отклонения имеют вид гармоник с частотами кратными основной частоте орбитального обращения. Этот критерий следует из того, что разница между приближёнными выражениями (1.5) и (1.9) для этих функций имеет вид гармоник основной частоты. Фактически этот критерий следует из разложения пилообразной кривой (1.5) в ряд Фурье. По мере увеличения дистанции l и параметра $e' = \pi l K / P c^2$ нарастают отклонения $V_r'(t)$ от гармонического закона. Это напоминает появление всё более высоких гармоник растущей амплитуды в клистроне, где исходно однородное распределение электронов, по мере их движения, становится всё более неоднородным и асимметричным за счёт периодической модуляции скорости электронов [67]. Уже Фрейндлих отмечал, что подобные отклонения реально наблюдаются на графиках лучевых скоростей двой-

ных звёзд [44]. Действительно, современные прецизионные измерения лучевых скоростей двойных звёзд обнаруживают систематические расхождения теоретических и наблюдаемых графиков лучевых скоростей [78]. Аналогичный эффект некеплеровых движений (по одной из гипотез вызванный приливами [62, 80]) обнаружен у двойных пульсаров [81] и визуально-двойных звёзд [80]. В последнем случае искажения невелики, ввиду близости таких систем, а сопоставление элементов орбит, измеренных спектроскопически и астрометрически, по величине расхождений [80] позволит проверить 6°-й критерий. Таким образом, 7°-ой критерий тоже подтверждается, по крайней мере, качественно. Количественная проверка этих критериев и сравнение с другими гипотезами, в т.ч. с приливными [80], возможна при сопоставлении измеренных и расчётных (1.8) искажений и при учёте искажений от эффекта Ритца (см. § 1.4, § 1.5).

8°. Восьмой критерий следует из того, что от длины волны λ спектральной линии и от состава переизлучающих облаков газа зависит длина переизлучения – эффективная длина $l = \lambda/2\pi(n - 1)$, на которой у лучей света растёт разность хода, а значит, и степень искажения графика $V_r'(t)$ и величина мнимого эксцентриситета e' . Причём эффект переизлучения сильнее всего скажется для частот абсорбционных и эмиссионных линий элементов, по которым и определяют спектральное смещение. Поскольку вблизи этих резонансных частот f_{0i} спектральных линий показатель преломления n [82] стремительно нарастает по закону

$$n = \sqrt{1 + \sum_i \sum_j \frac{N_j s_i}{f_{0i}^2 - f^2}}, \quad (1.10)$$

для них длины переизлучения

$$l_i = \lambda_i/2\pi(n - 1) \quad (1.11)$$

и пропорциональные им искажения на порядки снижены. Причём для кривых лучевых скоростей, построенных по разным группам линий λ_i , эти искажения окажутся снижены в разной степени, поскольку в межзвёздном газе различаются концентрации N_j атомов разных элементов, а также коэффициенты s_i , характеризующие заряд, массу и силы соответствующих i -ых осцилляторов. Поэтому искажения графиков $V_r'(t)$, построенных по разным линиям на частотах f_{0i} разных элементов, могут заметно различаться. Различия затронут также и расчётные величины $e' = \pi l_i K / P c^2$ и ω' , которые зависят от расстояния l_i , пройденного светом до момента переизлучения.

Этот критерий тоже подтверждают наблюдения для ряда звёзд, как показал А. Бэттен [46]. Впервые на различие элементов орбит спектрально-двойных, измеренных в разных частотных диапазонах, обратил внимание А.А. Белопольский и Г.А. Тихов на примере звезды β Возничего [65, 83]. Также различие графиков лучевых скоростей, построенных по линиям разных элементов, было отмечено в 1949–1950 гг. Струве [84] и Мак-Намарой [85]. Например, расчётные элементы орбит двойной звезды U Стрелы различались для кривых, построенных по линиям водорода и по линиям металлов. Аналогично, для АО Кассиопеи, по наблюдениям Абхинара [86],

графики лучевых скоростей, построенные по линиям водорода и гелия, различались и соответствовали разным амплитудам лучевых скоростей K . Искажение графиков $V_r'(t)$ для АО Кассиопеи подтверждается и тем, что у этой системы постоянные составляющие лучевой скорости V_0 компонентов не совпадают [46, 74]. Аналогично у рассмотренной выше системы RX Кассиопеи различие эксцентриситетов, рассчитанных по кривым лучевых скоростей разных компонентов, может быть обусловлено тем, что для линий одного компонента (класса G) переизлучение происходит на меньшей длине l_i , отчего искажения и $e' = \pi l_i K / P c^2$ оказываются меньше, чем у главного компонента (класса A). А вековые изменения состава и концентрации межзвёздного газа вдоль линии визирования RX Кассиопеи (за счёт движения межзвёздных облаков газа и вариаций степени их ионизации) объясняют, почему различаются элементы системы (K_1 , K_2 и e), опделённые в разные эпохи, в 1944 г. – Струве [70] и через 30 лет [89].

Таким образом, все рассмотренные критерии, при сопоставлении с данными астрометрии и спектроскопии, подтвердили, что эффект Барра обусловлен влиянием орбитальной скорости звёзд на скорость испущенного света. Т.е. эффект Барра можно рассматривать как свидетельство в пользу баллистической теории, особенно если учесть, что ряд критериев и предсказаний теории Ритца был разработан задолго до их фактического подтверждения в космосе.

§ 1.2. Эффект Ритца и природа закона Хаббла

В предыдущем параграфе был исследован эффект искажения видимого движения звёзд при изменении их лучевой скорости и соответствующих вариациях скорости света. Рассмотрим эффект количественно на примере источника, излучающего световые сигналы через малый интервал времени dt и удалённого от приёмника на расстояние r . Свет источника, испущенный в момент t , достигнет приёмника в момент $t' = t + r/c'$, где c' – скорость света в вакууме. Время dt' между приёмом двух световых сигналов найдётся путём дифференцирования t' по t :

$$dt' = \left(1 + \frac{\partial r}{\partial t} \cdot \frac{1}{c'} - \frac{r}{c'^2} \cdot \frac{\partial c'}{\partial t} \right) dt. \quad (1.12)$$

Здесь рассмотрен общий случай, когда скорость света c' играет роль не константы c (как в СТО), а переменной, как в общей теории относительности (ОТО) и в теории Ритца [183]. Вариации скорости света в вакууме выявлены при космической радиолокации [90–93, А3]. Второе слагаемое в (1.12) характеризует эффект Доплера $dt' = (1 + V_r/c')dt$, т.к. $\partial r/\partial t = V_r$ – лучевая скорость источника относительно приёмника, а третье слагаемое характеризует изменение длительности сигналов за счёт вариаций скорости света. Данный эффект

$$dt' = \left(1 - \frac{r}{c'^2} \cdot \frac{\partial c'}{\partial t} \right) dt, \quad (1.13)$$

следует из баллистического принципа $\mathbf{c}' = \mathbf{c} + \mathbf{V}$, меняющего скорость света при ускорении источника. В направлении приёмника скорость света $c' = c - V_r$, где V_r – лучевая скорость источника (проекция \mathbf{V} на луч зрения – на радиус-вектор \mathbf{r} источника). Дифференцируя $\partial c'/\partial t = -\partial V_r/\partial t = -a_r$ (где a_r – лучевое ускорение источника) и подставляя в (1.13), при $V_r \ll c$, найдём

$$dt' = \left(1 + \frac{ra_r}{c^2}\right) dt. \quad (1.14)$$

Природа эффекта очевидна: по баллистической теории ускоряемый источник в каждый последующий момент сообщает свету несколько иную скорость, и последовательные сигналы (или фронты световых волн), испущенные с разными скоростями, догоняют друг друга (сокращая длину волны λ), либо расходятся (наращивая длину волны λ), приходя к приёмнику чаще или реже. Из преобразования временных интервалов dt (1.14) и периода T световых колебаний $T' = T dt'/dt$ найдём для изменения исходной длины волны $\lambda = cT$, частоты света $f = 1/T$ и длительности импульса Δt , соответствующие преобразованные параметры (*штрыхованные*):

$$\lambda' = cT' = \lambda \left(1 + \frac{ra_r}{c^2}\right), \quad f' = 1/T' = f \left(1 + \frac{ra_r}{c^2}\right)^{-1}, \quad \Delta t' = \Delta t \left(1 + \frac{ra_r}{c^2}\right). \quad (1.15)$$

Эффект (1.15), дополняющий эффект Доплера, будем называть эффектом Ритца: Ритц вывел формулу (1.14) в 1908 г. [15, с. 251]. При $V_r \ll c$ из (1.12) следует общее преобразование

$$dt' = \left(1 + \frac{V_r}{c} + \frac{ra_r}{c^2}\right) dt, \quad \lambda' = \left(1 + \frac{V_r}{c} + \frac{ra_r}{c^2}\right) \lambda \quad (1.16)$$

Доплер-эффект $dt' = (1 + V_r/c)dt$ легко регистрируется в лаборатории, а эффект Ритца (1.14) обнаружить намного сложнее, ввиду малости $ra_r/c^2 \ll 1$. Но на дистанциях r порядка светового года малые ускорения $a_r \sim c^2/r \approx 9,5 \text{ м/с}^2$ могут менять видимую длительность процессов в разы.

Изменение видимой длительности dt' процессов по эффекту Ритца (представляющее собой такую же иллюзию как изменение dt' по эффекту Доплера) приводит также к изменению регистрируемой яркости излучения I' . Действительно, если источник излучил в единичную апертуру фотоприёмника мощность I в течение времени dt , тогда по закону сохранения энергии $I dt$, воспринимаемой за время dt' , регистрируется мощность $I' = I dt/dt'$. Отсюда, с учётом (1.14),

$$I' = I \frac{dt}{dt'} = I \left(1 + \frac{ra_r}{c^2}\right)^{-1}. \quad (1.17)$$

Итак, лучевое ускорение источника a_r приводит к изменению видимой яркости источника I' , а колебания $a_r(t)$ вызывают колебания видимой яркости $I'(t)$ источника, например звезды.

Эффект изменения видимой длительности позволяет более просто (чем в § 1.1) вычислить величины мнимых эксцентриситетов звёзд, движущихся по круговой орбите с центростремительным ускорением a_c (Рис. 1.3). Действительно, перед картинной плоскостью в ближайшей к нам точке орбиты 3 (где $a_r = a_c$) движение звезды будет казаться замедленным, ввиду растяже-

ния интервалов времени $dt'_3 = (1 + la_c/c^2)dt$ по эффекту Ритца (1.14) на эффективной длине $r = l$. А за картинной плоскостью в наиболее удалённой точке орбиты 1 (где $a_r = -a_c$) движение звезды будет казаться ускоренным, ввиду сжатия регистрируемых интервалов $dt'_1 = (1 - la_c/c^2)dt$. Таким образом, в точках 1 и 3 отношение видимых угловых смещений и соответствующих трансверсальных скоростей движения звезды приобретёт вид

$$\frac{V'_1}{V'_3} = \frac{dt'_3}{dt'_1} = \frac{1 + la_c/c^2}{1 - la_c/c^2}. \quad (1.18)$$

Оно эквивалентно вытекающему из 2-го закона Кеплера соотношению лучевых скоростей

$$\frac{V_1}{V_3} = \frac{\rho_3}{\rho_1} = \frac{1 + e'}{1 - e'} \quad (1.19)$$

у орбиты, вытянутой к Земле (Рис. 1.3, Рис. 1.4), с эксцентриситетом e' и расстояниями ρ_1 и ρ_3 до главной звезды S_1 , соответственно, в периастре $1'$ и апоастре $3'$. Из сравнения выражений (1.18) и (1.19) мнимый эксцентриситет $e' = la_c/c^2 = 2\pi lK/Pc^2$. Однако при измерении эксцентриситета по кривой лучевых скоростей, скажем, по тангенсу угла наклона α касательной в точках 1 и 3 (Рис. 1.3), скорость в них даёт двойной вклад (за счёт разницы скоростей движения по эллиптической орбите возле этих точек и за счёт разной скорости её изменения). Действительно, тангенс угла α касательной dV_r/dt в периастре $1'$ и апоастре $3'$ равен ускорению звезды в этих точках $a_1' = dV_{1r}/dt = GM/\rho_1^2$ и $a_3' = dV_{3r}/dt = GM/\rho_3^2$, где G – гравитационная постоянная, M – масса главной звезды S_1 (Рис. 1.4). Тогда условие подобия графиков (Рис. 1.5) при $e' \ll 1$ запишется в виде $a_1' = a_c dt/dt'_1$ и $a_3' = a_c dt/dt'_3$, что в приближении $e' \ll 1$ даёт соотношение

$$\frac{dt'_3}{dt'_1} = \frac{a_1'}{a_3'} = \left(\frac{\rho_3}{\rho_1} \right)^2 \approx \frac{1 + 2e'}{1 - 2e'}, \text{ где } e' = \pi lK/Pc^2 \quad (1.20)$$

Т.е. из геометрических соображений $e' = la_c/2c^2 = \pi lK/Pc^2$, что совпадает с выражением, найденным ранее чисто аналитически. Итак, мнимые эксцентриситеты звёздных орбит, измеренные астрометрически и спектроскопически, различались бы в два раза, что служит ещё одним критерием для анализа природы искажений, истинных движений и эксцентриситетов орбит.

Если эффект (1.14) имеет место, и видимое движение звёзд искажается, тогда, кроме отмеченного искажения, произойдёт дополнительное смещение спектральных линий по закону (1.15). Общее изменение периода и длины волны спектральной линии задано формулой (1.16). Таким образом, оно представлено суммой смещений по эффекту Доплера и по эффекту Ритца:

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{V_r}{c} + \frac{ra_r}{c^2}. \quad (1.21)$$

Интерпретируя это смещение как чисто доплеровское, находят расчётное значение скорости

$$V_r' = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = V_r + \frac{ra_r}{c} = V_r + V_r^*. \quad (1.22)$$

Для графиков лучевых скоростей звёзд, движущихся по круговой орбите, эффект Ритца приведёт к изменению орбитальной фазы звезды. Истинная лучевая скорость звезды задана выражением $V_r = -K \sin(2\pi t/P)$, а с учётом ускорения $a_r = dV_r/dt = -(2\pi K/P) \cos(2\pi t/P)$, вносимая им добавочная мнимая (*кажущаяся*) скорость составит $V_r^* = ra_r/c$ или $V_r^* = la_r/c$ (в случае переизлучения света на длине l). Отсюда получим, что расчётная скорость задана выражением

$$V_r' = V_r + V_r^* = -K \sin\left(\frac{2\pi t}{P}\right) - \frac{2\pi l K}{Pc} \cos\left(\frac{2\pi t}{P}\right) = -K' \sin\left(\frac{2\pi t}{P} + \varphi\right), \quad (1.23)$$

где сдвиг по фазе $\varphi = \text{arctg}(2\pi l/Pc)$, а расчётная амплитуда лучевой скорости

$$K' = K \sqrt{1 + \left(\frac{2\pi l}{Pc}\right)^2} \approx K \left(1 + 2e'^2 \frac{c^2}{K^2}\right), \quad (1.24)$$

в приближении для мнимого эксцентриситета $e' = \pi l K / P c^2 \ll 1$.

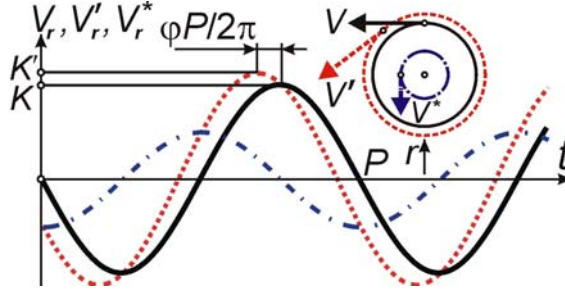


Рис. 1.9. Схема искажения доплеровской кривой лучевых скоростей $V_r(t)$ (сплошная линия) от дополнительного сдвига частоты по эффекту Ритца в виде кривой мнимых лучевых скоростей $V_r^*(t) = la_r/c$ (штрих-пунктирная линия) и соответствующие орбиты. Результирующая кривая спектральных смещений (пунктирная линия) даёт ложную доплеровскую скорость $V_r'(t) = V_r(t) + V_r^*(t)$.

Смещение по фазе графика лучевых скоростей $V_r'(t)$ (Рис. 1.9) будет заметно у спектрально-двойных звёзд, являющихся одновременно затменно-двойными. Теоретически затмение звезды с круговой орбитой наблюдалось бы в момент наибольшего её удаления в фазе кривой лучевых скоростей 0. Если кривая смещена эффектом Ритца, затмение произойдёт с запозданием на разность фаз φ , достигающую $\pi/2$ (или в орбитальной фазе $\Phi = 0,25$ в астрономических обозначениях $\Phi = \varphi/2\pi$) в предельном случае, когда смещение спектра обусловлено в основном эффектом Ритца. Несоответствия кривых блеска и лучевой скорости реально открыты, например у υ Андромеды (§ 1.5). Эффект отмечен также у двойного пульсара PSR 1957+20, у которого затмение наступает в орбитальной фазе $\Phi = 0,25$ [411], совпадающей с предельным значением Φ , при котором вариации периода пульсара целиком обусловлены эффектом Ритца. К тому же типу можно отнести цефеиды (по гипотезе Белопольского и Ла Розы, представляющие собой двойные звёзды, § 1.5), у которых, как давно открыто, кривые лучевых скоростей смещены на четверть периода по отношению к теоретическим, соответствующим кривым блеска.

Фазовый сдвиг графиков лучевых скоростей можно обнаружить, исследуя колебания смещений линий двойных звёзд на разных частотах f_i , на которых эффективные расстояния r ,

равные длине переизлучения l_i , различны. В итоге, согласно (1.10), (1.11) и (1.24), будут отличаться и смещения линий по эффекту Ритца (1.15), амплитуды лучевой скорости $K' \approx K[1 + 2(\pi l_i / Pc)^2]$ и фазовые сдвиги $\varphi = \text{arctg}(2\pi l_i / Pc)$ графиков $V_r'(t)$. Действительно, у ряда двойных звёзд графики $V_r'(t)$, построенные по линиям разных элементов на разных частотах f_i , различаются амплитудой K' , как показал А. Бэттен [46, сс. 206, 209], и фазой φ , как показал Г.А. Тихов [83]. А на кривых лучевых скоростей, построенных по эмиссионным линиям CaI и HeII у затменной звезды V 347 Кормы, обнаружен фазовый сдвиг графиков лучевых скоростей, построенных по разным линиям, и несоответствие фаз графиков лучевых скоростей, построенных по одной линии, у двух компонентов звезды [94]. Таким образом, системы типа V 347 Кормы дают ещё один пример эффекта Барра, для которого выполняются критерии 4° и 5° из § 1.1.

В случае, когда кривая лучевых скоростей звёзд с круговой орбитой искажена эффектом Ритца, и вызванные им смещения намного превосходят доплеровские ($V_r' \approx V_r^{*'}),$ искажения от эффекта запаздывания тоже ведут к появлению мнимого эксцентриситета, но эквивалентная эллиптическая орбита соответствует уже $\omega = 180^\circ$. Т.е. эффект Барра проявился бы и в преобладании орбит с ω возле значения 180° . Действительно, для круговой орбиты $a_r = -(2\pi K/P)\cos(2\pi t/P)$, откуда $t = (P/2\pi)\arccos(-Pa_r/2\pi K)$, а в случае учёта дополнительного запаздывания света на $\Delta t \approx lV_r'/c^2 \approx -lK\sin(2\pi t/P)/c^2$, полагая $\Delta t \ll P$, получим, при замене $\pi lK/Pc^2 = e'$,

$$t' = t(a_r) + \Delta t \approx \frac{P}{2\pi} \arccos\left(-\frac{Pa_r}{2\pi K}\right) - \frac{lK}{c^2} \sqrt{1 - \left(\frac{Pa_r}{2\pi K}\right)^2} = \frac{P}{2\pi} \left(\arccos\left(-\frac{PcV_r^{*'}}{2\pi Kl}\right) - 2e' \sqrt{1 - \left(\frac{PcV_r^{*'}}{2\pi Kl}\right)^2} \right). \quad (1.25)$$

Отсюда тоже нельзя найти в явном виде зависимость a_r и мнимой скорости $V_r^{*'}$ от времени t' . Но приближённый анализ, подобный проведённому выше для (1.6), показывает, что при ограничении членами первого порядка e' искажённая кривая сдвигов частоты соответствует эллиптической орбите с $\omega' = 180^\circ$, эксцентриситетом $e = e' = \pi lK/Pc^2$ и полуамплитудой скорости $K' = 2\pi lK/Pc$ (Рис. 1.10), как следует из (1.24) или (1.7), после разложения в ряд Тейлора,

$$t' = \frac{P}{2\pi} \left(\arccos\left(-\frac{V_r/K'+e}{V_r e/K'+1}\right) - e \sqrt{1 - \left(\frac{V_r/K'+e}{V_r e/K'+1}\right)^2} \right) \approx \frac{P}{2\pi} \left(\arccos\left(-\frac{V_r}{K'}\right) - 2e \sqrt{1 - \left(\frac{V_r}{K'}\right)^2} \left(\frac{1+V_r/2K'}{1+V_r/K'}\right) \right). \quad (1.26)$$

Тем самым получает объяснение асимметрия распределения долгот периастров между I и II, а также между III и IV квадрантами и группирование долгот периастров возле $\omega = 180^\circ$ (§ 1.4). Действительно, если истинные орбиты большинства звёзд имеют форму окружности ($e = 0$), то наблюдаемые искажённые графики $a_r(t)$ и $V_r^{*'}(t)$, т.е. $a_r(t')$ и $V_r^{*'}(t')$, как видно из (1.25), представляют собой трохойды, по форме близкие к графику $V_r(t)$ из (1.26) для $\omega = 180^\circ$ (Рис. 1.10). Действительно, интегрируя (1.14), можно задать функцию $a_r(t')$ параметрически:

$$a_r = -(2\pi K/P)\cos(2\pi t/P) \text{ и } t' = t - (rK/c^2)\sin(2\pi t/P),$$

что соответствует уравнению трохоиды (укороченной или удлинённой циклоиды).

При высоком расчётном эксцентриситете $e \sim 0,5$ и выше искажение недостаточно для объяснения наблюдаемой кривой лучевых скоростей (Рис. 1.10). При центростремительном ускорении равном критическому $a_0 = c^2/r$ и предельной степени компрессии $dt'/dt = 0$ в дальней точке орбиты 1 (Рис. 1.3), пока на кривой $V_r^*(t)$ нет самопересечений, в ближней к Земле точке орбиты 3 максимальная степень растяжения составит $dt'/dt = 2$. Истинная степень замедления в апоастре (по отношению к средней угловой скорости на орбите) может быть заметно выше. Так, при эксцентриситете $e = 0,7$ график лучевых скоростей $V_r(t)$ соответствует замедлению в апоастре в $dt'/dt \sim 2,5$ раза. Подобные графики лучевых скоростей с глубокими узкими минимумами (Рис. 1.10) тоже характерны для двойных пульсаров, например PSR 1913+16, PSR 1741-3056. При этом отклонения графиков $V_r^*(t)$ от теоретических $V_r(t)$, а также искажения, возникающие в результате перекоса графиков $V_r(t)$ (Рис. 1.3) и сложения графиков истинных и мнимых лучевых скоростей (1.22), интерпретируют как релятивистские поправки по СТО и ОТО. Если же причина в эффекте Ритца, это проявится в периодичном изменении эксцентриситета в ходе вековой прецессии орбиты пульсаров (так, у PSR J0737–3039 этот период равен 21 году).

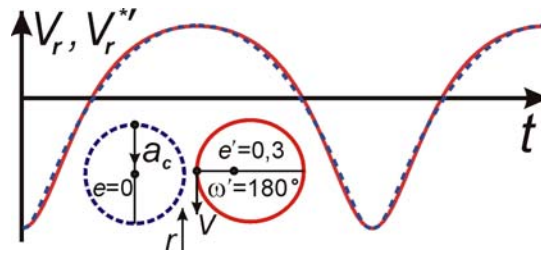


Рис. 1.10. Сравнение кривой мнимых лучевых скоростей $V_r^*(t)$ (пунктир) от частотного сдвига по эффекту Ритца, искажённой от эффекта запаздывания (при $\pi K/Pc^2 = 0,3$), и кривой лучевых скоростей $V_r(t)$ от сдвига частоты по эффекту Доплера (сплошная) для орбиты с $e' = 0,3$ и $\omega' = 180^\circ$. Кривая $V_r^*(t)$ дополнительно смещена вниз на $e'K = \pi K^2/Pc^2$ до совпадения с графиком $V_r(t)$.

Эффект смещения частоты и длины волны, пропорциональный дистанции r , предполагал ещё А. Белопольский [65, с. 272] для объяснения красного смещения в спектрах галактик. Действительно, эффект Ритца проще всего обнаружить на гигантских межгалактических дистанциях r , где исчезающе мала концентрация атомов нейтрального водорода $N_H \leq 6 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-3}$ [87]. Согласно (1.2), длина переизлучения $l = 10^4 \cdot \lambda N_0 / (2\pi \cdot 1,3 \cdot N_H)$ растёт пропорционально $1/N$, откуда $l \geq 7 \cdot 10^{10}$ св. лет $\gg r$. Т.е. переизлучения нет для большинства наблюдаемых галактик. В частности, по эффекту Ритца $\lambda' = \lambda(1 + ra_r/c^2)$, пропорционально расстоянию r галактик должна нарастать длина волны λ света, испущенного видимыми участками ярких галактических ядер-балджей, характеризуемых интенсивными спектральными линиями и ускорениями, направленными от Земли ($a_r > 0$) к центрам галактик (Рис. 1.11). Эффект по форме аналогичен открытому Э. Хабблом закону красного смещения в спектрах галактик $\lambda' = \lambda(1 + rH/c)$. Коэффициент $H = 68$ (км/с)/Мпк (постоянная Хаббла) близок к коэффициенту a_r/c , рассчитанному по изме-

ренным ускорениям $a_r = V_b^2/R_b$ звёзд в галактиках. Взяв за образец нашу Галактику (её характеристики типичны для спиральных галактик, а балдж имеет радиус $R_b = 0,002$ Мпк и окружную скорость звёзд $V_b = 200$ км/с [95]), получим расчётное значение постоянной Хаббла $H_c = a_r/c \approx 67$ (км/с)/Мпк, близкое к измеренному $H = 67,80 \pm 0,77$ (км/с)/Мпк [96]. Для других галактик расчётное значение параметра

$$H_c = a_r/c = V_b^2/R_b c \quad (1.27)$$

может несколько отличаться от $H_c \approx 67$ (км/с)/Мпк, ввиду различия окружных скоростей V_b и радиусов R_b балджей (ядер) галактик, но одинаковые типы галактик обладали бы близкими характерными значениями параметра Хаббла H_c . Т.е. на диаграмме «расстояние – красное смещение» точки, соответствующие разным галактикам, разместятся близко к выходящей из начала координат прямой линии, соответствующей закону Хаббла. Поэтому правильнее говорить не о постоянной, а о параметре Хаббла, поскольку коэффициент H_c должен различаться для разных галактик. Так и в литературе по космологии встречается мнение, что постоянную Хаббла правильнее называть параметром, поскольку она меняется, как минимум, во времени [97].

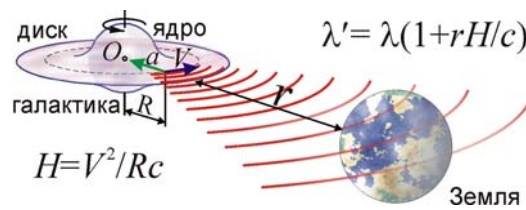


Рис. 1.11. Схема преобразования частоты света по эффекту Ритца у вращающихся ядер галактик. Эффект приводит к закону красного смещения, аналогичному Хаббловскому.

Сам Хаббл показал на основе статистических данных, что красное смещение вызвано не доплер-эффектом от разбегания галактик [98, с. 342], но неким эффектом постепенного снижения частоты света, по мере его движения, а галактики обладают сравнительно небольшими peculiarными скоростями. Эту гипотезу, выдвинутую в 1929 г. астрофизиками А. Белопольским [65, с. 272] и Ф. Цвикки [99], поддержали многие астрономы, инженеры и физики, включая К.Э. Циолковского [100, с. с. 286], С.И. Вавилова [101, с. 131], В.П. Селезнёва [102]. И в дальнейшем ряд астрофизиков, включая Р.В. Куницкого, Б.А. Воронцова-Вельяминова и академика В.А. Амбарцумяна, отрицали теорию Большого взрыва и расширения Вселенной как причину красного смещения, полагая возможными лишь локальные случайные движения галактик. Отметим, что физик Д. Джоунс, рассматривая красное смещение галактик как результат эффекта нарастания длины волны света, пропорционально пройденному светом пути, предположил, что похожий эффект возникнет при пропускании лазерного излучения по протяжённым световодам [103, с. 150]. Подобный эффект реально открыт в световодах в виде рамановского смещения частоты, хотя в этом случае он связан исключительно с нелинейными свойствами среды [104].

Гипотезу о недоплеровской природе красного смещения подтвердил и фотометрический критерий, предложенный Э. Хабблом и Р. Толменом [98]. Но механизм эффекта красного смещения галактик остался невыясненным. Пионер нелинейной оптики С.И. Вавилов так охарактеризовал эту неопределённость [101, с. 133]: «Можно ли считать это смещение также доплеровским, вызванным трудно постижимой рецессией туманностей, или же причина кроется в новых, неизвестных нам доселе свойствах света,— это вопрос открытый... Хаббл, установивший самый факт и закон красного смещения, считает, что фотометрические данные не благоприятствуют интерпретации красного смещения как доплера». Т.е. мнение о том, что Хаббл открыл расширение Вселенной и поддержал теорию Большого взрыва [105] в корне ошибочно [98, с. 342].

Как отметил С.И. Вавилов [101, с. 133], «изучая свет спиральных туманностей, мы имеем дело с лучами, не испытывавшими никаких воздействий со стороны вещества в течение десятков и сотен миллионов лет и существовавшими без всяких воздействий в течение этих громадных периодов», поэтому данный эффект должен отличаться от известных эффектов трансформации частоты света при взаимодействии со средой [19, 104]. Эффект Ритца (1.14) идеально подходит на роль эффекта преобразования частоты света в космическом вакууме, поскольку не только естественно переходит в хабблов закон красного смещения, но и снимает все возражения против трактовки красного смещения по гипотезе Белопольского-Цвикки. Красное смещение по эффекту Ритца проявляется аналогично доплер-эффекту: одинаково на всех частотах, ведя к пропорциональному замедлению видимых процессов, согласно формуле (1.14), что объясняет растяжение длительности вспышек сверхновых Ia в галактиках [A1], пропорционально их красному смещению $z = (\lambda' - \lambda)/\lambda$ (1.21). К сходным выводам пришёл С. Девасиа [106]. Видимо, впервые эффект красного смещения проассоциировали с эффектом Ритца в 2000 г. А.Н. Тропников и А. Сайреника, соответственно, в электронных публикациях [107] и [108]. Вторая из них упомянута во 2-ом издании журнала «Modern Nonlinear Optics» [109]. Но в поисковиках эти публикации проиндексированы 2006 и 2009 гг. Также в работах [107, 108] не объяснён механизм именно красного, а не синего смещения, не рассчитано значение H , не объяснены парадоксы красного смещения. Но это сделано в независимом анализе [A1, A21, A51].

Итак, баллистическая теория соответствует данным внегалактической астрономии, объясняя красное смещение без гипотез о расширении Вселенной, о тёмной материи и энергии. В пользу трактовки космологического красного смещения по эффекту Ритца свидетельствует ряд парадоксов красного смещения [110, 111], противоречащих его доплеровской трактовке.

Первый парадокс состоит в том, что одинаково удалённые объекты, вопреки закону Хаббла, часто имеют сильно разнящиеся красные смещения, на основании которых объектам следовало бы приписать разные дистанции r [112, с. 374]. Отличающиеся в разы красные смещения $z = rH_0/c$ у равноудалённых связанных галактик [110] легко объяснимы по эффекту Ритца [A21,

A26, A51] разницей их ускорений a_r , т.е. значений $H_c = a_r/c$ (1.21). Впервые такое несоответствие красных смещений установил Г. Арп. Он выявил большое количество галактик, физически связанных в пары, что подтверждали соединяющие эти галактики перемычки. Но компоненты таких галактик, несмотря на равноудалённость, обладали, вопреки закону Хаббла, разными значениями z , причём разница намного превысила возможные доплеровские сдвиги от движения компонент в двойной системе [113–116]. Яркий пример – объект Маркарян 205 – спутник галактики NGC 4319, имеющей заметно меньшее красное смещение [117, с. 143]. Интересно, что во всех подобных случаях у спутников, обладающих меньшими размерами R , чем у главной галактики, красные смещения z всегда выше, чем у галактики [118, с. 129]. С позиций баллистической теории и эффекта Ритца это объяснимо тем, что для малых радиусов R параметр Хаббла $H_c = V^2/Rc$ и соответствующее красное смещение по эффекту Ритца получается выше.

Разницу красных смещений у парных объектов Арпа объясняют, предполагая, что они не образуют физически связанные пары, а лишь проецируются в соседние точки небосвода, располагаясь на неравных расстояниях r . Но наличие перемычек, соединяющих эти парные объекты, и их распространённость (маловероятная для случайных совпадений) подтверждают их тесную связь. Избыточное красное смещение спутников галактик нельзя объяснить и гравитационным красным смещением [117, с. 140]. Появляются всё новые свидетельства того, что парные галактики с разными красными смещениями – это не исключение, а правило. Так, финский астрофизик Т. Яаккола обнаружил ряд парадоксов красного смещения, в частности открыв, что одинаково удалённые спиральные и эллиптические галактики отличаются величиной красных смещений z , причём систематически больше z для спиральных галактик и меньше – для эллиптических [118, с. 130]. Это тоже находит простое объяснение в баллистической теории: поскольку в эллиптических галактиках скорости вращения V заметно ниже [117, с. 60]. Соответственно, параметр Хаббла $H_c = V^2/Rc$ и $z = rH_c/c$ – заметно ниже, чем у расположенных на том же расстоянии r спиральных галактик. Также Г. Арп обнаружил систематическое различие параметра Хаббла для двух типов спиральных галактик Sb и Sc [116], что можно интерпретировать по эффекту Ритца разницей их размеров. Действительно, у галактик типа Sc размер R ядер наименьший среди всех типов спиральных галактик [119, с. 77]. Соответственно, для галактик Sc параметр Хаббла $H_c = V^2/Rc$, при той же скорости V , будет наивысшим среди спиральных галактик, в согласии с наблюдениями [116]. Аналогичный результат получен для сейфертовских галактик и квазаров (§ 2.2). Как видно на диаграмме Хаббла [119, с. 296, 120, с. 184], у сейфертовских галактик $H=zc/r$ систематически ниже, чем у спиральных, а у квазаров – систематически выше. Обычно избыток красных смещений квазаров и дефицит – у сейфертовских галактик и галактик поля, по сравнению с ярчайшими галактиками того же блеска в скоплениях, объясняют дисперсией светимостей. Но сейфертовские галактики – это гигантские галактики с ядрами большого

радиуса R [126] и для них следовало бы ожидать при том же блеске более высоких значений z . А в рамках эффекта Ритца параметр Хаббла $H = V^2/Rc$ и красное смещение для них как раз ниже, чем у галактик. У квазаров, напротив, R меньше, а $H = V^2/Rc$ – выше, чем у обычных галактик.

Яркие примеры несовпадения смещений z дают известные группы галактик, например триплет Цвикки [122], квинтет Стефана, секстет Сейферта. Несовпадения z трактуют как случайное проецирование более далёкой или близкой галактики на скопление, что, однако, ничем не подтверждается. Поэтому, вполне возможно, что рассмотренные галактики образуют связанные группы с красными смещениями, различающимися не по доплер-, а по ритц-эффекту.

Все эти факты привели ряд астрофизиков, включая Г. Арпа, Т. Яакколу, Ф.Ю. Зигеля [118], В.М. Лютого [123] и др., к мысли, что закон Хаббла не имеет универсальной применимости ко всем внегалактическим объектам. По крайней мере, для разных их типов должны приниматься свои значения параметра Хаббла, что легко объяснить по эффекту Ритца.

Второй парадокс связан с квазарами, обладающими аномально высокими красными смещениями, которым по закону Хаббла соответствуют гигантские расстояния. Но столь большие расстояния свидетельствуют о больших размерах квазаров и огромной абсолютной светимости, что противоречит быстрым вариациям яркости, означающим их малые размеры.

Уже первые измерения аномально высоких красных смещений z квазаров вызвали сомнения в их доплеровской природе. А после открытия быстрых вариаций яркости квазаров с характерным временем вариаций порядка недели, стало ясно, что это – сравнительно компактные объекты, которые не могут обладать большими линейными размерами и светимостями, найденными по z и r из закона Хаббла $z = rH/c$ [117]. Затем Г. Арп обнаружил ряд квазаров, связанных с галактиками, но имеющих намного бóльшие красные смещения, вопреки закону Хаббла.

Трактовка красного смещения галактик и квазаров по эффекту Ритца легко решает этот парадокс, поскольку, как показано автором [A1, A21], квазары характеризуются иной величиной параметра Хаббла $H = V^2/Rc$, чем галактики. Если учесть малые размеры R квазаров, оцененные по времени колебаний их яркости, параметр Хаббла у квазаров будет много выше, чем у галактик. Таким образом, эффект Ритца естественно объясняет аномально высокие красные смещения квазаров и разницу красных смещений у квазаров и галактик, связанных в пары.

Итак, квазары могут быть сравнительно близкими объектами, умеренной абсолютной светимости. Тогда их линейные размеры, найденные из угловых размеров, лучше согласуются с оценками по вариациям яркости. Простое объяснение получают и так называемые «сверхсветовые» выбросы и движения квазаров [105, с. 85]. Если пересчитать трансверсальные скорости этих движений $V_t = r d\phi/dt$, измеренных по видимому угловому смещению $d\phi/dt$, опираясь на уточнённые расстояния r квазаров, в десятки раз меньшие рассчитанных из закона Хаббла, най-

дём, что скорости V_t выбросов и квазаров – досветовые. Так что вопрос об источнике энергии, сообщающем выбросам гигантскую скорость, снимается. Наконец, если учесть малые размеры квазаров и их атмосфер-гало, найдём, что части квазаров, выступающие из этих атмосфер или видимые в коридоры (*окна*) прозрачности, могут, за счёт собственных движений с более высокими ускорениями, вести к столь сильному красному смещению z по ритц-эффекту, что он переведёт оптическое излучение квазара в радиодиапазон, объяснив мощное радиоизлучение квазаров.

Эффект Ритца объясняет также быстрые вариации яркости квазаров. Поскольку рост длины волны λ' излучения квазара, согласно ф-лам (1.11) и (1.15), сопровождается пропорциональным спадом видимой яркости I' , при пересечении пути световых лучей от квазара облаками межзвёздного газа, переизлучение в них приводит к восстановлению исходной яркости. Тем самым движение облаков газа быстро модулирует видимую яркость квазара, без изменения его истинной яркости I . Проходящий свет способен и сам модулировать эффективность переизлучения, поскольку по мере изменения длины волны λ' в ходе роста r меняется коэффициент поглощения света, показатель преломления n и длина переизлучения $l = \lambda/2\pi(n - 1)$. Поглощая свет, газ нагревается, ионизируется, ещё сильнее меняя n , тем самым порождая автоколебательные процессы, меняющие видимую яркость квазара по механизму, описанному теорией С.А. Жевакина для цефеид, где поток излучения управляет ионизацией и коэффициентом поглощения в атмосфере, ведя к колебаниям яркости звезды (§ 1.5).

Колебания блеска испытывает только непрерывный спектр квазаров, причём, в согласии с эффектом Ритца (1.17), соответственно меняется цвет квазара – смещается спектральный максимум (1.15). Линейчатый спектр не испытывает заметных колебаний, поскольку возле частот спектральных линий усилено поглощение, снижена длина экстинкции l , т.е. почти исчезает эффект Ритца. С этим же связана малость красного смещения z эмиссионных линий квазаров по сравнению с вариациями коэффициента компрессии $g = f'/f$ у непрерывного спектра. Колебания блеска эллиптических галактик могут быть также связаны с несинхронными колебаниями блеска входящих в них звёзд по эффекту Ритца при движении звёзд по орбитам. Если характерная амплитуда колебаний блеска одной звезды яркости I есть $\Delta I \sim gI$ (при $g \gg 1$), флуктуации блеска N звёзд составят $\sim gIN^{1/2}$, или в относительных величинах $\delta I_N \sim gIN^{1/2}/IN = g/N^{1/2}$. При характерной для квазаров величине $g \sim 10^6$ и числе звёзд в галактике $N \sim 10^{10}$, найдём амплитуду колебаний блеска $\delta I_N \sim 10$ (т.е. 2–3 звёздных величины) с характерным временем вариаций порядка недели, т.е. порядка орбитального периода двойных звёзд. Именно такие вариации обнаружены у квазаров [128]. Амплитуда δI и характерное время колебаний блеска зависят от размера и типа галактики, а также от спектрального диапазона. Так, при уменьшении концентрации газа, размера галактики и числа N звёзд в ней, колебания $\delta I \sim g/N^{1/2}$ растут. Поэтому существует

ряд типов переменных объектов – квазары, лацертиды, сейфертовские галактики, N-галактики – с разными характерными амплитудами и временами колебаний блеска. Кроме того, при наблюдении во всё более высокочастотных диапазонах (в рентгеновском и гамма-диапазоне) характерное время изменений блеска уменьшается [129, с. 378], за счёт роста длины экстинкции l и от дополнительных вариаций блеска в ходе смещения спектра по эффекту Ритца.

Третий парадокс состоит в дефиците красного смещения у наиболее далёких галактик [124], что может быть следствием переизлучения межгалактическим газом, когда дистанции r сопоставимы с длиной переизлучения $l \sim 2 \cdot 10^{10}$ св. лет, по превышении которой красное смещение z (1.21) нарастало бы всё медленней. Именно на таких дистанциях ($r \sim 10^{10}$ св. лет, что соответствует $z \sim 0,8$), при которых $r \sim l$, и выявлены отклонения от закона Хаббла в виде дефицита красного смещения z , интерпретированные как ускоренное расширение Вселенной [124].

Четвёртый парадокс: в ряде скоплений галактик дисперсия лучевых скоростей, найденная из эффекта Доплера по дисперсии красных смещений галактик, оказалась много выше дисперсии, рассчитанной по массе скопления. Эта избыточная дисперсия красных смещений и найденных по ним скоростей галактик в скоплении привела астрономов к гипотезе о скрытой массе (рассчитанной из теоремы о вириале), иногда в десятки раз превосходящей массу скопления, измеренную по светимостям галактик скопления. Гипотеза о скрытой массе, впервые выдвинутая Ф. Цвикки, несмотря на прошедшие 80 лет, до сих пор не получила подтверждения, поскольку скрытая масса не обнаружена напрямую и имеет невыясненную природу. Парадокс может быть связан с неверной интерпретацией красных смещений по эффекту Доплера.

Если красные смещения z галактик скопления и, соответственно, расчётные скорости V_r' (1.22) обусловлены эффектом Ритца, тогда они могут заметно различаться, несмотря на равенство расстояний r . Причём z будут различаться не только для разных типов галактик, но и для галактик одного типа (с разными характеристиками), хотя разброс по z будет мал. Тогда разницу красных смещений (избыточную дисперсию) уже нельзя приписать разнице истинных лучевых скоростей V_r галактик в скоплении, раз причина в разнице параметров H_c (1.27). Т.е. отпадает надобность в гипотезе скрытой массы. В других случаях эффект Ритца тоже устраняет парадокс скрытой, тёмной массы, если учесть кажущееся изменение масштаба времени движения и рост спектрального сдвига, превосходящего доплеровский.

Пятый парадокс состоит в том, что у отдельных галактик открыто различие красных смещений z , измеренных для одной и той же галактики по разным группам линий [125], относящимся к разным элементам или к разным диапазонам электромагнитного спектра [110], хотя гипотеза о доплеровской природе красного смещения предполагает одинаковую величину z для всех групп линий, во всех частотных диапазонах. Кроме того, у галактик и квазаров открыты дополнительные спектральные линии поглощения с промежуточным z , меньшим основного. В

случае квазаров частокол таких линий водорода L_α называют Лайман-альфа лесом. Их интерпретируют по гипотезе образования линий поглощения в облаках межгалактического газа, расположенных ближе к Земле, а потому характеризуемых меньшим z , чем у галактик и квазаров.

Иногда дополнительные линии характеризуются не дефицитом, а избытком красного смещения z или даже синим смещением, например, у галактики М82 [126]. Судя по всему, в разных участках галактики величина a_r разная, что по ритц-эффекту ведёт к появлению линий с разными сдвигами частоты $z = ra_r/c^2$. С этим же, возможно, связано уширение спектральных линий квазаров: ширина линий составляет $\sim 0,1\Delta\lambda$, т.е. сравнима с величиной их смещения $\Delta\lambda$ [126]. Судя по всему, разные участки квазара с разными a_r дают частокол линий, слившихся в широкие полосы. Если на ближнем, северном конце галактики, где ускорения направлены от Земли, смещение по эффекту Ритца красное, то на отдалённом южном конце, где ускорения направлены к Земле, смещение будет синим, что и наблюдается у М82. Это синее смещение $|\lambda' - \lambda|/\lambda$ в точности совпало с красным смещением z на ближней стороне М 82 и соответствовало скорости $V \sim 1000$ км/с, т.е. порядка расчётной скорости галактики $V = rH \sim 300$ км/с, измеренной по красному смещению $z = rH/c$ на дистанции $r = 4$ Мпк. Величина смещения росла при удалении от центра галактики [126], в согласии с эффектом Ритца, т.к. в ядре угловая скорость ω вращения звёзд почти постоянна, а центростремительное ускорение $a = \omega^2 R$ растёт пропорционально расстоянию R от центра, – так же как сила тяготения внутри шарового ядра, где примерно $F \propto R$. Соответственно, и $z = ra/c^2$ пропорционально R . Иногда разнятся смещения линий нейтрального водорода в радиодиапазоне и линий оптического спектра [110], вопреки доплеровской трактовке z .

Открытие в спектре М 82 синего смещения и его отсутствие у большинства галактик, видимо, связано с тем, что исследовались эмиссионные линии – яркие линии, излучаемые потоками газа: свет эмиссионных линий менее подвержен переизлучению. Во-первых, переизлучение связано с поглощением, а потому наиболее эффективно для линий поглощения. Во-вторых, эмиссионные линии изначально смещены доплер-эффектом от резонансных частот за счёт движения газа, и менее подвержены переизлучению, нарастающему возле этих частот. В-третьих, потоки газа, излучая эмиссионные линии, сообщают свету свою скорость $V \sim 100$ км/с, а вторичное излучение со скоростью c , которое обычно и гасит первичное со скоростью $c + V$, уже не может его догнать и погасить. Поэтому свет движется без переизлучения, преобразуясь ритц-эффектом на всём пути r .

Красные смещения разных участков галактики, обусловленные эффектом Ритца, могут различаться, т.к. звёзды, расположенные на разных дистанциях от центра галактики, обладая разными лучевыми ускорениями, получают по ритц-эффекту разные смещения z . Обычно эти различия нивелируются межзвёздным газом [A26], но их следы остаются, поскольку свет звёзд

продельывает разный путь до внешнего переизлучающего слоя, и влияние этого слоя на скорость света неодинаково. Плавное изменение лучевого ускорения звёзд при смещении от края галактики к центру $0 \leq a_r \leq a_m$ приводит, помимо красного смещения, к уширению спектральных линий. Таким образом, помимо уширения спектральных линий галактик за счёт дисперсии лучевых скоростей V_r , должно наблюдаться уширение за счёт дисперсии лучевых ускорений a_r . Причём ширина линий должна нарастать при увеличении красного смещения z . Такой эффект, действительно, обнаружен в диапазоне $0 < z < 2$ у эмиссионных линий [127], для которых эффект переизлучения мал. Особенно сильно эффект выражен для квазаров и сейфертовских галактик, у которых ширина эмиссионных линий $\Delta\lambda \sim 0,01\lambda - 0,1\lambda$, т.е. порядка смещения линий $\Delta\lambda \sim z\lambda$ при $z \sim 0,1 - 1$ [128]. Такие значения $\Delta\lambda$ и зависимость $\Delta\lambda(z)$ нельзя объяснить дисперсией лучевых скоростей.

Звёзды, расположенные на разных расстояниях R от центра галактики, в среднем различаются и химическим составом атмосфер, металличностью. Поэтому характерные линии поглощения разных элементов, имеющие у разных звёзд разную интенсивность, приобретают разные красные смещения, в соответствии с распределением этих элементов в галактике. Аналогично, различие красных смещений линий в радио- и оптическом диапазоне можно объяснить тем, что в этих диапазонах различаются размеры шаровой области галактики, вне которой свет уже не переизлучается. Лучевое ускорение на этой поверхности и определяет величину красного смещения.

Поскольку для разных диапазонов длин волн λ толщина переизлучающего слоя $l = \lambda/2\pi(n - 1)$ различна, переизлучение прекращается на разных расстояниях R от центра, и далее частота преобразуется по закону (1.15), где определяющим оказывается лучевое ускорение a_r на этой поверхности. Небольшое различие этих ускорений a_r для радио- и оптического диапазона приведёт к разнице измеренных в них красных смещений z , в согласии с наблюдениями [110]. В меньшей степени эффект может проявиться для разных длин волн λ оптического спектра и для длин волн λ , отвечающих спектральным линиям разных элементов, поскольку для линий каждого элемента $l = \lambda/2\pi(n - 1)$ зависит от показателя преломления n соответствующего газа, нарастающего возле резонансных частот (частот спектральных линий газа), а n зависит от порядкового номера и от группы элемента, от его ионизационного потенциала. Этим можно объяснить открытое в исследованиях [125] различие z для одной и той же галактики в линиях щелочных и щелочноземельных элементов, а также зависимость z от ионизационного потенциала элемента. Несовпадение красных смещений для разных спектральных линий разных элементов обнаружено также у квазаров [128], ввиду разного химического состава атмосфер звёзд в разных участках квазара, которым соответствуют разные a_r , и ввиду различия длин переизлучения l для разных линий. В этом же, согласно баллистической теории, может состоять причина по

которой у квазаров смещения z эмиссионных линий систематически превосходят значения z линий поглощения и молекулярных линий в радиодиапазоне, как показали наблюдения [110, 128].

Шестой парадокс состоит в том, что отдельные звёздные и галактические скопления имеют по оценкам возраст, превосходящий расчётное время существования Вселенной $T \sim 1/H$ [110]. Этот парадокс, открытый Ф. Цвикки [98, 110], до сих пор не решён в стандартной космологической модели. Если бы расширение Вселенной после Большого взрыва началось $T \sim 20$ миллиардов лет назад, скопления не успели бы сформироваться. О том же говорят оценки возраста ряда звёзд, превосходящего теоретическое время T существования Вселенной [118].

Этот парадокс легко решается в рамках трактовки закона Хаббла и постоянной Хаббла по эффекту Ритца, который позволяет отказаться от гипотезы расширения Вселенной, якобы начавшегося около 20 миллиардов лет назад. По эффекту Ритца постоянная Хаббла никак не связана с возрастом Вселенной, которая в принципе может быть вечной, как это утверждал Хаббл, Белопольский, Циолковский [100], Вавилов и ряд других физиков и астрономов.

Так и в атмосфере звёзд нашей Галактики вызванное тяготением звезды ускорение свободного падения излучающих атомов ведёт к появлению красного смещения. Например, в атмосфере Солнца массы M и радиуса R_S эффект красного смещения хорошо заметен от летящих с ускорением $a_r(R) = GM/R^2$ излучающих и переизлучающих атомов атмосферы Солнца, создающих на пути от поверхности радиуса R_S до внешних слоёв короны радиуса $R_F \gg R_S$ сдвиг

$$\Delta\lambda/\lambda = \int_{R_S}^{R_F} \frac{a_r dR}{c^2} = \int_{R_S}^{R_F} \frac{GMdR}{R^2 c^2} \approx \frac{GM}{R_S c^2}.$$

Этот сдвиг аналогичен изменению λ в среде с показателем преломления

$$n = \lambda/(\lambda - \Delta\lambda) \approx 1 + GM/Rc^2.$$

Поэтому луч света, идущий в поле тяготения Солнца и переизлучаемый ускоренно летящими атомами его короны, изгибается, как в среде с градиентом dn/dR , зависящим от расстояния R до Солнца. Ту же зависимость n , а значит и отклонения луча $\theta \approx 1,75''$ возле Солнца, предсказывает общая теория относительности (ОТО) [42]. Таким образом, регистрируемое отклонение $\theta \approx 1,75''$ [182], может свидетельствовать также в пользу теории и эффекта Ритца.

Красное смещение имеет место не только в спектре Солнца, но и в спектре других звёзд, на видимой поверхности которых ускорение свободного падения направлено от Земли, вызывая красное смещение по ритц-эффекту. Этим можно объяснить высокое красное смещение $z \approx 0,1$ в спектре Сириуса В и других звёзд из числа белых карликов. А поскольку лучевые ускорения на поверхности звёзд разнятся, от разного направления силы тяжести и движения плазмы в магнитных полях, возникающая дисперсия лучевых ускорений ведёт к значительной дисперсии

красных смещений, т.е. к уширению спектральных линий, особенно заметному у карликов. Также и в спектре других звёзд Галактики отмечено наличие систематического красного смещения, пропорционального расстоянию,— так называемый К-эффект. Ещё в 1930 г. А.А. Белопольский соотнёс этот эффект с красным смещением в спектрах галактик [65], отметив, что для звёзд параметр Хаббла много выше. Это естественно, поскольку ускорения на поверхности звёзд на порядки превосходят ускорения в галактиках. Впрочем, для звёзд внутри Галактики ритц-эффект смещения частоты снижен за счёт эффекта переизлучения в межзвёздной среде.

Отметим, что упомянутую в § 1.1 аномалию Струве-Сахаде [46, 74], например, у звезды HD 190967 и АО Кассиопеи, можно объяснить тем, что разные ускорения свободного падения a_r на поверхности и в атмосферах двух звёзд приводят к разнице z для них, откуда следуют несовпадающие оценки для средней скорости (скорости центра масс V_0). Так, скорость V_0 , измеренная по кривой лучевых скоростей яркого компонента HD 190967 [46], почти нулевая, а у второго компонента $V_0 \sim 50$ км/с: его спектр обладает добавочным красным смещением. Интересно, что у звезды HD 193576 аналогичное различие скорости $V_0 \sim 100$ км/с для разных компонентов было ещё в 1991 г. интерпретировано П. Марметом по гипотезе наличия у одного из компонентов избыточного недоплеровского красного смещения z , вызванного тем же эффектом, что и красное смещение в спектрах галактик и в спектре Солнца [75]. Несоответствие может быть вызвано и тем, что периодические смещения спектральных линий отчасти вызваны эффектом Ритца. Тогда искажения графиков $V_r'(t)$ приведут к разной величине эксцентриситетов e' компонентов, ввиду различия длин переизлучения l (§ 1.1). Поскольку искажённая кривая лучевых ускорений (и мнимых лучевых скоростей $V_r^*(t)$, Рис. 1.10) соответствует кривой лучевых скоростей с постоянной добавкой $V_r'' = Ke' \cos \omega + V_0$, эти смещения различаются для двух компонентов. Тогда лучевая скорость центра масс V_0' системы, измеренная по разным компонентам, получится разной.

Интерпретация красного смещения по эффекту Ритца, без гипотезы расширения Вселенной и теории Большого взрыва, не противоречит существованию предсказанного этой теорией реликтового излучения. Существование такого излучения естественно следует из классической теории вечной стационарной Вселенной, представляя собой просто микроволновое фоновое излучение космического пространства, обладающее спектром излучения чёрного тела с температурой в 2,7 К. Поскольку космическое пространство наполнено крайне разреженным межзвёздным и межгалактическим газом и пылью, естественно, что будучи нагреты излучением звёзд, они обладают некоторой равновесной температурой в 2,7 К. Таким образом, не обязательно считать излучение реликтовым, т.е. сохранившимся с момента рождения Вселенной остаточным нагревом, а правильнее называть излучение микроволновым фоновым излучением (*Cosmic Microwave Background*) — именно такой термин принят в зарубежной литературе.

Одним из аргументов в пользу гипотезы о реликтовой природе микроволнового фонового излучения считают его однородность и изотропность: температура фона во всех направлениях с высокой точностью одинакова и равна 2,7 К, характеризуясь лишь малыми флуктуациями. Но равенство температуры газа во всех точках Вселенной – это естественное следствие термодинамического равновесия газопылевых облаков. А поскольку галактики распределены во Вселенной в среднем равномерно (Вселенная однородна и изотропна), следовательно в любой точке Вселенной газ поглощает и излучает в среднем одно и то же количество тепла. Таков же механизм однородного фонового свечения ночного неба – это результат рассеяния света звёзд на газе и пыли [129].

Поскольку фоновое излучение межзвёздного газа и пыли – равновесное, легко рассчитать его температуру. Если считать излучающий газопылевой объём V абсолютно чёрным телом, тогда по закону Стефана-Больцмана он излучает в единицу времени с единицы условной поверхности энергию σT^4 , где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/м²К⁴, а T – температура газа. Эта излучаемая энергия должна равняться энергии, поглощаемой объёмом V , т.е. энергии, приходящей в объём V от всех звёзд, галактик Вселенной. Среднестатистическая галактика излучает в среднем характерную мощность $P_0 = 10^{37}$ Вт [130]. Если выделить в пространстве вокруг объёма V сферический слой толщины b и радиуса r , он будет содержать $\xi 4\pi r^2 b$ галактик (где ξ – средняя концентрация галактик во Вселенной) и излучать полную мощность $P_\Sigma = \xi P_0 4\pi r^2 b$. Из этой мощности шарик с поперечным сечением S будет поглощать мощность $SP_\Sigma/4\pi r^2 = S\xi P_0 b$ (Рис. 1.12). Т.е. мощность, поступающая в объём газа от сферического слоя, не зависит от радиуса слоя r . Поэтому общую мощность излучения, поступающую к газу от всех слоёв, найдём как $S\xi P_0 R_U$, суммируя толщину слоёв: приняв b равным радиусу наблюдаемой Вселенной $R_U = 12 \cdot 10^9$ световых лет ($\sim 12 \cdot 10^{25}$ м), т.е. расстоянию до самого далёкого наблюдаемого объекта. Концентрация галактик $\xi = N/(4\pi R^3/3)$, где $N = 10^{11}$ – число галактик в наблюдаемой части Вселенной [130], а $4\pi R_U^3/3$ – её объём.

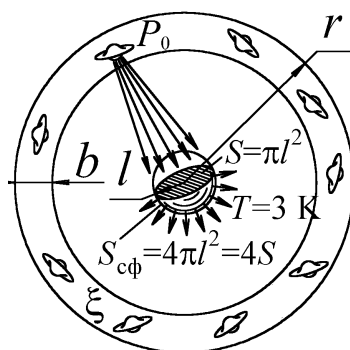


Рис. 1.12. Сферический объём газа, нагретый светом звёзд, излучает при равновесной температуре T .

Полная мощность, излучаемая сферическим объёмом V газа и пыли, $4S\sigma T^4$, должна совпадать с поглощаемой мощностью $3SP_0 n/4\pi R_U^2$. Отсюда равновесная температура объёма газа

$$T = (3P_0 n / 16\sigma\pi R_U^2)^{1/4}.$$

После подстановки всех значений найдём $T = 2,9$ К, что близко к реальной температуре фонового излучения $T = 2,7$ К. Итак, фоновое излучение – это равновесное излучение межгалактического газа и пыли, переизлучающих энергию, приходящую в виде света. Отметим, что в 1995 г. аналогичную идею о микроволновом фоновом излучении как о совокупном излучении всех звёзд, высказали В.С. Троицкий [131] и Н.А. Жук [132] в рамках дополнительных гипотез о характере поглощения света межзвёздной средой, но без численных оценок температуры фона. Подобная оценка была дана в 2007 г. автором [A10, A26] в ходе независимого анализа, в котором температура $T = 2,9$ К фонового излучения рассчитана в рамках строгого анализа по средней мощности излучения галактик, светимости которых имеют меньший разброс, чем у звёзд, а концентрация n определяется с большей точностью. Обычно газ излучает спектральные линии, а не сплошной спектр. Но космическая пыль и протяжённые толщи газа генерируют непрерывный спектр, как показывает пример Солнца. Температура чёрного тела, нагретого излучением звёзд Вселенной, рассчитывалась и прежде, и получалась того же порядка ~ 2 К [133, с. 131]. Эта гипотеза естественно объясняет близкий порядок плотности энергии оптического излучения всех звёзд и реликтового излучения $\sim 0,5$ эВ/см³, казавшийся прежде загадочным [129, с. 248]. При этом радиус R_U наблюдаемой Вселенной соответствует не истинному размеру Вселенной (которая в классической физике безгранична и бесконечна), а – предельному расстоянию R_U , на котором различим свет галактик. Оно определяется либо как средняя длина свободного пробега реонов в вакууме (§ 4.10), либо как средняя длина пробега лучей света до поглощения пылинками радиуса $r_d \sim 10^{-6}$ м. Длина пробега световых лучей $R_U = 1/2\pi r_d^2 N \sim 10^{26}$ м, откуда концентрация космических пылинок во Вселенной $N \sim 10^{-20}$ см⁻³ – величину допустимую.

Данная гипотеза объясняет и флуктуации, малые неоднородности реликтового излучения: в некоторых направлениях его температура чуть выше, а в других – чуть ниже среднего фона. Это связано с тем, что в одних участках Вселенной концентрация галактик, в силу их случайного распределения, чуть выше средней, отчего возле галактик межгалактический газ нагрет сильнее. А там, где скопления галактик реже, температура несколько ниже. Так, в созвездии Эридана есть участок неба (*Eridanis Supervoid*), практически свободный от звёзд и галактик, обладающий температурой реликтового излучения в среднем на 70 мкК меньше стандартной 2,7 К (хотя типичные флуктуации реликтового фона ~ 18 мкК) [134]. Это Реликтовое Холодное Пятно (*CMB Cold Spot*) естественно объясняется тем, что в участках с дефицитом галактик газ нагрет в меньшей степени [121, A50]. И напротив, в участках неба, где сосредоточено много галактических скоплений, температура реликтового фона – избыточная. Так, у скоплений галактик, насчитывающих 1400 членов, открыта избыточная температура реликтового фона, которую объяснили согласованным движением этих скоплений («тёмным потоком»), ведущим по

эффекту Доплера к росту частоты спектрального максимума и к завышенной оценке температуры микроволнового фона [A50]. Если же фон представляет собой равновесное тепловое излучение газа, тогда возле скоплений газ и пыль нагреты сильнее, и частота спектрального максимума выше. Т.е. флуктуации фона – это следствие флуктуаций концентрации галактик. Флуктуации малы, т.к. при усреднении по большим объёмам распределение галактик практически однородное.

Также открыты крупномасштабные флуктуации, охватывающие широкие участки неба и выстроенные вдоль линии, названной «осью зла» за невозможность объяснить её в рамках теории Большого взрыва. С точки зрения теории Ритца причина в неоднородном распределении галактик – в крупномасштабной структуре Вселенной, поскольку скопления галактик группируются в «блины» и «волокна» [136]. Находясь в плоскости «блина», «волокна», в этой плоскости и наблюдают колебания концентрации галактик и температуры фона (примерно как в Галактике яркость меняется вдоль полосы Млечного пути). Эта крупномасштабная структура из мириадом галактик образует своего рода «супермлечный путь», видимый в форме вариаций реликтового фона. Той же природы может быть угловой микроградиент температуры реликтового фона. Он может быть и кажущимся – от смещения спектрального максимума за счёт эффекта Доплера при движении Земли и Галактики относительно межгалактического газа.

В пользу того, что микроволновое фоновое излучение представляет собой равновесное излучение межгалактического газа, свидетельствует и слабая поляризация микроволнового фона, хаотически меняющаяся от точки к точке. Такая поляризация обычна при рассеянии света облаками газа и пыли с оптически неоднородной хаотически меняющейся волокнистой структурой, соответственно меняющей направления и длины векторов поляризации, как показывает ряд авторов [137, 138]. В стандартной космологической модели аномальную поляризацию, противоречащую модели микроволнового фона как реликтового излучения, объясняют в рамках дополнительных гипотез об искажающих микроволновый фон гравитационных волнах. Однако в дальнейшем теоретический анализ и снятая зависимость величины флуктуаций от длины волны подтвердили, что флуктуации поляризации и температуры реликтового фона обусловлены рассеянием на облаках газа и пыли [139–142]. Это свидетельствует в пользу того, что и сам реликтовый фон представляет собой равновесное излучение межгалактического газа и пыли.

Таким образом, с точки зрения баллистической теории нет надобности в гипотезе Большого взрыва и расширяющейся Вселенной, а красное смещение и реликтовое излучение оказываются естественным следствием классических законов механики и термодинамики, предсказывая правильные значения постоянной Хаббла и температуры «реликтового» фона.

Одним из критериев экспериментальной проверки баллистической теории и роли эффекта Ритца в создании красного смещения галактик станет независимое измерение скорости их уда-

ления, например, по скорости сокращения угловых размеров, или по скорости спада их видимой яркости. Современная техника астрономических измерений уже достигла требуемой для этого точности. Другим методом проверки станет измерение скорости роста красного смещения $z = rH/c$, если оно вызвано удалением галактик со скоростью $V = rH$. Тогда $r \approx r_0 + Vt$, $z \approx (r_0 + r_0Ht)H/c$, откуда $dz/dt = r_0H^2/c = zH$. При $z = V/c$ получим $\Delta V = zHc\Delta t = a\Delta t$, где для объектов с $z = 1$ коэффициент $a = 7,5 \cdot 10^{-10}$ м/с². Поскольку современная спектроскопия и лазерная физика позволяют обнаружить ничтожные вариации частоты, соответствующие точности измерения скорости $\Delta V \sim 1$ см/с, следовательно, их можно обнаружить за время $\Delta t = \Delta V/a \sim 0,5$ года, что предлагают использовать для прямого измерения ускорения расширения Вселенной по дрейфу лучевой скорости V [143, 144]. Напротив, в рамках баллистической теории такого дрейфа z и угловых размеров источника нельзя наблюдать. Кроме того, согласно баллистической теории, обнаружится заметное различие величины красных смещений в разных участках одной и той же галактики, и ещё более заметное – в величинах красных смещений галактик, образующих связанные пары. Таким образом, методы современной внегалактической астрономии открывают ряд новых возможностей проверки баллистической теории и эффекта Ритца.

§ 1.3. Эффект абберации звёздного света и его аномалии

Эффект абберации звёздного света состоит в отклонении лучей света и смещении видимых положений звёзд на небосводе в ходе орбитального движения Земли. Эффект был открыт Дж. Брадлеем в 1727 г. [38, 145] и интерпретирован им в рамках корпускулярной теории света как следствие относительного характера движения света, т.е. влияния движения Земли на относительную скорость света. На Земле, летящей по орбите со скоростью $V \approx 30$ км/с, отвесно падающие лучи света, движущиеся, подобно потокам корпускул со скоростью c , должны, согласно правилам классической кинематики, отклоняться на угол $\alpha = V/c$. Фактически наблюдается сложение векторов относительной скорости звезды V (неподвижной в гелиоцентрической системе) и скорости её света c по закону $\mathbf{c}' = \mathbf{c} + \mathbf{V}$.

Эффект звёздной абберации и опыт Майкельсона, по сути, подтвердили, что скорость источника \mathbf{V} влияет на скорость \mathbf{c}' испущенного им света. Но в рамках СТО считалось, что скорость источника влияет лишь на направление скорости испущенного им света, но не меняет её величину. Т.е. в релятивистской кинематике имеет место парадоксальная ситуация, когда к скорости света добавляется поперечная составляющая скорости \mathbf{V} (меняющая направление скорости света \mathbf{c}'), но не добавляется продольная, меняющая величину \mathbf{c}' .

Г. Дингл предложил использовать эффект звёздной абберации для проверки баллистической гипотезы о влиянии источника на величину скорости света [145, 146], путём сравнения угла абберации α звёзд нашей Галактики, излучающих свет со скоростью $c' \approx c$, и угла абберации

α' галактик (удаляющихся, если судить по красному смещению, со скоростью $v_r \sim 0,1c$, т.е. излучающих свет со скоростью $c - v_r$). Угол абберации равен отношению орбитальной скорости Земли V к скорости света c' от источника. Согласно баллистической теории, углы

$$\alpha' = V/(c - v_r) \text{ и } \alpha = V/c$$

различались бы, а в СТО – совпадали бы. Наблюдения показали, что углы абберации звёзд и галактик равны [147], вопреки теории Ритца [6, 145]. Но, как отмечал сам Дингл [146] и авторы наблюдений [147], это верно только в случае, когда красное смещение галактик вызвано их удалением. А эффект Ритца объясняет красное смещение без гипотезы о гигантских скоростях галактик (§ 1.2), противоречащей ряду данных [110, с. 9]. Тогда при условии $v_r \ll c$ углы α' и α совпадут.

Впрочем, даже в случае удаления галактик со скоростями $v_r \sim 0,1c$, их свет, после переизлучения межзвёздным газом в нашей Галактике, восстанавливал бы стандартную скорость c , и воспринимался бы всегда под одинаковым абберационным углом α . Кроме того, свет звёзд и галактик в Солнечной системе проходит сквозь потоки плазмы (*солнечный ветер*), расходящиеся от Солнца со скоростью $v_r \sim 500$ км/с. За счёт переизлучения подвижной плазмой, скорость света, приходящего к Земле, снижается до значения $c - v_r$. В итоге величина скорости света $c - v_r$, найденная по измеренному углу абберации $\alpha' = V/(c - v_r)$, получится на величину $v_r \sim 500$ км/с меньше значения скорости света c , измеренного в лабораторных экспериментах.

Действительно, астрономические методы измерения скорости света (по абберационному углу) дают систематически меньшее значение, чем величина $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, измеренная в вакууме в земных лабораториях [148, с. 209] (хотя космический вакуум даже более высокий, чем достижимый в земных условиях, и скорость света c/n при $n \rightarrow 1$ была бы там выше). Этот факт, длительное время казавшийся загадочным [148], в баллистической теории света получил естественное объяснение.

Отметим, что сложение скорости света со скоростью потоков плазмы, выбрасываемых Солнцем, как предположил В.И. Секерин [149], объясняет и редкие аномальные выбросы значений скорости света в опыте Бонч-Бруевича по измерению скорости света от движущихся краёв Солнца [27]. Отдельные замеры показали значения скорости света заметно выше c . Действительно, несмотря на прохождение света через земную атмосферу, эффект переизлучения для света оказывается мал, если скорость v источника (плазмы) велика и направлена к Земле (§ 1.1), что особенно скажется на эмиссионных линиях (§ 2.2). В таких случаях атмосфера не успевает погасить избыток v скорости света, и этот избыток может быть непосредственно обнаружен.

Таким образом, результаты анализа абберации света внеземных источников не противоречат баллистической теории. Кроме того, можно поставить прямой эксперимент по исследованию влиянию скорости v планет Солнечной системы или АМС на величину абберационного

угла идущего от них света или радиоизлучения в области, где межпланетная среда практически не переизлучает свет. Влияние скорости $v_r \sim 10$ км/с проявится в изменении угла α на величину

$$\Delta\alpha = \alpha' - \alpha \approx Vv_r/c^2 \approx 0,0007''.$$

Такую величину $\Delta\alpha$ легко зафиксировать радиоинтерферометром со сверхдлинной базой (РСДБ). Т.е. измерение α имеет смысл проводить для АМС, посылающих радиосигналы, или для планет – Меркурия, Венеры, Юпитера, интенсивно излучающих в радиодиапазоне [150].

§ 1.4. Аномалии экзопланет как следствие вариаций скорости света

Эффект Барра, рассмотренный в § 1.1, особенно актуален для современной астрономии, поскольку позволяет объяснить аномалии экзопланет, которые не удалось интерпретировать в рамках современной астрофизики и космогонии планетных систем. Так, у ряда экзопланет открыты аномально высокие орбитальные эксцентриситеты, достигающие значений $e = 0,3-0,97$. Такие эксцентриситеты, во-первых, нетипичны для планет Солнечной системы (где максимальное $e = 0,25$ – у Плутона, в связи с этим и другими аномалиями исключённого советом МАС из числа планет), во-вторых, противоречат космогоническим теориям формирования планет из газопылевого протопланетного облака (*гипотеза Шмидта*). Высокие эксцентриситеты обнаружены у короткопериодных экзопланет близких к родительской звезде, в области, где приливные эффекты, «скругляющие» орбиты, исключают образование планет с высокими орбитальными эксцентриситетами. Элементы орбит планет измеряют косвенно, по кривым блеска или лучевых скоростей звёзд, движущихся возле центра масс под влиянием тяготения планет, и естественно допустить, что высокие расчётные эксцентриситеты e' являются мнимыми, ввиду искажения кривых блеска и лучевых скоростей эффектом Барра, как в случае двойных звёзд.

В частности, для планет WASP-18b и WASP-33b, обладающих предельно короткими орбитальными периодами $P \sim 1$ сут и столь близких к родительским звёздам, что даже незначительные эксцентриситеты для них исключены, предполагают, что их кривые лучевых скоростей, соответствующие эксцентриситетам 0,01 и 0,174, действительно искажены, например приливными эффектами [62]. По сути, для объяснения аномалии астрономы вновь прибегли к 1^о-й гипотезе Барра (§ 1.1). Не останавливаясь повторно на её недочётах, отметим, что эти искажения естественно следуют из баллистической теории, поскольку полуамплитуда лучевой скорости в этих системах $K \sim 1$ км/с, а расстояния $r \sim 300$ св. лет, и мнимые эксцентриситеты (1.20) могут составить $e' = \pi r K / P c^2 \sim 1$. Таким образом, даже в случае снижения эффективного пути l в десятки раз по сравнению с r ($k = l/r \sim 0,01-0,1$), можно ожидать появления мнимого эксцентриситета $e' = \pi l K / P c^2 = \pi k r K / P c^2 \sim 0,01-0,1$, что и наблюдается. Причём графикам лучевых скоростей WASP-18b и WASP-33b соответствует долгота периастра $\omega \approx 90^\circ$, в согласии с 1^о-ым критерием из § 1.1. Приливное воздействие привело бы к более сложным искажениям и

иным значениям ω . Ещё заметней искажение для недавно открытой транзитной экзопланеты KOI-889 b, у которой $r \sim 3000$ св. лет, орбитальный период $P \sim 9$ сут и полуамплитуда лучевой скорости $K \sim 1,3$ км/с [151, А6], откуда $e' = \pi r K / P c^2 \sim 15$. Т.е. даже при снижении эффективного пути l в тридцать раз по сравнению с r ($l \sim 100$ св. лет и $k = l/r \sim 0,03$), мнимый эксцентриситет может достичь наблюдаемого значения $e' = 0,57$, которое аномально велико для планеты со столь малым периодом и радиусом орбиты ($\rho \sim 2R_{\odot}$). Поэтому в данном случае, вероятно, тоже наблюдается искажённая эффектом Барра кривая лучевых скоростей, что подтверждает измеренная по графику $V_r'(t)$ долгота периастра $\omega \approx 63^\circ$, сравнимая с теоретическим $\omega \sim 90^\circ$.

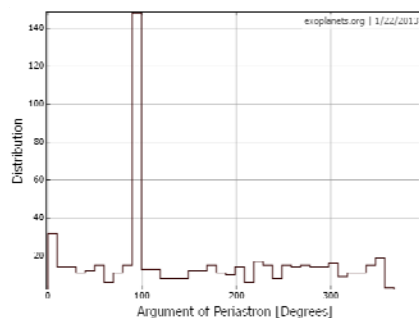


Рис. 1.13. Распределение экзопланет по долготам периастра.

Действительно, если высокие эксцентриситеты экзопланет – мнимые, а не истинные, тогда по 1^о-му критерию должно наблюдаться неоднородное распределение их расчётных орбит по долготам периастра $N(\omega)$, с заметным преобладанием орбит в диапазоне $0^\circ \leq \omega < 180^\circ$ и особенно при $\omega = 90^\circ$. Это легко проверить по базам данных экзопланетных параметров. Так, ресурс [152] включает характеристики около 1000 экзопланет с измеренными орбитальными элементами и удобный интерфейс для построения таблиц и диаграмм. Гистограмма $N(\omega)$, построенная на её основе, как раз содержит ярко выраженный максимум при $\omega = 90^\circ$ (Рис. 1.13), что соответствует предсказанию баллистической теории и 1^о-му критерию эффекта Барра. Однако эти данные содержат высокий процент экзопланет, выявленных методом транзитов, для которых измеренная величина $e \cos \omega \approx 0$ не всегда означает, что $\omega \approx 90^\circ$, а может говорить о малости $e \ll 1$.

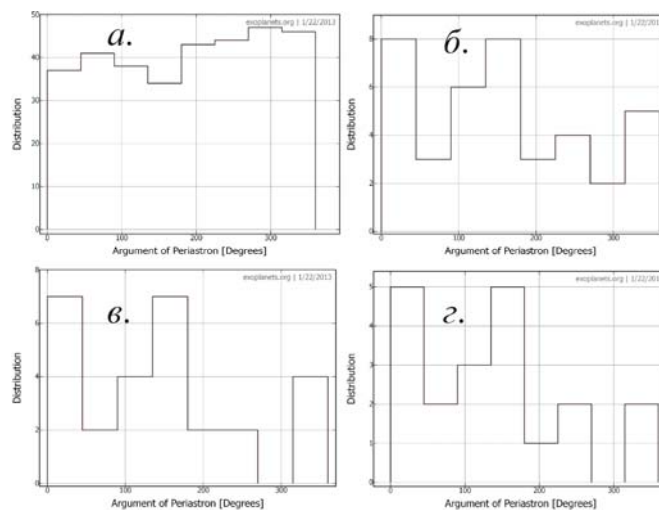


Рис. 1.14. Диаграммы $N(\omega)$ экзопланет [152] для разных диапазонов K/P :

- а) $K/P < 3$ (м/с)/сут, $N = 330$, $1 + 3N^{-1/2} = 1,17$, $R = 0,83$;
- б) $K/P \geq 3$ (м/с)/сут, $N = 39$, $1 + 3N^{-1/2} = 1,48$, $R = 1,78$;
- в) $K/P \geq 5$ (м/с)/сут, $N = 28$, $1 + 3N^{-1/2} = 1,57$, $R = 2,5$;
- г) $K/P \geq 12$ (м/с)/сут, $N = 20$, $1 + 3N^{-1/2} = 1,67$, $R = 3,0$.

Другая возможная статистическая проверка первого критерия – исследование зависимости среднего (в пределах узкого сектора) эксцентриситета $\langle e \rangle$ от долготы периастра ω . Действительно, сдвиги $\omega' = \omega + \Delta\omega$ сопровождаются изменением измеренных эксцентриситетов $e' = e + \Delta e$ (§ 1.1). Причём отклонение $\Delta e > 0$ для $0^\circ \leq \omega < 180^\circ$ (Δe максимально при $\omega = 90^\circ$) и $\Delta e < 0$ для $180^\circ \leq \omega < 360^\circ$ (Δe минимально при $\omega = 270^\circ$). Таким образом, для $\omega = 90^\circ$ получим $\langle e' \rangle$ больше среднестатистического $\langle e' \rangle_\omega$, а для $\omega = 270^\circ$, напротив, $\langle e' \rangle$ ниже среднестатистического $\langle e' \rangle_\omega$. Построенное для экзопланет распределение $\langle e' \rangle = f(\omega)$ подтверждает и этот критерий (Рис. 1.15). Наиболее отчётливо такой характер распределения обнаруживается при орбитальном периоде $P < 5$ сут, при котором истинные эксцентриситеты малы, и потому распределение $\langle e' \rangle = f(\omega)$ отражает, по сути, распределение мнимых эксцентриситетов, т.е. подтверждается и второй критерий. Отчётливо видно (Рис. 1.15), как при уменьшении периода P распределение из почти однородного становится резко неоднородным с максимумами в районе $\omega = 90^\circ$, $\omega = 180^\circ$ и $\omega = 0^\circ$ (причём при $P < 3$ сут эксцентриситет между максимумами падает почти до нуля, подтверждая что истинный эксцентриситет e нулевой). Как покажем далее, искажения действительно должны приводить и к увеличению эксцентриситета, помимо $\omega = 90^\circ$, ещё и в районе $\omega = 180^\circ$ и $\omega = 0^\circ$. Отсюда понятен и тот факт, что при $P < 3$ сут уже $\Delta e > 0$ для $180^\circ \leq \omega < 360^\circ$, т.к. для малых P преобладает уже эффект Ритца, а не Доплера и наблюдается кривая мнимых лучевых скоростей.

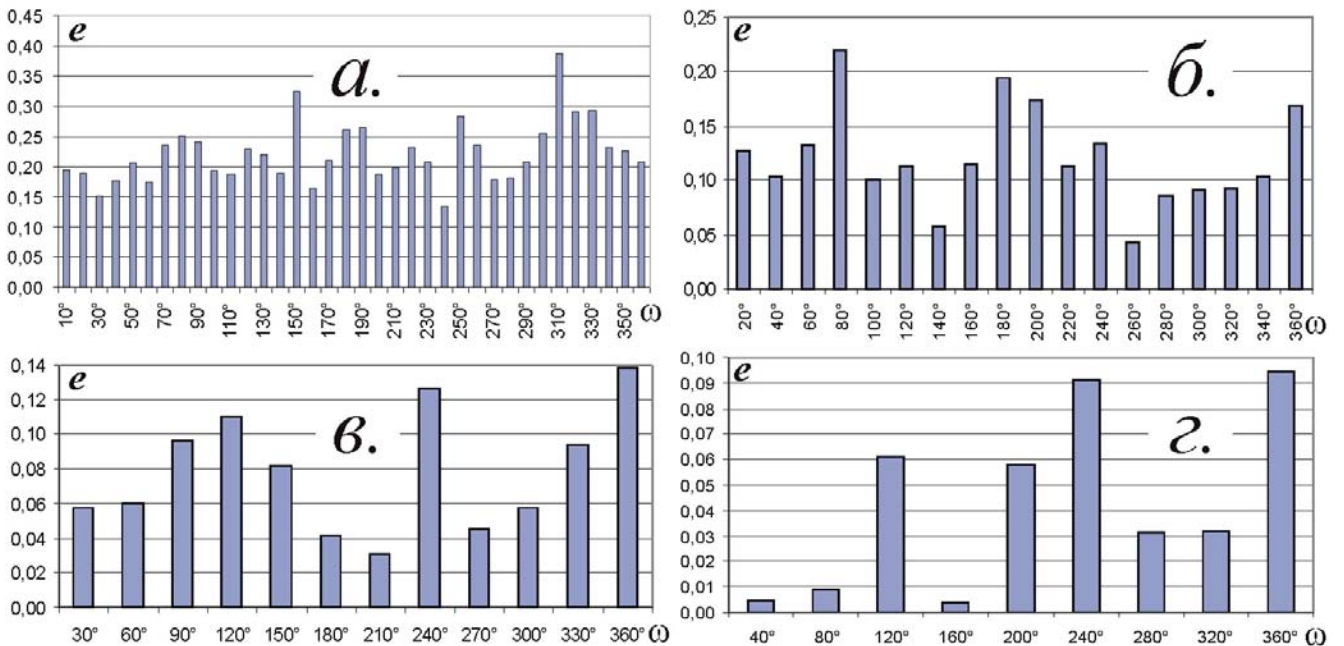


Рис. 1.15. Гистограммы распределений $\langle e' \rangle = f(\omega)$ при: а) произвольном орбитальном периоде P , б) при $P < 10$ сут, в) при $P < 5$ сут, г) при $P < 3$ сут.

Действительно, более надёжным представляется проверка по 2^о-му критерию, который при дополнительном эксцентриситете $e' \sim \pi r K / P c^2$ выявляет неоднородность распределения $N(\omega)$ лишь при значении K/P выше критического, т.е. у планет с кратчайшими периодами P и наивысшими орбитальными скоростями K , для которых типичны истинные эксцентриситеты $e \approx 0$. Для статистического анализа следует отобрать планеты, выявленные методом лучевых скоростей с $e > 0,01$ (для точного определения долготы периастра ω). Такой статистический анализ, проводимый в разных диапазонах параметра K/P , действительно, выявил характерную критическую величину $K/P \sim 3$ (м/с)/сут, выше и ниже которой распределения $N(\omega)$ существенно разнятся (Рис. 1.14). Для $K/P < 3$ (м/с)/сут распределение $N(\omega)$ – статистически однородное (в пределах трёх стандартных отклонений 3σ), а для $K/P \geq 3$ (м/с)/сут распределение $N(\omega)$ становится неоднородным, с заметным преобладанием орбит с $0^\circ \leq \omega < 180^\circ$ ($R > 1$). Также периастры начинают концентрироваться возле значения $\omega = 180^\circ$, что может быть следствием искажения графика мнимых лучевых скоростей по эффекту Ритца (Рис. 1.10). Но, как отмечено в § 1.2, максимальная величина мнимых эксцентриситетов для $\omega = 180^\circ$ ограничена значением $e' \sim 0,5$. Более высокие эксцентриситеты в области $\omega \sim 180^\circ$ обусловлены тем, что даже в отсутствие искажений есть кривая мнимых лучевых скоростей, а истинные эксцентриситеты в два раза меньше расчётных (см. § 1.5).

Степень асимметрии R стремительно нарастает по мере роста K/P , и количество орбит, «вытянутых» в сторону Земли, в три и более раз превосходит количество орбит, вытянутых в обратную сторону ($R > 3$). Данное отношение R намного превосходит возможные статистические ошибки и вероятные флуктуации и не может отражать реального распределения орбит планет по направлениям линий апсид. Т.е. аномалии орбит экзопланет удовлетворяют 2^о-му критерию (§ 1.1), что подтверждает наличие искажений в графиках лучевых скоростей.

Критический параметр $K/P = 3$ (м/с)/сут для экзопланет в тысячу раз ниже, чем аналогичный параметр $K/P = 3$ (км/с)/сут двойных звёзд (§ 1.1). Истинный эксцентриситет в среднем растёт при увеличении периода P у звёзд и экзопланет. А разница критических K/P вызвана тем, что при тех же периодах P и радиусах орбиты амплитуда лучевой скорости K главной звезды заметно ниже в случае экзопланет, чем в случае двойных звёзд, т.к. массы экзопланет в тысячи раз ниже массы звёзд. Пропорционально ниже и их возмущающее воздействие. Поэтому при тех же параметрах K/P и мнимых эксцентриситетах e' , у экзопланет период P и истинный эксцентриситет e заметно меньше, чем у звёзд. Поэтому мнимый эксцентриситет заметен на фоне истинного эксцентриситета при тысячекратно меньших значениях K/P у экзопланет, чем у двойных звёзд.

Если построить распределения $N(\omega)$ для разных параметров rK/P , учтя и расстояния r экзопланет, тогда асимметрия R и эффект Барра вырастут. Т.е. подтверждается 3°-й критерий, говорящий о зависимости эффекта Барра от расстояния, хотя эта зависимость менее явная, ввиду переизлучения, из-за которого при росте r эффективная дистанция нарастает всё медленней, достигая величины l . Условие проявления мнимого эксцентриситета имеет вид:

$$e' \approx \pi r K / P c^2 \sim e. \quad (1.28)$$

Поскольку $e < 1$, для экзопланет, у которых выполнено условие $\pi r K / P c^2 \sim 1$, можно допустить, что избыточный эксцентриситет – мнимый и вызван искажением графиков лучевых скоростей.

Кроме того, 3°-й критерий удовлетворяется, поскольку мнимые, избыточные эксцентриситеты и эффект Барра наблюдаются в основном для экзопланет в звёздных системах с лучевой скоростью центра масс $V_0 < 0$, поскольку для них переизлучение в основном отсутствует ($k \approx 1$). Так, в рассмотренных выше случаях аномально высоких эксцентриситетов у WASP-33b скорость центра масс $V_0 = -6$ км/с, у KOI-889 b – $V_0 = -60$ км/с [151]. А у систем с положительной лучевой скоростью $V_0 \geq 0$ эффект Барра и избыточные эксцентриситеты малы, либо отсутствуют, ввиду переизлучения света в межзвёздном газе на короткой дистанции $l \sim 1$ св. года. Например, у WASP-18b при $V_0 = 3$ км/с переизлучение эффективно ($k \ll 1$), отчего мал избыточный эксцентриситет $e = 0,01$, что при расчётном $e' = 1$ говорит о величине $k = l/r = 0,01$. При дистанции звезды $r = 326$ св. лет это соответствует длине переизлучения $l = 4$ св. года, что соотносится с оценкой Фокса [25]. У планеты KOI-200 b скорость центра масс $V_0 = 19$ км/с [151]: переизлучение велико, и наблюдаемый эксцентриситет $e = 0,29$, видимо, истинный: он сопоставим с эксцентриситетом Меркурия $e = 0,2$.

Также открыты аномальные экзопланеты, удовлетворяющие 6°-му критерию. Так, у экзопланеты υ Андромеды b с орбитальным периодом $P = 4,6$ суток, на основании орбитальных элементов, измеренных спектральным методом, предсказали максимизацию блеска экзопланеты в фазе 0 (от изменения размера видимой освещённой части), когда лучевая скорость звезды равна нулю. Реально же по фотометрическим данным телескопа «Спитцер» максимум блеска фиксируют на четверть периода раньше – при минимуме лучевой скорости звезды (и максимуме лучевой скорости планеты) [153]. Это интерпретируют как наличие на планете горячего яркого пятна, смещённого от подзвёздной точки на 90° . Похожий эффект смещения фазы блеска за счёт светлого пятна открыт, например, у спутника Сатурна – Япета [154, с. 168], но наличие неизменных ярких пятен размером в полушарие сомнительно для планет-гигантов, к которым относится υ Андромеды b. Поэтому колебания блеска, вероятно, вызваны не изменением фазы и видимой площади освещённой (дневной) стороны υ Андромеды b, а колебаниями видимой яркости I' самой звезды υ Андромеды по эффекту Ритца (1.17) под влиянием ускорения a_r , сооб-

щаемого планетой – звезде [A49]. Так же и сдвиг линий у Андромеды, видимо, вызван в основном эффектом Ритца, а не Доплера, т.е. снимают кривую мнимых лучевых скоростей $V_r^*(t)$.

Именно при таком условии спектроскопическая кривая $V_r^*(t)$ сдвинута по фазе относительно теоретической $V_r(t)$ на $\varphi = \arctg(2\pi l/Pc) = \pi/2$. Если измеренные спектральные смещения звезды соответствуют колебаниям a_r и $V_r^* = la_r/c$, а не реальной скорости V_r , тогда истинная орбитальная скорость V может быть заметно ниже (Рис. 1.9). В итоге, много меньше и масса планеты, вызывающей возмущения $V_r(t)$, колебания звезды возле центра масс. Таким образом, аномальные экзопланеты могут оказаться не газовыми гигантами, а планетами типа Меркурия или астероидами, которые и в Солнечной системе часто обладают эксцентричными орбитами с периодом в несколько суток (для таких малых планет эффект приливного скругления орбит отсутствует, т.к. из-за малой массы они не вызывают приливов в атмосфере звезды). В данном случае эффект Ритца велик, и колебания яркости $I(t)$, вообще говоря, могут быть вызваны не изменением фазы планеты, а вариациями яркости по эффекту Ритца [A1, A2, A6, A43, A49].

Ряд статистических доказательств того, что у «горячих юпитеров» спектральные смещения вызваны не эффектом Доплера, а эффектом Ритца, преобразующим расчётные элементы орбит, привели сотрудники ГАИШ проф. МГУ Б.Р. Мушаилов и В.С. Теплицкая [13, 14]. Поскольку амплитуда колебаний спектральных линий и расчётной скорости $V_r^* = ra_r/c$ пропорциональна расстоянию r , обнаружение планет методом лучевых скоростей упрощается при увеличении их дистанции r , в согласии со статистикой открытых экзопланет [13]. Примером экзопланеты, у которой спектральные смещения вызваны в основном эффектом Ритца, может служить HD 74156 b, обладающая периодом $P = 51$ сут и аномально высоким эксцентриситетом $e = 0,63$ (Рис. 1.19). Вероятно, наблюдается кривая мнимых лучевых скоростей $V_r^*(t)$, о чём свидетельствует не только высокий эксцентриситет, но и едва заметные вторичные минимумы на кривой $V_r^*(t)$. Тогда истинная орбита имеет в два раза меньший эксцентриситет $e \approx 0,3$, близкий к эксцентриситету Меркурия, радиус орбиты и период P которого того же порядка.

Аномалии орбит экзопланет удовлетворяют и 7^о-му критерию. В ряде случаев наблюдаемая кривая $V_r(t)$ не точно соответствует теоретическим графикам лучевых скоростей расчётной орбиты большого эксцентриситета [155]. Отклонения от теоретической кривой имеют вид гармоник орбитального периода, в согласии с предсказанными Э. Фрейндлихом в рамках теории Ритца [44]. Такие графики лучевых скоростей интерпретируют как результат воздействия не одной, а двух планет, с кратными орбитальными периодами, в орбитальном резонансе 1:2 [155, 157]. По сути, искусственное добавление всё новых экзопланет – это результат разложения графика $V_r(t)$ в ряд Фурье, т.е. представления периодической функции $V_r(t)$ в виде суммы гармоник основной частоты.

Именно так выявляют новые планеты в звёздных системах, производя Фурье-преобразование от снятой зависимости $V_r(t)$, или её отклонений от теоретического графика лучевых скоростей (1.6). На построенной периодограмме – диаграмме спектральной плотности мощности отклонений – пики на данных периодах (или частотах) считают соответствующими реальным планетам с такими орбитальными периодами (или частотами). Таким способом можно описать кривую лучевых скоростей произвольной формы, посредством введения достаточного числа гармоник. По сути, это – современное развитие подхода Птолемея, верно описавшего движения планет по небосводу на основе ошибочной геоцентрической модели, за счёт большого числа гармоник, круговых движений (небесных сфер с кратными периодами). Так, у звезды Gliese 876 кривую лучевых скоростей интерпретировали как результат воздействия 3-х планет, находящихся в орбитальном резонансе с отношением периодов 1:2:4. Для спутников планет столь точный резонанс возможен, ввиду близости спутников друг к другу и к планете (в том же резонансе 1:2:4 находятся галилеевы спутники Юпитера – Ио, Европа, Ганимед). Однако для планет резонанс типа 1:2 и особенно 2:3 наблюдался бы крайне редко, ввиду близости орбитальных радиусов и значительного межпланетного взаимодействия, ведущего к неустойчивости орбит. В частности, в Солнечной системе обнаружен лишь приближённый планетный резонанс 2:5 и 1:2 у планет-гигантов – Сатурн–Юпитер и Уран–Нептун [156]. Напротив, среди экзопланет орбитальный резонанс широко распространён и намного более точен, вопреки всем вероятностным прогнозам [А6]. Согласно анализу [157], в орбитальном резонансе 1:2 оказывается около половины исследованных планет, вопреки всем вероятностным прогнозам и моделям формирования планетных систем. В то же время интерпретация графиков лучевых скоростей по эффекту Барра и эффекту Ритца позволяет в большинстве случаев объяснить все аномалии кривых лучевых скоростей посредством одной, наиболее массивной планеты, движущейся по круговой орбите [А6, А43, А49]. Как легко видеть из выражения (1.5), искажённая кривая лучевых скоростей, действительно, ближе к сумме двух синусоид с отношением периодов 1:2, чем кривая лучевых скоростей $V_r(t)$ эллиптической орбиты (1.9), для которой отклонение от суммы двух синусоид, возникающее во втором порядке малости e^2 , имеет более высокую величину.

Ещё одна аномалия – массивные планеты-гиганты, расположенные от родительских звёзд на предельно малых дистанциях ρ (порядка сотых долей $a.e.$) и обладающие аномальными эксцентриситетами $e > 0,1$, невозможными для таких планет. Этим условиям соответствуют высокие температуры поверхности планет, исключаящие стабильное существование таких «горячих юпитеров» – газовых гигантов. Также сомнительно существование близких к звёздам массивных планет, открытых методом лучевых скоростей (*метод тайминга*) в системах пульсаров – предполагаемых остатков взрывов сверхновых, которые бы разрушили или отбросили близлежащие планеты. Если в действительности снимают кривую мнимых лучевых скоростей $V_r^*(t)$,

тогда измеренная амплитуда лучевых скоростей K' (1.24) сильно завышена по сравнению с истинной K , когда сдвиг спектральных линий обусловлен эффектом Ритца, а не Доплера [А6, А43], что вело бы к завышению масс планет на порядки, т.к. амплитуда лучевой скорости звезды пропорциональна возмущающему воздействию, силе тяготения планеты и её массе. Тогда истинные массы планет много ниже, приближаясь к массе астероидов, комет, которые при своей малой массе почти не образуют приливных горбов в атмосфере звезды и не испытывают приливного скругления орбит [А49]. Эти малые планеты, подобно кометам и астероидам, могут обладать высокими эксцентриситетами.

Не исключено, что истинные орбитальные периоды P экзопланет в ряде случаев длиннее наблюдаемых P' . При движении планетной системы с ускорением близким к критическому $a_r \approx -c^2/r$ (на галактических дистанциях r такие $a_r \sim 0,01$ м/с² типичны для звёзд), эффект Ритца приведёт к сжатию периода движения планет $P' = P(1 + ra_r/c^2)$ в разы. Иллюзорные вариации орбитальных периодов наблюдаются и у спутников Юпитера, для которых, как открыл О. Рёмер, эффект Доплера варьирует периоды на минуты, при относительном движении Юпитера и Земли [149]. Эффект Ритца способен сокращать видимые периоды обращения планет уже в разы. Это позволяет объяснить открытие большого числа планет с нетипичными орбитальными периодами порядка суток и радиусами орбит порядка сотой доли $a.e.$: истинные периоды P и большие полуоси орбит планет в системах звёзд и пульсаров могут быть много больше [А43].

В запредельном случае, когда $a_r < -c^2/r$ и $P' < 0$, видимый порядок событий покажется обратным, а видимое движение звёзд и планет – идущим в обратном направлении. Д.Ф. Комсток предсказал такой эффект ещё в 1910 г. [39]. Эффект позволяет объяснить открытые в последние годы экзопланеты с обратным (*ретроградным*) орбитальным вращением, например WASP-33b и HAT-P-7b, противоречащие теориям формирования планетных систем [А6, А43, А49]. Обратное вращение выявляют при анализе графиков лучевых скоростей – по аномальному эффекту Росситера-МакЛафлина. Истинное движение таких экзопланет может быть прямым, но представляться обратным за счёт эффекта Ритца, инвертирующего видимый порядок событий при $a_r < -c^2/r$ и $P' < 0$, так что в (1.15) $dt' < 0$ [А43]. Таким образом, ретроградное вращение экзопланет – такая же иллюзия, как эпизодическое ретроградное движение планет Солнечной системы, наблюдаемых с Земли [А43]. Для планет Солнечной системы иллюзия обусловлена относительным характером движения небесных тел, а для экзопланет – относительным движением их света (§ 1.2). По эффекту Росситера-МакЛафлина открыты орбиты экзопланет со значительным ($>10^\circ$) наклоном к плоскости экватора звезды, например у экзопланеты XO-3 b [158], что может быть иллюзией, вызванной искажением графиков лучевых скоростей по эффекту Ритца от разницы лучевых скоростей и ускорений у затмеваемых планетой участков звезды. Затмение центральных участков звезды, где ускорение свободного падения создаёт избыток красного сме-

щения по ритц-эффекту, ведёт к систематическому снижению красного смещения в моменты затмений, что интерпретируют как движение планеты по наклонной орбите. Впрочем, это не исключает полностью ретроградные, наклонные и эксцентричные орбиты редких экзопланет, как у нерегулярных спутников Сатурна (*Феба*), Юпитера, Урана и Нептуна (*Тритон*) [154]. Но такие аномалии свойственны планетам и спутникам наиболее удалённым от тяготеющего тела, обычно имеющим внешнее происхождение (гравитационный захват) [154]. Напротив, ретроградное движение выявляют у внутренних экзопланет, «горячих юпитеров»: их обратное движение крайне маловероятно.

Изменение периодов экзопланет приводит к ложным оценкам масс и размеров экзопланет, поскольку вариации видимых периодов и длительности транзитов экзопланет (времени τ прохождения по диску звезды), при известной массе и радиусе звезды дадут завышенную или заниженную оценку радиуса планеты R . Действительно, у ряда планет измерения показывают аномалии размеров, противоречащие теориям формирования планет и физически допустимым характеристикам [159, 160]. Изменение орбитального периода P' и спектральные смещения по эффекту Ритца приведут к ошибке измерения массы m экзопланет. В сумме эти ошибки приводят к неверному измерению плотности экзопланет $d = 3m/4\pi R^3$. Действительно, открыты экзопланеты с плотностью аномально высокой (выше, чем у золота: например, $d \approx 25$ г/см³ у COROT-3b) или низкой (ниже, чем у пенопласта: $d \approx 0,1$ г/см³ у WASP-17b). В рамках баллистической теории эти плотности иллюзорны, а истинные плотности отличны от измеренных на порядки [A6, A43, A49] и сопоставимы с плотностью Земли и других планет Солнечной системы.

У планет с $K/P \geq 3$ (м/с)/сут эксцентриситеты в основном мнимые, т.е. сильно завышены по сравнению с реальными. Напротив, для планет с $K/P < 3$ (м/с)/сут, для которых эффект Барра выражен слабо, расчётные эксцентриситеты близки к истинным, которые у планет больших периодов P могут достигать высоких значений, как у Плутона. В этих случаях отсутствие связи измеренного эксцентриситета с искажением графика лучевых скоростей от запаздывания света подтверждается тем, что для экзопланет из этого ряда распределение $N(\omega)$ – сравнительно однородное, и для половины из них $180^\circ \leq \omega < 360^\circ$. Но в этом случае тоже возможно искажение графиков лучевых скоростей, но иными механизмами. Если сдвиг частоты вызван в основном эффектом Ритца, т.е. снятый график спектральных смещений отражает колебания лучевого ускорения, а не лучевой скорости, тогда расчётный эксцентриситет получится завышенным в два раза (см. § 1.5). Таким образом, у экзопланет с большими периодами обращения P истинные эксцентриситеты e могут быть в два раза ниже измеренных e' , что лучше согласуется с теориями формирования планетных систем и с эксцентриситетами планет Солнечной системы.

Если у планет с круговой орбитой спектральные смещения обусловлены в основном эффектом Ритца, тогда искажение кривой спектральных смещений может приводить к концентрации периастров не только возле $\omega = 180^\circ$ (Рис. 1.10), но и возле $\omega = 0^\circ$, если эффект Ритца сжимает P до $P' < 0$, инвертируя порядок событий. Запаздывание света из положения 1 и опережение из положения 3 вызывает обратное искажение графика $V_r^*(t)$, которому соответствует $\omega = 0^\circ$ (Рис. 1.16), что наблюдается у ряда планет (Рис. 1.2, Рис. 1.14). Сходный эффект выявляет статистика двойных звёзд с периодами $8^d < P < 12^d$ и $316^d < P < 500^d$. Для них распределение по долготам периастра ω обнаруживает максимумы при $\omega = 180^\circ$ и при $\omega = 0^\circ$ [47], соответствующих прямому и инвертированному во времени искажённому графику мнимых лучевых скоростей.

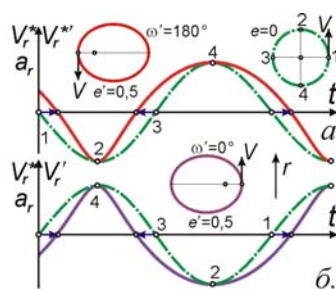


Рис. 1.16. График лучевых ускорений и мнимых лучевых скоростей $V_r^*(t) = ra_r(t)/c$ для круговой орбиты (штрихпунктирная линия) и искажённый по эффекту Ритца график лучевых скоростей $V_r^*(t)$ с соответствующей расчётной орбитой (сплошная линия) для прямого порядка событий (а) и обращённого по эффекту Ритца (б). Совпадение соответствующих графиков лучевых скоростей $V_r(t)$ с наблюдаемыми искажёнными $V_r^*(t)$ достигается при смещении последних вниз (а) или вверх (б), т.е. при введении дополнительной скорости V_0 центра масс.

Мнимый эксцентриситет может быть обусловлен и приливными искажениями, и преимущественной ориентацией орбит планет, ведущей к концентрации периастров возле значений $\omega = 270^\circ$ (§ 1.1). Этим можно объяснить, почему для отдельных выборок звёзд эффект Барра имеет обратный знак, т.е. периастры в них чаще расположены перед картинной плоскостью, а не позади неё [59]. Подобные графики лучевых скоростей наблюдались у экзопланет, открытых транзитным методом, например у WASP-8b, WASP-117b, Kepler 78b, у которых при их коротких периодах ($P \sim 1$ сут) аномально высокий $e \approx 0,3$, а долготы периастров близки к $\omega = 270^\circ$ [161–163]. Для этих планет выполняется критерий (1.28), т.е. возможно, эксцентриситет – мнимый.

Для планет больших периодов P искажения могут быть вызваны космической дисперсией света, впервые исследованной А.А. Белопольским [65] и его учеником Г.А. Тиховым [83, 164, 165]. Космическая дисперсия, называемая эффектом Тихова-Нордмана, – по фамилиям астрономов, независимо открывших эффект в 1908 г., обнаружен у затменных звёзд по запаздыванию затмений в коротковолновой части спектра. В 1917 г. Х. Шепли привёл ряд теоретических возражений против возможности космической дисперсии, но дальнейшие наблюдения подтвердили эффект Тихова-Нордмана во всех диапазонах электромагнитных волн [166, 167]. Современ-

ные работы [1, 2] по измерению величины дисперсии света в вакууме показывают, что данный вопрос всё ещё открыт.

Показатель преломления межзвёздного газа предельно близок к единице, а дисперсия – к нулю, но на больших дистанциях при нормальной дисперсии они способны вызвать заметное запаздывание высокочастотного излучения относительно низкочастотного, на чём основан метод измерения расстояний до пульсаров [119, 168]. В моменты приближения звезды спектральные линии, смещённые в коротковолновую область, будут наблюдаться чуть позже, а в моменты отдаления линии, смещённые в длинноволновую область, будут наблюдаться чуть раньше моментов, ожидаемых при равенстве скоростей света. В итоге искажение графика лучевых скоростей станет обратным наблюдаемому в эффекте Барра. Искажённые кривые лучевых скоростей (Рис. 1.17) будут соответствовать орбитам, вытянутым в сторону от Земли ($\omega = 270^\circ$).

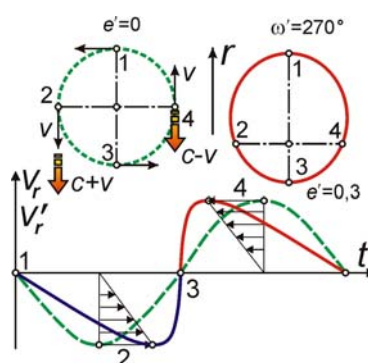


Рис. 1.17. Искажение графика лучевых скоростей $V_r'(t)$ при дисперсии межзвёздного газа и соответствующая теоретическая орбита (сплошная линия), по сравнению с истинным $V_r(t)$ (пунктирная линия).

Баллистическая теория допускает наличие дисперсии света и в космическом пространстве, свободном от межзвёздного газа, – в вакууме, как показал С.П. Масликов [166] и С.А. Семиков [A19]. В этом случае возможен обратный знак дисперсии (аномальная дисперсия) [166]. Тогда искажения носят обратный характер и приводят к концентрации периастров возле $\omega = 90^\circ$, как для рассмотренных выше искажений (Рис. 1.2).

Вышеперечисленное позволяет объяснить anomalously высокие эксцентриситеты орбит экзопланет во всём диапазоне $0^\circ \leq \omega < 360^\circ$. Искращения будут пропорциональны K/P и расстоянию r звезды, поскольку из-за дисперсии разница скоростей сохраняется на всём пути света от звезды к Земле. Эта зависимость, действительно, подтвердилась. Наличие дисперсии света в вакууме тоже связывают с передачей собственной скорости излучающих атомов или электронов – свету [166, A19]. Ряд данных подтверждает эффект во всём диапазоне электромагнитных волн [167]. Космическую дисперсию прежде отрицали на том основании, что у переменных звёзд в случае дисперсии вариации блеска в разных цветах возникали бы не синхронно, чего якобы не наблюдается [324]. Но фактически вариации яркости переменных звёзд сопровождаются вариациями спектра, отчего на разных длинах волн максимумы яркости не синхронны. Причём, как

показал Г.А. Тихов, сдвиг по фазе обнаруживается и для кривых лучевых скоростей, построенных для конкретных спектральных линий, для которых перераспределение энергии в спектре не влияет на положения максимумов лучевой скорости [83, 169]. Таким образом, эффект Тихова-Нордмана вызван разницей скорости лучей света в космосе и служит аргументом в пользу баллистической теории, предложенной в том же 1908 г., что и открытый Тиховым эффект.

Итак, аномалии экзопланет получают простое качественное и количественное объяснение на базе баллистической теории. Интерпретация ряда параметров и аномалий экзопланет как реально имеющих место противоречит теориям формирования планетных систем, законам небесной механики, и принципу Коперника, отрицающему исключительные характеристики Земли, включая преимущественную ориентацию орбит в её направлении. Эта «исключительность» ведёт к рецидиву идей геоцентризма [170], чуждых современной астрофизике [54].

§ 1.5. Эффект Ритца, двойные и переменные звёзды

Вариации скорости света двойных звёзд приводят к простой интерпретации искажений не только их видимого движения и расчётной орбиты, но и видимой яркости $I(t)$ (1.17), меняющейся с периодом равным орбитальному. В 1924 г., вскоре после создания баллистической теории, на это её следствие обратил внимание итальянский физик М. Ла Роза [171]. Если скорость источника добавляется к скорости света, тогда у звезды, кроме искажения видимого движения и графика лучевых скоростей, возникнут соответствующие эффекту Ритца (1.17) вариации яркости $I'(t)$. По эффекту Ритца происходит фазовая фокусировка света: видимая яркость I' источника меняется, несмотря на постоянство его светимости и расчётной яркости I .

По эффекту Ритца (1.16) синхронно с колебаниями яркости двойной звезды в её спектре будут регулярно смещаться линии поглощения. Такие переменные звёзды, периодически изменяющие блеск и спектр, давно наблюдаются, например, в форме «цефеид».

У звезды, летящей по круговой орбите радиуса R с наклоном $i = 90^\circ$, скоростью V и центростремительным ускорением $a = V^2/R$, максимальные сдвиги линий Ритц-эффектом (1.16)

$$\Delta\lambda_R = \lambda r a / c^2 = \lambda r V^2 / R c^2.$$

У тесных двойных звёзд эти сдвиги могут на порядки превышать максимальные доплеровские

$$\Delta\lambda_D = \lambda V / c.$$

Таким образом, сдвиг спектра по эффекту Ритца $\Delta\lambda_R$ превосходит доплеровский сдвиг $\Delta\lambda_D$ в

$$\Delta\lambda_R / \Delta\lambda_D = r V / R c = 2\pi r / c P$$

раз, т.е. по порядку величины во столько раз, во сколько расстояние до звезды в световых годах r/c превышает период $P = 2\pi R/V$ её обращения в годах [A21]. Если учесть эффект переизлучения, тогда в качестве r следует принять длину экстинкции $l \sim 1$ св. года. Тогда для звёзд с $P < 1$

года (т.е. для тесных пар звёзд) смещения по ритц-эффекту намного превзойдут доплеровские. Для таких звёзд l может принимать и меньшие значения, из-за общих атмосфер у тесных пар.

В случае эллиптической орбиты эффект Ритца приведёт к искажению формы кривой лучевых скоростей $V_r(t)$ и соответствующей формы кривой блеска $I'(t)$. Если смещения по эффекту Ритца намного превосходят доплеровские, тогда из ф-лы (1.25) для звезды с $\omega = 0^\circ$, которой соответствует чётная функция $V_r(t)$, регистрируемая кривая «мнимых лучевых скоростей» $V_r^*(t)$ будет нечётной функцией, отвечающей орбите с $\omega' = 90^\circ$ (Рис. 1.18). Такие графики лучевых скоростей (с медленным ростом и резким спадом V_r) характерны, например, для цефеид.

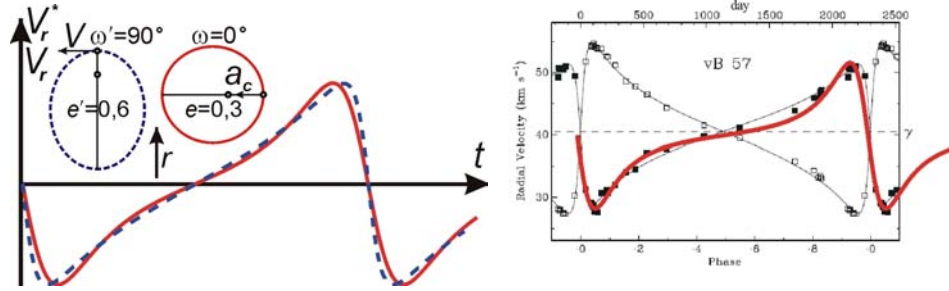


Рис. 1.18. Сравнение кривой мнимых лучевых скоростей $V_r^*(t)$ от сдвига частоты по эффекту Ритца (сплошная линия) для орбиты с $e = 0,3$ и $\omega = 0^\circ$ и кривой лучевых скоростей $V_r(t)$ от сдвига частоты по эффекту Доплера (пунктирная линия) для орбиты с $e' = 0,6$ и $\omega' = 90^\circ$. Справа – пример более точного соответствия кривой «лучевых скоростей» звезды vB 57 (Гиады) – графику $V_r^*(t)$ (жирная линия), нежели графику $V_r(t)$ (тонкая линия) при $e = 0,45$, $\omega = 0^\circ$ [172].

Действительно, из (1.22) мнимая лучевая скорость $V_r^* = la_r/c$, где $a_r = (GM/\rho^2)\sin(\omega + \nu)$ – лучевое ускорение спутника S_2 массы m , вызванное тяготением главной звезды S_1 массы $M \gg m$ (Рис. 1.4), у которой расстояние до спутника меняется в зависимости от истинной аномалии ν как $\rho = p/(1 + e\cos\nu)$, где p – фокальный параметр эллипса орбиты с наклоном $i = 90^\circ$. Отсюда измеренная по сдвигу линий мнимая скорость

$$V_r^*(\nu) = \frac{lGM}{p^2c} (1 + e\cos\nu)^2 \sin(\omega + \nu). \quad (1.29)$$

В частности, для $\omega = 0^\circ$ из (1.29) и (1.6), после разложения в ряд до членов порядка e^2 , получим

$$V_r^*(t) \approx K \left(\sin\left(\frac{2\pi t}{P}\right) + 2e \sin\left(\frac{4\pi t}{P}\right) + 3e^2 \sin\left(\frac{6\pi t}{P}\right) \right), \quad (1.30)$$

Точное выражение для графика «мнимых лучевых скоростей», с учётом (1.6), примет вид

$$V_r^*(t) = \frac{lGM}{p^2c} \left(1 + e \frac{1 - \operatorname{tg}^2(E/2)/b^2}{1 + \operatorname{tg}^2(E/2)/b^2} \right)^2 \left(\frac{\sin \omega (1 + 2\operatorname{ctg} \omega \operatorname{tg}(E/2)/b - \operatorname{tg}^2(E/2)/b^2)}{1 + \operatorname{tg}^2(E/2)/b^2} \right),$$

где эксцентриская аномалия E выражается через t из условия (1.6).

Из уравнения (1.29) следует зависимость $V_r^*(\nu)$ – аналог кривой лучевых скоростей

$$V_r^* = (lGM/p^2c) [\sin(\omega + \nu) + 2e \sin(\omega + \nu) \cos\nu + e^2 \cos^2\nu \sin(\omega + \nu)], \quad (1.31)$$

которая в первом приближении по e , с учётом монотонно нарастающей зависимости $v(t)$, близка к доплеровской кривой $V_r(t)$ для орбиты с полуамплитудой $K' = lGM/p^2c$, долготой периастра $\omega' = \omega + 90^\circ$ и эксцентриситетом e' , который в два раза превышает истинный эксцентриситет e :

$$V_r = K'[\cos(\omega + v') + e'\cos\omega] = K'[\sin(\omega' + v') + e'\sin\omega]. \quad (1.32)$$

Вывод о том, что график мнимых лучевых скоростей соответствует графику истинных лучевых скоростей для орбиты удвоенного эксцентриситета, следует также из дифференцирования выражения $V_r(t)$ (1.9), откуда следует зависимость $a_r(t)$ и соответствующая функция $V_r^*(t) = la_r/c$. При этом слагаемое, содержащее в качестве коэффициента e (вторая гармоника $2e\sin(4\pi t/P)$), после дифференцирования приобретает удвоенный коэффициент $4e$, соответствуя графику $V_r(t)$ для орбиты эксцентриситета $e' = 2e$. Также удвоение эксцентриситета следует из сравнения выражений (1.19) и (1.20), показывающих отношение значений в минимуме и максимуме, соответственно, для V_r и $V_r^* = la_r/c$. Как видно (Рис. 1.19), эти отношения совпадут при условии, что для графика $V_r(t)$ значение $e' = 2e$, т.е. в два раза выше истинного e , соответствующего $V_r^*(t)$.

Как видно из (Рис. 1.18) и сравнения (1.12) и (1.31), несмотря на сходство графиков лучевых скоростей и мнимых лучевых скоростей, они всё же отличаются. В частности, график $V_r(t)$ более гладкий, чем график $V_r^*(t) = la_r(t)/c$, нарастающий после минимума более резко, а возле $V_r^* = 0$ – более полого, чем $V_r(t)$. Поэтому, сравнивая зависимость спектрального смещения от времени с графиками $V_r(t)$ и $V_r^*(t)$, можно установить, какая из зависимостей лучше соответствует наблюдениям и установить, вклад какого смещения выше – от эффекта Доплера или Ритца. Действительно, у ряда двойных звёзд обнаружено значительное отклонение снятых графиков лучевых скоростей от расчётных. Так, у звёзды vB 57 из скопления Гиад [172] открыта именно такая тенденция – график в районе максимумов и минимумов более крутой, а возле $V_r = 0$ – более пологий (Рис. 1.18), что лучше согласуется с ритцевским графиком $V_r^*(t)$, чем с доплеровским $V_r(t)$. Причём тенденция наблюдается для обоих компонентов и не может быть результатом случайных ошибок. Аналогичная ситуация наблюдается для звезды J 271 из Гиад [172].

Отделить спектральные смещения по эффекту Ритца от доплеровских, можно, сравнив элементы орбиты, измеренные спектроскопически, астрометрически и фотометрически – по колебаниям блеска [А6, 13, 14]. Если орбита обладает истинным эксцентриситетом e и вытянута вдоль луча зрения \mathbf{r} ($\omega = 270^\circ$ или $\omega = 90^\circ$), тогда кривая блеска имеет вид чётной функции, а $V_r(t)$ – нечётной, но эффект Ритца искажает график $V_r'(t)$ (Рис. 1.10) и создаёт мнимую кривую лучевых скоростей $V_r^*(t)$, которой соответствует $\omega' = 0^\circ$ или $\omega' = 180^\circ$ (Рис. 1.19). Несоответствия элементов, измеренных разными методами, действительно, обнаружены [46], например, у звезды U Цефея (Рис. 1.8).

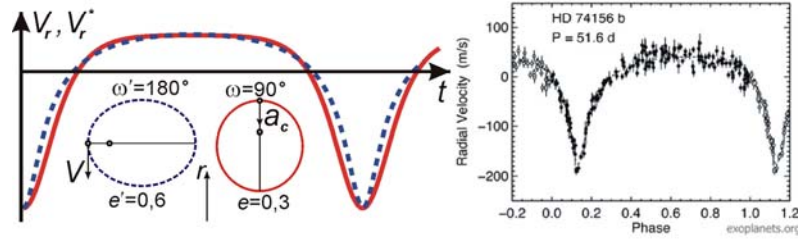


Рис. 1.19. Сравнение графиков $V_r^*(t)$ (сплошная линия, для $e = 0,3$ и $\omega = 90^\circ$) и $V_r(t)$ (пунктирная линия, для $e' = 0,6$ и $\omega' = 180^\circ$). Справа – пример графика $V_r(t)$ для экзопланеты HD 74156 b с аномально высоким $e' = 0,63$ и $\omega' = 174^\circ$. Истинная орбита может иметь умеренный эксцентриситет $e = 0,32$ и $\omega \sim 90^\circ$.

Отличия графиков $V_r^*(t)$ и $V_r(t)$ заметны лишь при высоких значениях $e > 0,3$. Это заметно по образованию на графике $V_r^*(t)$ вторичных максимумов и минимумов, отсутствующих на кривой лучевых скоростей $V_r(t)$ и $V_r(v)$, как легко убедиться, исследуя выражение (1.32) на экстремумы, число которых на периоде P равно двум. Аналогичный анализ выражения для минимых лучевых скоростей $V_r^*(t)$ или $V_r^*(v)$ (1.29) показывает, что число экстремумов – решений уравнения $dV_r^*/dv = 0$ может превышать два. Так, для $\omega = 90^\circ$, кроме главных экстремумов (при $v_1 = 0$ и $v_2 = \pi$), есть вторичные – при $v_3 = \arccos(-1/3e)$ и $v_4 = 2\pi - \arccos(-1/3e)$. Поскольку зависимость $v(t)$ – монотонно нарастающая, соответствующие экстремумы образуются и на кривой лучевых скоростей $V_r^*(t)$. Легко видеть, что вторичные максимумы и минимумы в виде горбов и ямок возникают на графике лучевых скоростей лишь при $e > 1/3 \approx 0,33$. Как показывает компьютерное моделирование и исследование выражения (1.29) на экстремумы, при отдалении ω от $\omega = 90^\circ$ (от $\sin\omega = \pm 1$) вторичные максимумы образуются при ещё бóльших e . А при $\omega = 0^\circ$ или $\omega = 180^\circ$ вторичные экстремумы отсутствуют даже при $e \approx 1$, как видно из анализа выражения $V_r^*(v) = (IGM/p^2c)(1 + e\cos v)^2 \sin(v)$. При $e \approx 1$ график $V_r^*(t)$ приобретает ступенчатую форму.

Наибольших искажений по эффекту Ритца можно ожидать у двойных пульсаров: их орбитальные периоды P малы, а скорости K и центростремительные ускорения a_c – велики. Соответственно, эффект Ритца для таких систем порождает высокий мнимый эксцентриситет $e' = la_c/2c^2 = \pi lK/Pc^2$. Действительно, для таких систем характерны аномальные $e \sim 0,5-0,8$, при коротких орбитальных периодах $P \sim 10$ сут [173], при которых трение в атмосфере звёзд и приливное трение скругляет орбиты до $e \approx 0$. Таким образом, истинные орбиты пульсаров могут быть круговыми, а наблюдаемые эксцентриситеты – мнимыми (эффект Барра). Или истинные эксцентриситеты могут быть в два раза меньше расчётных, если наблюдается кривая мнимых лучевых скоростей (Рис. 1.18, Рис. 1.19). Действительно, у ряда двойных пульсаров графики лучевых скоростей, измеренные методом тайминга, искажены: наблюдаются систематические остаточные отклонения графиков лучевых скоростей от теоретических [81, 174]. Причём отклонения соответствуют теоретической форме графиков мнимых лучевых скоростей $V_r^*(t)$ [81].

У двойных звёзд смещения спектральных абсорбционных и эмиссионных линий по эффекту Ритца (1.15) в основном существенно меньше тех, которые можно ожидать на основании расчётного масштаба искажения кривой лучевых скоростей, где интервалы dt растягиваются или сжимаются в разы. При изменении частоты в той же пропорции мнимые скорости V^* (1.22) были бы сопоставимы со скоростью света. На практике эффект переизлучения на порядки снижает ритцевский сдвиг частоты (становящийся сравнимым с доплеровским) спектральных линий. Возле каждой резонансной частоты f_0 показатель преломления n [82] стремительно растёт

$$n = \sqrt{1 + \frac{\chi}{(f_0^2 - f^2)}} \quad (1.33)$$

(где χ – коэффициент, характеризующий концентрацию атомов, массу и силу осцилляторов). Поэтому для них длины переизлучения $l = \lambda/2\pi(n - 1)$ и пропорциональные им смещения по эффекту Ритца $\Delta\lambda/\lambda = la_r/c^2$ снижены на порядки, так что становятся меньше смещений по эффекту Доплера или сопоставимы с ними. Непрерывный планковский спектр, в котором частоты далеки от резонансных, смещается ритц-эффектом намного сильнее, приводя к мнимому изменению цветовой температуры звезды. Спектр поглощения смещается ритц-эффектом в той же мере, что и непрерывный спектр излучения, лишь в пространстве, свободном от межзвёздного газа. Такие условия реализуются в межгалактическом пространстве или в «окнах», «коридорах» прозрачности – участках Галактики, практически свободных от межзвёздного газа.

При большом эксцентриситете, сопоставимости доплеровских и ритцевских смещений, а также при учёте эффекта запаздывания, искажения приобретут более сложный характер. Результирующая кривая расчётных лучевых скоростей $V_r'(t')$ определяется для каждого значения t' через параметрическое задание скорости и моментов наблюдения t' , выраженных из условий (1.6), (1.14), (1.23) и (1.29) через истинную аномалию v в цепочке уравнений

$$V_r'(v) = V_r + V_r^* = K(\cos(\omega + v) + e \cos \omega) + V_0 + \frac{lGM}{p^2 c} (1 + e \cos v)^2 \sin(\omega + v), \quad (1.34)$$

$$\operatorname{tg}\left(\frac{v}{2}\right) = \frac{1}{b} \operatorname{tg}\left(\frac{E}{2}\right), \text{ где } b = \sqrt{\frac{1-e}{1+e}},$$

$$t = \frac{P}{2\pi}(E - e \sin E), \quad t' = t + \frac{lGM}{p^2 c^2} \int_0^t (1 + e \cos v)^2 \sin(\omega + v) dt.$$

Здесь, так же как в предыдущих случаях, не учитываем постоянную добавку r/c' на распространение света – отсчёт t' ведётся от момента прибытия луча света, испущенного в момент $t = 0$.

На графиках лучевых скоростей $V_r'(t')$, как отмечено выше, образуются вторичные максимумы и минимумы, ступени и другие аномалии. Подобные искажения отмечены у ряда звёзд (например, у RZ Щита), рассмотренных в монографии [46]. Вторичные минимумы обнаружены

и в системах экзопланет. Например, у планеты HD 74156 b на кривой лучевых скоростей в районе максимума, где на графике $V_r^*(t)$ должен быть неглубокий локальный минимум, действительно, обнаружена тенденция к спаду лучевой скорости (Рис. 1.19). Это может означать, что у HD 74156 b орбита – эллиптическая, но обладает в 2 раза меньшим эксцентриситетом $e \sim 0,3$, и регистрируется не истинная кривая лучевых скоростей $V_r(t)$, а мнимая $V_r^*(t)$, содержащая вторичные минимумы (Рис. 1.19). Тем же объяснимы аномальные формы графиков лучевых скоростей (со вторичными максимумами) у ряда переменных звёзд, включая цефеиды и звёзды типа RR Лиры [175, 176], которые могут менять яркость как за счёт пульсаций, так и за счёт орбитального вращения (эффект затмений, эффект эллипсоидальности и др.). В таком случае изменение положения вторичного максимума на кривой блеска и на кривой лучевых скоростей (образующих последовательность Герцшпрунга, в зависимости от периода колебаний блеска [177]) объясняется ростом эксцентриситета орбиты (при увеличении периода) и изменением времени запаздывания вторичного максимума ввиду изменения орбитальной скорости компонентов.

Эффект Ритца, помимо колебаний цвета и лучевой скорости, вёл бы к синхронным колебаниям видимой яркости I' двойных звёзд (1.17). Преобразование, по мере движения света, излучения звезды постоянной светимости в периодически модулированное излучение яркости $I'(t)$ аналогично клистронному эффекту – нарастающим вдоль пути света колебаниям плотности потока электронов, модулированного по скоростям [67, 178]. Гипотезу двойственности цефеид, как возможной причины колебаний их блеска и цвета, выдвигали уже их первооткрыватели – Дж. Гудрайк и русский астрофизик А.А. Белопольский, открывший колебания линий в спектрах цефеид, аналогичные обнаруженным у двойных звёзд [65, 145].

Первое объяснение колебаний блеска цефеид на основе эффекта Ритца (1.17) принадлежит М. Ла Розе [171, 179]. Поздней эту гипотезу развивали П. Мун и Д. Спенсер [26], В.И. Секерин [149], Р.С. Фритциус [79] и В.М. Лютый [123]. В частности, В.М. Лютый исследовал двойные рентгеновские звёзды, у которых наблюдаются плавные колебания блеска и цветовой температуры, аналогичные цефеидным, происходящие с орбитальным периодом P .

Как показано автором [A23], эффект Ритца объясняет также природу эффекта Блажко у звёзд типа RR Лиры и карликовых цефеид [176]. Если эти типы переменных звёзд представляют собой тесные двойные системы (это подтвердилось для некоторых цефеид и звёзд типа RR Лиры [180]), тогда при быстром повороте их линий апсид (циклическом изменении ω) будет циклично меняться кривая лучевых ускорений $a_r(t)$ и мнимых лучевых скоростей $V_r^*(t)$ (1.34). Соответственно, циклично меняется вызванная эффектом Ритца (1.17) кривая блеска $I'(t)$ и её асимметрия [A15]. Именно такие вариации кривых блеска наблюдаются в эффекте Блажко.

Если спектральные смещения обусловлены эффектом Ритца, тогда у цефеид кривая «лучевых скоростей» отражает не колебания скорости V_r , а колебания мнимой лучевой скорости

V_r^* и ускорения звезды a_r (1.22). Это объясняет природу противофазных колебаний яркости $I'(t)$ и длины волны $\lambda'(t)$ спектральных линий, по которым строят, соответственно, кривые блеска и кривые лучевых скоростей цефеид, соответственно,

$$I' = I(1 + ra_r/c^2)^{-1} \text{ и } \lambda' = \lambda(1 + ra_r/c^2). \quad (1.35)$$

Сдвиг λ' меняет также цвет: спектральный максимум звезды смещается попеременно в красную или синюю область спектра. Поскольку показатель цвета звезды и положение спектрального максимума по закону смещения Вина характеризует температуру, вариации цвета и яркости (1.35) интерпретируют как вариации «температуры» звезды в фазе с блеском (Рис. 1.20).

Колебания блеска звёзд по эффекту Ритца показывают спорность аргумента Де Ситтера (§ 1.1). Исследованные им системы не обнаружили перекоса графиков лучевых скоростей, поскольку вызванный эффектом Ритца перекос графиков $V_r(t)$ мал для систем близких к Земле, а для более удалённых систем с заметным искажением $V_r'(t)$, оно сопровождается колебаниями регистрируемой яркости $I'(t)$ (1.17). Соответственно, звезду считали не двойной (на больших r второй компонент неразличим), а пульсирующей звездой – цефеидой. В итоге, перекос графиков лучевых скоростей у цефеид не связывали с орбитальным движением звезды и эффектами баллистической теории. Едва эти эффекты становятся заметны, двойные звёзды из-за переменной яркости относят уже к цефеидам, исключая из рассмотрения, на что впервые обратил внимание П.С. Чикин [69]. Таким образом, для цефеид существует зона избегания: эти звёзды не встречаются на расстояниях r менее 100 пк (~ 300 световых лет) от Солнца, хотя средняя концентрация цефеид в рукавах Галактики составляет $n \sim 10^{-5}$ пк $^{-3}$, т.е. среднее расстояние должно составлять $\sim n^{-1/3}/2 \sim 20$ пк, что на порядок меньше измеренного ~ 100 пк. Видимо, по превышении этой дистанции ~ 100 пк колебания блеска по эффекту Ритца (1.17) становятся заметны и растут при дальнейшем росте r . Так, ближайшая к нам цефеида – Полярная звезда, – удалена на расстояние $r \approx 430$ световых лет, и обладает малой амплитудой колебаний блеска $0,12^m$, меняя яркость всего на 12 % [181]. При росте r и усилении эффекта Ритца (1.17) цефеиды встречаются чаще, амплитуды колебаний их блеска растут (но при $r \sim l$ этот рост ограничивается).

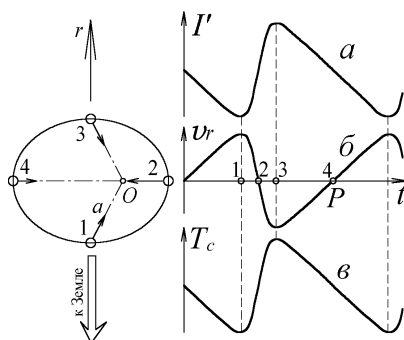


Рис. 1.20. Наблюдаемые у цефеид колебания яркости I' , скорости v_r и цветовой температуры T_c как следствие эффекта Ритца для двойных звёзд: $I' = I(1 + ra_r/c^2)^{-1}$, $v_r^* = ra_r/c$, $T = b\lambda'_{\max}^{-1} = b\lambda_{\max}^{-1}(1 + ra_r/c^2)^{-1}$.

Итак, модуляция скорости света от звезды, летящей по круговой орбите, ведёт к колебаниям яркости, нарастающим при росте дистанции. Эффект аналогичен клистронному эффекту, как отмечено профессором Н.С. Степановым. В клистронах происходит пространственно-временная фокусировка электронов («фазовая фокусировка»), а в двойных звёздах – света [67]. Это поясняет пространственно-временная диаграмма (Рис. 1.21), аналогичная приводимой для клистрона [178], как показал В.И. Секерин [149]. Рост яркости обусловлен концентрацией лучей, испущенных в разные моменты, возле временного фокуса, соответствующего критическому пути $r_0 = c^2/a$, как видно из Рис. 1.21. Эффект роста амплитуды колебаний блеска двойных звёзд при росте $r < r_0$, и объясняет [69] отсутствие цефеид в пределах 100 парсек от Солнца.

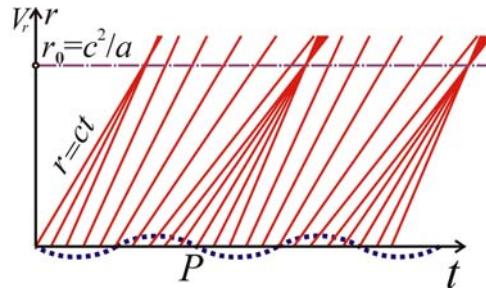


Рис. 1.21. Пространственно-временная диаграмма иллюстрирует эффект группирования света и фазовой фокусировки за счёт модуляции скорости света $c' = c - V_r(t)$ скоростью источника $V_r(t) = -V_0 \sin(2\pi t/P)$.

Эффект Ритца $T' = T(1 + ra_r/c^2)$ заметно меняет яркость звезды при $|ra_r/c^2| \sim 1$, или $r/cP \sim c/V$ (где $a_r \sim V/P$ выражено через орбитальную скорость V и период P звезды). Т.е. звезду регистрируют переменной, если отношение её дистанции r/c (в световых годах) к P (в годах) превысит c/V [A21, 13, 14]. Для тесных двойных звёзд $V \sim 10^2$ км/с, а $P \sim 0,1$ года, и колебания блеска заметны на дистанции $r/c > 300$ св. лет $\sim 10^2$ пк. С таких дистанций и регистрируют цефеиды [69].

Например, для круговой орбиты кривая лучевого ускорения a_r имеет форму синусоиды: $a_r = a \sin(2\pi t/P)$, если время t отсчитывается от момента пересечения звездой картинной плоскости. В итоге измеренная светимость и яркость I' периодически меняется по сравнению с истинной I (которая имела бы место в отсутствие движения звезды), пропорционально

$$\frac{T}{T'} = \left(1 + \frac{ra}{c^2} \sin\left(\frac{2\pi t}{P}\right) \right)^{-1}.$$

В итоге регистрируемая яркость звезды в приближении $ra/c^2 \ll 1$ будет меняться как

$$I' = \frac{IT}{T'} = I \left(1 + \frac{ra}{c^2} \sin\left(\frac{2\pi t}{P}\right) \right)^{-1} \approx I \left(1 - \frac{ra}{c^2} \sin\left(\frac{2\pi t}{P}\right) \right) = I - \Delta I \sin\left(\frac{2\pi t}{P}\right), \quad (1.36)$$

периодично меняясь в противофазе с ускорением a_r . Синусоидальная кривая блеска (1.36) как раз характерна для малоамплитудных физически переменных звёзд, для которых глубина модуляции яркости $m_I = \Delta I/I = ra/c^2 \ll 1$. А в общем случае, когда $m_I \sim 1$, кривая блеска сложнее $I'(t')$ и отличается резкими высокими максимумами. В этом случае кривая блеска или яркости $I'(t')$

может быть получена в виде параметрически заданного уравнения (как функция времени t в системе источника), путём интегрирования выражения (1.14) для перехода ко времени t' в системе земного наблюдателя (без учёта на время распространения света r/c'):

$$\begin{cases} I' = I \left(1 + \frac{ra}{c^2} \sin\left(\frac{2\pi t}{P}\right) \right)^{-1} \\ t' = t - \frac{raP}{2\pi c^2} \cos\left(\frac{2\pi t}{P}\right) \end{cases}.$$

Если цефеиды – это двойные звёзды, тогда эффект Ритца позволит легко интерпретировать аномальные свойства цефеид и других переменных звёзд, не получивших объяснения в рамках пульсационной теории. Не зря в последние годы переменность, осцилляции блеска звёзд всё чаще связывают с наличием возле них звёзд-спутников и экзопланет [184]. Современный уточнённый анализ гипотезы Ла Розы-Секерина позволяет устранить большинство возражений против этой гипотезы, в т.ч. упомянутых в [6, 182, 183].

В частности, эффект Ритца объясняет синхронные с колебаниями блеска колебания цветовой температуры и лучевой скорости цефеид (Рис. 1.20), измеренной, соответственно, по спектру излучения и поглощения. Если колебания блеска и спектра обусловлены эффектом Ритца, должна существовать связь между характеристиками кривых блеска, «лучевых скоростей» и «температур». Действительно, согласно наблюдениям, с нарастанием амплитуды колебаний блеска, растёт амплитуда колебаний температуры и лучевых скоростей [185–187]. Рассмотрим звезду, удалённую на расстояние r , движущуюся по круговой орбите с центростремительным ускорением a и обладающую средней яркостью I . Тогда, согласно (1.36), яркость в максимуме $\sim I(1 + ra/c^2)$, а в минимуме $\sim I(1 - ra/c^2)$, если глубина модуляции яркости m_I не слишком велика

$$m_I = \Delta I/I \approx ra/c^2 < 0,5.$$

Те же преобразования испытывает частота f и длина волны λ . Поэтому в спектре излучения звезды спектральный максимум λ_{\max} регулярно смещается, а максимальное смещение $\Delta f/f = \Delta\lambda/\lambda \approx ra/c^2$. Вариации λ_{\max} интерпретируют как колебания температуры фотосферы. Но спектральный анализ, по закону смещения Вина $T_c \lambda_{\max} = b \approx 0,003 \text{ м}\cdot\text{К}$, даёт лишь цветовую температуру T_c , часто не совпадающую с истинной температурой T [82, 188]. Периодические смещения спектра цефеиды ошибочно интерпретируют как колебания температуры с глубиной модуляции

$$m_T = \Delta T_c/T_c = \Delta\lambda_{\max}/\lambda_{\max} = ra/c^2.$$

Таким образом, согласно баллистической теории, глубины модуляции температуры m_T и яркости m_I должны совпадать, в согласии с наблюдениями. В моменты максимумов на кривой блеска $I(t)$ и минимумов на кривой $a_r(t)$, когда спектр предельно смещён в синюю область, возникнет иллюзия, что температура звезды максимальна. Небольшие расхождения в форме и фазе колебаний $I(t)$, $T_c(t)$, $V_r(t)$ обусловлены разной длиной экстинкции l лучей разного цвета в промежуточной среде (в облаках межзвёздного газа). Это несовпадение колебаний блеска цефеиды

в разных цветах, якобы отсутствующее, приводили в качестве противоречия модели цефеид Ла Розы-Секерина [324]. А фактически это несовпадение кривых блеска в разных диапазонах отчётливо наблюдается [65, 189]. Как отметил Ла Роза, расхождения в форме колебаний $I(t)$, $T_c(t)$, $V_r(t)$ цефеид обусловлены тем, что кривые блеска и температур отображают общее изменение яркости и спектра двойной звезды, а кривая лучевых скоростей – только одного компонента. Линии второго компонента, меньшего блеска, не видны. По баллистической теории колебания $I(t)$, $T_c(t)$ по эффекту Ритца иллюзорны, а истинная яркость и температура цефеид (отличная от цветовой) – неизменны.

Между глубинами модуляции яркости $m_I = \Delta I/I$ и лучевых скоростей $m_V = \Delta V_r/V_r$ уже нет строгого соответствия. Линейчатый спектр поглощения испытывает меньшие колебания, чем непрерывный спектр излучения, т.к. эффект Ритца преобразует спектр излучения на значительной части пути r света, а спектр поглощения могут создавать слои газа на промежуточном пути l . Кроме того, у частот f_0 возле линий поглощения атомов увеличен показатель преломления n газа (1.33) и снижен эффективный путь $l \sim \lambda/2\pi(n-1)$ трансформации света ритц-эффектом. Вот почему пропорциональные l ритцевские смещения спектральных линий заметно снижены, причём в разной степени для линий разных элементов, в зависимости от концентрации соответствующих газов и эффективности переизлучения в них. Несовпадение амплитуд колебаний лучевых скоростей в линиях разных элементов реально открыто у цефеид и двойных звёзд [46, 175]. За счёт переизлучения сдвиги спектра поглощения по эффектам Ритца и Доплера могут быть сопоставимы, а у ряда переменных звёзд доплеровские смещения преобладают.

Наблюдения выявили связь амплитуды колебаний блеска (глубины модуляции m_I) с асимметрией кривой блеска. Для цефеид характерно резкое нарастание яркости и плавный её спад. Степень асимметрии растёт при увеличении амплитуды колебаний блеска. Это тоже находит объяснение в баллистической теории. Как правило, у тесных двойных звёзд орбиты круговые. Соответственно, кривая спектральных смещений $\Delta\lambda/\lambda$ и лучевых скоростей – это синусоида (1.35). Однако эффект Ритца создаёт асимметрию графиков лучевых скоростей и блеска, придавая им пилообразную форму (§ 1.1, § 1.4). С увеличением перекоса растут сопровождающие его по эффекту Ритца вариации яркости. Поэтому классическим цефеидам с асимметричными кривыми $V_r(t)$ свойственны высокоамплитудные колебания блеска. А переменным звёздам с синусоидальной кривой $V_r(t)$, свойственны почти гармонические колебания блеска с $m_I \ll 1$, как у малоамплитудных цефеид типа ζ Близнецов [175, 176]. Этот эффект иллюстрирует трёхмерная фазовая диаграмма клистрона: при нарастании амплитуды колебаний плотности потока электронов растёт асимметрия волн, которые становятся из синусоидальных – кноидальными, с острыми пиками [178].

К асимметрии кривой блеска цефеид могут привести эффекты взаимодействия света с межзвёздной средой. Среда нивелирует отклонения скорости света от стандартной в разной степени для лучей, испущенных с разной частотой и скоростью в моменты приближения и отдаления звезды. Как отмечено в § 1.1, поскольку переизлучение обусловлено интерференцией исходного излучения со вторичным, переизлучённым средой, оно эффективно лишь для удаляющихся источников: $V_r > 0$. А при $V_r < 0$ переизлучённый свет со скоростью c не догоняет первичное излучение со скоростью $c - V_r > c$, не интерферирует и не меняет его скорость. Точнее, увеличена длина экстинкции l , на которой меняется скорость, т.к. в газе, за счёт максвелловского распределения, есть атомы со сколь угодно высокими скоростями. Рассеянное ими излучение имеет скорость достаточную для интерференции с исходным излучением (§ 4.4, § 4.2).

В итоге, преобразование графика лучевых скоростей становится нелинейным по V_r , создавая асимметрию кривых блеска и лучевых скоростей цефеид, выраженную тем ярче, чем выше амплитуда колебаний блеска. Таким образом, колебания блеска не только нарастают по мере движения, но и укрупняют передний фронт. Тормозящее действие межзвёздной среды аналогично торможению дном поверхностных волн: при выходе на берег волны нарастают, заостряют гребни и укрупняют передний фронт, вплоть до его опрокидывания. Т.е. для цефеид и других переменных звёзд эволюцию профиля волн $I(t)$, $V_r(t)$ можно описать через уравнение Уизема.

Кроме цефеид, к физически переменным звёздам относят также звёзды типа RR Лиры, RV Тельца и *o* Кита (*мириды*) [176]. Колебания их блеска также принято объяснять по теории пульсаций. Однако она содержит ряд парадоксов и противоречий [126]. Так, в ходе пульсаций звезды её спектральные линии должны не смещаться, а периодически уширяться попеременно в сторону коротких и длинных волн. Но наблюдения показали, что линии не меняют ширины, а смещаются как целое, свидетельствуя о движении по орбите неизменной звезды. Отсутствие периодического уширения спектральных линий и пульсаций цефеид подтверждают и резкие, узкие спектральные линии цефеид [126, с. 104]. Пульсирующие звёзды обладали бы наивысшей температурой и яркостью в момент предельного сжатия при $V_r = 0$. Реально же звезда ярче всего в момент расширения с максимальной скоростью, если интерпретировать смещения спектральных линий как доплеровские [126]. Причиной этого считают несинфазность пульсаций внешних и внутренних слоёв звезды: внешние слои (*хромосфера*, образующая линии поглощения) дают кривую скоростей $V_r(t)$, а внутренние (*фотосфера*) – кривую блеска $I(t)$ [126].

Другое несоответствие – отсутствие затухания пульсаций звёзд, неизбежное в диссипативных системах. Предполагают наличие автоколебательного процесса, от регулярного изменения коэффициента пропускания слоя ионизованного гелия. Но эта гипотеза не объясняет переменность звёзд, содержащих, судя по спектрам, незначительный процент гелия. А в рамках

баллистической теории, если колебания блеска вызваны орбитальным движением двойных звёзд, тогда переменной может быть звезда любого размера, светимости и химического состава.

Согласно гипотезе Ла Розы-Секерина, колебания блеска не затухают, поскольку орбитальное вращение – это пример наиболее стабильного движения. Но известны цефеиды, эпизодически прекращающие менять яркость и вновь начинающие. Например, Полярная звезда в начале XX в. раз в четыре дня меняла яркость на $2m_I = 15\%$, а к концу XX века колебания исчезли: $2m_I < 1\%$ [181, 190]. В настоящее время у Полярной амплитуда $2m_I$ снова достигла 4% .

Нестабильность колебаний блеска цефеид противоречит теории пульсаций. В баллистической теории эта нестабильность – следствие быстрых вариаций элементов орбит в тесных двойных системах (с периодами характерными для цефеид) за счёт гравитационных, приливных сил, что отражается на кривой $a_r(t)$ и на кривой блеска $I(t)$ [A23]. В частности, плоскость звёздной орбиты в ходе прецессии в поле тяготения других звёзд и планет меняет наклонение i к картинной плоскости, и в один момент может предстать видимой в плане (перпендикулярно лучу зрения r), а в другой – с ребра (Рис. 1.22). В первом случае $a_r = 0$ устраняет колебания блеска, как например, для цефеиды RU Жирафа. При выходе орбиты из этого положения $a_r(t) \neq 0$, и колебания блеска восстанавливаются.

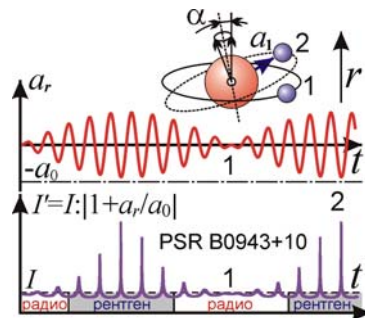


Рис. 1.22. Прецессия орбит спутников ведёт к эпизодическому исчезновению колебаний ускорения a_r , и прекращению пульсаций у систем типа Полярная Аа и Геркулес X-1. Ниже – график колебаний по ритц-эффекту яркости пульсара PSR B0943+10.

Поскольку у звёзд, прецессия орбит, как у орбиты Луны, цикличная (через один прецессионный период орбита занимает прежнее положение [191]), амплитуда колебаний блеска цефеид должна периодически меняться. Такие вариации характерны для звёзд типа RR Лиры и карликовых цефеид – переменных с периодами в несколько часов [176]. Это естественно, поскольку малый период обращения означает близость компонент двойной звезды и значительность гравитационных возмущений орбит за счёт релятивистских и приливных эффектов. Поэтому у таких звёзд наблюдается ряд необъяснимых теорией пульсаций аномалий: периодически меняется форма кривой блеска $I'(t)$ (*эффект Блажко*) и очень медленно – период P его колебаний [176]. В баллистической теории эти вариации объяснимы вращением линии апсид у звёздных орбит в тесных двойных системах (Рис. 1.23). Впервые такую прецессию орбит наблюдал А.А. Белопольский [65]. Согласно (1.31), по мере вращения орбиты меняется, в зависимости от

ω , форма кривых $a_r(t)$, $V_r^*(t)$ и регистрируемой яркости $I'(t)$ (Рис. 1.23). После полного оборота орбиты кривая блеска принимает исходную форму. Таким образом, в согласии с эффектом Блажко, профили кривой блеска циклично повторяются. Вращение орбит и циклическое изменение их формы может быть вызвано также возмущениями со стороны звёзд и планет.

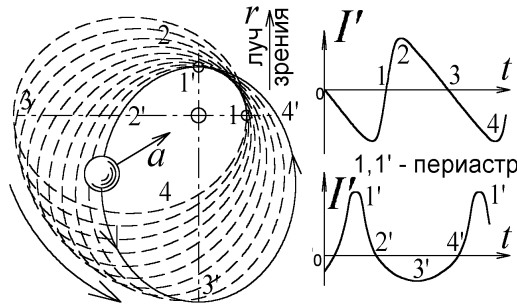


Рис. 1.23. Поворот линии апсид орбиты из положения 1-3 в положение 1'-3' меняет форму кривой ускорений $a_r(t)$ и блеска $I'(t)$.

Если движение звезды по орбите с эксцентриситетом e происходит с орбитальным периодом P_1 , а линия апсид орбиты поворачивается с периодом P_2 , так что долгота периастра растёт как $\omega = 2\pi t/P_2$, тогда кривая блеска может быть получена в виде параметрически заданного уравнения (как функция времени t в системе источника).

Быстрый поворот орбит может быть иллюзорным, если ритц-эффект компрессирует наблюдаемый период $P' = P(1 + ra_r/c^2)$ двойных звёзд, центр масс которых движется с ускорением $a_r \approx -c^2/r$. Тогда период P' обращения и колебаний блеска сократится с суток до часов. Пропорционально сократится и измеренный период прецессии орбиты (смещения периастра) и циклических вариаций кривых скоростей и блеска. Эффект Ритца при вариациях $a_r(t)$ объясняет также монотонный рост со временем t периода P' цефеид и пульсаров (§ 2.1).

Наблюдаемое у цефеид изменение периода может быть также вызвано приливными и релятивистскими эффектами, меняющими радиусы орбит звёзд в тесных двойных системах, включая двойные пульсары. Так, у двойных пульсаров периоды постепенно сокращаются за счёт излучения энергии в виде гравитационных волн [42, с. 117]. А у двойных звёзд орбитальный период и равный ему период колебаний блеска P , напротив, по статистике растёт за счёт приливного трения. Так, у Полярной период $P \approx 4$ сут ежегодно нарастает на 8 секунд. Полярная входит в двойную систему, где компаньон Polaris Ab (карлик главной последовательности) обращается возле главной звезды Polaris Aa за 30 лет, как установил А. Белопольский [65]. Колебания блеска с $P \approx 4$ сут Полярной вызваны, видимо, присутствием более близкого спутника.

Эпизодически, вместо плавных, наблюдаются скачкообразные изменения периодов цефеид (*глитчи*), необъяснимые в теории пульсаций [176]. А в рамках гипотезы Ла-Розы–Секерина глитчи могут быть вызваны столкновением звезды с астероидами. Удар скачком меняет скорость звезды, её орбиту и период обращения. За счёт малой массы столкнувшегося тела, изме-

нение периода, как правило, мало по сравнению с орбитальным периодом. В частности, у двойной звезды W Большой Медведицы в 1964 г. период обращения и колебаний блеска скачком вырос после короткой вспышки [175], которая может быть свидетельством столкновения звезды с астероидом, изменившим её орбиту. Скачкообразный рост периода наблюдался и для RU Единорога [175]. Таким образом, в баллистической теории вариации характеристик переменных звёзд – это следствие изменения размера, формы и ориентации их орбит. Отсюда можно вывести новые критерии проверки баллистической теории и гипотезы Ла-Розы–Секерина.

Характеристики переменных звёзд могут меняться и за счёт вариаций длины экстинкции l при изменении концентрации межзвёздной среды на луче зрения r . Для ряда двойных звёзд, в частности J 259 (*Гиалды*) и RX Кассиопеи (§ 1.2), обнаружено отличие амплитуд лучевых скоростей, измеренных в разные эпохи [172]. Если период колебаний блеска P' преобразован эффектом Ритца относительно орбитального P , тогда вариации l вызовут изменение P' , – плавное или скачкообразное (при пересечении луча света фронтами облаков межзвёздного газа).

В баллистической теории элементарное объяснение получает зависимость период-светимость для цефеид, если цефеиды – это тесные двойные системы, где радиусы звёзд и их орбит сопоставимы [51]. Тогда более крупные и яркие цефеиды обладают более широкими орбитами, которым соответствуют более длинные периоды. Наблюдения, действительно, выявляют такую связь периода и светимости у тесных двойных систем [46, с. 180]. Напротив, для звёзд типа Миры Кита и RV Тельца, с периодами порядка года и широкими орбитами, основное значение приобретает масса звезды: более ярким и массивным звёздам такого типа соответствуют более короткие орбитальные периоды спутников и вариаций блеска. Это объясняет обратную (по сравнению с цефеидами) зависимость «период-светимость» для звёзд такого типа: длинным периодам отвечает меньшая светимость [176], вопреки теории пульсаций.

У цефеид и звёзд типа RR Лиры кривые блеска обычно содержат небольшой горбик, вторичный максимум [175]. В теории пульсаций его объясняют (не вполне строго) отражением сейсмической пульсационной волны в атмосфере цефеиды от ядра звезды [175] и наложением этого вторичного колебания со сдвигом по орбитальной фазе $\Delta\Phi$ на основное [185, с. 89]. Проще объясняет вторичный максимум гипотеза двойственности цефеид. У звёзд, образующих цефеиду, заметна лишь главная яркая звезда, а блеск звезды-спутника или планеты теряется на её фоне, как показал Белопольский [192]. Если яркости главной звезды A и спутника B сопоставимы, их кривые блеска $I_A'(t)$ и $I_B'(t)$ с максимумами, уширенными за счёт вращения звёзд дадут при сложении $I_\Sigma'(t) = I_A'(t) + I_B'(t)$ два максимума и два минимума (Рис. 1.24). Баллистическая теория предсказывает, кроме величины сдвига орбитальной фазы $\Delta\Phi = 0,5$ второго компонента (лучевые ускорения пары звёзд меняются в противофазе), наблюдаемое изменение $\Delta\Phi_{\max}$ (смещение вторичного максимума, горбика) в зависимости от периода P [175, 176] и орбитальных

скоростей звёзд A и B . Эти скорости V_{r1} и V_{r2} , по баллистическому принципу, приводят к разному запаздыванию света, меняя регистрируемую разницу орбитальных фаз максимумов $\Delta\Phi_{\max}$.

Согласно теории Ритца, вторичный максимум можно наблюдать и на кривой блеска одной звезды, если спутник – это звезда малой светимости (красный, коричневый карлик) или экзопланета. Действительно, как показано выше, при $e \geq 1/3$ на графике $a_r(t)$ и, следовательно, на $I'(t)$ и $V'_r(t)$ (1.35) образуется горб. По закону Людендорфа при росте P в среднем растёт e , а на кривых $I'(t)$ и $V'_r(t)$ при некоем критическом P образуется вторичный максимум, который при дальнейшем росте периода смещается и исчезает. Так же и компьютерное моделирование показывает смещение вторичного максимума при росте периода P цефеиды, в согласии с наблюдениями [175, 176]: графики $I'(t)$ и $V'_r(t)$ образуют последовательность Герцшпрунга [177].

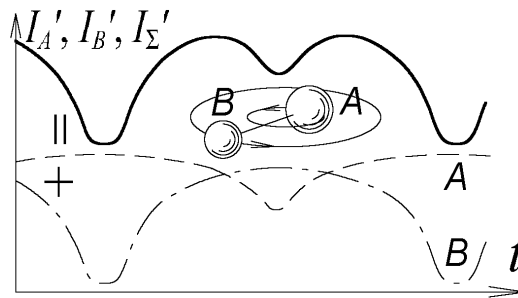


Рис. 1.24. Блеск звёзд A и B меняется в противофазе, образуя сложную интегральную кривую блеска $m(t)$ или яркости $I(t)$, типа β Лиры и W Большой Медведицы.

Другая аномалия колебаний блеска состоит в том, что иногда они происходят с двумя периодами: одно колебание наложено на второе, например у AC Андромеды [176]. В рамках баллистической теории наличие двух периодов – это следствие воздействия на главную звезду двух спутников с разными орбитальными периодами P_1 и P_2 . Тогда вызванные их тяготением смещения главной звезды возле центра масс происходят с двумя периодами, а кривая ускорений $a_r(t)$ и интегральной яркости $I'(t)$ содержит два периода колебаний (Рис. 1.25.a).

Спутники выявлены у ряда переменных звёзд, в частности у σ Скорпиона. Причём их орбитальные периоды часто совпадают с периодом колебаний блеска [65, 46, с. 67]. Два периода на кривой блеска возможны и в кратных системах, где один компонент двойной звезды сам является двойным (Рис. 1.25.б). Такие кратные иерархические системы широко распространены [46]. Быстрые колебания яркости $I'(t)$, вызванные тяготением спутника, наложены на долгопериодные вариации среднего блеска звезды за счёт движения звезды по широкой орбите (Рис. 2.2). Подобные колебания блеска открыты у DF Лебедя и других звёзд типа RV Тельца [176]. Движение двух спутников, особенно если их орбитальные периоды близки или кратны, приводит к простой интерпретации циклических вариаций формы кривой блеска (*эффект Блажко*), эпизодического усиления и ослабления колебаний блеска цефеид, при сложении графиков ускорений от каждого из спутников, формирующих по эффекту Ритца сложную кривую блеска

звезды (Рис. 1.25, Рис. 2.2). В случае близких периодов P_1, P_2 может наблюдаться эффект биеений. Если главная звезда обладает более чем двумя спутниками, их воздействие формирует кривые $a_r(t)$ и $I'(t)$ более сложного вида, и колебания блеска приобретают вид случайных, неправильных. Эти неправильные переменные звёзды противоречат теории пульсаций [176], но элементарно интерпретируются по эффекту Ритца. Фурье преобразование от кривой блеска или, более точно, от кривой лучевых скоростей позволяет установить по максимумам на периодограмме значения орбитальных периодов спутников.

В теории звёздных пульсаций сложение нескольких колебаний звезды тоже возможно в виде суммы нескольких типов колебаний – в разных обертонах, модах, радиальных и нерадиальных типов пульсаций звезды. Но при этом, даже в случае малых амплитуд, не выполняется принцип суперпозиции колебаний, поскольку физические изменения звезды (например, коэффициента пропускания слоя гелия) от каждого типа колебаний влияло бы на другие моды колебаний. А фактически наблюдается простое сложение колебаний блеска, за исключением случаев, когда амплитуды колебаний блеска велики (этот случай, на примере звезды DF Лебеда, подробнее рассмотрен в § 2.1). В этом случае приближение (1.36) не работает, и колебания становятся нелинейными, исключая простую суперпозицию отдельных колебаний.

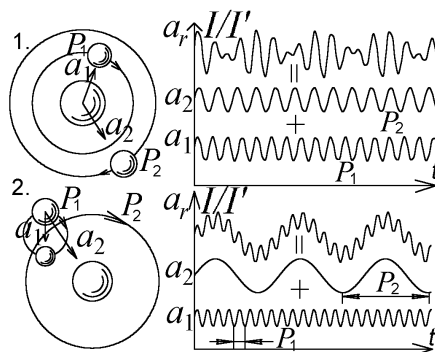


Рис. 1.25. В кратных системах сложение графиков ускорений образует сложные формы колебаний ускорений $a_r(t)$ и яркости $I'(t)$ по ритц-эффекту.

В пользу гипотезы Ла Розы свидетельствует открытие спутников звёзд с периодами, совпадающими с периодами колебаний блеска. Примером служат β Лиры, W Большой Медведицы, АО Кассиопеи [176, 194]. Доказано, что у β Лиры плавные колебания блеска с периодом $P = 13$ сут вызваны звездой-спутником с тем же орбитальным периодом P . У W Большой Медведицы звезда-спутник обращается с периодом 0,33 сут (оба периода типичны для цефеид и звёзд типа RR Лиры). Наблюдаемые синхронные с обращением звёзд плавные колебания блеска нельзя объяснить затмениями. Поэтому переменность звёзд типа W Большой Медведицы объясняют эффектом эллипсоидальности, а у β Лиры предполагают ещё и затмения газовым кольцом [194].

В баллистической теории их свойства проще интерпретировать. Колебания блеска по эффекту Ритца, происходящие у двух компонент β Лиры в противофазе (как у графиков лучевых ускорений $a_r(t)$, искажённых по типу Рис. 1.16.б), образуют суммарную кривую блеска с двумя

максимумами на периоде (Рис. 1.24). Свойства β Лиры сходны со свойствами цефеид и переменных типа RV Тельца [176], что можно интерпретировать по ритц-эффекту единым механизмом колебаний блеска [A23, A51]. Также эти звёзды аналогичны переменным рентгеновским источникам, плавно меняющим оптическую яркость с периодом, равным орбитальному периоду спутников этих звёзд [194]. Подобно цефеидам, эти источники характеризуются плавными кривыми блеска и лучевой скорости, которые зеркально симметричны и интерпретируются по гипотезе о вытянутой, грушевидной форме звёзд с неоднородным распределением поверхностной яркости, ведущей к вариациям блеска при вращении звезды. Из баллистической теории колебания блеска и другие свойства этих звёзд следуют непосредственно (§ 2.1), без дополнительных гипотез о форме звезды. Не случайно у таких звёзд (к ним относят NZ Геркулеса и Центавр X-3 [176, 194]), как у цефеид, вместе с «яркостью» и «лучевой скоростью» меняется «цветовая температура», в согласии с эффектом Ритца (1.35). Плавные колебания оптического блеска и цвета с орбитальным периодом $P \approx 9,17$ часа, обнаруженные у двойного радиопульсара PSR 1957+20 [410], тоже могут быть следствием эффекта Ритца для оптической компоненты пульсара. Об этом свидетельствует форма кривой блеска $I(t)$, соответствующая по эффекту Ритца форме графика лучевых ускорений $a_r(t)$ звезды, движущейся по эллиптической орбите. Отметим, что специалист по двойным рентгеновским звёздам, В.М. Лютый, поддерживал интерпретацию эффектов переменности на основе баллистической теории [123].

Другие астрофизики тоже прибегали к гипотезе Белопольского и Ла-Розы–Секерина, ввиду сходства свойств цефеид и двойных (прежде их даже отождествляли [46, 192]). В частности, Г.М. Рудницкий [195] и П. Берлиоз-Артэд [196] в начале XXI века предложили вернуться к гипотезе переменности звёзд типа Миры (о Кита) от орбитального движения спутников с периодом равным периоду вариаций блеска, связанных с синхронным спутнику вращением горячего пятна на звезде. Подбирая элементы орбит, моделировали все типы кривых блеска мирид, а вариации их периодов интерпретировали как вариации орбитальных периодов. Причиной отклонения гипотезы Белопольского век назад стала большая удалённость цефеид и мирид ($r > 100$ пк), затрудняющая обнаружение их спутников, ввиду их малой светимости и близости к главной звезде.

В последние годы у переменных красных гигантов (к которым относят мириды и цефеиды), действительно, открыты спутники с орбитальными периодами ~ 100 сут [197], что по порядку величины совпадает с характерными периодами пульсаций цефеид и мирид. При этом кривые колебаний блеска формой повторяют кривые лучевых скоростей спутников, а колебания блеска имеют вид, нетипичный для кривых блеска затменных и пульсирующих звёзд [197], но соответствующий предсказаниям баллистической теории и теории Ла-Розы. Яркий пример такой звезды – KIC 5006817 с орбитальным периодом $P = 94,8$ сут [197], у которой малые отно-

сительные вариации яркости I'/I точно и синхронно повторяют относительные вариации частоты f'/f линий поглощения (Рис. 1.26), в согласии с эффектом Ритца (1.15), (1.17), (1.35). Амплитуда колебаний блеска составляет 0,2 %, а амплитуда колебаний частоты – около 0,02 %, – в десять раз меньше. Видимо, это связано с прохождением света через межзвёздный газ, эффективно переизлучающий свет возле резонансных частот. Вариации блеска под влиянием планет начали обнаруживать лишь в последнее десятилетие, с появлением приборов и аппаратов, измеряющих незначительные колебания блеска (в доли процента) в проектах OGLE, Kepler, Superwasp.

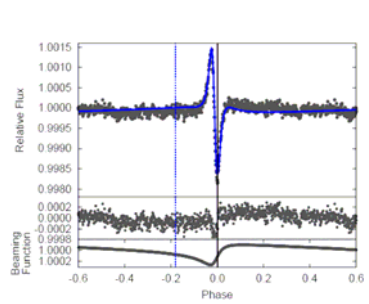


Рис. 1.26. Наблюдаемые кривые флуктуаций блеска I'/I (вверху) и частоты T'/T (внизу) для двойной звезды KIC 5006817 [197].

Таким образом, основным критерием проверки баллистической теории и гипотезы Ларозы-Секерина станет обнаружение у цефеид звёзд-спутников. Первый способ обнаружения спутников состоит в выявлении их спектральных линий, которые должны менять интенсивность I' и смещение $\Delta\lambda$ в противофазе с главной звездой (такой эффект обнаружен у ряда переменных звёзд [65, 149, A47, A48]). Второй способ обнаружения спутников состоит в прямой регистрации изображений спутников. Современные оптические и радио-интерферометры с разрешающей способностью, достигающей $\Delta\theta \sim 0,0001''$, позволят выявить у цефеид (расположенных на расстоянии порядка $r \sim 100$ пк $\sim 4 \cdot 10^{18}$ м) – спутники, удалённые от главной звезды всего на $\Delta\theta r \sim 20 \cdot 10^9$ м, т.е. на расстояние в 1/8 астрономической единицы. Действительно, попытки обнаружения близких спутников цефеид предпринимаются [198], причём успешные [199].

Есть и косвенные доказательства присутствия спутников цефеид. Так, многие цефеиды в максимуме блеска обнаруживают эффект удвоения линий [46, с. 66; 175, с. 84; 185, с. 134]. Это же верно для звёзд типа RR Лиры [175, с. 84]. Периодичное раздвоение линий как раз и служит свидетельством двойственности звёзд. Уже сам Белопольский наблюдал в спектрах ряда цефеид и спектрально-переменных звёзд (η Орла, α^2 Гончих Псов, ζ Близнецов и др.) две группы линий (см. работу «Об изменении интенсивности линий в спектрах некоторых цефеид» [65]). Интенсивность одних линий нарастала вместе с яркостью звезды, у других менялась в противофазе. Видимо, вторая группа линий принадлежит спутнику цефеиды, меняющему a_r , регистрируемая яркость I' и спектральный сдвиг $\Delta\lambda/\lambda$ (1.35) в противофазе с главной звездой. Спутник отличается меньшим блеском и меньшей амплитудой его колебаний. Потому он не вносит заметного вклада в

общие колебания блеска цефеиды. Если у звёзд близкие спектры, тогда их линии нельзя разрешить отдельно, а колебания интенсивности линий происходят с удвоенной частотой: за один период колебаний блеска цефеиды интенсивность линий успевает измениться дважды, в согласии с наблюдениями Белопольского [65].

Это можно объяснить тем, что колебания блеска создаёт в основном главная звезда, а колебания интенсивности линий – оба компонента. Интенсивность их линий меняется в противофазе и в сумме даёт на каждом периоде два максимума и два минимума, как на кривой блеска β Лиры и W Большой Медведицы (Рис. 1.24). Белопольский открыл, что у β Лиры отдельные спектральные линии, соответствующие разным звёздам, тоже меняют яркость в противофазе [65], в согласии с теорией Ритца. Противофазные колебания интенсивности эмиссионных линий уже более века наблюдались у спектрально-двойных звёзд и не находили объяснений [65]. Лишь в 1991 г. В.И. Секерин истолковал эффект как результат колебаний яркости звёзд в противофазе, за счёт баллистического принципа [149]. При совпадении светимостей звёзд это ведёт к компенсации спада блеска одной звезды синхронным нарастанием блеска другой, и общая светимость системы почти не меняется. Но вариации яркости спектральных линий компонентов отчётливо различимы.

Современная астрофизика объясняет удвоение линий пульсирующих звёзд встречными потоками газа, например, у звёзд типа β Большого Пса, либо гипотезой магнитных (*спектрально-переменных*) звёзд, по которой линии регулярно расщепляются эффектом Зеемана в магнитном поле звезды [200]. Действительно, у таких звёзд, в согласии с эффектом Зеемана, спектральные компоненты циркулярно поляризованы, но картина поляризации и структура линий отлична от зеемановской [201]. Так, вопреки эффекту Зеемана расщеплённые симметричные компоненты линий имеют разную интенсивность. А баллистическая теория элементарно объясняет разную интенсивность линий тем, что их создают разные компоненты двойной звезды или размноженные кратные изображения звезды (§ 2.3). Объясняет баллистическая теория и разную циркулярную поляризацию компонент, как результат мнимого растяжения-сжатия орбит электронов, по типу деформации дисков вращающихся звёзд (§ 2.3).

Если переменные звёзды типа RR Лиры (*лириды*), δ Цефея (*цефеиды*), α Кита (*мириды*) и др. физически не меняются, тогда период их визуальной переменности задан орбитальным периодом звезды-спутника или планеты. Действительно, периоды переменности лирид (часы), цефеид (недели) и мирид (порядка года) типичны для орбитальных периодов тесных звёздных пар. Длительное время считалось, что цефеиды не могут быть двойными звёздами, поскольку светимости цефеид (порядка 100–10000 солнечных) и спектральные классы (F или G), приводили к оценкам радиуса таких звёзд в $(25 \div 30)R_{\odot}$. А при периоде порядка суток радиус орбиты составит порядка радиуса Солнца R_{\odot} [126]. Т.е. орбита звезды-спутника лежит под поверхностью

главной звезды, что невозможно. Но реальный спектральный класс звезды может быть более ранним (О или В), так как эффект Ритца за счёт ускорения свободного падения на поверхности звезды смещает спектр излучения в красную область спектра (см. § 1.2), как у звёзд классов F или G с температурой $T' \sim 5000$ К. Если цефеиды – это звёзды классов О и В, их истинная температура $T \sim 25000$ К, и при той же светимости W , по закону Стефана-Больцмана $W = \sigma ST^4$, радиус звезды должен быть в $(T'/T)^2 \sim 25$ раз меньше, т.е. порядка R_{\odot} . Поэтому радиус орбиты спутника (менее яркой звезды или планеты) – порядка $(2\div 3)R_{\odot}$, т.е. превосходит радиус главной звезды. Т.е. двойные звёзды с такими свойствами и периодами реальны. Высокая истинная температура T звёзд типа цефеид и RR Лиры по сравнению с измеренной T' подтверждается более высокой степенью ионизации этих звёзд, по сравнению со звёздами класса F или G. Оцениваемая по виду спектра степень ионизации как раз соответствует звёздам классов О и В с $T \sim 25000$ К.

Это же верно в отношении переменных звёзд типов о Кита и RR Лиры – измеренная по виду спектра степень ионизации атмосфер этих звёзд выдаёт их более высокую температуру и более ранний спектральный класс, чем измеренные по цветовой температуре, а следовательно радиометрические размеры этих звёзд завышены на порядок-два. Периоды колебаний блеска звёзд типа RR Лиры, составляющие несколько часов (0,2–1 сут), – того же порядка, что и орбитальные периоды в тесных двойных системах, типа W Большой Медведицы – $P = 0,33$ сут [175], у спектрально-двойной γ Малой Медведицы – $P = 0,1$ сут [202, с. 254]. Но абсолютные светимости звёзд типа RR Лиры по оценкам превосходят солнечную в 40–50 раз. Поскольку это – звёзды спектрального класса F [176], их радиусы превосходили бы солнечный R_{\odot} в 5–7 раз. А орбитальный период спутника, движущегося у поверхности такой звезды, с массой порядка солнечной, составит нескольких суток, т.е. превысит наблюдаемый период колебаний блеска в разы. Однако значение абсолютной светимости звёзд типа RR Лиры не известно достоверно, ввиду неопределённости расстояний до них (из-за отсутствия измерений методом параллакса). Если дистанции этих звёзд меньше расчётных в разы, тогда их светимости и радиусы – порядка солнечных, а период обращения спутника по орбите порядка R_{\odot} составит часы, как период P у звёзд типа RR Лиры.

Известны также звёзды типа RR Лиры, входящие в затменно-двойные системы [180], что позволяет точно измерить массу и размер звёзд типа RR Лиры, – по амплитуде лучевой скорости, периоду обращения и длительности затмений. Действительно, для одной из таких звёзд – RRLYR-02792 [180] измеренный по длительности затмений радиус $R \approx 2R_{\odot}$, а масса $M \approx 0,26M_{\odot}$. Тогда для объяснения наблюдаемого периода пульсаций $P = 0,63$ сут спутник, модулирующий яркость звезды по эффекту Ритца, должен обращаться с таким периодом P по орбите радиуса $\rho = (GMP^2/4\pi^2)^{1/3} \approx 2R_{\odot}$, т.е. система может быть контактной. Анализ таких за-

тменно-двойных систем интересен тем, что позволяет установить реально ли меняется размер звезды при колебаниях её блеска, поскольку при этом должна меняться длительность затмений. Поскольку этого не наблюдается [180], очевидно, изменения блеска обусловлены не колебаниями радиуса, а эффектом Ритца при колебаниях ускорения звезды $a_r(t)$.

Расстояния r до звёзд типа RR Лиры измерялись оптическими интерферометрами: по угловым размерам звезды $\varphi = 2R/r$, из сравнения с радиометрической оценкой их радиусов R вычисляли r . Но в этом случае, как для цефеид, значительная ошибка возникала из-за ошибки измерения температуры, если у звёзд типа RR Лиры истинные спектральные классы более ранние, тогда размеры R и дистанции r завышены. Т.е. для переменных типа RR Лиры и цефеид основной критерий проверки гипотезы Ла-Розы – это прямые замеры r методом параллакса, например аппаратом «Hipparhos». А расчёт r по измеренным интерферометрами колебаниям размера R цефеид нельзя считать достоверными, поскольку они основаны на пульсационной гипотезе, причём вариации наблюдаемых размеров звёзд могут вызывать и другие причины (§ 2.3).

Изменение спектрального класса переменных звёзд и соответствующее их смещение на диаграмме Герцшпрунга-Рессела объясняет и образование на ней полосы неустойчивости, где сосредоточены все физически переменные звёзды. Как показал Дж. Фокс, эффект Ритца меняет яркость звёзд лишь в редких случаях, когда мала экстинкция в атмосфере этих звёзд и в межзвёздном газе. Но в этих же случаях, когда велик эффект Ритца, спектральный класс звезды, за счёт ускорения свободного падения на поверхности, меняется на более поздний (§ 1.2) [A44]. А от неверной оценки температуры звезда кажется ушедшей с главной последовательности в полосу неустойчивости. Полоса отходит от тех участков главной последовательности, в которых звёзды уже обладают светимостью, обеспечивающей достаточное световое давление для «выдувания» из околзвёздного пространства газов и мелкой пыли, т.е. устраняющей переизлучение в звёздной короне.

Эффект плавных колебаний блеска у двойных звёзд был предсказан Ла Розой [171] и проассоциирован им с переменными звёздами ещё в 1924 г. А в XIX в. гипотезу переменности блеска за счёт орбитального движения цефеид выдвигали их первооткрыватели Дж. Гудрайк и А. Белопольский [192]. В 1953 г. к этой гипотезе обратились П. Мун и Д. Спенсер [26]. Эффект многократно «переоткрывался» в СССР (России) – в 80-х г. В.П. Селезнёвым, В.Н. Дёминым, В.И. Секериным [149, 203, 265], в 2000-х – П.С. Чикиным [69] и А.В. Мамаевым [204], а в США – Р.С. Фритциусом [79]. Сам автор независимо пришёл в 2002 г. к идее эффекта Ритца у двойных звёзд, предположив его у переменных – цефеид и пульсаров [A21], дав строгое обоснование эффекта Ритца и интерпретацию ряда эффектов цефеид и двойных, включая эффекты Блажко и Барра (§ 1.1).

Отметим, что баллистическая теория не отвергает пульсационную теорию, но даёт цефеидам и ряду других переменных звёзд более простую интерпретацию. Однако, некоторые звёзды, относящиеся к типу β Большого Пса и β Цефея, у которых спектральные линии периодически уширяются, а кривые блеска и лучевых скоростей соответствуют теории пульсаций, могут быть пульсирующими по механизму, предложенному С.А. Жевакиным. Вариации яркости таких звёзд, в отличие от цефеид и мирид, малы, составляя несколько процентов. Звёзды данного типа – это не красные гиганты, а звёзды главной последовательности, классов О и В. У звёзд типа β Большого Пса, β Цефея и пекулярных A_p -звёзд главной последовательности, у которых открыты осцилляции блеска с периодом 5–20 минут, механизм переменности может быть комбинированным. Т.е. яркость варьирует за счёт пульсаций атмосферы звезды и за счёт эффекта Ритца, усиливающего осцилляции яркости I' по эффекту Ритца, аналогичному клистронному механизму (поэтому линии в некоторые моменты удваиваются [46, с. 66]). Так, в атмосфере Солнца открыты пятиминутные колебания [119, с. 301]. Сами по себе столь быстрые колебания не способны привести к заметному изменению радиуса, температуры и светимости звезды, т.е. колебания блеска нельзя объяснить в рамках теории пульсаций. Но модуляция лучевой скорости атмосферы звезды (с амплитудой 100–200 м/с) ведёт по эффекту Ритца к заметным вариациям яркости, как показал С. Девасиа [106]. Такие короткопериодные осцилляции блеска с периодом в несколько минут реально наблюдаются у ряда звёзд, например у V391 Пегаса [184], у белых карликов [119, с. 142]. Т.к. амплитуда осцилляций блеска высока, наиболее вероятная причина колебаний – эффект Ритца.

Эффект Ритца позволяет также интерпретировать свойства других типов переменных звёзд, включая новые и сверхновые. Если эти звёзды представляют собой долгопериодные двойные, тогда по эффекту Ритца при достижении одной из звёзд в течение длительного времени критического ускорения $a_r \approx -c^2/r$ будет наблюдаться мощная вспышка оптического, рентгеновского и гамма-излучения. Именно такие вспышки регистрируют у новых и сверхновых звёзд, у которых как раз обнаружена двойственность, с чем и связывают вспышки [205]. Баллистическая теория и эффект Ритца позволяют объяснить временную структуру, спектр вспышек, их повторяемость и другие характеристики [A21, A23, A24, A29, A36, A39–A41, A47], ряд которых не удавалось интерпретировать в рамках современной астрофизики и постулата о постоянстве скорости света.

Гипотеза Ла-Розы–Секерина приводит к простой интерпретации рентгеновских и радиопеременных звёзд – пульсаров (§ 2.1). Для роста частоты света на порядки и перевода его в рентгеновский диапазон, достаточно близости a_r звезды к критическому $a_r \approx -c^2/r$, при котором период световых колебаний стремится к нулю (1.14), а частота – к бесконечности (1.15). Для дистанции $r \sim 10^{18}$ м это даёт величину $a_r \approx -0,1$ м/с². Орбитальные ускорения в тесных двойных

системах имеют близкий порядок величины [46, 51]. Поэтому в ходе орбитального движения звезда регулярно проходит положения, где оптическое излучение звезды, претерпевая преобразование частоты по эффекту Ритца, перерабатывается в рентгеновское и гамма-излучение. Звёзды с такими свойствами открыты в форме рентгеновских пульсаров и барстеров (§ 2.1), спектр вспышек которых сходен со спектром абсолютно чёрного тела, но спектральный максимум смещён в область высоких частот, словно температура звезды достигает $\sim 10^7\text{--}10^8$ К [119, с. 139]. Таким образом, эти звёзды служат косвенным подтверждением баллистической теории, предсказавшей ряд свойств [206, 208, A21, A47].

Против трактовки переменных звёзд по баллистической теории выдвигалось и такое возражение: если бы свет звёзд переизлучался межзвёздным газом, различались бы длины экстинкции $l = \lambda/2\pi(n - 1)$ для разных длин волн из-за дисперсии (разницы n). Соответственно, вызванное изменением скорости света запаздывание (и фаза максимума на кривой блеска) получалось бы разным в разных цветах, чего якобы не наблюдается [183, 324]. Но фактически наблюдается именно такая картина: у цефеид и затменных звёзд моменты максимумов (или минимумов) в синих и красных лучах не совпадают [65, 189], что привело Г.А. Тихова к выводу о космической дисперсии света [83]. Другая причина – вариации частоты, спектра по эффекту Ритца.

Таким образом, наблюдения переменных звёзд свидетельствуют в пользу баллистической теории и трактовки переменных звёзд по гипотезе Ла-Розы. Предложенные критерии и схемы астрономических и радиоастрономических наблюдений позволят сделать однозначный вывод о правомерности баллистической теории, эффекта Ритца и гипотезы Ла-Розы–Секерина.

§ 1.6. Выводы

Из проведённого анализа данных астрономических наблюдений, а также из данных лазерной и радиолокации следует, что накопленные за век данные не противоречат баллистической теории. А ряд эффектов, в том числе эффект Барра, парадоксы красного смещения галактик, эффекты в системах переменных звёзд служат косвенным подтверждением баллистической теории. Таким образом, астрономические наблюдения, с одной стороны, служат контрольными экспериментами, осуществлёнными самой природой в гигантской «космической лаборатории». С другой стороны, именно в рамках теории Ритца ряд космических аномалий, обнаруженных в последние десятилетия, получает простую и естественную интерпретацию.

Глава 2. Критерии проверки баллистической теории методами рентгеновской и радиоастрономии, лазерной и радио-локации

В последние десятилетия широко развиваются методы рентгеновской астрономии и радиоастрономии высокого углового, временного и спектрального разрешения. Эти методы привели к накоплению данных, необъяснимых в рамках современной астрофизики. Поэтому исследуем эти аномальные результаты с позиций теорий альтернативных официально принятым. Как покажем во второй главе, аномалии получают простую и точную интерпретацию в баллистической теории, ещё в прошлом веке предсказавшей ряд обнаруженных эффектов. Учёт вариаций скорости света и радиоизлучения позволяет легко интерпретировать и ряд аномалий космической радио- и лазерной локации, включая аномалии, выявленные GPS и ГЛОНАСС. Таким образом, неоптическая астрономия так же предоставляет ряд экспериментальных критериев проверки баллистической теории.

Основные результаты главы опубликованы в работах [A3–A6, A14, A18, A33, A35, A39, A41, A46–A48, A50, A53, A56, A57].

§ 2.1. Пульсары, барстеры, новые и сверхновые звёзды

Переменные звёзды неоптических диапазонов – рентгеновские пульсары, радиопульсары и барстеры, с одной стороны применяют для проверки баллистической теории, с другой – их свойства непосредственно следуют из баллистической теории и гипотезы Ла Розы–Секерина [206–208, A21, A47]. В частности, проверка баллистической теории осуществлялась по анализу затмений рентгеновских пульсаров, входящих в двойные системы [31, 32, 183]. На кривых блеска рентгеновских пульсаров и на графиках лучевых скоростей (измеренных методом тайминга вспышек), согласно теории Ритца обнаружатся искажения, как для двойных звёзд (§ 1.1, § 1.2). Для оптического излучения экстинкция в межзвёздной среде практически нивелирует отличия от скорости света и искажения (§ 1.1), а для рентгеновского излучения пульсаров переизлучение полагали малым. К. Брэчер, на основе анализа трёх затменных пульсаров показал, что измеренные искажения столь малы, что скорость пульсаров практически не должна влиять на скорость испущенного света. Считая справедливым условие (1.1) $\mathbf{c}' = \mathbf{c} + k\mathbf{V}$, Брэчер нашёл, что $k < 10^{-9}$ [31, 183].

Однако фактически показатель преломления и эффективность переизлучения межзвёздным газом для рентгеновских лучей точно не известны. В рентгеновском и гамма-диапазоне длина $l_X \sim \lambda/2\pi(n - 1)$ и $k = l_X/r$ могут быть даже меньше, чем в оптическом, поскольку длина волны λ – в тысячи раз короче, чем у видимого света, а показатель преломления n – не известен определённо. Для рентгеновских лучей в межзвёздной плазме принимают $n = 1$ [25], откуда

$l_X = \infty$, т.к. частоты f высокоэнергичных квантов на порядки превышают резонансные частоты f_{0i} колебаний электронов внешних оболочек атомов, и те практически не меняют скорость света [25]. При этом не учитывались электроны внутренних оболочек атомов и атомные ядра, частоты колебаний которых лежат в рентгеновском и гамма-диапазонах, т.е. они эффективно взаимодействуют с излучением, наращивая n и снижая l_X . Действительно, замеры n для рентгеновских лучей в земных средах показали, что $n \neq 1$ и l_X сопоставимо с l для оптических лучей (см. § 4.2). Тот факт, что рентгеновские и гамма лучи, несмотря на слабое поглощение в плотных средах, взаимодействуют с веществом, подтверждается непрозрачностью для них земной атмосферы. Поэтому рентгеновские и гамма-телескопы выносят за пределы атмосферы [194]. Но атмосфера прозрачна для оптических лучей, с которыми, как считалось, взаимодействие более эффективно.

Если у рентгеновских лучей с энергией 30 кэВ для воды с концентрацией атомов $N \sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$ измерено $|n - 1| \sim 10^{-7}$ [209], тогда для межзвёздного газа, где, пропорционально концентрации снизится $(n - 1) \sim 10^{-30}$. Отсюда для рентгеновских лучей ($\lambda \sim 10^{-10} \text{ м}$) $l = \lambda/2\pi(n - 1) \sim 10^{19} \text{ м} \sim 10^3$ световых лет или ниже, т.к. n и l сильно зависят от состава и концентрации газа, которая в межзвёздных туманностях существенно выше, чем 1 см^{-3} .

Таким образом, несмотря на $(n - 1) \ll 1$, небольшая разница $(n - 1)$ достаточна для обеспечения малости $l = \lambda/2\pi(n - 1)$ и $k = l/r$. Поэтому анализ рентгеновских переменных звёзд и гамма-источников, предпринятый К. Брэчером и показавший, что $k < 10^{-9}$ [31, 32, 183], тоже вполне укладывается в рамки баллистической теории, свидетельствуя, что потеря светом дополнительной скорости, сообщённой звездой, происходит на пути, составляющем относительную долю $k < 10^{-9}$ от дистанции звезды (см. § 1.1). Действительно, измеренная Брэчером величина k согласуется с баллистической теорией, если учесть переизлучение рентгеновских лучей в общей атмосфере пульсаров [25]. Для рассмотренных Брэчером систем Cen X-3, Her X-1, SMC X-1, при орбитальных периодах $P \sim 1$ сут и скоростях $V \sim 100 \text{ км/с}$, радиусы орбит пульсаров составят $R \sim PV \sim 10$ млн. км. Т.е. орбиты лежат внутри короны главной звезды, где, например, для Солнца, концентрация ионов $N \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$ [119, с. 625]. Из [31] $l \approx (\lambda r_0 N)^{-1} \sim 2 \cdot 10^{11} \text{ м} \sim 200$ млн. км $\sim 1 \text{ а.е.}$, где $r_0 = e^2/mc^2 \approx 2,82 \cdot 10^{-15} \text{ м}$ – классический радиус электрона, а $\lambda \approx 2 \cdot 10^{-11} \text{ м}$ для рентгеновских лучей. Это l сопоставимо с R и характерным размером корон звёзд. Т.е. у рентгеновских пульсаров переизлучение происходит сразу в атмосфере главной звезды. И при дистанции пульсаров $r \sim 10$ кпк [31], в рамках БТР $k = l/r < 10^{-9}$, в согласии с результатом Брэчера.

Брэчер предполагал, что механизм генерации рентгеновского излучения пульсаров и гамма-излучения у источников гамма-вспышек (GRB) – синхротронный, полагая скорость источника этого излучения $V > 0,1c$, откуда по измеренной длительности Δt гамма-всплесков нашёл $k = (c^2/2V)(\Delta t/r) < 10^{-20}$ [32]. Но реальный механизм генерации рентгеновских и гамма-вспышек

у GRB, как отмечал Брэчер [32], не установлен однозначно. Если в рамках баллистической теории гамма-излучение представляет собой оптическое излучение звёзд, повышающее частоту по ритц-эффекту (§ 1.5), тогда истинные скорости V – на порядки ниже, а k – на порядки выше, достигая теоретической $k = 1/r \sim 10^{-3} - 10^{-9}$.

Излучение радиопульсаров тоже может быть следствием конверсии оптического излучения звёзд в радиодиапазон ритц-эффектом, за счёт ускорения свободного падения на поверхности звёзд, снижающего частоту регистрируемого на Земле света. Ускорение излучающих атомов на поверхности $a_s > 0$ и много больше орбитального ($a_s \gg |a_r|$), наращивая по ритц-эффекту период световых колебаний $T' = T(1 + ra_s/c^2)$ в миллиарды раз, т.е. снижая частоту до значений $f \sim 1$ ГГц (т.е. СВЧ и радиодиапазон). В двойных системах периодичное движение таких звёзд вело бы к регулярным всплескам радиоизлучения при достижении орбитальным ускорением a_r критического значения $-a_0 = -c^2/r$. Также в эти моменты на порядки росло бы собственное слабое радиоизлучение звёзд. Т.е. рентгеновские и радиопульсары могут быть не гипотетическими нейтронными звёздами [119], а рядовыми двойными звёздами. У радиопульсаров обнаружена бимодальность распределения периодов – периоды пульсаров группируются возле значений $P_1' \sim 1$ с и $P_2' \sim 10$ мс. Это можно объяснить различием типов небесных тел, движущихся по орбите вокруг главной звезды: в первом случае – это планеты (с периодом $P_1 \sim 1$ года), во втором случае – звёзды (с периодом $P_2 \sim 1$ сут), что при компрессии $g \sim 10^7$ как раз даёт $P_1' = P_1/g \sim 1$ с и $P_2' = P_2/g \sim 10$ мс [A47]. Либо миллисекундные пульсары имеют иную природу и пульсации их блеска вызваны колебаниями поверхности звезды с периодом $P_2 \sim 1$ мин (как у белых карликов, § 1.5), типичной для звёзд типа Солнца. При $g \sim 10^4$ период $P_2' = P_2/g \sim 10$ мс. Это объясняет частые глитчи и меньшую стабильность периода миллисекундных пульсаров.

Если радиопульсары – это двойные звёзды, период колебаний их блеска совпадал бы с орбитальным P . Периоды пульсаров составляют от миллисекунд до секунд, а минимальные периоды двойных звёзд – часы. Т.е. наблюдается компрессия периодов обусловленная тем, что пульсары входят в кратные системы, причём двойная система пульсара движется на отдельных участках орбиты возле третьей звезды с ускорением близким к критическому $a_{2r} \approx -a_0 = -c^2/r$. Тогда наблюдаемый период орбитального вращения и колебаний блеска

$$P' = P(1 + ra_{2r}/c^2) = P/g, \quad (2.1)$$

может сократиться в $g \sim 10^6$ раз: с часов до долей секунды, где $g = P/P' = (1 + ra_{2r}/c^2)^{-1}$ – коэффициент компрессии временных интервалов, равный коэффициенту усиления яркости.

Оценим усиление ритц-эффектом радиоизлучения пульсаров [A12, A14, A47]. Мощность радиоизлучения планет и звёзд мала. В частности, светимость W_R Солнца в радиодиапазоне в миллиарды раз ниже, чем в оптическом, даже во время вспышек не превышая $10^{15} - 10^{20}$ Вт, при общей светимости звезды $\sim 10^{26}$ Вт. Но эффект Ритца может повысить регистрируемую радио-

яркость I_R' и расчётную мощность W_R' радиоизлучения в миллионы раз. Так, у пульсара в Крабовидной туманности $W_R' \sim 10^{23}$ Вт [119, 168], т.е. регистрируемое излучение вполне может быть результатом перевода оптического излучения в радиодиапазон, либо – результатом усиления радиоизлучения звезды. При этом орбитальное ускорение a_r пульсара сжимает период T' электромагнитных колебаний и орбитальный период P' пульсара. Это объясняет открытую у пульсаров эмпирическая связь измеренной в МГц частоты спектрального максимума $f_{\max}' = 1/T'$ с измеренным в секундах периодом P' пульсара: $f_{\max}' \approx 120/P^{0,36}$. По эффекту Ритца

$$f_{\max}' = f_{\max}/(1 + ra_{2r}/c^2) = f_{\max}P/P' = s/P',$$

где $s = f_{\max}P$ – это характерная величина, имеющая близкий порядок величины для тесных двойных звёзд близких спектров (со спектральным максимумом на f_{\max}) и орбитальных периодов P . Учтём, что для более массивных и горячих звёзд f_{\max} , P и P' имеют более высокие значения, причём все зависимости – степенные. Соответственно, степенной будет зависимость $s(P) \sim uP^n$ и $s(P') \sim u'P'^m$, где u, u' – константы. Отсюда следует более точная зависимость

$$f_{\max}' \approx u'/P'^{(1-n)},$$

где $(1-n) < 1$, а u' должно составлять порядка 120 с^{-n} .

Постоянство орбитального периода P спутников пульсаров объясняет стабильность периода P' колебаний их блеска. Имеют место лишь незначительные вековые изменения орбитальных периодов двойных звёзд за счёт приливного трения. Например, у β Лиры период растёт на 19 с в год [46]. Но ритц-эффект $dt' = dt(1 + ra_{2r}/c^2)$ позволит регистрировать вековые вариации периода P' пульсаров ускоренными в миллионы раз. Период P' меняется также за счёт изменения коэффициента компрессии g в ходе вариаций ускорения a_r при медленном движении двойной звезды по широкой долгопериодической орбите (Рис. 2.1). Тогда изменения a_r возле критического значения $-a_0 = -c^2/r$ можно считать линейными: $a_{2r} = qt - a_0$. Соответственно, период растёт по закону

$$P' = P(1 + a_{2r}/a_0) = Prqt/c^2.$$

Наблюдаемый для пульсара масштаб времени $dt' = (rqt/c^2)dt$ тоже отличается от истинного dt . Следовательно, время, истёкшее по наблюдениям с момента $t_0 = 0$, составит $t' = rqt^2/2c^2$. Отсюда находим зависимость от времени t' наблюдаемого периода колебаний блеска

$$P' = P\sqrt{2rqt'/c^2},$$

и скорости его нарастания

$$dP'/dt = P\sqrt{rq/2t'}c^2.$$

Деля первое на второе, получим выражение

$$t' = \frac{P'}{2} \cdot \left(\frac{dP'}{dt'} \right)^{-1}, \quad (2.2)$$

позволяющее по периоду P' пульсара и скорости его роста dP'/dt' оценить время t' , истёкшее с момента, когда период пульсара $P' = 0$ при $a_{2r} = -c^2/r$. В этот момент, согласно эффекту Ритца (1.17), возникает яркая вспышка звезды, аналогичная по свойствам вспышке сверхновой. Например, для пульсара PSR 0531+21 в Крабовидной туманности, где период $P' = 0,033$ с и $dP'/dt' = 1,4 \cdot 10^{-5}$ с/год [119, с. 522], получим расчётное время $t' = 1180$ лет назад. Этот возраст с точностью около 10 % совпадает с измеренным временем, протёкшим со вспышки сверхновой, открытой на том же участке неба, где расположен пульсар PSR 0531+21 и где наблюдалась вспышка тысячелетие назад, в 1054 г. Таким образом, уже эта грубая оценка оказывается точнее обычной

$$t' = P' \left(\frac{dP'}{dt'} \right)^{-1}, \quad (2.3)$$

ведущей к удвоенной оценке возраста пульсара [210]. В современной теории пульсаров это несоответствие обходят искусственным добавлением (в рамках искусственных моделей) двойки в знаменателе (2.3), определяя динамический возраст (2.2) [211]. Отметим, что изменение ускорения при движении по широкой орбите можно считать линейным лишь на интервале времени много меньшем периода движения по широкой орбите. Таким образом, оценка t' (2.2) работает лишь на сравнительно коротких временных интервалах (у молодых пульсаров). Так, у пульсара PSR B1757-24 по измеренной скорости смещения от центра туманности и расстоянию до него возраст составит 40000 лет, а расчётный по (2.2) динамический возраст – 17000 лет. В рамках баллистической теории расхождение объяснимо непостоянством наблюдаемой трансверсальной скорости V_t , падающей при отдалении a_{2r} от $-a_0$. Поэтому расчётный по расширению возраст пульсара тоже в 2 раза меньше ~ 20000 лет, что лучше согласуется с динамическим возрастом в 17000 лет. Оставшееся расхождение можно объяснить нелинейными вариациями a_{2r} . В ряде случаев ускорение пульсара a_{2r} не достигает критического значения $-a_0$, но, достигнув минимума, начинает нарастать. В этом случае период тоже достигает минимума, а затем вновь нарастает, и тогда вспышка отсутствует, как у рассмотренного далее пульсара GX 1+4.

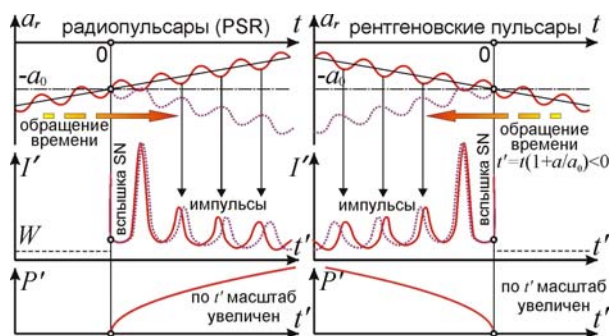


Рис. 2.1. Формирование импульсов радиопульсаров и рентгеновских пульсаров с плавным изменением периода импульсов за счёт вариаций ускорения a_{2r} .

Аналогично оценим время t' , когда вспыхнули в виде сверхновых другие пульсары. В частности, пульсар Vela (PSR 0833-45) в Парусах ($P' = 0,089$ с, $dP'/dt' = 3,9 \cdot 10^{-6}$ с/год) должен был появиться на небосводе примерно $t' = 11400$ лет назад, что близко к 11000 лет – возрасту, рассчитанному по скорости расширения туманности Парусов [210]. PSR 0531+21 и 0833-45 – самые молодые пульсары [119], и эффект Ритца объясняет, почему у таких звёзд малого возраста t' период $P' = P(2rqt'/c^2)^{1/2}$ – мал, а скорость его роста $dP'/dt' = P(rq/2c^2t')^{1/2}$ – велика [119]. Высокая степень компрессии g (2.1) для этих пульсаров и пульсара Геминга объясняет их радио-, оптическое, рентгеновское и гамма-излучение. Ритц-эффект, сжимая периоды пульсаров в миллионы раз, повышает яркость и частоту света в $g \sim 10^6$ раз, переводя его в рентгеновский и гамма-диапазон. Поэтому мощность излучения PSR 0531+21 в неоптических диапазонах в тысячи раз выше, чем у Солнца – в оптическом [119]. У более древних радиопулсаров g недостаточно для перевода света в рентгеновский и гамма-диапазон. В рамках других теорий жёсткое гамма-излучение, например с энергией 400 ГэВ у пульсара PSR 0531+21, не удавалось объяснить.

Открыты также рентгеновские пульсары, у которых P' сокращается. Если это сокращение иллюзорно, оно означает приближение a_{2r} к $-a_0$ (Рис. 2.1), и в будущем эти пульсары вспыхнут в виде сверхновых, когда P' сожмётся до нуля, предельно сконцентрировав свет звезды во времени. Так, у пульсара Центавр X-3 $P' = 4,8$ с, а $dP'/dt' = -1,3 \cdot 10^{-3}$ с/год, откуда $t' = -1920$ лет (знак «минус» соответствует будущему). Т.е. этот пульсар вспыхнет в виде сверхновой через два тысячелетия.

Наличие у пульсаров резких скачков, сбоев периодов (*глитчей*) можно объяснить столкновением звёзд с астероидами, меняющими орбитальный период P , как у звезды W Большой Медведицы (§ 1.5). Эти редкие события учащаются при сжатии интервалов времени (1.14) в $g \sim 10^6$ раз: столкновения, происходящие раз в миллион лет, можно видеть ежегодно. Это объясняет глитчи у пульсара SGR 1900+14, регулярно наблюдаемые при вспышках. Отдельные глитчи связаны с вариацией степени сжатия g периода $P' = P(1 + ra_{2r}/c^2) = P/g$ от изменения лучевого ускорения a_r и эффективного пути $r = l$. Кроме того, от звёзд регулярно отделяются протуберанцы, а на пути света r встречаются межзвёздные облака газа, открытые по случайным мерцаниям пульсаров [119, 168, 175]. Переизлучённый ими свет теряет избыток скорости, и далее ритц-эффект не меняет период или меняет его иначе, если для газа $a_r \neq 0$. Движение межзвёздных облаков и звезды меняет a_r , r и P' плавно, либо резко, если в облаках есть просветы, скачком удлиняющие путь света r и компрессию g (2.1). Если луч света пересечёт другое межзвёздное облако, путь r резко сократится, а период P' – скачком удлинится. В итоге, после глитча меняется и скорость роста периода. Когда же просветы в межзвёздных облаках и внешние облака уходят с луча зрения, период пульсара и скорость его изменения восстанавливаются.

Т.е. в рамках баллистической теории вариации периодов пульсаров получают наиболее простую интерпретацию.

Также открыты цикличные вариации периодов пульсаров, объяснённые присутствием планет. Однако, если бы пульсары представляли собой остатки взрывов сверхновых, те неизбежно б разрушили или отбросили близлежащие планеты, поэтому полагают, что планеты появились после взрыва. Но планетные системы не могут формироваться за срок порядка возраста пульсаров (от тысяч до миллиона лет). В рамках баллистической теории, по которой реального взрыва не происходит, существование планет возможно. Планеты, облетая звезду, вносят возмущения в движение пульсара, регулярно меняя его скорость и частоту импульсов по эффектам Доплера и Ритца. Меняя период, ритц-эффект меняет и блеск звезды. Подобное явление открыто также у звёзд типа RV Тельца, RR Лиры и цефеид. Так, у Полярной звезды период $P_1 = 4$ сут нарастает на 8 секунд в год, а амплитуда колебаний блеска падает. С точки зрения баллистической теории причина – в звезде Полярная Аб, которая облетает Полярную Аа за период $P_2 \approx 30$ лет и в течение части этого периода сообщает ей своим тяготением убывающее со временем ускорение $a_{2r}(t)$. Соответственно, падает средняя яркость $\langle I' \rangle = I/(1 + ra_{2r}/c^2)$, растёт видимый период колебаний блеска $P_1' = P_1(1 + a_{2r}/a_0)$, падает их амплитуда, ввиду отдаления a_r от $-a_0 = -c^2/r$, т.е. за счёт спада глубины модуляции m ускорения (относительно уровня a_0) спутником Полярной с периодом $P_1 = 4$ сут. За период ~ 30 лет одного оборота Полярной Аб можно ожидать восстановления параметров.

Аналогичные колебания открыты у звёзд типа RV Тельца, скажем у DF Лебеда, у которой график лучевых скоростей [175] говорит о наличии двух спутников с периодами $P_1 = 50$ сут и $P_2 = 780$ сут (Рис. 2.2). Облетая звезду, они меняют её ускорение $a_r = a_{1r} + a_{2r}$ с теми же периодами (Рис. 1.25), и на двулетние колебания блеска по ритц-эффекту наложена «рябь» с периодом P_1 . Действительно, если движение компонентов происходит приближённо по круговым орбитам, так что $a_{1r} = a_1 \sin(2\pi t/P_1)$ и $a_{2r} = a_2 \sin(2\pi t/P_2)$, кривая блеска $I'(t')$ может быть представлена в виде параметрически заданной функции (как функция времени t в системе источника):

$$\begin{cases} I' = I \left(1 + \frac{ra_1}{c^2} \sin\left(\frac{2\pi t}{P_1}\right) + \frac{ra_2}{c^2} \sin\left(\frac{2\pi t}{P_2}\right) \right)^{-1} \\ t' = t - \frac{ra_1 P_1}{2\pi c^2} \cos\left(\frac{2\pi t}{P_1}\right) - \frac{ra_2 P_2}{2\pi c^2} \cos\left(\frac{2\pi t}{P_2}\right) \end{cases}.$$

Когда блеск максимален, растёт амплитуда мелких колебаний I' , т.к. малые вариации a_r в моменты приближения к $-a_0$ сильнее меняют яркость звезды, за счёт большей глубины модуляции $m = a_1/(a_0 - a_2)$. Действительно, открыты двойные системы, например, затменная звезда PG 1336-018, где один компонент – цефеида, у которой амплитуда колебаний блеска максимальна в моменты максимизации средней светимости системы [212] (Рис. 2.2).

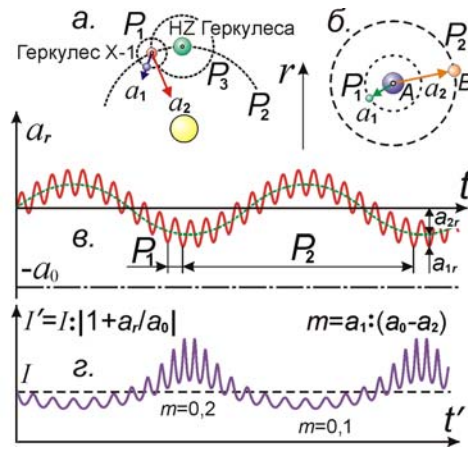


Рис. 2.2. Примеры кратных звёздных систем цефеид и пульсаров: а) Геркулес X-1 – HZ Геркулеса, б) Полярная А и В или DF Лебеда, в) кривая лучевых ускорений $a_r(t)$ звезды А, г) теоретическая кривая вариаций яркости $I'(t')$ звезды А по эффекту Ритца.

Сходное явление открыто у пульсаров, импульсы которых регулярно исчезают [175]. Современные модели пульсаров объясняют «замирания» путём ввода сложных дополнительных гипотез. Например, рентгеновский пульсар Геркулес X-1: его рентгеновские импульсы с периодом $P_1 = 1,24$ с регулярно гаснут, во-первых, от затмения звездой HZ Геркулеса, возле которой пульсар вращается с периодом $P_3 = 1,7$ сут, синхронно меняя блеск и цвет звезды [194], что можно объяснить ритц-эффектом. Во-вторых, пульсар гаснет на 24 сут с периодом $P_2 = 35$ сут. В существующих моделях пульсаров это явление не удавалось объяснить [194, 211]. А в рамках эффекта Ритца замирание на $2/3$ периода P_2 можно объяснить движением пульсара вокруг третьей звезды с орбитальным периодом $P_2 = 35$ сут (Рис. 2.2). Тогда ускорение пульсара a_r регулярно приближается к $-a_0 = -c^2/r$, возле которого за счёт выросшей глубины модуляции m мелкие колебания a_r под влиянием спутника пульсара ($P_1 = 1,24$ с) заметно меняют его яркость, переводя оптическое излучение пульсара в рентгеновский диапазон. При отдалении a_r от $-a_0$ амплитуда колебаний рентгеновского блеска и частоты падает почти до нуля. А в оптическом диапазоне колебания блеска HZ Геркулеса сохраняются, т.к. у этой более массивной звезды лучевое ускорение a_r не приближается к $-a_0$, и оптическое излучение постоянно регистрируют, но с переменной интенсивностью и цветом. Таким образом, баллистическая теория легко объясняет наблюдаемые свойства двойных звёзд-пульсаров, их рентгеновское излучение и замирания [A39, A41, A47].

«Замирания» пульсаров могут быть вызваны также прецессией орбиты спутника, в ходе которой наклонение орбиты i к картинной плоскости меняется, например, от 0 до 2α . Так, у пульсара Геркулес X-1 период прецессии по оценкам равен 35 сут [194]. У пульсаров ритц-эффект при $g \sim 10^3$ тысячекратно ускоряет видимую прецессию, и колебания a_r регулярно исчезают, когда орбита видна в плане – наклонение $i = 0^\circ$ (Рис. 1.22), или же амплитуда колебаний $a_r(t)$ достигает максимальной величины, когда $i = 2\alpha$. Колебания $a_r(t)$ имеют вид

$$a_r = a_1 \cdot \sin(i) \cos\left(\frac{2\pi t}{P_1}\right) = 2a_1 \sin(\alpha) \sin\left(\frac{\pi t}{P_2}\right) \sqrt{1 - \sin^2(\alpha) \sin^2\left(\frac{\pi t}{P_2}\right)} \cos\left(\frac{2\pi t}{P_1}\right).$$

При $\alpha \rightarrow 0^\circ$: $a_r \approx 2a_1 \alpha \cdot \cos(2\pi t/P_1) \sin(\pi t/P_2)$. Так, у Her X-1 на 11 дней из 35 наклон i орбиты и амплитуда $a_r \approx 2a_1 \alpha$ достаточны для перевода оптического излучения в X-лучи ($g_{\max} \sim 10^2$).

Приняв $a_r \approx 2a_1 \alpha \cdot \cos(2\pi t/P_1) \sin(\pi t/P_2)$, можно получить временную зависимость регистрируемой яркости $I'(t')$ в параметрической форме (Рис. 1.22), выразив t' из $dt' = dt(1 + ra_r/c^2)$

$$I' = I \left(1 + \frac{2ra_1 \alpha}{c^2} \cos\left(\frac{2\pi t}{P_1}\right) \sin\left(\frac{\pi t}{P_2}\right) \right)^{-1},$$

$$t' = t - \frac{ra_1 \alpha P_1 P_2}{c^2 \pi (P_1 + 2P_2)} \cos\left(\frac{\pi(P_1 + 2P_2)}{P_1 P_2} t\right) - \frac{ra_1 \alpha P_1 P_2}{c^2 \pi (P_1 - 2P_2)} \cos\left(\frac{\pi(P_1 - 2P_2)}{P_1 P_2} t\right).$$

Несложно интегрированием dt' найти и строгую зависимость $t'(t)$ в случае больших $\alpha \sim 1$.

Регулярные замирания (*нуллинг*) до 70 % времени открыты также у радиопульсаров, в частности у PSR J1819+1305 и B1133+16. А пульсар PSR B0943+10, прекращая излучать в радиодиапазоне, начинает генерировать рентгеновское излучение, и наоборот (Рис. 1.22). Эта смена режимов не нашла объяснений в современных моделях пульсаров, но естественно следует из баллистической теории. Когда в ходе орбитального движения лучевое ускорение a_r меняет знак (или пересекает уровень $-a_0$), сдвиг частоты ритц-эффектом меняет знак (или снижается), и ускорение звезды переводит излучение звезды уже не в рентгеновский, а в радиодиапазон. При восстановлении $a_r \approx -a_0$ радиоизлучение гаснет. Другая возможная причина смены режимов – регулярное появление на пути излучения межзвёздных облаков газа, эффективно переизлучающих радиолучи. У некоторых пульсаров, в том числе у пульсара в Крабовидной туманности (PSR 0531+21) и в Парусах (PSR 0833–45) пульсации наблюдаются во всех диапазонах, что связано с компрессией всеволнового излучения звезды и короны. Кроме того, по мере движения профиль электромагнитных волн искажается, приводя к появлению высокочастотных гармоник: так образуются, кроме оптических импульсов, синхронные рентгеновские и гамма-импульсы [119, с. 525]. За счёт разной длины переизлучения l в разных диапазонах импульсы в разных диапазонах смещаются по фазе и у них немного различаются периоды, за счёт разной величины компрессии g . При значительном поглощении и сильном различии длин экстинкции в некоторых диапазонах пульсации вообще не наблюдаются. Так, большинство пульсаров пульсируют только в радиодиапазоне.

Замирания радиоизлучения открыты и в двойном пульсаре PSR J0737-3039, где одна звезда постоянно генерирует импульсы с периодом $P_1' = 23$ мс, а вторая – с периодом $P_2' = 2,8$ с – лишь в отдельных точках орбиты. Это объясняют тем, что быстрый пульсар (периода P_1'), обегая медленный пульсар (периода P_2') за период $P_3 = 2,4$ часа, регулярно усиливает его импульсы

своим магнитным полем. А в рамках баллистической теории происходит приближение в отдельных орбитальных фазах ускорения a_r пульсара к критическому $-a_0$: тогда генерируется частотол импульсов X-излучения, как у Нег X-1. В остальное время ускорение далеко от $-a_0$, и в частотоле наблюдаются провалы – «замирания» (Рис. 2.3). У пульсара с $P_1' = 23$ мс амплитуда колебаний a_{1r} выше, и он генерирует вспышки постоянно. Отдаление ускорения от $-a_0$ ведёт к регулярному удлинению периода $P_1' = P_1(1 + a_{2r}/a_0)$ на 0,1 %. Вариации P_1' объясняют доплер-эффектом $P_1' = P_1(1 + V_r'/c)$ при $V_r' = ca_{2r}/a_0 = 300$ км/с и замедлением времени в поле тяготения пульсаров. По эффекту Ритца истинные скорости и поля пульсаров – на порядки меньше.

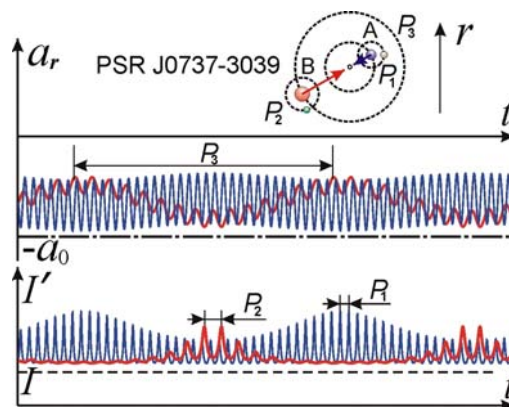


Рис. 2.3. Схема звёздной системы двойного пульсара, графики лучевых ускорений $a_r(t)$ его компонентов и результирующие колебания блеска $I'(t)$.

Возможна также обратная ситуация: увеличение видимой светимости и сокращение периода пульсаций, в ходе приближения ускорения звезды к $-a_0$, ведёт к исчезновению рентгеновских вспышек. Подобный эффект наблюдался у рентгеновского пульсара GX 1+4, период пульсаций которого в течение 15 лет сокращался, пока в 1985 г., достигнув минимума, не стал столь же быстро нарастать (Рис. 2.4). Для объяснения этих вариаций P_1' формально приняли, что магнитные поля и трение вращающегося газового кольца, ускорившего вращение звезды, стало тормозить её вращение [213]. Но до сих пор не выяснены причины смены направления при сохранении величины момента трения, который огромен, т.к. за 10 лет в 2 раза повысил гигантскую энергию вращения пульсара, а затем столь же быстро её уменьшил. Ритц-эффект элементарно объясняет эти вариации как иллюзорные. Сначала в ходе орбитального движения звезды (приблизённо по круговой орбите) среднее ускорение $a_{2r} = a_2 \cos(\omega t)$ приближалось к $-a_0$, сокращая регистрируемый период $P_1' = P_1 + P_0 \cos(\omega t)$, а затем стало отдаляться, наращивая P_1' , где $P_0 = P_1 r a_2 / c^2$ и $\omega = 2\pi/P_2$. Масштаб времени $dt' = dt/g$ сжат пропорционально компрессии g , откуда $t' = t + P_0 \sin(\omega t) / \omega P_1$. Т.е. график наблюдаемых вариаций $P_1'(t')$ представляет собой укороченную циклоиду (трохоиду). Возле минимума, заострения трохоиды, P_1' меняется почти линейно, как у GX 1+4 [214] (аналогичные вариации наблюдались у пульсара 4U0900-40 [119, с. 594]). Небольшие отклонения от трохоиды связаны, вероятно, с малыми вариациями a_{2r} в поле

тяготения спутников, меняющих P_1' , и с движением пульсара по эллиптической орбите. Тогда для точного совмещения теоретической и экспериментальной кривой $P'(t)$ и определения параметров орбиты пульсара следует произвести на ЭВМ перебор параметров e , a , ω орбиты, минимизирующий отклонения, либо представлять зависимость $a_{2r}(t)$ в виде полиномов, рядов (§ 1.1, § 1.5), подбирая их коэффициенты по методу [409]. В минимуме $P_1' \approx 100$ с звезда перестала излучать рентгеновские лучи. В рамках баллистической теории это – следствие выросшей степени компрессии g , переводящей оптическое излучение звезды уже не в рентгеновский, а в гамма-диапазон. Но в гамма-лучах звезду на тот момент не исследовали, и её гамма-переменность под вопросом.

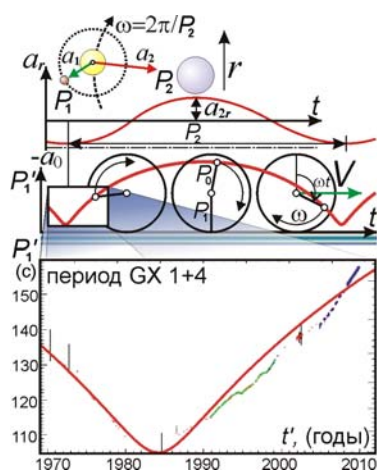


Рис. 2.4. Схема звёздной системы пульсаров и барстеров на примере пульсара GX 1+4. Вариации его периода P_1' за счёт вариаций орбитального ускорения звезды $a_{2r}(t)$. Красная сплошная линия – теоретическая кривая $P_1'(t')$ (моделирование по эффекту Ритца), точки с интервалами погрешностей – результат измерений периода [213, 214].

Сами вспышки, очевидно, обусловлены, как в случае пульсаров, регулярной компрессией света двойной звезды по эффекту Ритца. В частности, это подтверждает пример пульсара GX 5-1, у которого мощность вспышек нарастает пропорционально интегральной светимости.

Другим примером служит объект T5X2 (пульсар IGR J17480-2446 в скоплении Terzan 5), у которого тоже обнаружена переменность блеска в рентгеновских лучах: помимо обычных пульсаций с частотой 11 Гц, наблюдаются квазипериодические осцилляции (QPO) с частотой порядка мГц [215]. В течение одного месяца у T5X2 период квазипериодических осцилляций сократился с 1000 до 200 с, а затем снова вырос до 1000 с (Рис. 2.5). Рост частоты колебаний блеска в 5 раз (с 1 мГц до 5 мГц) сопровождался пропорциональным нарастанием рентгеновской яркости в 5 раз. Как видно из Рис. 2.5, максимум рентгеновского блеска точно соответствует максимальной частоте колебаний блеска. Это естественно интерпретировать как проявление эффекта Ритца: приближение ускорения системы к критическому (как на Рис. 2.4) сопровождается пропорциональным ростом частоты колебаний блеска и интенсивности в 4–5 раз, согласно (1.15) и (1.17). В рамках эффекта Ритца, близость ускорения к критическому $a_{2r} \approx -c^2/r$ и делает

T5X2 рентгеновским источником. Параллельный рост интенсивности и цветовой температуры (частоты спектрального максимума) рентгеновского излучения обнаружен также у пульсара IGR J18245-2452 [216]. Отметим, что у него пульсации рентгеновского блеска имеют вид почти идеальных синусоид. Это свидетельствует в пользу того, что колебания обусловлены движением звезды по круговой орбите с лучевым ускорением a_{2r} , меняющимся по гармоническому закону. По эффекту Ритца при малой глубине модуляции $m \ll 1$ это вызывает колебания блеска по гармоническому закону.

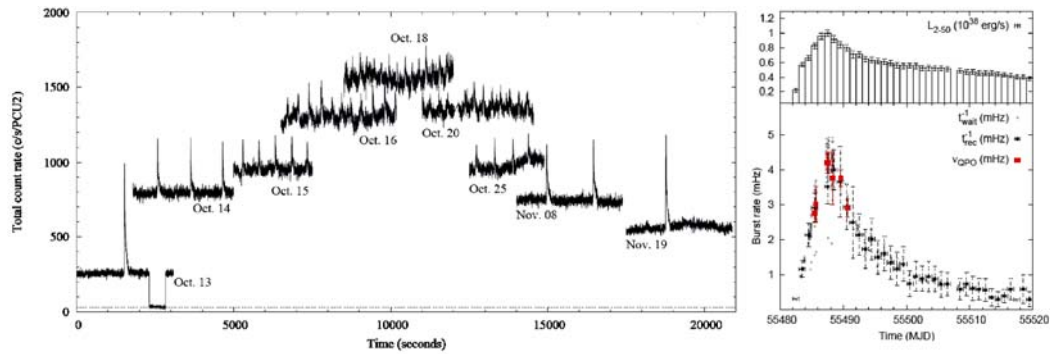


Рис. 2.5. Слева – график колебаний рентгеновской яркости объекта T5X2 (IGR J17480-2446) в 2010 г. Справа – графики колебаний средней рентгеновской яркости и частоты QPO осцилляций блеска [215].

Аналогичный эффект открыт у барстеров – объектов, генерирующих короткие рентгеновские импульсы с периодом повторения в несколько часов. Как показывают кривые колебаний рентгеновского блеска [217, с. 29], при увеличении периода между импульсами всплеск пропорционально нарастает длительность импульсов, что естественно интерпретировать по эффекту Ритца пропорциональным растяжением временного масштаба колебаний рентгеновской яркости. В рамках баллистической теории барстеры могут быть обычными звёздами, у которых возмущения со стороны спутников регулярно варьируют a_r звезды. При достижении a_r значений $-a_0$ свет звезды, наращивая интенсивность и частоту в $g \sim 10^3$ раз, преобразуется в рентгеновские всплески. Это объясняет, почему спектр всплесков барстеров подобен тепловому спектру звезды, смещённому из оптического ($T_c \sim 10^4$ К) в рентгеновский диапазон ($T_c' \sim 10^7$ К [119]). По закону смещения Вина преобразованная частота спектрального максимума $f' = fT_c'/T_c \sim fg$. Этот механизм всплесков объясняет, почему у ряда барстеров всплески, подобно импульсам некоторых пульсаров, двойные [119, 218], например, у MXB 1636–53. При перехлесте ветвей графика $V_r(t)$ ускорение a_r достигает критического $-a_0$ дважды за период, и всплеска становится двойной. Спутники барстеров обнаруживают по провалам в кривой рентгеновского блеска на каждом периоде [218]. У барстеров интервал P_1' между всплесками варьирует на 30–50 %. При росте средней светимости звезды период меж всплесками сокращается [119, с. 139].

В рамках баллистической теории это – следствие близости a_{2r} звезды к $-a_0$ в поле тяготения третьей звезды, так что $g = a_0/(a_0 + a_{2r}) \sim 10^3$. Т.е. эффект Ритца усиливает среднюю яркость

звезды в сотни раз, переводя излучение в рентгеновский диапазон и сокращая регистрируемый период P_1' спутника и вызванных им вспышек с лет до часов. Тяготение спутника регулярно сближает a_r звезды с $-a_0$, ещё наращивая блеск. А третья звезда, медленно варьируя a_{2r} , меняет компрессию g (2.1). Нарращивая яркость, эффект Ритца пропорционально сжимает период P_1' вспышек (Рис. 2.4). Когда светимость достигает критической, вспышки исчезают, т.к. ритц-эффект переводит излучение уже в гамма-диапазон. Действительно, критическая мощность излучения (10^{30} Вт) в 10^4 раз выше светимости звезды типа Солнца [119, с. 139], соответствуя компрессии периода поля в $g \approx 10^4$ раз и росту частоты с $f \sim 10^{15}$ Гц до $f' \sim 10^{19}$ Гц – границы рентгеновского и гамма-диапазона.

У барстеров глубина модуляции ускорения спутником $m = a_1/(a_0 - a_2) \approx 1$ (Рис. 2.7), и яркость вспышек в сотню раз выше средней яркости [119, с. 139]: $g = a_0/(ma_1 + a_{1r})$, $g_{\max} = a_0/a_1(m - 1) \sim 10^2$. Нарращивая яркость в 100 раз, ритц-эффект в 100 раз сжимает длительность вспышки. У пульсаров, при малой глубине модуляции a_r по закону $a_r = a_{2r} + a_1 \cos(2\pi t/P_1)$, время вспышки (окно) равно времени, в течение которого $a_r \approx -a_0$, составляя величину t , при которой $\cos(2\pi t/P_1) \approx 1$, точнее $\cos(2\pi t/P_1) \geq 0,95$, откуда $t \sim 0,05P_1$, т.е. порядка наблюдаемого [119, с. 522]. У барстеров, от высокой степени сжатия $g \sim 10^2$ и выше, окно вспышки в сто раз короче: $t \sim 0,0005P_1$, что соответствует наблюдаемому окну вспышки. При $P_1 = 10$ часов у барстеров длительность вспышек $t \sim 0,0005P_1 \sim 10$ с, что близко к измеренной длительности вспышек [119, с. 139]. Кроме того, вспышки барстеров растянуты за счёт дисперсии и переизлучения света межзвёздным газом [168, 211]. Поэтому вспышки барстеров резко разгораются и плавно, экспоненциально угасают. С этим же связано резкое начало и плавное угасание гигантских вспышек у источников Мягких Повторных Гамма-всплесков (МПГ), например, у SGR 1806-20. Эпохи спада активности МПГ, как у пульсаров и барстеров вызваны вариацией среднего ускорения a_r и эффективного пути $r = l$. Не случайно у пульсаров включения и замирания радиоизлучения обычно наблюдаются при глитчах – резких скачках периода, обычно тоже обусловленных изменением компрессии g от изменения l набегающими и уходящими с луча зрения облаками газа.

Характерные особенности открыты также у вспышек радиопульсаров. Так, каждый импульс состоит из ряда субимпульсов [219]. С позиций баллистической теории это можно интерпретировать как вариации блеска звезды под влиянием ускорения звезды в поле тяготения меньших спутников-планет. Их возмущающее воздействие сообщает графикам лучевых ускорений и блеска сложную нерегулярную форму. Когда ускорение звезды в поле тяготения спутников кратковременно приближается к $-a_0$, генерируется симметричный субимпульс.

Быстрые вариации блеска звёзд под влиянием тяготения планет обнаружены, например, у звезды OGLE-2003-BLG-235L [220]. Однако их интерпретируют в рамках общей теории отно-

сительности (ОТО) как результат фокусировки света полем тяготения планет (*эффект гравитационного микролинзирования*). В рамках баллистической теории одна звезда, проходя перед другой, усиливает её блеск по эффекту Ритца, а планета, добавочно варьируя ускорение звезды возле значения $-a_0$, может значительно менять её блеск [A43, A47, A56]. Наблюдаемая форма кривой блеска, на которой виден двойной максимум, точно соответствует предсказаниям баллистической теории и эффекта Ритца (Рис. 2.6). Возможность кратковременного усиления блеска планетами по эффекту Ритца, как альтернативы микролинзированию, отмечал также Р.С. Фритциус [79].

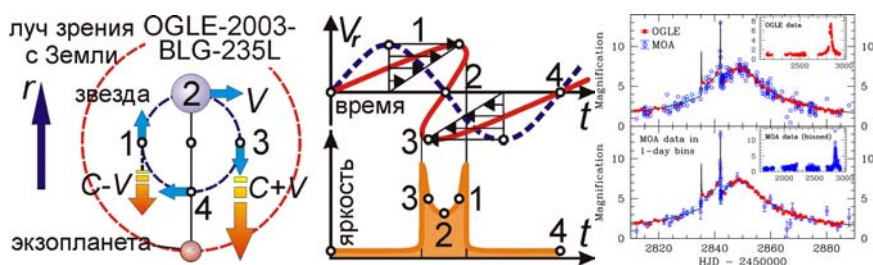


Рис. 2.6. Колебания блеска звезды, вызванные эффектом Ритца при движении вокруг неё экзопланеты, на примере звезды OGLE-2003-BLG-235L [220] (справа).

Если период обращения звезды кратен периоду обращения спутника, субимпульсы появляются на одном и том же участке импульса (или дрейфуют к его краю, если периоды не точно кратны). Субимпульсы возникают также от переменной радиояркости звезды типа Солнца, из-за циклов активности, вспышек и вращения активных зон, генерирующих радиоизлучение. Поэтому импульсы радиоизлучения, усиленные ритц-эффектом, менее стабильны, имеют другой спектр и форму, чем оптические [211], созданные постоянным свечением звёзд.

Редкие радиоимпульсы пульсаров отличает огромная интенсивность, в сотни раз выше обычной интенсивности импульсов. По эффекту Ритца гигантские импульсы – это следствие вспышек (у Солнца вспышки усиливают радиоизлучение на порядки), либо приближения ускорения a_{2r} к критическому $-a_0$ в поле тяготения третьей звезды (Рис. 2.3). Поэтому излучение усилено не в краткие интервалы (как у субимпульсов от тяготения спутников), а в течение всего импульса, а точнее нескольких импульсов, т.к. ускорение в ходе долгопериодного движения с периодом P_2 длительно сближается с критическим $-a_0$ (Рис. 2.2, Рис. 2.3). Но вариации ускорения спутниками ведут к быстрым колебаниям яркости на хвосте гигантской вспышки, как у МПГ и сверхновых [A39, A47]. Эффект Ритца не только наращивает интенсивность излучения в сотни раз, но и генерирует рентгеновское и гамма-излучение, как у пульсара PSR B1937+21. Гигантские импульсы возникают лишь в точках орбиты (где $a_{2r} = -a_0$), регулярно повторяясь. Так, у PSR J1752+2359 каждый 570-й импульс – гигантский.

Из баллистической теории следует также появление интеримпульсов – импульсов с амплитудой меньшей, чем у основных, и регистрируемых примерно посередине периода между

основными, например, у PSR B0906–49 [119]. Генерацию двух импульсов за период интерпретируют как поочерёдный поворот к Земле двух магнитных полюсов звезды. Но эта гипотеза не объясняет различие спектров главных и интеримпульсов. В рамках баллистической теории интеримпульсы может создавать компаньон двойной звезды, движущийся в противофазе с главной звездой, поэтому его импульс сдвинут на полпериода и имеет иной спектр, на что впервые обратил внимание Р. Фритциус [207]. Поскольку звёзды сообщают свету разные орбитальные скорости, интеримпульс отстаёт не точно на полпериода.

Двойной импульс может наблюдаться и на кривой блеска одной звезды [A41]. Если кривая лучевых ускорений пересекает уровень $-a_0$, число вспышек удваивается, поскольку вспышки создаёт как ветвь графика $a_r(t)$ выше линии $-a_0$, так и ветвь, проходящая ниже, на которой порядок событий обратный, а вспышки сдвинуты по фазе (Рис. 2.1). Если график $a_r(t)$ подходит к линии $-a_0$ с двух сторон, с разными глубинами модуляции m , тогда от разных g вспышки имеют разную интенсивность и попадают в разные частотные диапазоны. Так, у пульсара в Парусах вспышки в радиодиапазоне сдвинуты по фазе относительно вспышек в гамма- и оптическом диапазоне [119]. Добавочная задержка возникает также от различия длин экстинкции l в разных диапазонах: импульсы разных частот движутся с избытком скорости разное время.

Всеволновое импульсное излучение открыто также у объекта Swift J1822.3–1606: ему присущи свойства и рентгеновских, и радиопульсаров. Существование двух типов пульсаров, с точки зрения эффекта Ритца вызвано тем, что для рентгеновских пульсаров ускорение a_r ниже критического $-a_0$, у радиопульсаров – выше $-a_0$. Тогда преобразование частоты по эффекту Ритца у этих пульсаров разное, поскольку при $a_r < -a_0$ инвертируется порядок событий ($g < 0$) и радиоизлучение эффективно поглощается в межзвёздном газе (§ 2.2). В итоге, у радиопульсаров период нарастает (за счёт приливного трения), а у рентгеновских пульсаров период сокращается (так же сокращается и орбитальный период двойных пульсаров, например PSR 1913+16 [42]). Действительно, при $a_{2r} \leq -a_0$ и $P_1' = P_1(1 + a_{2r}/a_0) \leq 0$ все процессы выглядят идущими в обратную сторону. При этом, в зависимости от соотношения между a_r и $-a_0$, от разницы l сильнее поглощаются рентгеновские или радио-лучи. Возможный пример такого ускорения и инверсии порядка событий – «обратное движение» по орбите у экзопланет типа WASP-33b (см. § 1.4).

У отдельных пульсаров возле точки пересечения линии $-a_0$ графиком $a_r(t)$ можно наблюдать сразу и те и другие свойства. Открыты также аномальные рентгеновские пульсары (АХР), периоды которых порядка 10 секунд и растут, как у радиопульсаров. С точки зрения эффекта Ритца это – следствие снижения компрессии g и роста P_1' при отдалении a_{2r} от $-a_0$. Аномальными пульсары АХР назвали ввиду неопределённости источника их энергии, поскольку они вращаются медленно и не обнаруживают следов аккреции. Не удаётся объяснить аккрецией и рентгеновское излучение семи близких пульсаров (RXJ), названных «великолепной семёркой»

(Рис. 2.7). Однако энергия рентгеновского излучения АХР и RXJ может быть преобразованной по эффекту Ритца энергией оптического теплового излучения звёзд. Это позволяет объяснить, почему спектр пульсаров и барстеров сходен с чернотельным спектром звёзд, сдвинутым ритц-эффектом в рентгеновский диапазон, с цветовой температурой $T_c \sim 10^6 - 10^8$ К [119, сс. 139, 586]. Орбитальное движение пульсаров варьирует их ускорение и сдвиг спектра по ритц-эффекту, что воспринимают как колебания T_c на $\Delta T_c \sim 10^6$ К, как у Sco X-1 [211]. Оттого в его спектре две группы спектральных линий, колеблющихся в противофазе с периодом 4 дня (Рис. 2.2), как показал В.М. Лютый [211]. Смещения линий отвечают скоростям V_r' в тысячи км/с. Если смещения вызваны ритц-эффектом, реальные скорости звёзд намного ниже.

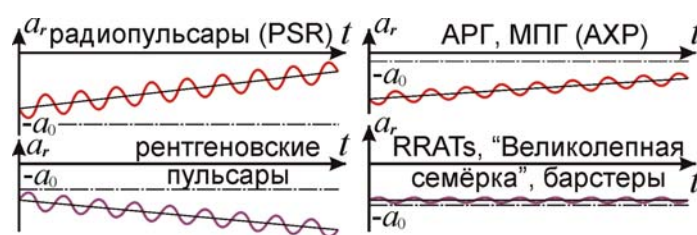


Рис. 2.7. Разные типы пульсаров и барстеров, как результат вариаций блеска и спектра эффектом Ритца для разных типов графиков $a_r(t)$.

Компрессия наблюдаемых движений пульсаров ведёт к ускоренному снижению орбитального периода в двойных пульсарах, а у звёзд и планет приливное трение сокращает орбитальный радиус и период крайне медленно (как у спутника Марса – Фобоса). В ОТО быстрое сокращение периода интерпретируют как потерю энергии на гравитационные волны в поле тяготения пульсаров [42]. Но в таком случае рассчитанные по ОТО массы пульсаров превышают теоретический предел массы нейтронной звезды ($\approx 2M_\odot$), скажем у пульсара PSR J1614-2230. В баллистической теории истинный орбитальный период двойных пульсаров может быть велик, меняясь крайне медленно. Однако по эффекту Ритца эти вариации видны в ускоренном масштабе.

Аналогично, быстрый поворот орбит двойных пульсаров, достигающий 10° в год, объясняют эффектами ОТО. Но орбиты двойных звёзд могут быстро вращаться и за счёт возмущений [46, 65]. Причём у пульсаров ритц-эффект ускоряет видимое вращение орбит в тысячи раз ($g \sim 10^3$). Тогда поворот на $2''$ в год воспримется на Земле как поворот орбиты на градусы в год. В баллистической теории эффект ускоренного вращения орбит возможен и для других переменных звёзд (§ 1.5) – карликовых цефеид, звёзд типа RR Лиры, проявляясь в форме эффекта Блажко [A23, A24].

У двойных пульсаров открыта также аномально быстрая прецессия оси вращения, ведущая к регулярному прекращению пульсаций (Рис. 1.22), что тоже интерпретируют как эффект ОТО. С точки зрения баллистической теории, имеет место медленная прецессия осей звёзд и орбит их спутников под возмущающим воздействием гравитационных полей других небесных

тел. Но из-за ритц-эффекта прецессия орбит выглядит тысячекратно ускоренной, приводя к регулярному прекращению пульсаций у ряда пульсаров и цефеид. Ось Земли в ходе прецессии делает полный оборот за 26000 лет, а у двойного пульсара PSR J0737-3039 – за 75 лет.

Также ритц-эффект наращивает скорость собственного движения пульсаров, например, у пульсара Кальвера. Типичные трансверсальные скорости звёзд $\sim 1-10$ км/с, а видимое движение пульсаров соответствует скоростям ~ 1000 км/с, как у пульсара в созвездии Парусов, а также у пульсаров IGR J11014–6103 и PSR J1357–6429. В современной теории пульсаров их высокие скорости объясняют гипотезой кика – «толчка», полученного пульсаром при взрыве сверхновой. Но существование двойных пульсаров и планет у пульсаров с почти круговыми орбитами противоречит этой гипотезе, поскольку удар сопровождался бы разрушением двойных и планетных систем или катастрофическим искажением их орбит. Напротив, в рамках баллистической теории имеет место иллюзорный взрыв, а ритц-эффект естественно объясняет ускорение видимых движений в тысячи раз ($g \sim 10^3$), обеспечивая скорости $\sim 10^3$ км/с. Аномально быстрые движения звёзд открыты также в созвездии Стрельца, в центре Галактики, в котором расположен радиоизлучающий объект Стрелец-А (Sgr A*), где в ИК-диапазоне открыты звёзды, движущиеся по орбитам с гигантскими скоростями. Поэтому центральный объект считают сверхмассивной чёрной дырой с массой порядка миллиона солнечных. А присутствие сверхмассивной чёрной дыры вело бы к аккреции на неё межзвёздного газа, т.е. повышению его концентрации и температуры. Но этому противоречит спектр излучения центральных участков, который соответствует крайне разреженному газу, судя по наличию в спектре запрещённых линий [112, с. 374]. Кроме того в рамках ОТО в поле тяготения сверхмассивной чёрной дыры происходила бы быстрая прецессия орбит звёзд, как в случае Меркурия, чего не наблюдается. Напротив, в рамках ритц-эффекта этот объект может оказаться обычной звездой, движущейся со звёздами-спутниками вокруг центра Галактики с ускорением a_r порядка $-a_0 = -c^2/r$. Соответственно, все движения звёзд ускорены ритц-эффектом в тысячи раз. Эффект объясняет также радиоизлучение объектов Sgr A и Sgr A*, если оптическое излучение звёзд переводится ритц-эффектом в радиоизлучение, за счёт ускорения свободного падения $a_r > 0$ на их поверхности.

Таким образом, сверхбыстрые движения звёзд в центральной области Галактики (в керне) вряд ли вызваны тяготением сверхмассивной чёрной дыры. Естественней предположить, что наблюдается ускорение видимого движения звёзд за счёт их общего движения с ускорением близким к критическому $a_c \approx -a_0 = -c^2/r$, например, если звёздная система с массивной центральной звездой движется с лучевым ускорением $a_c \approx -a_0$ в поле тяготения массивной звезды или звёздного скопления.

Решим задачу строго и рассчитаем во сколько раз ускоряется видимое движение звезды, если $(1 + ra/c^2) = b \ll 1$, т.е. коэффициент компрессии g , показывающий, во сколько раз убыст-

рено по сравнению с истинным видимое движение, будет равен $g = dt/dt' = 1/b \gg 1$. В случае такого предельного сближения ускорения с критическим будет наблюдаться режим сверхмодуляции частоты (СЧМ), когда малые модуляции скорости света $c' = c - V_r$, вызванные собственными движениями звёзд с лучевой скоростью V_r , приводят к гигантским вариациям частоты. В общем случае, на основе формулы (1.12), если учесть $c' \neq c$ и считать собственные орбитальные ускорения звезд малыми (т.е. их результирующее лучевое ускорение $a_r \approx a_c$), период световых колебаний преобразуется как

$$T' = \left(1 + \frac{V_r}{c'} + \frac{ra_r}{c'^2} \right) T \approx \left(1 + \frac{V_r}{c'} + \frac{b-1}{(1-V_r/c)^2} \right) T \approx \left(b + \frac{V_r}{c} - 2\frac{V_r}{c} \right) T = \left(1 - \frac{V_r}{cb} \right) bT. \quad (2.4)$$

Таким образом, движение звёзд выглядит ускоренным в $g = 1/b$ раз, так что измеренная астрометрически трансверсальная скорость звёзд $V_t'(t) = V_t T/T' = V_t(t)/b$. А измеренная спектроскопически лучевая скорость, если исследовать относительные смещения линий от их средних положений, составит $V_r'(t) = -V_r(t)/b$. Таким образом, в обоих случаях происходит иллюзорное увеличение скорости в $g = 1/b$ раз, но во втором случае направление скорости меняется на обратное. Казалось бы, это приведёт к несоответствию наблюдаемого астрометрически движения и измеренного спектроскопически. Но в действительности, от неопределённости угла $i = i_0$ наклона орбиты, поскольку наблюдается только проекция орбиты и видимого движения на картинную плоскость, им могут соответствовать два астрометрически неразличимых варианта расположения орбиты $i = i_0$ и $i = -i_0$ (Рис. 2.8). Соответственно, каждому расположению звезды будут отвечать два возможных значения лучевой скорости $V_r'(t) = V_{r0}(t)$ и $V_r'(t) = -V_{r0}(t)$. Таким образом, в элементах орбиты, определённых астрометрически и спектроскопически, не будет противоречий, но вместо истинного угла $i = i_0$ получится ложное, противоположное по знаку значение $i = -i_0$, которому соответствует противоположное по знаку значение лучевой скорости.

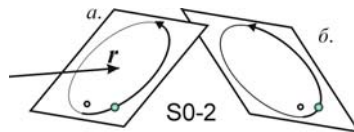


Рис. 2.8. Два варианта расположения орбиты (а и б), соответствующие одинаковому видимому движению звезды на картинной плоскости, но противоположным по знаку кривым лучевых скоростей $V_r(t)$ у S0-2.

Тем не менее, несоответствие можно выявить, исследуя спектр звезды, в котором удаётся чётко выделить спектр поглощения и излучения межзвёздного газа [135]. Если при истинном расположении орбиты $i = i_0$ наиболее далёкой точке орбиты соответствует более интенсивный спектр поглощения межзвёздного газа, тогда при ложном расположении орбиты $i = -i_0$ тому же движению звезды на картинной плоскости соответствовало бы самое близкое расположение звезды и наименее интенсивный спектр поглощения газа. Если же картина вариаций спектра поглощения противоположна теоретически ожидаемой, или если у звёзды затмения централь-

ной звездой происходят в нерасчётные моменты времени, это будет означать, что i определено неверно и наблюдается обращение знака лучевой скорости. Кроме того, если ориентироваться не на относительное смещение спектральных линий, а на абсолютное, можно будет тоже обнаружить несоответствие, так как из формулы (2.4) при $g \sim 10^3$, считая преобразование частоты вызванным эффектом Доплера, найдут мнимую лучевую скорость $V_r' \sim -c$. Таким образом, наблюдается огромное смещение спектральных линий, которое не обнаруживают исключительно потому, что неверно идентифицируют, отождествляют спектральные линии. Видимо, регистрируемые спектральные линии гелия и брома на деле соответствуют низкочастотному излучению дальнего ИК-диапазона и радиолиний водорода и гелия, смещенных ритц-эффектом в ближний ИК-диапазон.

В случае, если определённые астрометрически и спектроскопически движения звёзд возле галактического центра иллюзорно ускорены эффектом Ритца в $g = 1/b \sim 400$ раз, тогда истинные скорости окажутся более умеренными, близкими к типичной скорости звёзд $V_r \sim 10$ км/с, а орбитальные периоды окажутся намного больше. Например, у звезды S0-2, вместо измеренной скорости $V_r'(t) \sim 4000$ км/с, найдём, что истинная скорость $V_r(t) \sim 10$ км/с, а орбитальный период не $P' = 15$ лет, а $P = 6000$ лет. Соответственно, масса центральной звезды получится не $M' \sim 4 \cdot 10^6 M_\odot$, а $M = M'/g^2 \sim 25 M_\odot$, т.е. величина типичная для рядовых звезд главной последовательности классов О и В. При этом характерные массы звезд-спутников, движения которых наблюдают, составят порядка $0,1 M_\odot$, что типично для красных карликов. Такая оценка масс звезд-спутников противоречит измеренной ширине спектральных линий: уширение линий соответствует окружной скорости вращения звёзд ~ 220 км/с, которая типична для массивных звёзд ($\sim 15 M_\odot$) классов О и В. Но в действительности опять же за счёт эффекта СЧМ измеренное уширение соответствует не истинной окружной скорости V_r , а мнимой $V_r' = -V_r/b$. Т.е. $V_r' \sim 220$ км/с при $1/b \sim 400$ соответствует $V_r \sim 0,5$ км/с. Именно такая окружная скорость типична для жёлтых и красных карликов.

Чтобы звёздная система двигалась в течение такого времени $P \sim 6000$ лет с ускорением близким к критическому $a_c \approx -a_0$, она должна лететь в поле тяготения шарового скопления, расположенного на расстоянии $R \sim 100000$ а.е. и имеющего массу $M \sim 10^7 M_\odot$. Такое скопление может состоять из 10^6 звёзд с массой $\sim 10 M_\odot$. При этом шаровое скопление может иметь размер ~ 10000 а.е., приводя к движению центральной звезды с периодом $P \sim 10000$ лет. Таким образом, исчезает надобность в центральной чёрной дыре, а наблюдаемые явления можно объяснить движением обычных звёздных систем.

Такие массивные скопления должны располагаться как раз в центральной области Галактики – в керне, где концентрация звёзд максимальна. Да и сам центр служит центром тяготения, способным обеспечить критическое ускорение $a_c \approx -a_0$. Действительно, по известному распре-

делению масс в ядре [119, с. 197], шар радиуса R с центром в центре Галактики обладает массой $m(R) \approx kR$, где $k \approx 10^7 M_{\odot}$ 1/пк. Отсюда критическое расстояние R_c найдется из ускорения на поверхности шара такого радиуса равного критическому $a_0 = GM/R_c^2$. Откуда $R_c = Gkr/c^2 = 1,5 \cdot 10^{14}$ м = 1000 а.е. Это значение R_c в пределах одного порядка соотносится с измеренными размерами орбит S0-2 и других звезд, движущихся вокруг центрального объекта [135]. Таким образом, в пределах шара такого радиуса в центре галактики многие объекты, летящие вокруг центра, будут обладать ускорением порядка критического: отсюда активность, вспышки, сверхбыстрые движения, ионизирующие излучения в центре нашей (Sgr A*) и других галактик. Тем самым отпадает надобность в центральной чёрной дыре, а наблюдаемые явления можно объяснить движением обычной звёздной системы по орбите вокруг центра галактики или другой массивной звёздной системы. В Sgr A* открыт также ряд пульсаров, избыток измеренной скорости которых тоже можно объяснить эффектом Ритца.

Двойной сверхмассивной чёрной дырой, как полагают, является и блазар OJ 287 [415]. Его вспышки интерпретируют как результат взрывообразного нагрева газа при пересечении одной чёрной дырой аккреционного диска другой. С точки зрения эффекта Ритца, это могут быть две рядовых звёздных системы, меняющих яркость при вариациях a_r в ходе движения по орбите. Участок этой орбиты виден, ввиду размытия вдоль неё изображения блазара от эффектов, рассмотренных в § 2.3. Это движение по орбите с периодом 12 лет приводит к типичной двойной вспышке на каждом периоде, в согласии с предсказанием эффекта Ритца. В рамках релятивистской астрофизики рассчитывают сходные кривые блеска на основе биминг-эффекта – меняющего яркость релятивистского эффекта Доплера у движущихся с огромной скоростью плазменных джетов [416]. Сверхсветовые скорости OJ 287 и джетов – это тоже следствие ускорения видимых процессов эффектом Ритца (1.14). Спектр всех блазаров содержит два отчётливых максимума – в видимом диапазоне и в рентгеновском или γ -диапазоне. Из эффекта Ритца происходит их очевидно: звёзды в системе блазара летят по орбитам с ускорением близким к критическому, и значительную часть орбитального периода их ускорение максимально $a_r \approx a_0 = c^2/r$ или минимально $a_r \approx -a_0$. Соответственно, у части звёзд частота излучения снижена примерно в два раза ($f' = f/2$), а у другой части – примерно в тысячу раз увеличена по эффекту Ритца $f' = f(1 + a_r/a_0) \gg f$. Результирующий спектр блазара представляет собой приближённо сумму двух спектров – теплового, но с в 2 раза меньшей цветовой температурой звёзд, и рентгеновского, повторяющего оптический, но смещённый в рентгеновский или в γ -диапазон. Действительно, спектр блазаров представлен суммой двух планковских спектров, у которых высота максимумов примерно одинакова, т.к. одинаково время излучения звёзд на обоих участках орбиты.

Поскольку вспышки новых, сверхновых и пульсаров обусловлены концентрацией излучения звезды по эффекту Ритца, вспышки будут тем ярче, чем больше период обращения по орби-

те. Во время этого движения аккумулируется энергия вспышки: она пропорциональна периоду P обращения звезды. Поэтому самые яркие вспышки сверхновых происходят крайне редко. Менее яркие вспышки новых звёзд происходят чаще. Наконец, вспышки новоподобных звёзд типа U Близнецов происходят ещё чаще (у звезды вспышки повторяются с периодом порядка года), но и рост яркости их сравнительно невелик, – всего четыре-пять звёздных величин [175]. Б. Кукаркин и П. Паренаго открыли зависимость, связывающую период повторения вспышек U Близнецов, т.е. время, предшествующее каждой вспышке, с амплитудой, растущей при увеличении периода P . Это правильно связывают с тем, что во вспышке аккумулируется энергия, накопленная звездой в период перед вспышкой [175], но не находят правдоподобного механизма накопления. Эффект Ритца объясняет и предсказывает эту зависимость естественным образом.

Действительно, при движении звезды по круговой орбите с ускорением a средняя за период P яркость звезды должна быть постоянной и равной истинной яркости I . Эффект Ритца, по сути, аккумулирует это излучение в течение орбитального периода P . От растяжения масштаба времени яркость снижается до $I/(1 + ra/c^2)$, а в течение короткого времени вспышки $\Delta t \sim 1$ часа эта энергия $\sim P(I - I/(1 + ra/c^2)) \sim PI$ воспринимается с яркостью $I' \sim I/(1 - ra/c^2)$. Отсюда из закона сохранения энергии яркость вспышки $I' \sim PI/\Delta t$. Логарифмируя, получим амплитуду вспышки $A \sim \log_{2,51}(I'/I) = 3,5 + 2,5 \cdot \lg P$, приближённо соответствующую зависимости Кукаркина-Паренаго $A = 2,00 + 1,78 \cdot \lg P$, где P выражено в сутках. Некоторое несоответствие коэффициентов связано с приближённой оценкой $\Delta t \sim 1$ часа, учётом сложной формы кривой блеска и смещения спектра в высокочастотную область, отчего рост яркости меньше расчётного. Та же пропорциональность яркости вспышки – периоду обнаружена у повторных новых звёзд.

Таким образом, наблюдаемые свойства пульсаров, барстеров и сверхновых вполне согласуются с предсказаниями баллистической теории. Современные астрономические и радиоастрономические методы исследования пульсаров позволят с высокой точностью проверить основные критерии выбора между баллистической теорией и теорией относительности, параллельно уточнив строение звёздных систем и орбитальные элементы входящих в них тел.

§ 2.2. Механизмы генерации гиролиний рентгеновских пульсаров, радиоизлучения квазаров, радиопулсаров и космических мазеров

В баллистической теории естественную интерпретацию получают также тонкие особенности спектров пульсаров. У рентгеновских пульсаров, включая Геркулес X-1, обнаружены пики (*гиролинии*) на сплошном рентгеновском спектре [119, с. 593]. Эти линии интерпретируют как циклотронное излучение моноэнергичных электронов в магнитном поле звезды. Проще интерпретировать линии по эффекту Ритца, сдвигающему оптические эмиссионные линии атомов в рентгеновский диапазон. Если первая линия Бальмера H_α с частотой $f = 4,6 \cdot 10^{14}$ Гц переводится

ритц-эффектом в гиролинию $hf' = 56$ кэВ у Геркулеса X-1 ($f' = gf = 1,35 \cdot 10^{19}$ Гц), тогда компрессия $g = 3 \cdot 10^4$ – величина типичная для пульсаров (§ 2.1). Гармоники гирочастоты Nf' – это результат трансформации частоты других линий спектра или искажения профиля световой волны у линии f' при распространении, подобно гармоникам орбитального периода экзопланет (§ 1.4).

Также возможно высвечивание характеристического рентгеновского спектра атомов межзвёздного газа, поскольку ритц-эффект, наращивая частоты f оптического излучения звёзд, плавно сдвигает их в рентгеновский диапазон. При достижении на некоторой дистанции r частотой $f' = f/(1 + ra_r/c^2)$ характерных резонансных частот атомов, излучение эффективно поглощается и переизлучается. В итоге свет звезды, переведённый в характеристический рентгеновский спектр, далее не преобразуется. Аналогичное явление позволяет объяснить эмиссионные туманности, окружающие цефеиды и сверхновые, если учесть переизлучение межзвёздным газом, где концентрация атомов $N \sim 1 \text{ см}^{-3}$. Естественную интерпретацию получает также спектр космических мазеров и эмиссионных туманностей вокруг звёзд [A47, A51], например туманности Ожерелье [A40]. Поскольку эффективность поглощения и рассеяния света сильно нарастает возле резонансных частот f_{0i} линейчатого спектра атомов и молекул, свет звёзд, меняя частоту по ритц-эффекту, интенсивно поглощается и переизлучается по достижении частотой света f' этих частот f_{0i} . Согласно (1.10), показатель преломления n стремительно растёт возле резонансных частот $f_{0i} = c/\lambda_i$. В итоге, для этих частот длины переизлучения $l_i = \lambda_i/2\pi(n - 1)$ снижены: свет эффективно поглощается и переизлучается на частотах f_{0i} , и далее эффект Ритца не меняет частоту f' . Тогда заметная доля излучения звезды высвечивается в виде эмиссионных линий на частотах f_{0i} . Это позволяет объяснить эмиссионные туманности вокруг цефеид и сверхновых, у которых эффект Ритца велик, т.е. велики смещения частоты f' , проходящей ряд значений f_{0i} [A51].

Сходное явление открыто у инфракрасных звёзд, у которых эффект Ритца, напротив, снижает частоту излучения, переводя свет в ИК- и радиоизлучение. Тогда значительная часть оптического излучения звезды высвечивается в форме радиоизлучения резонансных частот молекул межзвёздного газа (СО, Н₂О и др.). У этих объектов (космических мазеров) механизм переработки света в излучение радиолиний – во многом неясен [150, 211]. Напротив, эффект Ритца легко преобразует всё излучение звезды в характерные частоты ИК- и радиодиапазона. Не случайно мазерный эффект [119, с. 377] сопровождается сильным радиоизлучением и типичен для мирид и красных сверхгигантов, у которых ритц-эффект значительно меняет частоту (§ 1.5).

Эффект переизлучения света изменённой частоты f' межзвёздным газом проявляется и в масштабе галактик, объясняя свечение гало галактик в рентгеновском и гамма-диапазонах. Действительно, переизлучение света наиболее эффективно, когда параметр $ra_r/c^2 \approx -1$. В этом случае частота f' растёт на порядки, проходя ряд значений резонансных частот атомов и ядер,

отвечающих рентгеновскому и гамма-диапазону. Таким образом, оптическое излучение звезды, после трансформации эффектом Ритца, эффективно переизлучается межзвёздным газом, перерабатывающим свет в рентгеновское и гамма-излучение. Поскольку редкие атомы ($N \sim 1 \text{ см}^{-3}$) рассеивают свет во все стороны, газ, окружающий галактику и образующий гало, формирует своего рода рентгеновскую и гамма-корону галактики. Аналогично интерпретируется свечение межгалактического газа в скоплениях галактик, которое, при тепловой природе излучения, отвечало бы $T_c \sim 10^6 - 10^7 \text{ К}$, и тяготение галактик по расчётам не удержало бы газ в скоплении. Поэтому проще объяснить рентгеновское излучение как оптическое излучение звёзд, переработанное ритц-эффектом в рентгеновский диапазон и переизлучённое газом [A40].

Спектр радиопульсаров, с точки зрения баллистической теории, тоже может быть тепловым чернотельным спектром излучения звезды, преобразованным в радиодиапазон эффектом Ритца. Против чернотельной природы радиоизлучения пульсаров, как полагали, свидетельствует убывающая спектральная плотность мощности $S(f)$, а для чернотельного излучения в радиодиапазоне, согласно закону Рэлея-Джинса, $S \propto f^{-\alpha} = f^2$ – нарастает. Но в радиодиапазон может попасть и убывающая ветвь спектра, за счёт смещения по эффекту Ритца, а нарастающая ветвь попадёт в низкочастотную область. Она как раз обнаруживается в области «завала» спектра ниже частот $f \sim 100 \text{ МГц}$ [119, с. 523]. Действительно, спектр излучения пульсаров с максимумом и спектральным индексом $\alpha = -2$ в области завала подобен планковскому чернотельному излучению звёзд. Полагали, что спектр пульсаров нельзя объяснить как тепловой, т.к. спектральный максимум f'_{max} в радиодиапазоне по закону смещения Вина ($f'_{\text{max}} = aT$) соответствует низкой температуре T' источника, при которой светимость по закону Стефана-Больцмана $L = 4\pi R^2 \sigma T'^4 = 4\pi R^2 \sigma f'_{\text{max}}{}^4 / a^4$ много ниже измеренной. Если же идёт иллюзорное смещение f_{max} в радиодиапазон эффектом Ритца ($f'_{\text{max}} = g f_{\text{max}}$, где $g \ll 1$), а температура T источника высока, светимость $P = 4\pi R^2 \sigma f_{\text{max}}{}^4 / a^4 = 4\pi R^2 \sigma f'_{\text{max}}{}^4 / g^4 a^4$ останется высокой. Радиоизлучение пульсаров может быть по сути и радиоизлучением обычных звёзд, т.е. иметь циклотронный или синхротронный механизм. Обычно его мощность мала, однако ритц-эффект усиливает мощность на порядки (§ 2.1).

Ритц-эффект способен также переводить в радиодиапазон оптическое излучение галактик на ближних участках ядер, где $a_r > 0$ (§ 1.2). А на участках галактик за их центрами, где $a_r < 0$ ритц-эффект трансформирует излучение звёзд в высокочастотные диапазоны. Если в этих участках переизлучение мало (особенно в эллиптических галактиках, где мала концентрация газа), спектр смещается в УФ-, рентгеновский и гамма-диапазоны. Это объясняет природу УФ-галактик [221] и избыток синего цвета квазаров: несмотря на общий сдвиг спектра в красную область (в ИК- и радиодиапазон [126]), от ускорения свободного падения на поверхности звёзд (§ 1.2). Мощные источники рентгеновского излучения в ядрах галактик могут быть звёздами со

спектром, смещённым ритц-эффектом, иллюзорно «преобразующим» галактики в квазары, лацертиды, взрывающиеся и сейфертовские галактики [168]. Также эффект ведёт к простой интерпретации мощных источников радиоизлучения в ядрах сейфертовских галактик.

Радиоизлучение квазаров и сейфертовских галактик испытывает быстрые случайные вариации, которые не могут отражать реальных изменений радиояркости, занимающих века при гигантских размерах галактик. Но эти вариации могут быть вызваны изменением компрессии g света (§ 1.2). Быстрые вариации концентрации ионов в сравнительно небольших объёмах под влиянием УФ-лучей, сильно меняют степень переизлучения, вызывая быстрые вариации радиояркости и частоты света галактик по эффекту Ритца. Наблюдается своего рода эффект самомодуляции яркости, когда ионизирующее УФ-излучение быстро меняет концентрацию ионов и коэффициент переизлучения, вызывая быстрые колебания яркости – аналогично механизму С.А. Жевакина для цефеид. Примерно так и турбулентность в земной атмосфере ведёт к быстрым мерцаниям звёзд, хотя сами звёзды не меняют блеск столь быстро. Особенно значим ритц-эффект в галактиках с низкой концентрацией межзвёздного газа. Поэтому именно эллиптические галактики, в которых мала концентрация газа и пыли, т.е. почти нет переизлучения, как раз в основном и оказываются источниками рентгеновского и радиоизлучения, – радиогалактиками.

Радиогалактики и квазары обнаруживают лишь с дистанций $r > 1000$ Мпк, причём интенсивность радиоизлучения и концентрация радиогалактик и квазаров быстро нарастают при удалении [97, 128, 211]. Это интерпретируют как результат эволюции Вселенной – уменьшения числа квазаров со временем. В баллистической теории Вселенная может быть бесконечной, вечной и статичной (§ 1.2), в среднем не меняясь со временем. Это подтверждает отсутствие изменений структуры и концентрации галактик на больших дистанциях, в прежние эпохи, отвечающие высоким $z \sim 6$, когда галактики по теории Большого взрыва лишь формировались [222].

Для ритц-конверсии частоты света звёзд в дальний инфракрасный и радиодиапазон не достаточно их орбитальных и галактических ускорений. Определяющим становится ускорение на поверхности звёзд, которое на порядки выше и наращивает λ не в разы (как при красном смещении галактик), а в 10^3 – 10^6 раз. Тогда доля радиоизлучения растёт с увеличением пройденной светом дистанции r , и число эллиптических галактик, воспринимаемых как радиогалактики, быстро нарастает с ростом r , в согласии с наблюдениями [97, A50, A57]. Трансформация оптического излучения в радиодиапазон объясняет близкую мощность оптического излучения галактик и радиоизлучения квазаров, радиогалактик: $P_0 \sim 10^{37}$ Вт [223, с. 36]. Аналогично для квазаров: с ростом r и z их концентрация растёт, но при $z > 3$ падает [120, 128, 248], видимо, от дальнейшего смещения спектрального максимума в длинноволновую область радиодиапазона, выходящую за пределы диапазона регистрации радиотелескопов. Тогда объекты перестают регистрировать как квазары, а их излучение поглощается межгалактическим газом при достиже-

нии резонансных частот. В случае, если переизлучение происходит внутри галактики или g мало, оптическое излучение звёзд галактики переводится в ИК-излучение, а радиоизлучение галактики оказывается незначительным, что объясняет значительный процент радиотихих квазаров.

В процессе смещения непрерывного спектра по эффекту Ритца и высвечивания его энергии на частотах f' спектральных линий, например лайман-альфа (L_α), должно наблюдаться резкое ослабление непрерывного спектра на синем крыле этих линий – на частотах $>f'$. Действительно, после переизлучения на этих частотах свет уже перестаёт менять частоту по эффекту Ритца, и непрерывный спектр на синей стороне линии обрывается. Такое явление реально обнаружено в виде эффекта Ганна-Петерсона: на синей границе линии L_α непрерывный спектр резко обрывается, и далее наблюдается только частокол эмиссионных линий лайман-альфа-леса [129, с. 390], возникающих в результате дополнительных и несовпадающих смещений линий L_α в красную область. Этот эффект напоминает лазерный и мазерный: непрерывное излучение, спектр которого смещается эффектом Ритца, играет роль накачки, а спектральная линия L_α играет роль излучательного перехода, на котором «выедается» энергия накачки. Поэтому за линией L_α непрерывный спектр обрывается и спектр становится чисто линейчатым.

С переизлучением может быть связано и группирование красных смещений квазаров возле ряда значений (например, $z \approx 1,95$ [110]). Частота света снижается ритц-эффектом, пока не достигнет следующей резонансной частоты, а затем эффективно переизлучается и далее не меняется. Поскольку частоты спектральных серий жёстко связаны, смещения основных линий, например H_α , группируются возле определённых z . С переизлучением межзвёздным газом связан и вид спектров квазаров и радиогалактик: он представляет собой интегральный спектр звёзд разных спектральных классов с разной компрессией g , которые от неравного переизлучения света разных частот могут формировать спектр любого профиля. Как правило, он представляет собой степенной спектр вида $S \propto f^{-\alpha}$ [119]. Для квазаров и радиогалактик характерное значение спектрального индекса $\alpha = 1$ можно объяснить искажением профилей электромагнитных волн за счёт вращения излучающих электронов, типа эффекта Барра (§ 1.1). Он делает профиль радиоволн пилообразным со спектром из гармоник частот $f' = Nf$ с амплитудой, падающей как $\sim 1/N$ ($N \in \mathbb{N}$). При высоких номерах гармоник N это объясняет рентгеновское, γ -излучение и радиоспектр вида $F \sim f^{-1}$, типичный для квазаров, радиогалактик типа Лебедь А, Дева А [119, с. 543].

Таким образом, баллистическая теория света не только прекрасно согласуется с наблюдаемыми особенностями радио- и рентгеновского излучения звёзд и галактик, но и позволяет объяснить ряд их свойств, непонятных в рамках существующих астрофизических моделей.

§ 2.3. Искажение наблюдаемых контуров звёзд, планет и галактик

Орбитальное и осевое вращение звёзд, помимо искажения их спектра и блеска, приведёт к искажению видимой формы звёзд – растяжению или сжатию их изображений, наблюдаемых через астрономические приборы. Это связано с тем, что разные участки звезды, обладающие за счёт вращения разными лучевыми скоростями, испускают свет с разной скоростью, и он достигает Земли за неравные времена. В итоге земной наблюдатель может одновременно регистрировать свет удаляющегося и приближающегося края звезды из разных положений на орбите. От промежуточных участков с промежуточными лучевыми скоростями – из промежуточных положений. Соответственно, изображение звезды покажется растянутым вдоль траектории её полёта. Чтобы доказать это, рассмотрим звезду на расстоянии r , с радиусом R и вектором угловой скорости ω перпендикулярным лучу зрения \mathbf{r} (Рис. 2.9). Экваториальная точка N на лимбе звезды удаляется от Земли с окружной скоростью $v = \omega R$, а диаметрально противоположная точка M – с той же скоростью сближается. По баллистическому принципу скорость света c механически складывается со скоростью испустивших его точек M и N звезды. Поэтому свет от точки M достигнет Земли за время $r/(c + \omega R)$, а от N – за время $r/(c - \omega R)$ и воспримется на время $T \approx 2r\omega R/c^2$ позднее.

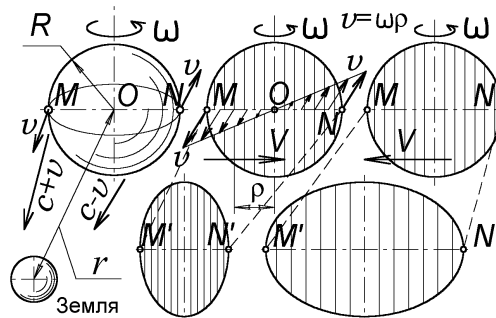


Рис. 2.9. Запаздывание света от правого края N на лимбе звезды по сравнению с левым краем M приводит к искажению видимой формы диска звезды.

За время T звезда, летящая поперёк луча зрения со скоростью V , лежащей в экваториальной плоскости, сместится на расстояние $S = VT \approx 2rV\omega R/c^2$. Поэтому свет от крайних точек M и N на экваторе звезды, видимых одновременно, испущен в разные моменты, из разных положений звезды, разделённых дистанцией S . Другие точки звезды, отстоящие от оси вращения на величину прицельного параметра $0 < \rho < R$, обладают промежуточными лучевыми скоростями $v_r = \pm\omega\rho$ и разницей смещений $S' \approx 2rV\omega\rho/c^2 < S$, заполняя весь отрезок S (если $S \gg R$) или $S + 2R$ (если $S \sim R$). Т.е. по баллистической теории звёзды приобретут вид не точек, а штрихов. Изображение звезды растянется вдоль траектории полёта. При типичных скоростях V и ω звёзд их размытие S столь мало, что даже в телескопы звезда видна как точка. Разрешение лучших астрономических труб $\sim 1'' - 0,1''$. А угол, под которым виден отрезок S , равен $\alpha \approx S/r = 2V\omega R/c^2$

радиан, что даже для наибоыстрейших звёзд с $V \sim 200$ км/с и $\omega R \sim 200$ км/с даёт $\alpha \approx 0,2''$. И для большинства звёзд «вытянутость» незаметна.

В настоящее время интенсивно развивается интерферометрическая телескопия с угловым разрешением до $0,0001''$, позволившим различить диски звёзд. Этими методами наблюдений выявлен эффект растяжения у звёзд с быстрым вращением, например у α Эридана (*Ахернар*): окружная скорость на экваторе $\omega R \sim 240$ км/с. Видимый диск α Эридана имеет форму не круга, а эллипса с отношением осей 2:3 (Рис. 2.10). Как отмечают астрофизики, вращение не может придать этой звезде столь большое полярное сжатие [224]. Кроме того, звезда такой формы неустойчива: отношение экваториального диаметра к полярному $\sim 1,5-1,6$, что близко к критическому.

Эллипсоидальность α Эридана может быть мнимой, – от искажения видимой формы звезды (Рис. 2.10). Если условно разбить диск звезды на полосы ширины dr , тогда для каждой полосы эффект размытия создаст видимый сдвиг на $S/2 \sim rV\omega r/c^2$, пропорциональный лучевой скорости полосы ωr и прицельному параметру r – расстоянию полосы до центра O . В зависимости от направления трансверсальной скорости V_t звезды, её видимый размер $M'N'$ растянется или сожмётся по сравнению с MN на длину S , придав диску звезды форму эллипса (Рис. 2.9) [A24]. Эффект объясняет наблюдаемую форму и других быстро вращающихся звёзд – Регула (α Льва) и Альтаира (α Орла), экваториальный радиус которых на 20–30 % превышает полярный (Рис. 2.10), что близко к пределу разрыва звёзд. У Регула поверхностные яркости полюсов и экватора мало отличаются, хотя по теореме фон Цайпеля полюса, расположенные ближе к ядру звезды, обладали бы избытком яркости. Это доказывает, что вытянутая форма звёзд – иллюзорна: истинная форма звезды близка к шару, а распределение температуры и яркости по поверхности почти однородное [A40]. Не нашло объяснений и сжатие Регула вдоль вектора скорости \mathbf{V} звезды – так, словно ось вращения сонаправлена с \mathbf{V} . А теория Ритца как раз предсказывает растяжение-сжатие звёзд вдоль вектора \mathbf{V} , как раз когда ось вращения перпендикулярна \mathbf{V} (Рис. 2.10), что типично для двойных систем.

Оценим теоретическое значение $S_c = 2rV\omega R/c^2$ и сравним с наблюдаемым S_o . Так, трансверсальная скорость собственного движения Ахернара $V \approx 21$ км/с, окружная скорость на экваторе $\omega R \approx 250$ км/с, расстояние до Ахернара $r \approx 139$ св. лет $\approx 1,3 \cdot 10^{18}$ м, откуда $S_c \approx 143$ млн. км. Наблюдаемая разница экваториального и полярного диаметра $S_o \approx 6$ млн. км, т.е. теоретическое S_c достаточно для объяснения наблюдаемых искажений. Значение S_o меньше, ввиду переизлучения в межзвёздном газе, тогда $S_c = 2lV\omega R/c^2 = S_o$, при длине экстинкции $l \sim 6$ св. лет, что по порядку величины совпадает с оценкой Фокса $l \sim 1$ св. года (§ 1.1). В действительности, судя по всему, вектор скорости \mathbf{V} направлен вдоль короткой оси звезды, т.е. звезда сжата, а не растянута (Рис. 2.9), а наблюдаемый экваториальный диаметр кажется короче полярного. Действитель-

но, вектор \mathbf{V} собственного движения в проекции на картинную плоскость направлен под углом 24° (в экваториальных координатах), а малая ось Ахернара – под углом 39° . Такое направление \mathbf{V} подтверждается наличием у Ахернара протяжённых светящихся областей, вытянутых вдоль короткой оси звезды и наблюдаемых в ИК-диапазоне, в котором поглощение газа и пыли ниже (l выше), поэтому $S_c = 2IV\omega R/c^2$ может достигать значения $S_c \approx 143$ млн. км, превышающего диаметр звезды $D \approx 15$ млн. км. Т.е. в ИК-диапазоне происходит мнимый переворот изображения звезды. А свет звезды приобретает линейную поляризацию, поскольку круговые орбиты электронов иллюзорно вытягиваются, так же как диски звёзд. Соответственно, амплитуды поля E в продольном и поперечном к \mathbf{V} направлению перестают совпадать, т.е. свет приобретает линейную поляризацию. Действительно, излучение Ахернара поляризовано, причём позиционный угол поляризации (37° в экваториальных координатах) практически совпадает с углом малой оси (39°) Ахернара, что служит подтверждением движения Ахернара в направлении малой оси.

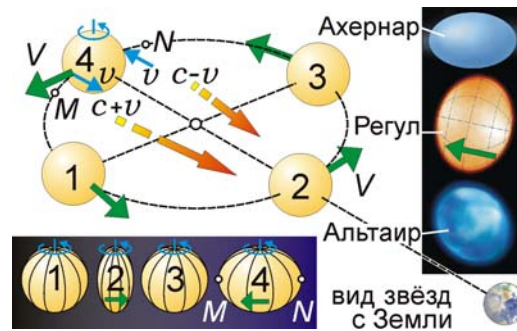


Рис. 2.10. Схема вариаций видимой формы звезды за счёт разницы скоростей света от разных участков звезды и от орбитальной фазы и направления движения.

Искажения видимой формы обнаружены также у цефеид. В частности, у Полярной звезды предполагали обнаружить (в рамках пульсационной теории цефеид) радиальные пульсации, но фактически, в зависимости от фазы колебаний, диск звезды изменял не размер, а форму, попеременно становясь вытянутым и сжатым, словно разные участки звезды пульсировали несинхронно. Сходный эффект открыт у долгопериодической переменной α Кита (Мира). В баллистической теории эффект получил естественную интерпретацию, т.к. орбитальное движение звезды (Рис. 2.10) должно синхронно менять видимый блеск и форму звезды [A39, A41, A50].

Поскольку лучи света от движущихся к Земле участков M звезды опережают лучи света от удаляющихся участков N , орбитальное движение звезды в направлении MN «сжимает» её диск вдоль MN (положение 2 на Рис. 2.10). В противоположной точке орбиты диск звезды, смещаясь в направлении NM «растянется» (положение 4 на Рис. 2.10). Колебания видимой формы звёзд, в такт их движению по орбите, реально зафиксированы оптическими интерферометрами, скажем у β Лирь (Рис. 2.11), θ_2 Ориона и α Кита В (Рис. 2.19), δ Скорпиона [225]. Причём, если вытягивание звёзд в плоскости орбиты обычно объясняют приливным искажением их формы, тогда наблюдаемое в некоторых фазах у спутника β Лирь и α Кита В сжатие в этой плоскости можно

объяснить только иллюзорным искажением формы по типу 2 на Рис. 2.10. По той же причине искажается форма δ Скорпиона, причём, в согласии с баллистической теорией, искажение максимально на участке орбиты, где максимальна орбитальная скорость V – в периастре [А56].

Кроме искажений видимой формы у α Цефея и β Лиры (Рис. 2.11), в такт с орбитальной фазой меняется поляризация, направление которой, так же как в случае Ахернара, определяется, по баллистической теории, направлением мгновенной скорости V звезды [А41]. Если плоскость орбиты и ось звезды наклонена к лучу зрения r , а угловая скорость ω её поверхности меняется по широте (*дифференциальное вращение*), колебания формы звезды приобретут более сложный характер. У звёзд с твердотельным вращением диск растягивается пропорционально и наблюдается в виде эллипса, а у звёзд с дифференциальным вращением экваториальные сегменты, вращаясь с избытком скорости ω , создают избыточное растяжение экватора. Такая форма обнаружена у α Жертвенника (Рис. 2.11). Если зависимость ω от широты φ имеет вид

$$\omega(\varphi) = \omega_0 - \omega_1 \sin^2 \varphi, \quad (2.5)$$

(характерный для Солнца, для которого $\omega_0 = 0,25$ рад/сут, $\omega_1 = 0,05$ рад/сут [226]), тогда видимая форма диска звезды задана уравнением в осях x (вдоль экватора) и y (вдоль оси вращения):

$$x(y) = \pm \left(\sqrt{R^2 - y^2} - \frac{rV}{c^2} \omega(\varphi) \sqrt{R^2 - y^2} \right) = \pm \sqrt{R^2 - y^2} \left(1 - \left[\omega_0 - \omega_1 \frac{y^2}{R^2} \right] \frac{rV}{c^2} \right). \quad (2.6)$$

При $\omega_1 = 0$, т.е. при твердотельном вращении, зависимость (2.6) соответствует эллипсу. А при дифференциальном вращении $\omega_1 \neq 0$ видимый диск звезды приобретает более сложную форму (Рис. 2.11).

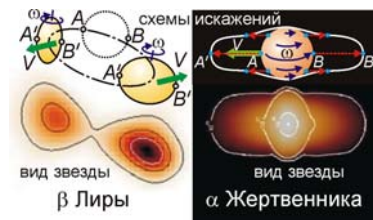


Рис. 2.11. Искажение видимой формы звёздных дисков при твердотельном (*слева*) и дифференциальном (*справа*) вращении, на примере звёзд β Лиры и α Жертвенника.

Аналогичные колебания размеров и форм, необъяснимые в рамках теории пульсаций, зарегистрированы посредством интерферометров также у Бетельгейзе (α Ориона). В такт с колебаниями блеска с периодом $P = 6,4$ года эта звезда меняет свои размеры и форму, но иначе, чем следует из теории пульсаций. Предполагают, что звезда имеет неправильную форму, и поочередно поворачивается к Земле участками, имеющими разные контуры и яркости. С точки зрения теории Ритца эти колебания яркости и форм могут быть мнимыми, вызванными вариациями скорости света c' от движения звезды, обладающей сферической формой и однородной яркостью. Измерения средних диаметров таких звёзд интерферометрами показывают их колебания в такт с колебаниями блеска, хотя истинные размеры и абсолютные светимости звёзд мо-

гут не меняться (Рис. 2.10). Аналогично, открытое в период с 1993 по 2009 г. сжатие видимого диска Бетельгейзе на 15 % с преобразованием формы из круга в эллипс, при неизменной яркости и скорости вращения звезды, интерпретируется по теории Ритца как оптическая иллюзия – растяжение-сжатие изображения.

Поскольку ось вращения звезды в общем случае наклонена к лучу зрения, искажение формы приобретёт более сложный характер. Если α – угол наклона экваториальной плоскости звезды к лучу зрения, тогда лучевая скорость на лимбе звезды на долготе φ (если отсчитывать φ от центрального по диску звезды меридиана) составит $v_r = R\omega \cdot \cos\alpha \cdot \sin\varphi$. Тогда при искажении окружность диска (*лимб*) звезды тоже приобретёт форму эллипса, но степень искажения снизится пропорционально $\cos\alpha$.

Эффект вытягивания изображений звёзд вдоль траекторий их полёта, от разницы скоростей испущенных ими лучей света (за счёт дисперсии), впервые предсказал О. Коши [83, с. 141]. На баллистический эффект изменения видимой формы крутящейся звезды при её движении впервые обратил внимание автора К.А. Хайдаров в 2006 г. (ранее аналогичный эффект автор отметил в работе [A21]). Упоминание эффекта есть также в работах М.И. Дуплищева [227, с. 85].

У цефеид открыта и другая аномалия: многие из них, включая Полярную, окружает прозрачная оболочка-кокон, имеющая вид кольца размером ~ 2 -3 диаметров звезды и ~ 5 % яркости [228, 229]. Природа и стабильность этих «коконов» непонятна. По баллистической теории кольцевой след мог оставить спутник цефеиды, модулирующий блеск звезды по эффекту Ритца. При скорости вращения $\omega R \geq Pc^2/2rsini$ изображение спутника растянется вдоль всей орбиты, образуя светящееся кольцо, эллипс вокруг звезды (Рис. 2.12). Для Полярной эффект возможен при разности времён хода $T = 2r\omega R/c^2 \geq P$, где $P = 4$ сут – период обращения гипотетического спутника, равный периоду колебаний блеска. Расстояние r/c до Полярной в световых годах – 430 лет, что в 40000 раз больше P . Т.е. требуется экваториальная скорость спутника $\omega R > c/(2r/cP) \approx 4$ км/с. Для сравнения, у Солнца экваториальная скорость $\omega R \approx 2$ км/с, у α Эридана $\omega R \sim 240$ км/с.

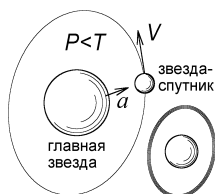


Рис. 2.12. «Кокон» вокруг цефеид, как результат «размытия» изображений спутников вдоль орбиты в кольцо (*справа*).

Кольца наблюдались также у обычных звёзд и галактик, причём эффект был предсказан ещё в 1970 г. Б. Уоллесом [55], задолго до обнаружения структур интерферометрами. В отдель-

ных случаях астрономы интерпретируют такие кольца как проявление гравитационных линз. Кольца, как правило, незамкнуты и чаще имеют форму узкого серпа. Если структуры образованы «размазанным» вдоль орбиты изображением звезды-спутника, их вид определяется коэффициентом размытия $D = T/P$. Изображения звёзд с большим периодом $P \sim 1$ года обычно не могут растянуться вдоль всей орбиты, и видны в форме серпов, дуг и отдельных штрихов (Рис. 2.13).

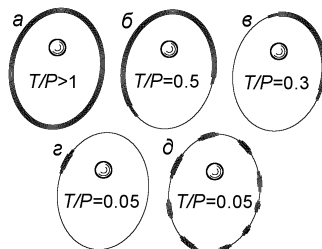


Рис. 2.13. Типы размытия звезды в зависимости от $D = T/P$: а) кольцо, б) серп, в) дуга, г) штрих, д) пунктир (коэффициент мультипликации $N = 9$).

Светящиеся дуги смещаются в ходе движения звезды-спутника по орбите, и либо окружают центральную звезду, либо пересекают её видимый диск. Во втором случае изображение создаст впечатление, что из звезды выходит протяжённый светящийся выброс, удаляющийся от звезды или образующий петли, типа протуберанцев. Подобные протяжённые «выбросы», «джеты» открыты методами интерферометрии у ряда переменных звёзд, включая Полярную, Бетельгейзе, α Кита [230], UV Кита [211] и др. (Рис. 2.19). Некоторые крупные «выбросы» могут оказаться иллюзорными, размытыми изображениями летящих по орбите спутников звезды, или её ярких участков с избытком скорости [A23, A24]. Подобные вытянутые вдоль траектории полёта светящиеся структуры обычно интерпретируют как газопылевые хвосты, выбросы звёздного ветра и шлейфы межзвёздного газа, свечение которого возбуждает летящая звезда. В отличие от реальных пылевых дисков, наблюдаемых у таких звёзд, как Фомальгаут, иллюзорные хвосты и светящиеся диски отличает anomальное поведение: они возникают и исчезают, как у звезды ТУС 8241-2652, дwoятся и сливаются, меняют яркость и спектр [211, A47].

В ряде случаев «размытые» вдоль орбит изображения кратных звёзд в десятки раз превосходят размеры самих звёзд, имеющих вид ярких пятен на крупных тусклых размытых в виде клубка траекторий дисковидных изображениях, имеющих вид «звёзд-гигантов»: подобный вид имеет Бетельгейзе (α Ориона). Это приводит к завышению угловых размеров звёзд-гигантов, переменность которых в рамках эффекта Ритца связана с движением звёзд-спутников (§ 1.5). Размытыми изображениями звёзд могут оказаться также светящиеся волокна, образующие волокнистые туманности, планетарные туманности и остатки вспышек сверхновых (*плерионы*) [A41]. Механизм свечения и стабильности таких «газовых волокон» до сих пор не выяснен. А в рамках теории Ритца волокна могут быть оптическим эффектом. Причём у волокон эмиссионный спектр, в согласии с баллистической теорией, т.к. этот спектр образуют потоки газа, дви-

жущиеся с высокими скоростями $V_r < 0$, для которых эффект переизлучения практически отсутствует и потому длина S , вдоль которой размыты такие источники, максимальна.

В форме дуг, штрихов наблюдаются также звёзды, квазары, галактики, образующие вместо одного – ряд изображений, например PKS 0637-752. Умножение изображений, как правило, интерпретируют по гипотезе гравитационных линз. По теории Ритца звезду можно наблюдать в ряде точек её орбиты, если свет, излучённый в разные моменты с разной скоростью, приходит к Земле синхронно. Тогда число изображений задано коэффициентом мультипликации N , который для круговой орбиты с $i = 90^\circ$ и орбитальной скоростью V составляет при большом числе изображений величину $N \sim [4Vr/Pc^2]$ (квадратные скобки выделяют целую часть) [A41], а точнее $N \sim [4Vr/Pc^2 + 1] \pm 1$, где r – расстояние до двойной системы, V и P – орбитальные скорость и период. С учётом вращения звезды эффект ведёт к размытию точечных изображений в дуги, штрихи, вытянутые вдоль орбиты (Рис. 2.13.д). Такой вид имеет объект 0024+1654 (Рис. 2.14).

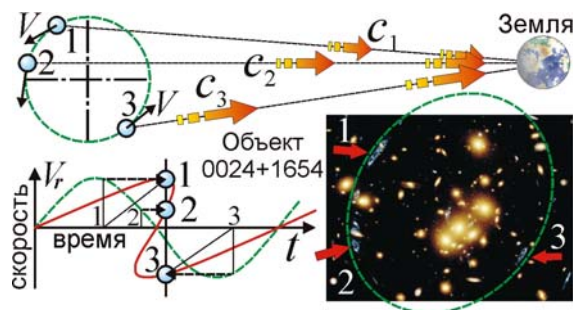


Рис. 2.14. Механизм умножения числа изображений ($N = 3$) в кластере 0024+1654 за счёт искажения и неоднозначности кривой лучевых скоростей $V_r(t)$, ввиду неравенства скоростей света c_1, c_2, c_3 , излучаемого звездой в положениях 1, 2, 3.

Аналогично можно объяснить открытое в туманности Андромеды (M31) кольцо из сотен одинаковых красных звёзд, а внутри него – меньшее кольцо из синих звёзд. В рамках баллистической теории кольца могут формировать две звезды (или два шаровых скопления) – раннего и позднего спектральных классов, обращающиеся возле центра масс O по эллиптическим орбитам (Рис. 2.15). За счёт разницы скоростей звёзд наблюдаются тысячи изображений звёзд, распределённых вдоль орбит. Если орбитальный период преобразуется по эффекту Ритца $P' = (1 + ra_{2r}/c^2)P$, вариации лучевого ускорения a_{2r} системы приводят к изменению числа дополнительных изображений по закону $N' = [4rV/c^2P(1 + ra_{2r}/c^2)] \pm 1$, где P' – наблюдаемый орбитальный период системы, как показано автором [A41]. Именно такой эффект наблюдался после вспышки сверхновой SN 1987A, остаток которой представляет собой систему колец, причём на центральном наблюдался ряд ярких точек, число N которых со временем менялось [A41].

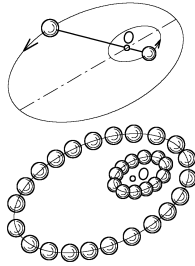


Рис. 2.15. Вращение двойной звезды или двух шаровых скоплений образует два кольца из изображений звёзд, выстроенных вдоль орбит (*внизу*).

У галактик, за счёт меньшей эффективности переизлучения (большей длины экстинкции в межгалактическом газе), умножение изображений наблюдать проще. П. Бергман предсказывал в рамках баллистической теории эти лишние изображения-миражи и считал их отсутствие аргументом против теории Ритца [231]. Когда же кратные изображения были открыты в 1979 г., например у квазаров [42, с. 84], их интерпретировали как подтверждение теории относительности и эффекта гравитационных линз, несмотря на ряд противоречий (число, структура изображений). Так, у первого открытого двойного квазара QSO 0957+561 изображения вытянуты вдоль эллипса (Рис. 2.16).

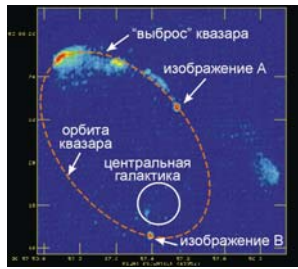


Рис. 2.16. Умножение числа изображений у квазара QSO 0957+561, летящего по предполагаемой орбите (*пунктир*) вокруг центральной галактики [A50].

Поскольку в теории гравитационных линз такая структура изображений невозможна, лишние (противоречащие теории) изображения интерпретируют как выбросы галактик – их джеты, хотя они неотличимы от других изображений. Незамкнутое движение групп галактик приведёт, при различном запаздывании изображений от галактик с разной лучевой скоростью (или при умножении изображений) – к образованию «цепочек» галактик: именно такой вид имеют VV 172 и NGC 1490 [168]. Подобные цепочки образуют иногда и звёзды, изображения которых связаны волокнами [126]. Их тоже можно интерпретировать как результат умножения звёздных изображений и размытия вдоль траекторий. Характерны кратные изображения и для объектов Гербига-Аро, где число сгущений и их яркости I' быстро меняются, что естественно интерпретировать по ритц-эффекту, так же как сверхбыстрое движение изображений, особенно при появлении новых изображений или перед их слиянием и исчезновением (при пересечении временным сечением t_c петель на кривой лучевых скоростей [A21]). В эти моменты ускорение достигает критической величины $a_r = -c^2/r$, ведя к убыстрению видимых движений дополни-

тельных изображений, которые интерпретируют как выбросы, джеты. Иллюзорная измеренная трансверсальная скорость «выбросов» $V_t' = V_t dt/dt' = V_t/(1 + ra_r/c^2)$ при критическом a_r бесконечно нарастает по сравнению с истинной трансверсальной скоростью V_t . Действительно, у квазаров обнаружены «выбросы» со скоростями $V' \gg c$ [105, с. 85], которые по баллистической теории (не отрицающей сверхсветовых движений у частиц, § 4.8) являются кратными изображениями, скорость которых увеличена ритц-эффектом. Завышение V' связано и с завышенным расстоянием квазаров (§ 1.2).

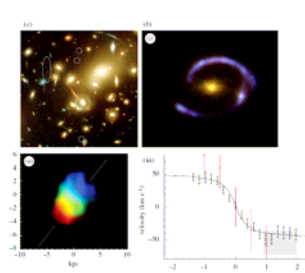


Рис. 2.17. Примеры «гравитационных линз» (вверху) и структура распределения лучевых скоростей в зависимости от смещения Δx (внизу) на примере галактического кластера Эйбл 2218 и MACS J2135-0102 [232].

Связь искажения изображений объектов и разницы скоростей света от разных их участков подтверждается спектральным анализом. Обнаружено, что спектральные линии противоположных участков изображений, например у объекта MACS J2135-0102 [232], обладают систематическим красным и синим смещениями (Рис. 2.17). Действительно, по баллистической теории изображение от участков галактики, движущихся в направлении Земли (*синее смещение*), смещено вперёд в направлении движения (по отношению к основному изображению). А участки с наивысшей скоростью удаления (*красное смещение*) отстают от основного изображения, и смещение Δx от центра пропорционально лучевой скорости V_r . Действительно, наблюдаемая зависимость $\Delta x(V_r)$ в интервале $-30 < V_r < +30$ км/с (Рис. 2.17) близка к линейной [232]. Нелинейность связана с переизлучением в облаках окружающего галактики межзвёздного газа, особенно для участков галактик, в которых лучевые скорости сравнительно малы. Соответственно для этих участков график $\Delta x(V_r)$ имеет большую крутизну, но становится более пологим при увеличении модуля лучевой скорости (Рис. 2.17). Измеренное распределение лучевых скоростей по изображению объектов позволит восстановить истинный вид галактик или квазаров.

В рамках баллистической теории и эффекта размытия получает естественную интерпретацию и двойная структура радио-изображений у квазаров и радиогалактик [A24, 128, с. 52]. Наравне с центральным ярким оптическим и радио-компонентом, у них наблюдаются боковые симметрично расположенные радиоизлучающие области (*уши*), которые естественно сопоставить «отстающему» и «опережающему» (вдоль вектора скорости собственного движения \mathbf{V}) изображению галактики, как впервые отмечено автором [A24, A40, A15, с. 245]. Источником служат либо звёзды, либо электроны, вращающиеся в магнитном поле звёзд со скоростями

$v \sim c$. Соответственно электроны со скоростью, направленной к Земле ($V_r = -v$), излучая свет со скоростью $c + v$, формируют опережающее изображение, а со скоростью от Земли ($V_r = v$), излучая свет со скоростью $c - v$, формируют отстающее изображение (Рис. 2.18). Подобные «опережающие» и «отстающие» изображения обнаружены Н.А. Козыревым также у отдельных звёзд в ИК-диапазоне при регистрации болометром [233, А40]. В ИК- и радиодиапазоне, для которых длина волны λ больше, чем у видимого света, изображения проще обнаружить, ввиду малого поглощения.

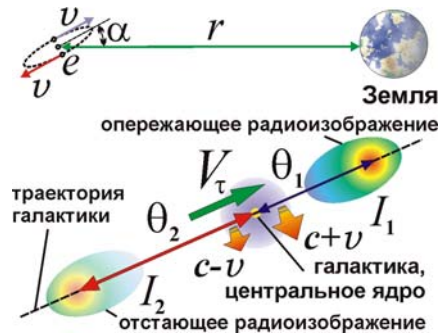


Рис. 2.18. Схема формирования двойных радиоизображений радиогалактик и квазаров.

В случае, если $v \sim c$ (у релятивистских электронов, с орбитами, наклонёнными на угол α к лучу зрения), симметрия опережающего и отстающего изображений нарушается. Действительно, излучение от сближающихся электронов достигает Земли раньше на время $\Delta t_1 = r/c - r/(c + v \cos \alpha)$, чем свет самой галактики. А излучение отдаляющихся электронов – позже на время $\Delta t_2 = r/(c - v \cos \alpha) - r/c$. Соответственно, опережающее изображение регистрируют на угловом расстоянии $\theta_1 = \Delta t_1 V_t / r$ впереди центрального (по ходу \mathbf{V} движения галактики), а отстающее, напротив, – отстаёт на угол $\theta_2 = \Delta t_2 V_t / r$ от центрального. При $v \ll c$ эти углы $\theta_1 \approx \theta_2$, а при $v \sim c$ уже $\theta_1 < \theta_2$. Причём из этой разницы по измеренному смещению легко определить и направление, и величину трансверсальной скорости галактики $V_t = c 2\theta_1 \theta_2 / (\theta_2 - \theta_1)$, а также величину лучевой скорости электронов $v \cos \alpha = c(\theta_2 - \theta_1) / (\theta_2 + \theta_1)$. У опережающего изображения, от приближающихся электронов, интенсивность $I_1 \approx I_0(1 + v \cos \alpha / c)^2 \approx I_0 4\theta_2^2 / (\theta_2 + \theta_1)^2$, должна быть выше интенсивности отстающего изображения $I_2 \approx I_0(1 - v \cos \alpha / c)^2 \approx I_0 4\theta_1^2 / (\theta_2 + \theta_1)^2$. Действительно, если электрон в своей системе отсчёта излучал в направлении скорости \mathbf{v} в пределах телесного угла $d\Omega = ds/(ct)^2$ мощность $dW = I_0 d\Omega r^2$, тогда при добавлении скорости \mathbf{v} электрона к скорости света \mathbf{c} , вектор скорости света станет $\mathbf{c}' = \mathbf{c} + \mathbf{v}$, и та же мощность поступает в меньший телесный угол $d\Omega_1 \approx ds/c'^2 t^2 \approx ds/(c + v)^2 t^2$. Отсюда интенсивность света $I_1 = dW/d\Omega_1 r^2 \approx I_0 d\Omega/d\Omega_1 = I_0(1 + v/c)^2$, или, с учётом движения под углом α , $I_1 \approx I_0(1 + v \cos \alpha / c)^2$. В итоге получим $I_2/I_1 \approx (\theta_1/\theta_2)^2$. Действительно, по наблюдениям у радиогалактик, квазаров и N-галактик $\theta_1 \neq \theta_2$, причём ярче всегда именно изображение, соответствующее меньшему углу θ_1

и примерно в той же пропорции $I_2/I_1 \approx (\theta_1/\theta_2)^2$ – см. таблицу 2.1 [128, с. 56]. Как видно, результаты совпадают в пределах 30–50 %: расхождение связано с неточным измерением углов θ_1, θ_2 (ввиду дисперсии скоростей и, соответственно, размытости изображения) и неточностью формулы для угла $d\Omega_1$. Точное значение составит $d\Omega_1 \approx ds(c + v \cos \alpha)/c^3 t^2$. Соответственно, находим точное отношение яркостей

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{c - v \cos \alpha}{c + v \cos \alpha} \cdot \left(\frac{c^2 + v^2 + 2cv \cos \alpha}{c^2 + v^2 - 2cv \cos \alpha} \right)^{3/2},$$

которое позволяет согласовать теорию и эксперимент (таблица 2.1), а по значениям I_2/I_1 и $v \cos \alpha = c(\theta_2 - \theta_1)/(\theta_2 + \theta_1)$ определить скорость v и угол α , соответственно,

$$v = c \sqrt{\frac{4(\theta_2 - \eta\theta_1)}{(\theta_2 + \theta_1)(\eta - 1)} + 1}, \quad \cos \alpha = \frac{\theta_2 - \theta_1}{\theta_2 + \theta_1} \cdot \frac{c}{v} = \frac{\theta_2 - \theta_1}{\theta_2 + \theta_1} / \sqrt{\frac{4(\theta_2 - \eta\theta_1)}{(\theta_2 + \theta_1)(\eta - 1)} + 1}, \quad \text{где } \eta = \left(\frac{I_1 \theta_2}{I_2 \theta_1} \right)^{2/3}.$$

Значения (см. Таблицу 2.1) определяются с погрешностью, т.к. электрон излучает к наблюдателю не только при движении под углом α к лучу зрения, но и из соседних точек. Таким образом, замеры углов θ_1, θ_2 и I_2/I_1 позволяют установить направления и величины скоростей V и v галактики: скорость V_t направлена вдоль линии, соединяющей изображения, в сторону более близкого компонента, отстоящего на угол θ_1 . По характерным скоростям галактик $V_t \sim 10^3$ км/с и звёзд или электронов в них $v \cos \alpha \sim 10^3..10^4$ км/с баллистическая теория предсказывает характерные угловые размеры квазаров и радиогалактик $\theta_1 + \theta_2 \approx 2V_t v \cos \alpha / c^2 \approx 5'' - 50''$, близкие к измеренным [128]. По расчётным величинам $V_t, v \cos \alpha$ и по измеренной из доплер-эффекта зависимости $v_r(x, y)$, с помощью простой компьютерной программы можно восстановить истинное радиоизображение галактики, соответственно сместив отдельные точки изображения на углы $\theta_1(v_r)$ и $\theta_2(v_r)$ и пропорционально $(\theta_1/\theta_2)^2$ скорректировав их яркости.

Источник	3С 33	3С 47	3С 109	3С 390.3
тип	радиогалактика	квазар	N-галактика	N-галактика
z	0,06	0,425	0,306	0,056
θ_1 , сек. дуги (")	109	24	37,5	101
θ_2 , сек. дуги (")	135	38	44	167
$I_1, 10^{-26}$ Вт/м ² /Гц	9,7	2,4	2,3	7,8
$I_2, 10^{-26}$ Вт/м ² /Гц	3,3	1,3	1,9	3,0
(I_1/I_2)	2,94	1,84	1,21	2,6
$(I_1/I_2)_{\text{теор}} = (\theta_2/\theta_1)^2$	1,53	2,5	1,37	2,73
$(v_r)_{\text{теор}} = v \cos \alpha$, км/с	32000	67700	24000	73800
$v_{\text{теор}}$, км/с	–	168600	182300	90650
α , градусы дуги (°)	–	66,3	82,5	35,4
$V_{\text{теор}}$, км/с	1645	189	738	743

Таблица 2.1.

Эффект «растяжения» изображений звёзд объясняет также туманности вокруг пульсаров, где хорошо различимы волокна и джеты – струи светящегося газа, якобы испущенного пульсарами. С точки зрения баллистической теории «волокна» могут быть размытыми вдоль траекторий изображениями звёзд [A23, A24, A41, A47], формирующими яркий клубок траекторий. Эти размытые изображения звёзд имеют вид джетов, обнаруженных в видимом, ИК- и рентгеновском диапазонах, например у объекта Скорпион X-1. В рамках теории Ритца эти джеты и их гигантская скорость могут быть иллюзией, вызванной «размытием» звёзд вдоль траектории полёта.

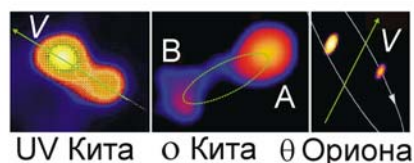


Рис. 2.19. Схема размытия звёзд вдоль траекторий полёта как механизм формирования видимых волокнистых туманностей, хвостов, джетов, светящихся дисков у звёзд.

В Кассиопее А волокна возникают из пустоты, двоятся и исчезают [211]. Это доказывает, что дуги, джеты и «хвосты» звёзд представляют собой оптические иллюзии: возникновение, исчезновение кратных звёздных изображений давно предсказано теорией Ритца [231, A21]. В рамках современных теорий пульсаров не удаётся также объяснить природу светящегося тора из гелия, опоясывающего пульсар в Крабовидной туманности, и кольца вокруг других пульсаров (Рис. 2.20). С точки зрения баллистической теории тор может оказаться не кольцом газа, а «треками» гелиевых звёзд класса В, вращающихся возле пульсара и образующих размытые вдоль круговых орбит прозрачные следы с эмиссионным спектром гелия. Изображения звёзд, размытые и размноженные вдоль круговых орбит, в таком случае и должны формировать тор [A41, A47].

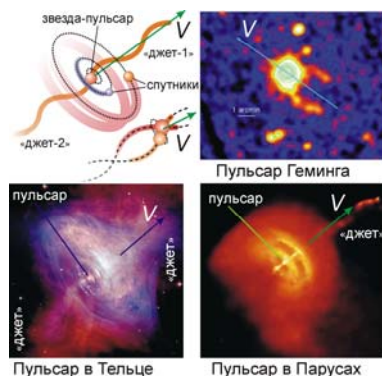


Рис. 2.20. Схема образования джетов, хвостов, колец и туманностей у пульсаров и их примеры.

Поскольку длина размытого изображения $S = 2rV_t\omega R/c^2$ пропорциональна скорости V_t звезды, получает естественное объяснение тот факт, что пульсары с быстрым собственным

движением V_t , скажем IGR J11014–6103, оставляют длинные светящиеся шлейфы (Рис. 2.20), «джеты», вытянутые вдоль траектории полёта [A24, A47]. Яркие примеры – пульсар в Парусах (Vela), Геминга, PSR J0535+2200. Эти структуры в рамках пульсарных теорий объясняли исключительно в рамках гипотезы о совпадении вектора скорости V пульсаров с осью их вращения, вдоль которой выстреливаются джеты. Но такой полёт пульсаров вдоль оси вращения маловероятен и противоречит расчётному направлению их осей [211]. Джеты, вытянутые вдоль вектора скорости V пульсаров, часто имеют вид синусоид, спиралей, например, у пульсара Парусов и Геминги. Это может быть связано с движением звезды по волнистой траектории (Рис. 2.20), за счёт возмущения её траектории тяготением спутников [A41, A47]. По той же причине «хвосты» пульсаров отклоняются на несколько градусов от траектории полёта, а иногда регистрируют и второй «хвост», выходящий под углом к первому, например у объекта IGR J11014–6103. Второй джет может быть результатом размытия изображения более лёгкого спутника. Яркие пятна в джетах могут быть изображениями звезды, размноженными вдоль траектории полёта. Обычно для объяснения этих аномалий вводят всё более сложные новые гипотезы, полагая, что пульсар выбрасывает газ сгустками. Но эти гипотезы не объясняют протяжённые рентгеновские хвосты пульсаров типа PSR J0357, у которого по данным орбитальной обсерватории «Ферми» хвост имеет длину 4 световых года и излучает столько же энергии, сколько сам пульсар. Баллистическая теория элементарно объясняет «хвосты» пульсаров как размытое изображение звезды. Отсюда гигантская светимость «хвоста» – порядка светимости самой звезды [A47]. Перионы на месте вспышек сверхновых, согласно баллистической теории, тоже представляют собой изображения пульсаров, «размытые» вдоль траекторий. Поэтому туманности, как правило, вытянуты вдоль вектора скорости V пульсара, в том числе у Крабовидной туманности. Это свидетельствует, что интенсивно излучающие плерионы с симметричной структурой, образованные на месте вспышек сверхновых II типа, – иллюзорны, так же как взрывы этих звёзд (§ 1.5). Однако туманности сверхновых типа Ia, имеющие вид сферы, заполненной клубами газа, реальны, представляя собой следы реального взрыва звёзд [A44].

В планетарных туманностях эффект Ритца не столь силён, как в плерионах. Поэтому центральная звезда и туманность излучают в основном в оптическом диапазоне. Для современных теорий трудность представляет природа оптического свечения планетарных туманностей и всеволнового излучения туманностей-плерионов. Предполагалось, что его поддерживает центральная звезда, излучающая свет и потоки энергичных электронов, что означало бы гигантскую мощность излучения звезды. И это при том, что у ряда плерионов, скажем у Петли Лебеда, центральная звезда вообще не обнаружена. С точки зрения теории Ритца такие свойства туманностей естественны, если те представляют собой результат размытия и рассеяния света многих звёзд, излучение которых усилено ритц-эффектом. Это объясняет, почему при частоте

вспышек сверхновых II типа – раз в 50–100 лет, туманностей-плерионов в Галактике крайне мало [175, 210]. Поскольку в рамках теории Ритца вспышки SN II – иллюзорны (в отличие от теории, по которой вспышки SN II – это взрывы, со следами в виде туманностей и пульсаров [211]), плерионы образованы размытыми изображениями звёзд-спутников вокруг центральной яркой звезды. Поскольку звёзды-спутники есть не у всех вспыхивающих звёзд, большинство вспышек SN II оставляют после вспышки одиночные пульсары без туманностей. Действительно, наблюдаемое число пульсаров намного лучше соотносится с ожидаемым числом остатков вспышек SN II.

Приближение с иллюзорно увеличенной скоростью V' звёздных скоплений, формирующих туманности-плерионы, объясняет также их быстрое «расширение». Рост углового размера $\alpha = \rho/r$ туманности вызван не ростом её радиуса ρ , а сокращением дистанции r (Рис. 2.21). Рост углового размера

$$d\alpha/dt = V'\rho/r^2, \quad (2.7)$$

как правило, объясняют расширением туманности (после взрыва) с трансверсальной скоростью

$$V_t = r d\alpha/dt = V'\rho/r. \quad (2.8)$$

Если ритц-эффект наращивает регистрируемую скорость $V' = Vg$ в миллионы раз ($g \sim 10^6$), по сравнению с истинной $V \sim 10$ км/с (§ 2.1), тогда при $\alpha = \rho/r \sim 0,001$ рад, типичном для туманностей в Тельце и Кассиопее, найдём $V_t \sim 10000$ км/с – гигантские мнимые скорости «расширения», которые порядка измеренных [210]. Теория объясняет и рост V_t , хотя при образовании туманностей при взрыве, межзвёздная среда лишь тормозила бы выброшенный взрывом газ. С позиций баллистической теории у Крабовидной и других туманностей рост скорости $V_t = V'\rho/r$ вызван сокращением дистанции r . При $V' \sim 10^{10}$ м/с, $V_t \sim 10^7$ м/с и $r \sim 10^{20}$ м получим ускорение

$$a_t = dV_t/dt = V_t V'/r \sim 10^{-3} \text{ м/с}^2, \quad (2.9)$$

близкое к измеренному у Крабовидной туманности [210]. Параллельно слабеет радиоизлучение туманностей, от снижения r и a_{2r} . В Крабовидной туманности росту периода пульсара на 0,04 % в год соответствует спад средней радиояркости $I_R' = I_R/(1 + ra_{2r}/c^2)$ на доли процента в год [210].

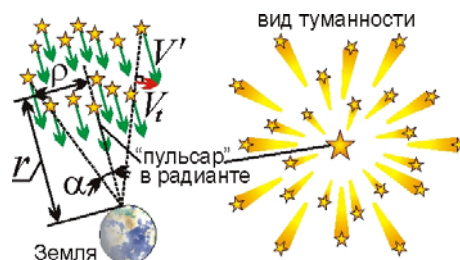


Рис. 2.21. Ускоренное видимое движение звёздного скопления создаёт иллюзию расширения из радианта, где виден яркий неподвижный пульсар.

За счёт сближения и роста видимого размера звёздного скопления, по эффекту перспективы звёзды кажутся разбегающимися из центра (радианта), оставляя в ходе размытия радиаль-

ные треки, типа метеоров, расходящихся из радианта (Рис. 2.21). Эти светящиеся треки могут быть приняты за волокна газа, выброшенного взрывом. Радиальное движение звёзд открыто также у другого скопления в созвездии Тельца – у Гиад, где звёзды, напротив, движутся к радианту – скопление «сжимается» в ходе удаления [200] (такие радиальные волокна наблюдаются и в планетарных туманностях). И только центральная звезда ($\rho = 0$), для которой $V_i = V'\rho/r = 0$, не смещается и воспринимается в виде яркого пульсара (так же как метеор в радианте имеет вид очень яркой вспышки, а не трека). Эта гипотеза объясняет, почему у звезды в центре туманности Кассиопея А спектр соответствует углеродной атмосфере, которая невозможна для пульсара, но типична для некоторых звёзд.

В туманностях, кроме волокнистой, расширяется и аморфная структура. Это связано либо со световым эхо – засветкой вспышкой всё новых участков межзвёздного газа, либо со звёздным ветром – потоками плазмы от звезды, образующими её корону. Вокруг сверхновых звёзд и пульсаров яркость короны увеличена ритц-эффектом в $g \sim 10^6$ раз, отчего корона, межзвёздный газ (с эмиссионными линиями) и размытые изображения звёзд выглядят как туманность. Плавное смещение частоты ведёт к высвечиванию эмиссионных линий газа вокруг пульсара (§ 2.2). Эффект Ритца визуализирует и циклотронное радиоизлучение электронов у звёзд, повышая его мощность и частоту. Это объясняет поляризацию и высокую светимость Крабовидной туманности, а потоки звёздного ветра наблюдаются как джеты. В отличие от тонких ярких «джетов», образованных «размытыми» изображениями звёзд, эти широкие диффузные джеты, обнаруженные, например, в Крабовидной туманности, реальны и имеют переменную толщину, ввиду расширения газа при удалении от пульсара. Джеты тоже размыты вдоль линии полёта пульсара ввиду разницы скоростей света от разных участков движущихся звёзд.

Высвечивание излучения звезды в межзвёздном газе на резонансных частотах (§ 2.2) объясняет также свечение туманностей вокруг новых и сверхновых звёзд. Звезда наблюдается как новая или сверхновая, когда повышает свою яркость по эффекту Ритца при достижении ускорением критической величины $a_{2r} = -c^2/r$. Те участки межзвёздного газа, в которых это условие выполнено, тоже выглядят яркими, т.к. эффективно поглощают и излучают свет (Рис. 2.22). При этом в заданный момент времени можно одновременно видеть свечение тех точек M межзвёздного газа, для которых сумма расстояний до звезды AM и Земли MB одинакова – тогда переизлучённый свет затрачивает одинаковое время $t = (AM + MB)/c$ на достижение Земли. С течением времени t этот эллипсоид расширяется – растёт большая ось $AM + MB = 2h$. В пространстве эти точки располагаются на эллипсоиде вращения с фокусами A на звезде и B – на Земле. А множество точек, в которых выполнено условие $a_s = c^2/s$, представляет собой плоскость, перпендикулярную вектору ускорения \mathbf{a} звезды: она задана уравнением $\mathbf{as} = c^2$, где \mathbf{a} – вектор ускорения, \mathbf{s} – радиус-вектор AM точки M , проведённый из звезды A . Таким образом, светящаяся

область в виде сечения плоскостью эллипсоида представляет собой эллипс, окружающий звезду. Уравнение этого эллипса найдётся как решение системы уравнений этого эллипсоида $x^2/b^2 + y^2/b^2 + z^2/h^2 = 1$ (b – малая полуось) и секущей $a_y y + a_z(z - d) = c^2$, откуда

$$x = \pm \sqrt{b^2 - \frac{b^2}{h^2} \left(\frac{c^2}{a_z} + d \right)^2 + 2y \frac{b^2 a_y}{h^2 a_z} \left(\frac{c^2}{a_z} + d \right) - y^2 \left(1 + \frac{b^2 a_y^2}{h^2 a_z^2} \right)},$$

где фокусное расстояние $d = (h^2 - b^2)^{1/2}$, а проекции ускорения \mathbf{a} звезды на оси y и z – равны, соответственно, a_y и a_z , если выбираем оси координат так, чтобы в данный момент времени t вектор ускорения \mathbf{a} располагался в плоскости YOZ .

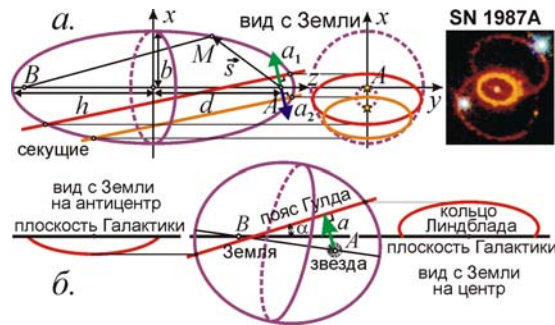


Рис. 2.22. Схема высвечивания участков межзвёздного газа за счёт эффекта Ритца: а) высвечивание двойного кольца от двух звёзд и плерион SN 1987A в качестве возможного примера, б) высвечивание кольца Линдблада.

Этот эллипс с течением времени расширяется, поворачивается и меняет форму, т.к. $h = ct/2$ растёт с течением времени t , а величины a_y и a_z меняются при движении звезды по орбите. Именно так и расширяются наблюдаемые оболочки новых и сверхновых: по сути это – световое эхо [А39].

Поскольку новые и сверхновые обычно представляют собой двойные звёзды, вторая звезда тоже приводит к засветке межзвёздного газа. Ускорение этой звезды направлено противоположно, соответственно газ засвечивается с обратной стороны в точках пересечения эллипсоида плоскостью, расположенной с обратной стороны от звезды. В итоге образуется два светящихся кольца в виде двух близких по форме эллипсов – один чуть меньше другого. Именно так выглядит туманность вокруг сверхновой SN 1987A (Рис. 2.22). В случае, если плоскости почти параллельны лучу зрения, видны только близкие к звезде участки эллипсов – две дуги или два сегмента эллипса. Действительно, большинство туманностей новых имеют именно такой вид. В отдельных случаях эти аморфные структуры дополняются размытыми вдоль траекторий изображениями звёзд. Обычно у оболочек сверхновых резкая внешняя граница и размытая – внутренняя. Это связано с переизлучением не только при $r = -c^2/a_r$, но и при меньших расстояниях r , например при достижении частотой эмиссионных линий, преобразуемых эффектом Ритца, – других резонансных частот. С этим же связано наличие нескольких вписанных одна в другую

оболочек, каждой из которых соответствует свой коэффициент преобразования частоты и своя секущая плоскость. Ту же структуру имеют и области излучения космических мазеров (§ 2.2). Например, область мазерного излучения вокруг звезды о Кита (*Мира*) имеет форму кольца, окружающего звезду о Кита.

Можно предположить, что древние вспышки звёзд засвечивают и намного более широкие области, охватывающие огромные области Галактики. Например, известно газовое кольцо Линдблада, излучающее УФ- и радиолучи, окружающее Землю и наклонённое на $\alpha = 20^\circ$ к плоскости Галактики [129]. Кольцо, которое тоже считают результатом древней вспышки сверхновой, имеет размеры 1000×500 парсек и форму эллипса (Рис. 2.22), т.е. может быть результатом засветки газа, излучающего по тому же механизму, что и мазеры. В этой же области, за счёт возбуждения молекул и атомов межзвёздного газа, они не поглощают, а усиливают излучение звёзд по тому же механизму. Оттого в этом кольце наблюдается больше звёзд – они образуют пояс Гулда [129, 408]. Эффект аналогичен лазерному индуцированному просветлению среды. Для формирования такой картины звезда или шаровое скопление звёзд, засвечивающее газ, должны длительно двигаться с ускорением близким к критическому, а размер эллипсоида при этом огромен. Видимо, шаровое скопление расположено над плоскостью галактического диска, притяжение которого и создаёт ускорение.

Собственное движение пульсаров, помимо растяжения их изображений, ведёт к мнимому растяжению орбит электронов вдоль вектора скорости звезды, т.е. линейно поляризует их излучение вдоль траекторий полёта [A41] (§ 2.2). Поэтому волокна туманностей и джеты пульсаров поляризованы вдоль волокон и траектории полёта пульсара, скажем, у пульсара в созвездии Парусов. При движении пульсара по орбите, в такт с колебаниями его яркости меняется направление поляризации его излучения, будучи параллельно мгновенной скорости пульсара [A41]. За счёт осевого вращения звезды излучение электронов поляризуется и по кругу. Кроме того, движение звезды, вызывая неравное растяжение орбит электронов, вращающихся по и против часовой стрелки, создаёт преимущественную правую или левую циркулярную поляризацию, например у белых карликов [194] и спектрально-переменных звёзд (§ 1.5). Для элементарного излучателя – заряда, движущегося по эллипсу с полуосями a и b , при мнимом растяжении a или b не меняется общая мощность излучения, но меняется доля эллиптически поляризованного света. Такой эффект открыт у полярных, типа AM Геркулеса и DQ Геркулеса, синхронно с колебаниями блеска меняющих направление поляризации в ходе орбитального вращения звезды, которую считают белым карликом [194]. С точки зрения баллистической теории, это могут быть рядовые звёзды главной последовательности, меняющие яркость, спектр и поляризацию по эффекту Ритца. Аморфное излучение туманностей тоже поляризовано за счёт эффекта размытия и рассеяния света звезды облаками газа.

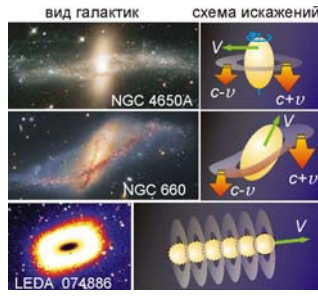


Рис. 2.23. Искажение видимой формы галактик за счёт их вращения и движения.

У галактик разница скоростей света, испущенного разными участками, тоже искажает их видимую форму [A24, A40]. На это также обратил внимание С. Девасиа [106]. Эффект объясняет аномальные формы галактик с деформированными краями типа NGC 660 [234], с полярными кольцами типа NGC 4650A, галактики с «выбросами» типа М 82 и «прямоугольные» галактики типа LEDA 074886 (Рис. 2.23). Эффект размытия вдоль линии полёта со скоростью V ведёт к тому, что эллиптические галактики, сжатые вдоль оси вращения, кажутся вытянутыми вдоль этой оси [A40, A51], и наблюдается несоответствие скорости вращения и сжатия галактик [211]. Поскольку угловая скорость звёзд зависит от расстояния до центра галактики, а орбиты звёзд не концентрические и некомпланарные, деформация ведёт к отклонению наблюдаемой формы от эллиптической, как для звёзд с дифференциальным вращением (Рис. 2.11). В зависимости от направления движения, изображение галактики, растягиваясь или сжимаясь, приобретает прямоугольную форму (*boxy*) (LEDA 074886, Рис. 2.23), либо дисковидную (*disky*).

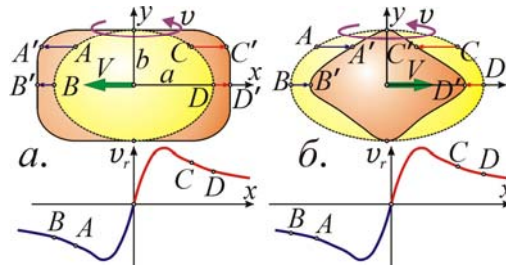


Рис. 2.24. Схема искажений формы эллиптических галактик: а) коробкообразного типа (*boxy*), б) дисковидного типа (*disky*). Ниже приведены соответствующие кривые вращения галактик [129, с. 227].

Искажения такого типа (Рис. 2.24) обнаружены у ряда эллиптических галактик [129, с. 227]. Точно рассчитать форму таких искажений можно по кривой вращения галактик, которую можно аппроксимировать законом $v_r(x) \approx kx \cdot \exp(-|x/a|)$, где a – большая полуось галактики, k – коэффициент пропорциональности. Если трансверсальная скорость галактики V направлена вдоль экваториальной оси галактики x , точки A, B, \dots, C, D галактики сместятся вдоль x ввиду запаздывания или опережения изображений пропорционально v_r данного участка галактики на расстояние $S(x) = -V_x r v_r(x)/c^2$. Искажённая форма контура галактики примет вид (b – малая полуось):

$$x(y) = \pm \left(a\sqrt{1-y^2/b^2} - \frac{V_x r v_r}{c^2} \right) \approx \pm a\sqrt{1-y^2/b^2} \cdot \left(1 - \frac{rkV_x}{c^2} \exp\left(-\sqrt{1-y^2/b^2}\right) \right).$$

Поскольку скорость V галактики в общем случае ориентирована произвольным образом по отношению к осям галактики, а неравное смещение точек близких к центру и краям галактики приведёт к дополнительному искажению в распределении яркости по галактическому диску, тогда искажения изофот галактики приобретут ещё более сложный характер. Поскольку у эллиптических галактик звёзды могут вращаться вокруг центра галактики в обоих направлениях, у некоторых галактик будет наблюдаться одновременно два типа искажений [129, с. 228].

В случае спиральных галактик сжатие ядра галактики вдоль длинной оси создаёт иллюзию того, что диск, у ряда галактик имеющий вид кольца [119, с. 652], расположен вдоль короткой оси ядра (принимаемой ввиду сжатия за полярную). Так возникает иллюзия полярного кольца у галактики. Подобные эффекты наблюдались и для звёзд, но у галактик их наблюдать проще, из-за высоких скоростей $v_r \sim 100$ км/с и отсутствия переизлучения межзвёздным газом.

Эффект можно наблюдать и в Солнечной системе, но поскольку искажения пропорциональны r , заметить их сложно. Так, изображение Юпитера растянется за счёт орбитальной скорости $V = 13$ км/с и окружной экваториальной скорости $\omega R = 12,5$ км/с на $S = 2rV\omega R/c^2 = 3$ км, незаметных на фоне истинного экваториального уширения $\Delta R \sim 10000$ км. У внешних колец Сатурна, наклонённых на угол $\varphi = 27^\circ$ к вектору орбитальной скорости $V = 9,5$ км/с и крутящихся со скоростью $\omega R \approx 17$ км/с, тоже возникнет растяжение $S_1 = rV\omega R/c^2 = 2,5$ км, и поворот колец на угол $\alpha = S_1 \sin\varphi/R = 2''$ (Рис. 2.25). Поскольку все кольца вращаются с разной угловой скоростью ω , следовательно и растянуты, повернуты внешние и внутренние кольца будут неодинаково: $S_1 \neq S_2$, $\alpha_1 \neq \alpha_2$. В итоге видимое возвышение внутреннего края кольца над внешним составит ~ 1 км. Действительно, на фотографиях с АМС «Кассини» обнаружен поворот плоскости одних колец относительно других на малый угол, что связывают с возмущениями со стороны спутников [235]. Поскольку искажения S пропорциональны r , вблизи Сатурна они малы, и с АМС «Кассини» кольцо наблюдалось почти плоским, – толщиной ~ 100 м. А оценки толщины кольца при наблюдении с Земли дают значение $\sim 1-10$ км [236, с. 60], вопреки теоретическим оценкам толщины колец, которая не должна превышать нескольких метров, т.к. все частицы должны располагаться в один слой [154]. Поэтому было признано, что видимая толщина кольца – иллюзорна [154, 236]. Тогда утолщение кольца можно объяснить искажениями от неравенства скоростей света.

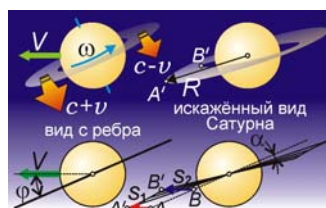


Рис. 2.25. Искажение видимой формы колец Сатурна за счёт движения и вращения.

Таким образом, наблюдаемые искажения форм планет, звёзд и галактик служат свидетельством в пользу баллистической теории и дополнительным критерием её проверки.

§ 2.4. Невязки планетной радиолокации и баллистическая коррекция

Влияние скорости источника или отражающего свет тела на скорость излучённого или переизлучённого света вело бы также к заметным ошибкам в космической радиолокации, т.к. в расчёте дистанции $r = c't$ (или $c't/2$ при учёте времени движения отражённого сигнала) по времени движения t радиосигнала фигурирует скорость света c' и неучёт её переменности (1) ведёт к ошибкам в измерении r .

Действительно, уже в 1960-х гг. в первых сеансах радиолокации Венеры, проведённых группой В.А. Котельникова в СССР и И. Шапиро – в США, выявили систематические расхождения (на сотни километров превысившие возможные ошибки) между измеренными радаром положениями планеты и предвычисленными эфемеридами, рассчитанными по данным астрометрии [237–239]. Как показал Б. Уоллес [91–93], расхождения снизятся в разы, если учесть зависимость (1) c' от скорости радара на Земле, обладающего скоростью V ввиду осевого вращения Земли, вращения системы Земля-Луна и обращения вокруг Солнца. Сообщение радиолучу скорости V меняет его скорость $c + V$ и время t движения сигнала, по которому определяют дистанцию r Земля-Венера (Рис. 2.26). Расстояние ct (или $ct/2$, с учётом задержки отражённого сигнала), найденное из постоянной c , отличается от истинного расстояния $|c + V|t$, если $c' \neq c$.

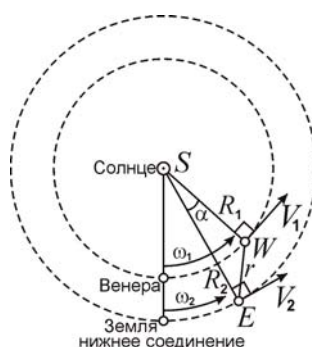


Рис. 2.26. Схема движения Земли и Венеры возле нижнего соединения, в приближении круговых орбит.

Влияние осевого вращения Земли, сообщаящей свою окружную скорость ($v \sim 500$ м/с) радиоволнам, проявилось в том, что радиолокационные станции СССР и США, размещённые в противоположных точках Земли при синхронных замерах расстояний до Венеры, получали разные значения. Как отмечено Б. Уоллесом [91–93], А.К. Шуруповым [240], С.А. Базилевским и В.И. Секериным [149], систематически больше получались расстояния у станций, отдалявшихся от Венеры в ходе суточного вращения и снижавших по баллистической теории скорость c' ра-

диосигнала, наращивая время запаздывания τ и расчётную дистанцию r' . Напротив, у станций, приближавшихся к Венере, расстояния получались систематически меньше, что по теории Ритца вызвано увеличением скорости c' радиосигнала и снижением времени задержки τ .

Одной из целей радиолокации Венеры было уточнение астрономической единицы (*a.e.*) – радиуса земной орбиты R_2 (среднего расстояния Земли от Солнца, Рис. 2.26). По измеренной радаром дистанции r Земля-Венера, из углов в треугольнике *SVE* (Солнце-Венера-Земля) вычисляли расстояние R_2 Земля-Солнце, пропорциональное r . Но расчётная *a.e.* регулярно менялась [241] с периодами, равными суткам, месяцу и синодическому году Венеры, с которыми менялась относительная скорость радаров, вносящая отклонения в расчётные дистанции Венеры r и *a.e.* – R_2 [91, 92]. Радарное значение *a.e.* отличалось также от значения, измеренного методами визуальной астрометрии. Причём разница превысила погрешность обоих методов, что не нашло объяснений [237, 241], хотя ожидалось в рамках баллистической теории.

Венера при сближении тоже сообщает свою скорость V_r отражённому сигналу, тогда $c' > c$, и он достигает Земли за меньшее время τ , занижая расчётное r . После предельного сближения с Землёй в нижнем соединении, Венера удаляется: скорость сигнала $c' < c$, и он затрачивает большее время τ , завышая r . В итоге, до соединения расчётные значения дистанции Земля-Венера $r' = c\tau/2$, поэтому значения *a.e.* получались ниже реальных, а после соединения – выше (Рис. 2.27) [241].

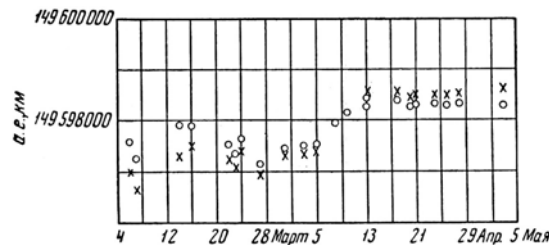


Рис. 2.27. Значения астрономической единицы в зависимости от даты сеанса радиолокации [241, с. 190] (нижнее соединение – 11 апреля 1961 г.).

К Венере радиосигнал летит со скоростью c относительно Земли, пролетая путь r за время $\tau_1 = r/c$. Отражённый сигнал при лучевой (*радиальной*) скорости Венеры V_r вернётся со скоростью $c' = c - V_r$ за время $\tau_2 = r/c'$. Тогда общая задержка $\tau = \tau_1 + \tau_2 = r/c + r/c'$. Найденное из стандартной скорости c расстояние $r' = c\tau/2 \approx r + rV_r/2c$ превысит реальное r на $\Delta r = rV_r/2c$. Из треугольника *SVE* в приближении круговых орбит (Рис. 2.26) лучевая скорость Венеры $V_r = (\omega_1 - \omega_2)R_1R_2\sin(\alpha)/r$, где $\omega_1 = 3,2 \cdot 10^{-7}$ рад/с, $\omega_2 = 2 \cdot 10^{-7}$ рад/с – угловые гелиоцентрические скорости, соответственно, Венеры и Земли, $R_1 = 108 \cdot 10^9$ м, $R_2 = 150 \cdot 10^9$ м – радиусы их орбит, $\alpha = (\omega_1 - \omega_2)t$ – гелиоцентрический угол *WSE* между ними, а t выражено в сутках, истёкших с момента нижнего соединения. Тогда систематическое отклонение расчётного r' от истинного r составит

$$\Delta r = r' - r = (\omega_1 - \omega_2)R_1R_2\sin[(\omega_1 - \omega_2)t]/2c \approx 3350 \cdot \sin(0,011t) \text{ км.} \quad (2.10)$$

Это же отклонение, выраженное в световых секундах (по времени задержки), составит

$$\Delta\tau = \Delta r/c \approx 0,011 \cdot \sin(0,011t) \text{ с.} \quad (2.11)$$

Фактически наблюдаются именно такие вариации систематических ошибок-невязок расстояний Δr (Рис. 2.28.а) или времён $\Delta\tau$ (Рис. 2.28.б), т.е. разностей измеренных τ_o и вычисленных τ_c по таблицам Ньюкома. Внесение этих поправок (2.10) и (2.11), учитывающих баллистический принцип, снижает систематические отклонения: остаются лишь случайные ошибки, которые снизятся, если учесть влияние вращения Земли на скорость сигналов [91, 92] и переизлучение межпланетной средой. По мере роста r и слоя пройденной межпланетной плазмы, переизлучённый плазмой сигнал восстанавливает скорость c , и отклонения перестают расти при отдалении от нижнего соединения (Рис. 2.28). Эффективность переизлучения можно оценить, сопоставив r с длиной экстинкции $l = \lambda/2\pi(n - 1)$, из ф-л (1.2–1.3), по расчётному для данной длины волны λ показателю преломления n , по концентрации межпланетной плазмы, газа и пыли.

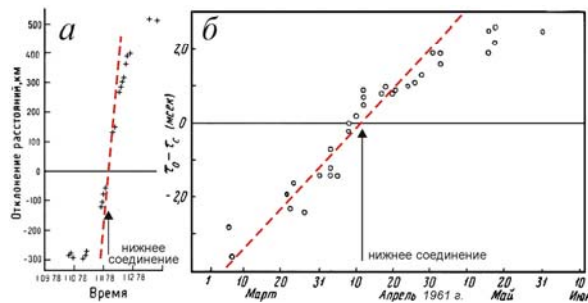


Рис. 2.28. Отклонения радарных расстояний Венеры от эфемеридных (по таблицам Ньюкома), измеренные в километрах (а, кресты) [242] и световых миллисекундах (б, кружки) [241, с. 242], в сравнении с предсказанными зависимостями (2.10) и (2.11) по баллистической теории (пунктир).

При концентрации электронов и ионов в межпланетной плазме $N' \sim 0,1 \text{ см}^{-3} = 10^5 \text{ м}^{-3}$ [119, с. 398] и при рабочей длине волны $\lambda \sim 30 \text{ см}$ (соответствующей частоте радиосигналов $f = c/\lambda \sim 1 \text{ ГГц}$ [243]), расчётный показатель преломления ионосферы [53, с. 493] составит

$$n = \sqrt{1 - 80,6N'/f^2} \approx 1 - 40,3N'/f^2, \quad (2.12)$$

а длина переизлучения, согласно формуле (1.2), достигнет значений

$$l \sim \frac{\lambda}{2\pi|n-1|} \sim \frac{1,2 \cdot 10^6 f}{N'} \sim 12 \text{ млн. км.} \quad (2.13)$$

Таким образом, длина переизлучения сопоставима с расстоянием между планетами в нижнем соединении $\sim 42 \text{ млн. км}$. Это объясняет, почему по мере увеличения в течение двух месяцев ($t = 60 \text{ сут}$) межпланетной дистанции от значения в 42 млн. км до значения

$$r = \sqrt{R_1^2 + R_2^2 - 2R_1R_2 \cos(\omega_1 - \omega_2)t} \approx 89 \text{ млн. км}$$

невязки перестают нарастать и экспериментальные точки всё сильнее отдаляются от зависимостей (2.10) и (2.11), построенных с учётом поправок баллистической теории [А3, А46].

Значение длины переизлучения l нельзя рассчитать точно, ввиду сложной зависимости концентрации плазмы от расстояния до Солнца, в том числе за счёт тяготения Солнца, давления солнечного света и переменной интенсивности солнечного ветра [119].

Влиянием переизлучения в межпланетной плазме можно объяснить несовпадение ~ 1000 км (выходящее за пределы ошибок радарных методов) значений а.е., измеренных разными радарными станциями на разных частотах 408 – 2388 МГц [243]. Действительно, согласно (2.12) и (2.13), от частоты f зависят n и длина l , в пределах которой скорость радиосигнала, отражённого Венерой, отлична от c . Как отмечено [243], эту разницу нельзя списать на дисперсию межзвёздной среды: она занижала бы расстояния, измеренные на коротких волнах. А фактически наблюдалось «отсутствие видимой связи между измеренными значениями а.е. и частотой». Согласно теории Ритца, чёткой связи и не должно быть, т.к. на измеренную величину а.е. влияет, кроме частоты f зондирующего сигнала (и длины экстинкции l), ещё и знак, величина скорости Венеры V_r , а значит, – и дата сеансов радиолокации, которые различались у разных обсерваторий.

Зависимость ошибок измерения дистанции Венеры от частоты f отмечалась и Б. Уоллесом, который связывал их с влиянием межпланетной плазмы [91]. Уоллес отметил, что амплитуда 30-дневных колебаний (вызванных колебанием скорости Земли при движении в системе Земля-Луна) радарного значения а.е., измеренного на частоте $f \approx 440$ МГц ($\lambda \approx 70$ см), в 5 раз превышала амплитуду колебаний, измеренных на частоте $f \approx 1300$ МГц ($\lambda \approx 23$ см). Это различие Δr , очевидно, связано с различием дистанций r и концентраций плазмы N' , в зависимости от даты локации (согласно Уоллесу, данные на частоте $f \approx 1300$ МГц получены позднее), и с разницей длин экстинкции l для разных частот. Согласно (2.13), l должно быть выше для частоты $f \approx 1300$ МГц. Соответственно, и величина ошибок Δr на этой частоте получалась бы выше. Но $f \approx 1300$ МГц соответствует длине волны $\lambda \approx 23$ см близкой к длине волны поглощения нейтрального водорода $\lambda \approx 21$ см, возле которой растёт $|n - 1|$. В итоге, для $f \approx 1300$ МГц выросла бы эффективность переизлучения, и снизилась бы длина переизлучения l , так что амплитуда ошибок стала ниже, чем на $f \approx 440$ МГц, в согласии с [91]. А изменение l в зависимости от концентрации межпланетной плазмы N' , в годы активного Солнца, когда концентрация и скорость солнечной плазмы выше, сокращало бы длину экстинкции l , приводя к снижению ошибок. А в годы спокойного Солнца концентрация и скорость плазмы, солнечного ветра падают, отчего растёт длина переизлучения и величина радарных ошибок. Поэтому параллельно с радарными за мерами следует осуществлять мониторинг состояния межпланетной плазмы.

Поскольку систематические расхождения радарных данных с эфемеридами не удавалось объяснить, расхождения формально устраняли коррекцией эфемерид, например, внося поправки Данкомба, «сместившего» Венеру вперёд по орбите на 290 км, увеличив гелиоцентрическую долготу Венеры на $0'',55$ [241]. Поскольку и при этом остались расхождения, Венеру сместили

ещё на 270 км, увеличив её гелиоцентрическую долготу ещё на $0'',52$ [244] и построив численную теорию движения планеты, соответствующую данным радаров [242]. Тем не менее, систематические расхождения $\sim 10^3$ км (соответствующие ошибке небесных координат Венеры $\sim 1''$) радарных данных с таблицами Ньюкома-Данкомба и с визуальными данными сохранялись на протяжении десятилетий [242–246] и до сих пор не объяснены. Согласие этих двух типов данных, как отмечено, – лишь удовлетворительное [245]. О том же говорят современные данные.

Принято считать, что значительные отклонения ($\sim 10^3$ км) имели место лишь в первых сеансах радиолокации, когда её точность была низкой, а в ходе уточнения методов ошибки снизились на порядки. Но фактически расхождения эфемерид и данных радиолокации сохранялись всё время, и эфемериды постепенно корректировали по данным радаров. Не исключено, что в поправках Данкомба [247], формально сместившего Венеру вперёд по орбите на 300 км в эфемериды 1960 г., были учтены результаты радиолокации Венеры 1958 г. в США (Лаборатория Линкольна) [249] и 1959 г. в Англии (Джодрел Бенк) [237]. В этих сеансах впервые было открыто, что при удалении Венеры её дистанция превышала дистанцию, рассчитанную по эфемеридам. Тем самым таблицы Данкомба, изданные как раз в 1958–1961 гг. [248, 250], произвели первую итерацию, коррекцию эфемерид, которая искусственно снизила расхождения между эфемеридами и радарными данными 1961 г. В ходе таких последовательных итераций результаты каждых последующих радарных замеров всё меньше расходились с эфемеридами [238, 251], претерпевавшими одну редукцию за другой. Однако систематическая ошибка измеренных положений Венеры, – в виде расхождения радарных измерений с визуальными угломерными измерениями, – сохранялась на протяжении десятков лет на уровне $\Delta \sim 1'' \approx 5 \cdot 10^{-6}$ рад [245, 251], хотя астрономические приборы (в т.ч. основанные на методах интерферометрии), совершенствовались. К настоящему времени их точность существенно выросла, достигнув $0,01''$ – $0,001''$.

Тем не менее, систематические расхождения между данными оптических астрометрических измерений положений планет и эфемеридами, построенными по радиолокационным данным, сохраняются до настоящего времени [252, 253]. Таким образом, систематическая ошибка $\Delta \sim 1''$ в длинных рядах наблюдений на порядок превышает точность прежних астрометрических методов (и на порядки превосходит современную точность астроинтерферометров и радиотелескопов), соответствуя на дистанции Венеры систематическому смещению порядка $R_2 \Delta \sim 750$ км вперёд по орбите. Даже спустя десятилетие после первых сеансов радиолокации, 22 июля 1972 г. при входе АМС «Венера-8» в атмосферу Венеры было зафиксировано значительное расхождение (более 500 км) между радарными положениями планеты и эфемеридными, рассчитанными на основе астрометрии и законов небесной механики [254, с. 67]. Поэтому в эфемериды стали вносить радарные поправки [242], тем самым внося в них ошибки.

Эти ошибки ярко проявились в 2004, 2012 гг. при наблюдении прохождения Венеры по диску Солнца: моменты контакта планеты с диском Солнца отставали на время t порядка минуты [255–257] от эфемеридных [258, 259], содержащих радарные «поправки» [242], сместившие Венеру вперёд по орбите на сотни километров. За это время $t \sim 1$ мин угловое гелиоцентрическое смещение Венеры относительно Земли $\alpha = (\omega_1 - \omega_2)t \approx 1''$, а линейное – $\alpha R_1 = (\omega_1 - \omega_2)t R_1 \approx 500$ км. Т.е. задержка могла быть вызвана ошибочным «смещением» планеты вперёд по орбите по данным радаров. Это можно проверить в ходе более точных измерений положений Венеры, с использованием современных телескопов и радиотелескопов со сверхдлинной базой (РСДБ), поскольку радиоизлучение горячей поверхности Венеры отчётливо регистрируется [150]. Измерение положений Венеры при этом можно производить либо по измерению моментов покрытия Венерой точечных радиоизлучающих объектов с известными небесными координатами, либо непосредственно, по регистрации теплового радиоизлучения Венеры, – по данным радиointерферометров со сверхдлинной базой (РСДБ) или триангуляцией на базе порядка диаметра Земли, с разнесённых сетей радиointерферометров. Точность измерения углов в РСДБ достигает $\Delta\theta = 0,0001''$, что на дистанции Венеры $r = 42 \cdot 10^9$ м (в нижнем соединении) приводит к прецизионной точности измерения положений Венеры на орбите $\Delta\theta r = 20$ м. Это позволит точно контролировать положение Венеры на орбите и сравнивать его с положениями по данным радаров.

Сравнительные измерения положений и орбитальных элементов по данным дальномерных, доплеровских и угломерных измерений возможны и для других планет, в том числе для Меркурия и Марса. Их положения и элементы орбит, рассчитанные по данным радаров, тоже содержат систематические расхождения (~ 400 км) с аналитической теорией Ньюкома и эфемеридными, рассчитанными по астрометрическим данным [245, 260]. Для Марса невязки радарных и эфемеридных данных, как оказалось [261], носят тот же характер, что и для Венеры. Если в выражении (2.10) и (2.11) в качестве R_1 взять радиус орбиты Марса ($R_1 = 228 \cdot 10^9$ м), а в качестве ω_1 – угловую скорость Марса ($\omega_1 = 1,1 \cdot 10^{-7}$ рад/с), получим следующую зависимость

$$\Delta r \approx 5130 \cdot \sin(0,008t) \text{ км}, \quad \Delta \tau = \Delta r/c \approx 0,017 \cdot \sin(0,008t) \text{ с}.$$

Действительно, снятая в августе 1971 г. зависимость избыточной задержки $\Delta\tau(t)$ носит именно такой характер (Рис. 2.29), линейно нарастая от нуля, начиная с момента противостояния [261].

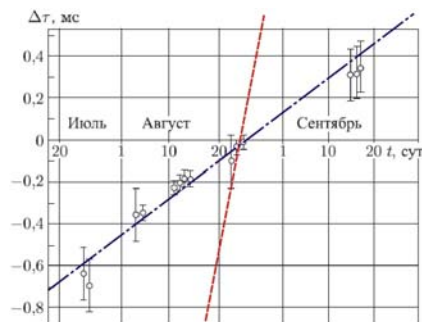


Рис. 2.29. Невязки эфемеридных и измеренных времён задержки при радиолокации Марса (кружки) [261, с. 257]. Для сравнения приведены расчётные в рамках баллистической теории Ритца невязки в отсутствие переизлучения (пунктир) и при переизлучении на длине $l \sim r/7$ (штрих-пунктир).

Запаздывание момента $\Delta t = 0$ мс на 13 суток от момента противостояния (10 августа 1971 г.) объясняется эллиптичностью орбиты Марса. Из-за этого относительная лучевая скорость Марса обращается в нуль не точно в момент противостояния. Т.е. момент, в который $\Delta t = 0$ мс, наступает позднее. Кроме того, при отдалении от Солнца (за орбитой Земли) концентрация межпланетного водорода может нарастать, поскольку снижается световое давление, выдувающее газ из ближайших окрестностей Солнца. Соответственно, становится выше эффективность переизлучения, из-за чего величина невязок снижена примерно в 7 раз по сравнению с теоретическими. Это означает, что длина переизлучения $l \approx r/7 \approx 11 \cdot 10^9$ м, что примерно совпадает с теоретической длиной переизлучения возле орбиты Земли (2.13). В целом сходный характер зависимости величины невязок от времени для Венеры и Марса свидетельствует об их одинаковой не случайной природе. Как показано, эти ошибки систематические и вполне объяснимы в рамках баллистической теории.

Аналогично при радиолокации Меркурия, например, при точном измерении времени запаздывания радиосигнала в гравитационном поле Солнца при отражении от Меркурия в верхнем соединении, экспериментальные точки систематически смещались от теоретической кривой. До соединения задержка сигнала была чуть ниже расчётного по ОТО времени запаздывания, а после соединения – чуть выше [90]. В рамках баллистической теории это – следствие наличия у орбитальной скорости Земли до соединения компоненты, направленной к Меркурию, соответственно, по БТР время запаздывания сигнала снижалось, а после соединения – от Меркурия, вследствие чего время запаздывания, согласно БТР, увеличивалось (Рис. 2.30).

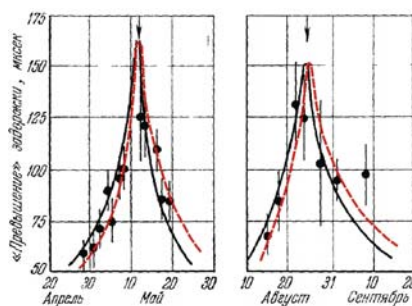


Рис. 2.30. Систематическое снижение задержки отражённого Меркурием радиосигнала до верхнего соединения и увеличение задержки после соединения (пунктир) по сравнению с теоретической зависимостью (сплошная линия) при радиолокации в 1967 г. [90].

Характерное запаздывание и опережение составило по графикам порядка $\Delta t \approx 25$ мкс, что соответствует разнице расчётной и измеренной дистанции $\Delta r_o = c\Delta t \approx 7,5$ км, или смещению Меркурия по орбите $\Delta L = \Delta r R_M / R_\odot \approx 621$ км, где $R_M \approx 58 \cdot 10^9$ м – среднее расстояние Меркурия до Солнца, $R_\odot \approx 7 \cdot 10^8$ м – средний радиус Солнца. Таким образом, невязки радарного и теорети-

ческого положения Меркурия намного превышают возможные радарные ошибки (~10–100 м для 1967 г.) и составляют по порядку ту же величину, что и невязки положения Венеры на орбите. С точки зрения баллистической теории невязка составила бы $\Delta r_c \approx rV_r/c \approx 97$ км, где $V_r = V_E R_\odot / R_E \approx 140$ м/с – составляющая орбитальной скорости Земли $V_E \approx 30$ км/с вдоль отрезка r Земля-Меркурий, где $R_E \approx 1,5 \cdot 10^{11}$ м – среднее расстояние Земли до Солнца. Расхождение $\Delta r_o \approx 7,5$ км и $\Delta r_c \approx 97$ км связано с переизлучением радиосигнала в короне Солнца, в результате чего основную часть пути радиосигнал движется со стандартной скоростью c . Таким образом, правильно искать Δr_c как $\Delta r_c \approx lV_r/c$, где длина переизлучения $l = r\Delta r_o/\Delta r_c \approx 16 \cdot 10^9$ м, что совпадает по порядку величины с оценкой l по невязкам радиолокации Венеры, Марса ($l = r/7 \approx 11 \cdot 10^9$ м) и оценкой длины $l \approx 12 \cdot 10^9$ м по концентрации межпланетной плазмы (2.13).

При этом влияние скорости самого Меркурия на скорость радиосигнала нивелировалось эффектом переизлучения, ввиду близости Меркурия к Солнцу и высокой концентрации плазмы в короне Солнца. С другой стороны, для Марса и Меркурия, ввиду их высоких орбитальных эксцентриситетов, можно ожидать ещё больших расхождений и невязок, чем для Венеры. От переменной скорости движения по орбите радарные ошибки нельзя полностью скомпенсировать добавкой постоянного смещения по орбите. Но численная теория движения планет, построенная по данным радаров, лучше согласуется с дальнейшими радарными замерами (содержащими те же систематические ошибки), чем с аналитической теорией Ньюкома [262].

Ошибки радиолокации могут сыграть роковую роль и при расчёте орбит астероидов, пересекающих орбиту Земли и близко подходящих к планете, особенно в свете не спрогнозированного падения Челябинского (Чебаркульского) метеорита. Для предотвращения астероидной опасности точность космической радиолокации следует всесторонне повышать, проверять, совершенствовать её методы, повышать дальность и чувствительность космических радаров.

§ 2.5. Радарные ошибки АМС, GPS, ГЛОНАСС и баллистические поправки

Впервые ложный «сдвиг» Венеры по орбите отметил пионер космической навигации В.П. Селезнёв [263-265], сотрудник С.П. Королёва и автор монографии «Навигационные устройства» (М.: Оборонгиз, 1961), спроектировавший системы навигации первых космических кораблей. Селезнёв показал, что без теории Ритца «на основе научных сведений о свете астронавигация в принципе невозможна» [264, с. 308], в том числе навигация космических зондов, ряд аварий которых, например у АМС «Фобос-I, -II», вызван радарными ошибками [203, 263–265].

Не исключено, что аварии других аппаратов, отправленных в разные годы к Венере и Марсу, вызваны систематическими ошибками измерения положений аппаратов и планет по данным радиолокации. Действительно, радарные измерения элементов орбит дают высокую

точность (достигающую 100 м) при измерении дистанций, радиусов (больших полуосей) орбит планет. Именно эти характеристики играют основную роль в расчётах траекторий аппаратов, т.к. ошибки значений а.е. и радиусов орбит планет вели бы к отклонению аппаратов от цели на расстояния до нескольких диаметров планет типа Венеры и Марса [242, 243]. Менее критичный параметр – положение планет на орбите (истинная аномалия ν). Наиболее точно его измеряют методами астрометрии. В частности, траектория полёта Автоматической Межпланетной Станции (АМС) по переходной орбите Гомана проходит по касательной к орбите Венеры, и неточности в определении положения на орбите скажутся лишь на моменте достижения аппаратом планеты, а дистанция предельного сближения почти не изменится. Из соображений удобства связи и экономии времени применяют более короткие переходные орбиты, пересекающие орбиту Земли и Венеры под углом [254]. Соответственно, ошибки измерения радарными положениями Венеры и АМС на орбите ~ 1000 км вели бы к промахам: АМС могла бы пройти мимо планеты, не попасть в расчётную точку поверхности, или траектория АМС не попала бы в допустимый диапазон углов входа в атмосферу планеты. Но, если радиолокатор одновременно измеряет дистанции Венеры и АМС, как у аппарата «Венера-8» [254], систематические ошибки расстояний должны компенсировать друг друга при вычитании и вычислении относительного расстояния между Венерой и АМС. А при сближении АМС с Венерой радиолокация планеты производится непосредственно с АМС, что снижает величину ошибки. Но и в этом случае ошибки в измерении положений аппарата и планеты могут приводить к авариям и промахам, как показал В.П. Селезнёв [203, 265] и В.А. Жмудь [206].

Действительно, истинная траектория полёта АМС «Венера» возле планеты отклонялась на сотни км от расчётной [254]. Но коррекция орбиты на конечном участке траектории [254], а также большой диаметр планеты ~ 12000 км (превышающий ошибки), практически исключали прохождение АМС мимо цели. Сильнее сказываются ошибки для АМС, направленных к Марсу, для которого из-за большего расстояния и высокого эксцентриситета ошибки измерений выше, а диаметр планеты в 2 раза меньше, составляя 6800 км, что сопоставимо с величиной ошибки (~ 2000 км) и может вести к авариям у марсианских АМС. Ещё выше роль ошибок для АМС, направленных к спутникам планет, имеющим ещё меньшие размеры. Так, размер Фобоса (спутника Марса) – всего 20 км. Соответственно, ошибка в измерении координат Фобоса и АМС ~ 1000 км вела бы к пролёту аппарата мимо цели или к столкновению с его поверхностью, вместо мягкой посадки. Как полагают, с этим и связаны аварии АМС «Фобос-I» и «Фобос-II» [265]. Действительно, аварии этих АМС были связаны с помехами радиосвязи и навигационными ошибками [266]. Проверить гипотезу Селезнёва можно, сопоставив данные траекторных измерений АМС «Фобос», полученных методами радиолокации и радиоинтерферометрии [267]. Для уточнения современных траекторных замеров и проверки постоянства скорости света следует

сопоставить данные 5-ти методов: радиолокации, измерения координат по счислению пути (по доплер-сдвигу частоты сигнала АМС), лазерной локации, РСДБ-измерений угловых координат, РСДБ-измерений дистанций методом триангуляции [268]. Отметим, что в настоящее время РСДБ (VLBI) измерения в комбинации с GPS-радиоизмерениями положений навигационных спутников уже широко применяются, выявляя систематические ошибки GPS-измерений [269].

Далее рассмотрим эффект «Пионеров» [270, А3, А18, А27] – аномалию, выявленную Лабораторией Реактивного Движения (JPL NASA). Скорости АМС «Пионер-10», «Пионер-11», измеренные космическими радаром (по доплер-сдвигу частоты сигнала от АМС), отличались от расчётных [271]. Измеренное ускорение «Пионеров» в поле тяготения Солнца массы M превысило расчётное $a' = GM/r^2$ на $\Delta a_o = (8,74 \pm 1,33) \cdot 10^{-10} \text{ м/с}^2$ (на расстоянии r Урана [270]). «Пионеры», удаляясь от Земли с $V \approx 10 \text{ км/с}$, излучали сигнал со скоростью $c - V$, наращивая задержку τ . А на Земле, приняв скорость сигнала $c' = c$, сопоставляли измеренные скорости и ускорения АМС – расстоянию $r' = c\tau \approx r + rV/c$, а не истинному $r = (c - V)\tau$, где ускорение $a = GM/r^2$ выше расчётного $a' = GM/r'^2$ на

$$\Delta a_c = a - a' \approx 2aV/c = 2VGM/cr^2. \quad (2.14)$$

На дистанции Урана $r \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ м}$ при $V \approx 10 \text{ км/с}$ это составит расчётную величину ошибки $\Delta a_c \approx 9,9 \cdot 10^{-10} \text{ м/с}^2$, близкую к измеренной ошибке $\Delta a_o \approx 9 \cdot 10^{-10} \text{ м/с}^2$ [270]. Сходные аномалии выявлены у АМС «Улисс» [272] и «Кассини», у которого на расстоянии Сатурна ($r \approx 1,5 \cdot 10^{12} \text{ м}$) измеренный избыток ускорения $\Delta a_o \approx 3 \cdot 10^{-9} \text{ м/с}^2$ [273] близок к расчётному $\Delta a_c = 2VGM/cr^2 \approx 4 \cdot 10^{-9} \text{ м/с}^2$. А измеренное отклонение аппаратов «Пионер» от расчётных положений в районе орбиты Плутона ($r = 7,4 \cdot 10^{12} \text{ м}$) составило $\Delta r_o = 3,8 \cdot 10^7 \text{ м}$, что по порядку величины согласуется с расчётным по баллистическому принципу отклонением $\Delta r_c = r' - r = rV/c = 2,5 \cdot 10^7 \text{ м}$.

Считалось, что величина ускорения Δa_o «Пионеров» практически не менялась на протяжении всего полёта АМС, а согласно (2.14) Δa_c должно убывать пропорционально r^2 . Но фактически уточнённый анализ С. Турышева [274] показал, что величина Δa_o убывает с расстоянием r . Более медленное убывание Δa_o , чем Δa_c из формулы (2.14), обусловлено тем, что на расстояниях $r \sim 1 \text{ а.е.}$ в аномальное ускорение вносит вклад давление света и солнечного ветра на АМС, создающее ускорение, направленное от Солнца и исчезающе малое за орбитой Юпитера ($r > 5 \text{ а.е.}$) [271]. Также на расстояниях r меньше дистанции Юпитера ($r < 5 \text{ а.е.}$) сказывается эффект переизлучения межпланетной средой, которая нивелирует отклонения скорости света и снижает аномальное ускорение Δa_o . Поэтому при малых r аномальное ускорение ниже, чем следует из (2.14). Если радиопередача ведётся на меньших частотах, эффект переизлучения мал. В частности, для «Пионеров» передача велась на длине волны 13 см (S-band), а у «Кассини» – на длине волны 15 см (L-band). Соответственно, для «Кассини» показатель преломления n межзвёздной среды и эффект переизлучения ниже, чем для «Пионеров» на том же r . Поэтому у

«Кассини» на дистанции Сатурна наблюдалась почти полная величина аномального ускорения $\Delta a_o \approx 3 \cdot 10^{-9} \text{ м/с}^2$, что лишь на 25 % ниже предсказания баллистической теории (2.14).

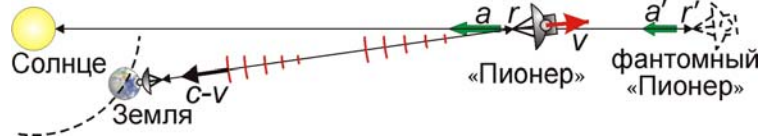


Рис. 2.31. Схема радиолокации АМС «Пионер».

Основная гипотеза, по которой аномальное ускорение «Пионеров» интерпретировали как следствие радиационных сил от неравномерного нагрева корпуса изотопным источником [274], вызывает сомнения, поскольку аномальное ускорение той же величины и направления обнаружено у ряда других АМС, с разными источниками питания, габаритами и строением корпусов. Поэтому маловероятно появление сил одного порядка величины, направленных всегда к Солнцу. Корпус «Пионеров» для термоизоляции покрыт отражающей плёнкой с золотым напылением, плохо излучающим тепло. Поэтому плёнка на стороне аппарата, обращённой от Солнца, излучала бы тепло не интенсивней, а слабее, чем антенна (обращённая к Солнцу, Земле), где радиационная сила обратная. Т.е. у радиационных сил и величина ниже расчётной [274], и направление, вероятно, обратное. Согласие величины радиационного ускорения с измеренным обусловлено выбором коэффициентов, связывающих температуры и радиационные силы [274].

Малость радиационных сил следует также из того, что неравномерный нагрев корпуса «Пионеров» (см. Рис. 2.32, где видно смещение области максимального нагрева на $h \sim 1$ м от оси аппарата), создав радиационную силу F и ускорение $\Delta a_o = F/m \sim 10^{-9} \text{ м/с}^2$, создал бы момент силы $M = Fh$, который за двадцатилетний срок t неуправляемого полёта отклонил бы оси «Пионеров» и остронаправленных параболических антенн на угол α , исключив обмен сигналами с Землёй. У «Пионеров» за орбитой Юпитера не действуют реактивные системы стабилизации направления. Направление оси аппарата стабилизирует только вращение с угловой скоростью $\omega = 4,8 \text{ об/мин} \approx 0,5 \text{ рад/с}$ и моментом импульса $I\omega \sim md^2\omega/8 \sim mh^2\omega$ вдоль оси аппарата, у которого момент инерции I можно оценить как момент инерции диска диаметром $d \sim 2,7$ м и массы m . Поэтому постоянный поперечный к оси момент M (Рис. 2.32) за время t сообщил бы аппарату поперечный момент импульса Mt и развернул бы его на угол $\alpha = \text{arctg}(Mt/I\omega) \sim \text{arctg}(\Delta a_o t / \omega h) \sim 50^\circ$, полностью лишив связи. При рабочей частоте 2292 МГц ($\lambda = 0,13$ м) и диаметре антенны $d = 2,7$ м главный лепесток её диаграммы направленности намного более узок: $\varphi_a \approx \lambda/d = 0,048 \text{ рад} \approx 3^\circ$. Исходно антенна была направлена к Земле, а при развороте аппаратов на угол $\text{arctg}(\Delta a_o t_0 / \omega h) \sim \varphi_a/2$ связь пропала бы по истечении времени $t_0 \sim \omega h \cdot \text{tg}(\varphi_a/2) / \Delta a_o \approx 0,4$ года их свободного полёта, — задолго до пересечения орбиты Урана. Сохранение связи десяти-

летиями, до пересечения орбиты Плутона, свидетельствует о сохранении направления осей «Пионер» в пространстве и отсутствии заметных радиационных или иных неучтённых сил.

Фактически, возмущающий момент \mathbf{M} вёл бы к ещё более быстрому уходу оси антенны от направления на Землю. Поскольку направление момента \mathbf{M} за счёт вращения постоянно меняется, он не меняет направление момента импульса аппарата в пространстве, а отклоняет ось аппарата от оси вращения. В итоге каждая точка на оси аппарата описывает расширяющуюся спираль, как в эффекте Джанибекова, где возмущающий момент плавно уводит главную ось тела от оси вращения. Учёт эффекта Джанибекова, т.е. появление добавочного момента при отклонении главной оси АМС от оси вращения ведёт к ускоренному отклонению антенны от Земли.

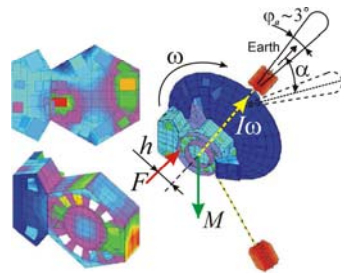


Рис. 2.32. Асимметричное распределение температуры (красным отмечены области с максимальной температурой, синим – с минимальной) по корпусу АМС «Пионер» [274], создавая радиационную силу F и аномальное ускорение Δa_o , привело бы к появлению момента \mathbf{M} , отклоняющего антенну АМС в сторону от Земли.

Также открыта Flyby-аномалия [270, 272], т.е. невязки расчётных и измеренных радаром скоростей у АМС, пролетающих мимо планет по гиперболической траектории. У АМС «Галилео», «NEAR», «Розетта» после пролёта мимо Земли выявлен прирост скорости на величину порядка нескольких мм/с, вопреки закону сохранения энергии. Вероятная причина ошибок – применение для измерений скорости v аппаратов релятивистской формулы доплер-эффекта

$$f' = f \frac{\sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 \pm v/c}, \quad (2.15)$$

согласно которой при сближении частота f повышена до $f_1 \approx f(1 + v/c + v^2/4c^2)$, а при удалении – снижена до $f_2 \approx f(1 - v/c + v^2/4c^2)$. А в классической физике и в баллистической теории света

$$f_1 = f(1 + V/c) \text{ и } f_2 = f(1 - V/c), \quad (2.16)$$

причём у АМС измерены именно такие симметричные смещения частоты: $f_1 - f = f - f_2$. Таким образом, если исходить из классических формул, скорость V аппаратов сохраняется. Но, приравнявая по СТО измеренные частоты (2.16) к релятивистским (2.15), находят при сближении $v \approx V - V^2/4c$, а при отдалении $v \approx V + V^2/4c$, отсюда – ложный вывод о приросте скорости на $\Delta v \approx V^2/2c$. При скорости $V \sim 10^3$ м/с это как раз создаст иллюзию прироста V на $\Delta v \sim 1\text{--}10$ мм/с.

Аналогично, у спутников Луны, Земли и планет аномалии движения могут быть связаны не только с аномалиями гравитационного поля (*масконами*), но и с систематическими ошибками радиолокации от неучёта вариаций скорости света и применения формул СТО. Это объясня-

ет повышенную точность измерения гравитационных аномалий с применением двух спутников (например, «Эбб» и «Флоу» в миссии «Grail» NASA). Двигаясь по одной орбите один за другим, при радиолокации и замере доплеровских сдвигов, они выявляют вариации относительной скорости и дистанции между спутниками, при входе в зоны гравитационных аномалий. Так же японский зонд «Кагуя», летящий по низкой орбите вокруг Луны, выявляет гравитационные аномалии путём радиолокации со спутника-ретранслятора «Окина», летящего по более высокой орбите. С одной стороны, это позволяет поддерживать связь с Землёй и проводить измерения, когда один из спутников входит в область радиотени Луны, а с другой, – проводить относительные измерения с более высокой точностью, чем при измерении абсолютных расстояний спутников до Земли. Это связано с уменьшением ошибок при снижении r , исчезновением переменной задержки радиосигнала в ионосфере Земли, а также с малостью относительной скорости спутников, особенно у летящих друг за другом по одной орбите (по сравнению со скоростью относительно Земли). Эта скорость не меняет скорость сигнала, и погрешность измерения расстояний мала.

Ошибки выявляют также сети спутников GPS и ГЛОНАСС [А3, А33], по известным координатам которых и расстояниям $r = ct$ до трёх-четырёх спутников, измеренным по задержке t излучённого ими сигнала, вычисляются координаты приёмника на поверхности Земли.

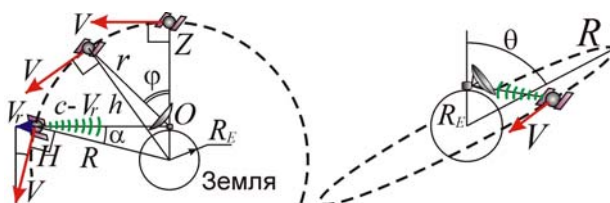


Рис. 2.33. Схема движения и радиолокации навигационных спутников Земли.

Полагают, что GPS и ГЛОНАСС подтверждают формулу $r = ct$ и постоянство скорости c сигналов от спутников [275]. Проверим это. Спутники выводят на орбиты радиуса $R \approx 26000$ км. Скорость спутников $V \approx 4$ км/с снижает скорость их радиосигналов до $c' = c - V_r$, где V_r – лучевая скорость спутника для приёмника O . Ошибка расстояния $\Delta \approx rV_r/c$, где $V_r = 0$ для спутника в зените Z , и растёт по модулю при увеличении кульминационного угла φ (угла, отсчитываемого от точки кульминации Z в сторону движения спутника): $V_r = V \cdot \sin \alpha \cdot \sin \varphi$, где $\sin \alpha = R_E/R \approx 0,25$, $R_E \approx 6400$ км – радиус Земли (Рис. 2.33). Тогда максимальная ошибка дистанции $\Delta \approx rV_r/c = 67$ м у спутника возле горизонта H . Поскольку обычно приёмник регистрирует сигналы от спутников не слишком близких к горизонту, с $\varphi < 80^\circ$, и плоскость орбиты спутника чаще располагается под углом $\theta > 0^\circ$ к вертикали ZO (к линии зенит–надир), $V_r = V \cdot \sin \alpha \cdot \sin \varphi \cdot \cos \theta$. С учётом $\sin \varphi \leq 1$, $\cos \theta \leq 1$, это даёт среднюю ошибку

$$\Delta \approx \frac{rV}{c} \sin \alpha \cdot \sin \varphi \cdot \cos \theta \sim 20 \text{ м}, \text{ или } \Delta t \approx \Delta/c = rV_r/c^2 \approx 0,07 \text{ мкс.} \quad (2.17)$$

Здесь Δ – ошибка измерения расстояния до одного спутника, а расчёт координат ведут по 6–10 спутникам. Каждый вносит ошибки разных величин и знаков, случайно суммируемые в разных направлениях, и их взаимная компенсация при усреднении дополнительно снижает ошибку. На этом основана техника точного измерения координат неподвижного приёмника при длительном мониторинге и усреднении по большому массиву данных от разных групп спутников из разных точек орбиты и с разными вкладами скорости спутников в величину смещения Δ . В ходе усреднения ошибка измерения координат приёмника снижается до нескольких см. Δ – это общая ошибка замеров по высоте Δz и по горизонтали Δr . А ошибка измерения проекции приёмника на поверхность земного шара Δr в 1,5–2 раза ниже. В итоге, вносимая вариацией скорости света поправка к горизонтальным координатам Δr приёмника – порядка 5 м, т.е. величина того же порядка, что и наблюдаемые ошибки.

Согласно ф-ле (2.17), ошибки Δ обращаются в нуль для спутников в зените Z и растут при увеличении угла φ , достигая максимума, когда спутник виден возле горизонта ($\varphi = \pm 90^\circ$). Обычно это объясняют увеличением пройденного радиосигналом слоя атмосферы (в первую очередь тропосферы) и ионосферы, изменяющей скорость радиоволн и, соответственно, задержку τ [276]. Однако сравнение времён τ , измеренных на двух частотах (для которых скорости, за счёт дисперсии в ионосфере, отличаются), позволяет исключить погрешности, связанные с рефракцией и дисперсией ионосферы. Поэтому порядок величины ошибок и их зависимость от высоты спутника (т.е. от угла φ) свидетельствует в пользу влияния скорости спутника на скорость его радиосигналов. Действительно, сверхточную спутниковую навигацию (с ошибкой по горизонтали ~ 1 -2 см) обеспечивают именно спутники, проходящие через зенит Z [277]. Вклад добавочной задержки в слое атмосферы и ионосферы легко учесть, измеряя невязки для спутников, движущихся по орбитам под углом $\theta \neq 0$. Согласно (2.17), ошибка исчезает, когда спутник находится в кульминации ($\varphi = 0^\circ$), при том что слои ионосферы и атмосферы при этом продолжают вносить заметную ошибку. Следовательно, основной вклад в ошибку вносит лучевая скорость спутника V_r .

Ошибки снижают, применяя корректирующие процедуры, в том числе дифференциальные методы с привязкой к базовым станциям. Систематические ошибки в измерении абсолютных расстояний r_1 от спутника до мобильного приёмника и r_2 – до расположенной рядом базовой станции (с известными координатами), исчезают при измерении относительного расстояния и положения приёмника как разности ($r_1 - r_2$), с учётом высоты спутника над горизонтом. В частности, на территории Японии для сверхточной GPS-навигации планируют разместить 1200 базовых станций [277]. Но в тех точках Земли (в том числе в океане, на территории США – для ГЛОНАСС, и на территории России – для GPS), где станции не могут быть установлены, ошибки спутниковой навигации существенно выше. Если учёт баллистических поправок снижает эти

ошибки, тогда высокая точность навигации будет достигнута без станций дифференциальной коррекции, что исключит экономические затраты на их постройку и обслуживание.

Кроме того, одну ошибку компенсируют другой, корректируя эфемериды спутников, «сдвигая» их расчётные положения вперёд по орбите на сотни метров (как в случае Венеры, § 2.4). Если координаты и эфемериды спутника рассчитаны по задержке τ его сигналов, принимаемых базовыми станциями с известными координатами, тогда из постоянной скорости сигнала положение спутника определяют как смещённое от реального, чем точно компенсируют ошибку измерения расстояний до мобильных приёмников. Очевидно, при таких условиях нет противоречий GPS с СТО [275]. Поэтому для контроля положений спутников их следует независимо измерять разными методами: визуально (метод астрометрии); лазерной локацией (по времени распространения отражённого спутником луча); радиолокацией (по временам движения радиосигнала от наземной станции к спутнику или обратно), или посредством радиointерферометров с длинной базой [278], а также методом триангуляции [268]. В случае влияния скорости источника на скорость света, все эти методы приведут к разным результатам.

Вводят также и чисто формальные эмпирические корректирующие поправки. Например, в ГЛОНАСС в ходе расчёта времени задержки сигнала вводят корректирующую «релятивистскую поправку» $D_{rel} = -2\mathbf{rV}/c^2$ [414, с. 21], фактически, как отметил И.В. Бузмаков, представляющую собой баллистическую поправку, связанную с зависимостью скорости света от скорости V_r источника, т.к. $\mathbf{rV}/c^2 = rV_r/c^2$, что соответствует прогнозу для Δt по теории Ритца (2.17). Появление коэффициента 2 связано с тем, что по задержке τ сигнала положение аппарата регистрируют не в момент прихода сигнала, а в момент предшествующий ему на время r/c , за которое спутник успевает отдалиться на расстояние $\Delta r = rV_r/c$, что эквивалентно появлению дополнительной задержки $\Delta r/c = rV_r/c^2$. Соответственно, введение удвоенной обратной баллистической поправки $\Delta\tau = -2\mathbf{rV}/c^2$ будет формально устранять наблюдаемые расхождения.

При анализе данных GPS и ГЛОНАСС следует учесть переизлучение радиоволн в ионосфере Земли. При типичной концентрации электронов в ионосфере $N_i \sim 10^6 \text{ см}^{-3}$ (на высоте ~ 100 км), при рабочей длине волны $\lambda \sim 1$ см (частота радиосигналов $f = c/\lambda \sim 30$ ГГц), из (2.12) длина переизлучения в ионосфере составит

$$l_i \sim \frac{\lambda}{2\pi|n-1|} \sim \frac{3,56 \cdot 10^{14}}{N_i \lambda} \sim 35 \text{ км}, \quad (2.18)$$

т.е. малую величину, по сравнению с пролётной дистанцией $r \sim 20000$ км. Но высота ионосферы ~ 100 км. Таким образом, несмотря на движение на последних участках пути в ионосфере со стандартной скоростью c/n , основную часть пути r радиосигналы проходят в космическом вакууме, и вклад скорости спутника в скорость и время задержки его радиосигналов значителен.

Концентрация ионов в межпланетном пространстве и так называемой плазмосфере Земли (простирающейся до 2-х радиусов Земли) составляет $N_p \sim 10^2 \text{ см}^{-3}$, откуда

$$l_p \sim \frac{3,56 \cdot 10^{14}}{N_p \lambda} \sim 356000 \text{ км} . \quad (2.19)$$

Т.е. переизлучение на пути $r \sim 20000 \text{ км} \ll l_p$ практически отсутствует. Отметим, что эта оценка длины переизлучения эквивалентна приведённой в § 2.1 оценке $l_p \approx (\lambda r_0 N_p)^{-1}$, полученной Бречером [31] на основе связи показателя преломления n плазмы с плазменной частотой ω_e , выраженной через классический радиус электрона $r_0 = e^2/mc^2 \approx 2,82 \cdot 10^{-15} \text{ м}$.

Помимо переизлучения в ионосфере и межпланетном пространстве, следует учесть переизлучение в радиационных поясах Земли (*поясах Ван Аллена*), где концентрация $N_a \sim 10^7 \text{ см}^{-3}$, а размер поясов сопоставим с радиусом Земли (Рис. 2.34). Длина переизлучения в них составит

$$l_a \sim \frac{3,56 \cdot 10^{14}}{N_a \lambda} \sim 4 \text{ км} .$$

Таким образом, при толщине поясов $b \sim 1000 \text{ км}$ переизлучение в них успеет преобразовать скорость радиосигнала, изначально летевшего со скоростью c' , к стандартной скорости света c , и радиосигнал заметную часть пути (порядка половины дистанции r между спутником и приёмником) будет двигаться со скоростью c . В итоге ошибки снизятся в разы. Радиационные пояса расположены возле экваториальной плоскости, а полярные области практически свободны от экранирующих частиц. Т.е. в приполярных областях радиосигнал будет достигать приёмников без переизлучения радиационными поясами – со скоростью отличной от c и прогнозов СТО. Соответственно, GPS-приёмники в высоких широтах (в приполярных областях), будут давать более высокую ошибку, чем приёмники в экваториальных и умеренных широтах (Рис. 2.34).

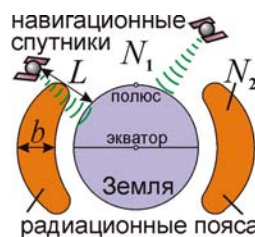


Рис. 2.34. Схема радиационных поясов Земли и GPS-радиолокации.

Действительно, давно отмечено, что ошибки GPS-навигации заметно выше в приполярных широтах. Это служит аргументом в пользу влияния скорости спутника на скорость сигналов и в пользу эффекта переизлучения в радиационных поясах Земли. Влияние радиационных поясов Земли на скорость света и на ошибки космической радиолокации от неучёта баллистического принципа, отмечал также конструктор космических ракет М.И. Дуплищев [227, с. 181].

Для визуального анализа положений на орбите удобны геостационарные спутники (применяемые в качестве вспомогательных в навигационных системах). Их положение на небосводе почти не меняется, что позволяет точно измерять их координаты методом триангуляции. Сравнение этих положений с данными радаров и лазерной локации, и сопоставление измеренной дистанции с теоретической высотой геостационарной орбиты (точно определяемой по орбитальному периоду, равному сидерическим суткам), позволит выявить малейшие следы влияния орбитальной скорости спутника на скорость света. Об ошибках в системе GPS и несоответствии данных – теории относительности не раз заявлял и Р. Хатч [279] – пионер разработок системы GPS, глава компании NavCom и Института систем космической навигации (ION).

Для оценки степени влияния скорости источника на скорость света можно также применить любые иные спутники и орбитальные станции, с установленными на них радиоретрансляторами и уголковыми отражателями (§ 2.6). Сравнение расстояний и положений аппаратов, одновременно измеренных разными методами, даёт простой и надёжный критерий проверки баллистической теории и постоянства скорости света. Также можно использовать возможности аппаратов типа спутника «Кондор» («Космос-2487»), положение которого на орбите точно контролируется и который с высокой точностью измеряет координаты наземных объектов. Отметим, что и при «стрельбе» со спутников лазерным лучом по наземным контрольным мишеням учитывают баллистический принцип: без этого луч всегда уходит на несколько метров вперёд за счёт эффекта, аналогичного эффекту звёздной аберрации (§ 1.3).

Таким образом, экспериментальная проверка баллистической теории Ритца в космосе крайне актуальна, поскольку радарные ошибки от неучтённых вариаций скорости света могут снижать точность космических программ и вести к авариям космических аппаратов, а также судов и автомашин с GPS и ГЛОНАСС. Однако постоянство скорости света в космосе до сих пор однозначно не проверено с применением спутников, ракет и радаров, хотя вопрос о такой проверке неоднократно поднимался. Так, когда в 1961 г. на конференции NASA в США этот вопрос был поставлен, такую проверку вообще сочли излишней [280], хотя в том же году неточности значения скорости света дали о себе знать при радиолокации Венеры [91, 92, 241].

Американский физик Б. Уоллес связывал замораживание в США официальных исследований и публикаций по радиолокации планет в 1967 г. [245] – с развёртыванием программы «звёздных войн» (одним из пунктов которой была GPS), где влияние скорости источника на скорость света было стратегически важной информацией [93, 149]. Подобная ситуация имела место во время «Манхэттенского проекта», когда прекращение публикаций в 1940 г. по реакциям деления в американских журналах стало сигналом о начале секретных работ в этой области, который советские физики верно истолковали для начала своевременных

разработок ядерного щита Родины. Итак, прецизионные измерения скорости радиосигналов в космосе имеют, помимо теоретического, и прикладное, в том числе оборонное значение.

§ 2.6. Невязки лазерной локации, «неравномерность» вращения Луны и Земли

Ещё одним тестом баллистической теории служит Лазерная Локация Луны (ЛЛЛ). Значения дистанций, измеренных методом ЛЛЛ, существенно зависят от применяемого в расчётах значения скорости света c' . В случае добавления скорости лазерного источника к скорости света метод лазерной локации, основанный на условии $c' = c$, выявит несоответствия (невязки) в замерах расстояний и углов, по сравнению с эфемеридами, рассчитанными на основе астрономических измерений. Идею подобных экспериментов выдвигал, например, М.И. Дуплищев [227, с. 180].

Принято считать, что лазерные радары (*лидары*) не выявляют расхождений между лидарными координатами Луны и эфемеридами [281]. Но фактически при лазерной локации Луны и искусственных спутников с уголковыми отражателями выявлен ряд невязок [282]. При скорости лазерного источника $V_r \approx 460$ м/с (около экваториальной скорости Земли) свет пройдёт путь $r \approx 3,84 \cdot 10^8$ м до Луны быстрее на время $\Delta t = r/c - r/(c + V_r) \approx rV_r/c^2 \approx 2 \cdot 10^{-6}$ с, что соответствует разнице в $\Delta r \approx \Delta t c \approx 600$ м, при чувствительности лидаров $\sim 0,01 \div 1$ м [286]. С учётом скорости c отражённого Луной луча, ошибка составит $\Delta r \approx 300$ м. Невязки такого порядка между астрономическими измерениями и данными лидаров, действительно, обнаружены [283]. При синхронном измерении дистанции Земля-Луна станциями из противоположных точек Земли, когда одна движется к Луне, а другая удаляется (Рис. 2.35.а), баллистическая теория подтвердится при выявлении разницы дистанций $\Delta r \sim 300$ м. Для умеренных широт разница меньше: $\Delta r \sim 100$ м.

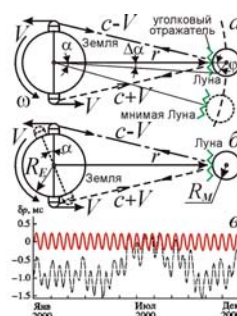


Рис. 2.35. Схема лазерной локации Луны. Неучтённая вариация скорости света создаёт иллюзию сдвига или поворота Луны (а), Земли (б) и вариации суток (в).

Лазерную локацию может также вести одна станция, измеряющая расстояние Земля-Луна в течение ночи. Тогда невязки менялись бы с периодом в сутки со скоростью ~ 100 м/24 ч ≈ 4 м/ч, а предельное отклонение от истинного расстояния составит около ста метров. Действительно, невязки данных ЛЛЛ и данных астрометрии (на основе которых рассчитаны эфемериды Луны) достигали сотни метров и менялись со скоростью ~ 4 м в час [283, с. 193]. Как показал

анализ данных ЛЛЛ сотрудником NASA Д. Дрезари, вариации систематических невязок противоречат постоянству скорости света, а учёт баллистического принципа снижает эти вариации и систематические ошибки [282]. В СТО расхождение данных ЛЛЛ и эфемерид исключают путём коррекции эфемерид Луны по данным лазерной локации. По сути, локационные данные, как в случае Венеры (§ 2.4), сравнивают друг с другом, а не с данными наблюдательной астрономии.

Полагая скорость света константой c , находят, что Луна на восходе ближе, чем на закате. Это неравенство интерпретируют как поворот Земли в сторону вращения на избыточный угол $\alpha = \Delta r/R_E = 4,5 \cdot 10^{-5} = 9'',7$ (Рис. 2.35.б) или как смещение уголкового отражателя с Луной на $ra = 17$ км вперёд по орбите (Рис. 2.35.а). От наклона лунной орбиты к плоскости земного экватора расстояние r до Луны в кульминации меняется на $\Delta r \sim R_E(1 - \cos 23,5^\circ) = 530$ км с периодом в полмесяца (13,7 сут), а угол α – на $\Delta\alpha = \alpha\Delta r/r = 0'',013$, что воспримут как покачивание Земли вокруг оси с амплитудой $\Delta\alpha/2 = 0'',0066$ и полумесячным периодом $T \approx 14$ сут по закону

$$\delta\alpha = -0'',0066 \cdot \cos(2\pi t/T), \quad (2.20)$$

где t отмеряют от момента пересечения Луной экваториальной плоскости Земли. Вариация (2.20) создаст иллюзию вариаций угловой скорости Земли ($\omega = 2\pi$ рад/сут) на

$$\delta\omega = d(\delta\alpha)/dt = 1,4 \cdot 10^{-8} \cdot \sin(2\pi/T) \text{ рад/сут}, \quad (2.21)$$

а длительности суток p – на $\delta p = -p\delta\omega/\omega$, словно день меняется на $\pm 0,2$ мс каждые 14 дней по закону

$$\delta p = -0,2 \cdot \sin(2\pi t/T) \text{ мс}. \quad (2.22)$$

На (Рис. 2.35.в) график (2.22) нанесён сплошной линией. Лазерная локация Луны выявила именно такие вариации (Рис. 2.35.в, пунктир): их период – 14 суток, а амплитуда ~ 1 мс [284].

Т.е. вариации p могут быть иллюзорны, что можно проверить, измеряя угол α поворота Земли и период её вращения по измерениям суточного движения точечных космических источников радиоизлучения по данным РСДБ, определяющим вариации угла α с точностью до $0'',0001$. Другой способ проверки – измерение вариаций положений геостационарных спутников методом интерферометрии, или измерение со спутников типа «Кондор» вариаций положений земных реперов и базовых станций. Регулярные покачивания Земли на $\Delta\alpha = 0'',013$ соответствовали бы периодичному смещению реперных точек примерно на $\sim R_E\Delta\alpha = 0,4$ м.

Регулярными колебаниями дистанции r и скорости V_r можно объяснить и другие типы «вариаций» скорости вращения Земли и Луны с характерными периодами колебаний величин r и V_r , выявленные лидарами. От движения по эллиптической орбите расстояние Луны меняется от 350 до 400 тыс. км ($\Delta r \approx 50$ тыс. км). Соответственно меняется угол α (направления на мнимую Луну) на $\Delta\alpha = \alpha\Delta r/r \sim 1''$. Это колебание, синхронное с орбитальным движением, воспримется как «сдвиг» Луны по орбите (аналогичный «сдвигу» Венеры, § 2.4), меняющийся в такт её приближению-отдалению. Эти мнимые смещения нельзя согласовать с законами Кеплера,

т.к. форма и наклон лунной орбиты регулярно меняются [283, с. 63], внося дополнительные вариации в дистанцию Земля-Луна $\Delta r \sim 20$ тыс. км и $\Delta\alpha = \alpha\Delta r/r \sim 0'',5$, что интерпретируют как регулярное смещение уголкового отражателя на $r\Delta\alpha \sim 1$ км от покачиваний Луны (радиуса R_M) на угол $\varphi = \Delta\alpha r/R_M \sim 2'$. Действительно, лидарные измерения выявляют у Луны покачивания на $2'$, интерпретированные как реальная, физическая либрация, которая тоже может быть иллюзорной.

«Покачивания» Луны и Земли за счёт приливов открыты и в астрономических наблюдениях [283, 285]. Но выявленные лидарами вариации φ отличны от наблюдаемых. Оценить вклад мнимых колебаний можно путём сравнения амплитуды «покачиваний» Луны и Земли, по данным лидаров, телескопов и радиоинтерферометров. Если баллистическая теория Ритца справедлива, их данные разойдутся на величину, меняющуюся по закону (2.20). Разойдутся также данные станций разных широт: возле экватора колебания δp – синусоидальные (2.22), а для широт вдали от экватора – соседние максимумы будут разной высоты, что и наблюдается (Рис. 2.35.в).

Ошибки лидарных координат Луны ведут к ошибкам в координатах аппаратов на её поверхности. Видимо, поэтому лазерный луч, который с развитием техники ЛЛЛ засвечивал на Луне всё меньшую область (её поперечник ныне сократился до ~ 1 км), потерял уголкового отражателя «Лунохода-1», от ложного смещения по данным лидаров на $r\Delta\alpha \sim 1$ км, или на $r\alpha \sim 17$ км, ввиду вращения Земли. В итоге, после ряда удачных сеансов лазерной локации «Лунохода-1» в 1970–1971 г., он был потерян, якобы в связи с выходом из строя уголкового отражателя [286]. Но в 2010 г., когда «Луноход-1» был визуально обнаружен на снимках Луны, сделанных лунным орбитальным зондом LRO [287], координаты «Лунохода-1» были уточнены. Использование исправленных координат позволило, спустя 40 лет, вновь точно навести лазерный луч на «Луноход-1» и зарегистрировать «лунный зайчик» – отражённый сигнал. Его интенсивность в разы превышала интенсивность сигнала, отражённого «Луноходом-2» [287], лазерная локация которого поддерживается до настоящего времени, и координаты которого не были потеряны.

Это доказывает, что уголкового отражателя «Лунохода-1» был исправен, а исчезновение отражённого сигнала связано с потерей правильных координат аппарата, из-за ошибки в определении координат «Лунохода-1» по данным лидаров, по сравнению с которыми визуальные данные в ряде случаев оказываются точнее. Возможно, с этим связана постепенная «деградация» (снижение отражательной способности) катафотов других четырёх лунных аппаратов [287]: из-за постепенной потери правильных координат, в отражатели попадает только край лазерного пучка, рассеянного атмосферой и дифракцией, отчего падает интенсивность отражённого сигнала. В итоге регулярно «теряются» отражатели и других четырёх лунных аппаратов,

включая «Луноход-2». Лишь исходное визуальное измерение положений отражателей (или измерения с орбитальных зондов типа LRO) обеспечивают требуемую точность наводки луча.

Действительно, сравнение координат угловых отражателей аппаратов («Луноход-1, 2», «Аполлон-11, 14, 15») по снимкам LRO и по данным лазерной локации выявляет систематические расхождения по селенографическим широтам и долготам $\sim 0^{\circ},02 \approx 1'$ [288]. Это соотносится с амплитудой физической либрации Луны (по данным лидаров) и соответствует разнице координат ~ 1 км. Эта разница превышает погрешности замеров координат обоих методов и может быть результатом неучтённых вариаций скорости света в расчётах по данным ЛЛЛ.

Таким образом, проверка переменности скорости света в космосе и сопоставление расстояний, измеренных разными методами, позволит не только проверить постоянство скорости света и баллистическую теорию, но и уточнить характеристики осевого и орбитального вращения Луны, Земли и их спутников. Тем самым проверка баллистической теории в области космической лазерной локации, кроме теоретического, имеет и чисто прикладное значение.

§ 2.7. Выводы

Из проведённого анализа данных астрономических и радиоастрономических наблюдений, радио- и лазерной локации следует, что накопленные за век данные не противоречат баллистической теории. А ряд эффектов, включая эффекты в системах пульсаров и других переменных звёзд, невязки космической радио- и лазерной локации свидетельствуют в пользу баллистической теории. В связи с этим предложены новые критерии и методы проверки теории Ритца, путём сопоставления данных радио- и оптической интерферометрии, спектрального анализа двойных звёзд; сравнения радиолокационных, визуальных и лидарных положений космических аппаратов и небесных тел. Предложенные методы и критерии позволят произвести точную проверку постоянства скорости света и уточнить элементы орбит планет и космических аппаратов.

Глава 3. Оптические эксперименты по наблюдению следствий баллистической теории

В третьей главе рассмотрены классические и планируемые оптические эксперименты по проверке баллистической теории. В начале XX в., после первого этапа проверки теории в космосе, оптические опыты в земных лабораториях (*в макром мире*) стали вторым этапом тестирования БТР. Исследовали изменение скорости света от движущихся источников, зеркал, и скорости света, переизлучённого движущейся средой. Как правило, в литературе результаты этих экспериментов (опыты Саньяка, Бонч-Бруевича и др.) представлены как противоречащие баллистической теории. Но подробный анализ, как покажем далее, показывает полное согласие результатов этих опытов с баллистической теорией, если принять во внимание эффект переизлучения средой (в воздухе с $n = 1,0003$ длина переизлучения $l \sim 1$ мм, а в плотных средах типа стекла $l \sim 1$ мкм) и проводить анализ на основе молекулярной оптики, из которой следуют однозначные выводы о величине фазовой скорости света. Кроме того, ряд опытов свидетельствует в пользу зависимости скорости света от скорости источника. В данной главе будут предложены новые схемы оптических экспериментов, в том числе с применением лазерного излучения, особенно фемтосекундных лазеров, для прецизионной проверки баллистического принципа и эффекта Ритца.

Основные результаты главы опубликованы в работах [A2, A12, A15–A17, A28, A48, A53].

§ 3.1. Опыт Саньяка, лазерный гироскоп и учёт вращения зеркал

Как показано в первой главе, скорость лучей света (*групповая скорость*) от подвижного источника восстанавливает стандартное значение c после переизлучения неподвижной средой, атомы которой играют роль вторичных источников. На фазовую скорость света среда влияет более сложным образом, ввиду интерференции исходного и вторичного излучения. Согласно Ритцу, при отражении от движущегося зеркала фазовая скорость света сохраняется неизменной по величине относительно источника [16]. Результаты опытов с подвижными зеркалами, например опыты Майораны, согласуются с этим выводом, как показал М.Ф. Мишо [16, 289].

К той же разновидности опытов с подвижными зеркалами относят опыт Саньяка, где интерферируют световые лучи при распространении в противоположные стороны по контуру из зеркал (Рис. 3.1). При вращении контура с угловой скоростью Ω лучи набирают разность хода, пропорциональную Ω и меняют интерференционную картину. Опыт Саньяка считают противоречащим теории Ритца [6, 290, 291], так как источник A неподвижен относительно контура из зеркал B, C, D и фотопластинки I , установленных на одной платформе. Поэтому полагали, что при движении в вакууме (т.е. в отсутствие переизлучения) скорость лучей в системе отсчёта ис-

точника не менялась бы и не создала бы разности хода [6, 290]. Но в теории Ритца свет сохраняет скорость c лишь относительно источника в инерциальной системе отсчёта [15]. А во вращающейся системе движение ускоренное. Т.е. по баллистической теории инерциальное движение света позволяет выявить вращение в опыте Саньяка, равно как инерционное движение маятника выявляет вращение Земли в опыте Фуко. Аналогично устроены лазерные гироскопы [292].

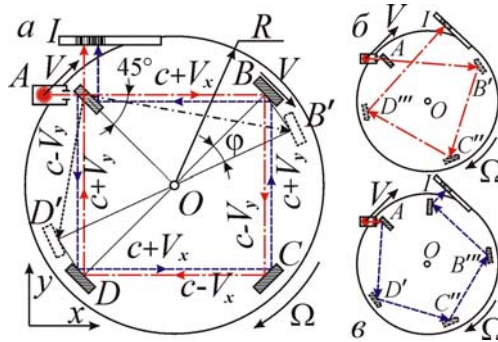


Рис. 3.1. Схема движения лучей света в опыте Саньяка по баллистической теории (а). Справа – удлинение пути для луча света (*штрих-пунктир*), идущего в направлении вращения интерферометра (б), и сокращение пути для луча (*пунктир*), идущего против вращения (в).

Найдём разность хода лучей в лабораторной системе отсчёта (Рис. 3.1.а). Каждый отрезок пути $L = AB = BC = CD = DA$ прямого луча (в направлении вращения) удлинится до

$$L_1 = L(1 + \cos 45^\circ \cdot \Omega R/c),$$

где R – расстояние источника и зеркал до оси вращения O . Так, к моменту прихода света к зеркалу B оно сместится в B' , удлинив путь AB до $AB' = L_1$ на $\varphi R \cos 45^\circ$, где $\varphi = \Omega L/c$ – угол поворота контура за время L/c . По теории Ритца свет источника A пойдёт вдоль AB со скоростью $c + V_x = c + V \cos 45^\circ$. При отражении зеркалом B вдоль BC , фазовая скорость света сохраняется относительно источника и равна $c - V_y = c - V \sin 45^\circ$. Скорость света, отражённого вдоль BC , CD и DA , равна скорости параллельных лучей от A [16, 27]. Время обхода светом контура $AB'C'D''I$

$$T_1 = L_1/(c + V_x) + L_1/(c - V_y) + L_1/(c - V_x) + L_1/(c + V_y) \approx 4L_1/c,$$

если отбросить слагаемые 2-го и высших порядков малости по V/c . Для луча, идущего против направления вращения, отрезки пути $L = AD = DC = CB = BA$, сократятся до $L_2 = AD' = L(1 - \cos 45^\circ \cdot \Omega R/c)$, и аналогичный расчёт времени обхода контура $AD'C''B'''I$ даст $T_2 \approx 4L_2/c$.

Итак, для замкнутого пути влияние скорости источника на скорость света нейтрализуется, и времена T_1, T_2 отличаются от расчётного $T = 4L/c$ лишь за счёт изменения пути L . Тогда разность времён обхода $\Delta T = T_1 - T_2 = 8\Omega R^2/c^2$, а разница оптических путей

$$\Delta Tc = 4\Omega S/c, \tag{3.1}$$

где $S = 2R^2$ – площадь контура, обходимого лучом. Это значение (3.1) совпадает с результатом измерений ΔTc в опыте Саньяка и аналогичных опытов, для которых формула (3.1) легко обоб-

щается на случай контура произвольной формы. Таким образом, теория Ритца согласуется с опытом Саньяка.

Поскольку лишь ускоренное, а не инерциальное движение источника создаёт разность хода, следовательно опыт с поступательным движением интерферометра Саньяка, предложенный Г.Б. Малыкиным [6] и аналогичный опыту Майкельсона, по теории Ритца не выявит движения [16]. Рассчитанная в [6] для такой схемы разность времён хода порядка $T(V/c)^3$, видимо, ошибочна, так как эквивалентный расчёт в системе интерферометра даёт нулевой результат, не содержащий V .

В отношении опытов с применением подвижных зеркал высказывалось и такое возражение: если в вакууме групповая скорость света, переизлучённого зеркалом, движущимся к источнику со скоростью V , равна $c + V$, а фазовая равна c , тогда получается противоречие равенству фазовой и групповой скорости в вакууме, где нет дисперсии. Однако в баллистической теории, в отличие от классической электродинамики, фазовая и групповая скорость могут не совпадать в вакууме [A51]. Яркий пример даёт абберация звёздного света (§ 1.3): орбитальная скорость Земли меняет групповую скорость (скорость распространения световых лучей) по величине и направлению, а фазовая скорость света, перпендикулярная фронтам световых волн, не меняется (Рис. 3.2). Т.е. при абберации в системе земного наблюдателя фазовая и групповая скорость не совпадают ни по величине ни по направлению, – ситуация аналогичная наблюдаемой для электромагнитных волн в замагниченной плазме или в кристаллооптике. В 2015 г. неравенство фазовой и групповой скорости света в вакууме зафиксировали и в лабораторных опытах [5].

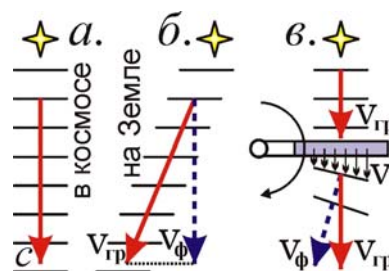


Рис. 3.2. Примеры несовпадения фазовой и групповой скорости света в вакууме, согласно баллистической теории Ритца. Случаи движения света в космосе (а), в системе земного наблюдателя (б) и в опыте Джемса и Стернберга (в).

Кроме того, баллистическая теория допускает существование дисперсии света даже в вакууме, поскольку электроны, излучающие свет с разными частотами, движутся с разной скоростью. При сообщении свету, она порождает зависимость его скорости от частоты [A19]. Величина дисперсии мала, но проявляется на гигантских космических дистанциях. В пользу этого, как показал Г.А. Тихов [164], А.А. Белополюский [65] и С.П. Масликов [166], свидетельствуют наблюдения двойных и переменных звёзд, а по В.А. Бунину – и лабораторные опыты [167].

С неверным представлением о соотношении фазовой и групповой скорости света связана также некорректная экспериментальная проверка теории Ритца в опыте Джемса и Стернберга [145, 293]. В опыте луч света переизлучался вращающейся пластинкой. При сообщении световым волнам разной скорости – разными участками пластинки, фронт световой волны повернётся (Рис. 3.2.в). Но при наблюдении через телескоп не было зафиксировано отклонения луча света, что сочли противоречием баллистической теории. Ошибка состояла в том, что отклонение в этом случае испытывал только вектор фазовой скорости света, а вектор групповой скорости света, заданный суммой скорости исходного луча и пластины, не менял направления. Именно вектор групповой скорости света $V_{гр}$ и задаёт направление распространения энергии, лучей света, как подтверждает абберация звёздного света (Рис. 3.2). Таким образом, опыт Джемса и Стернберга не противоречит баллистической теории, но его можно видоизменить так, чтобы свет падал на вращающуюся пластинку под углом. При сообщении её скорости свету, вектор групповой скорости изменит своё направление на угол, измеримый телескопом. Подобный опыт поставил М.И. Дуплищев: при направлении лазерного луча света на вращающийся диск из оргстекла было зафиксировано угловое смещение луча света, соответствующее баллистической теории [227, 294]. Аналогичный опыт предложил и независимо осуществил В.П. Селезнёв с тем же результатом [203].

Таким образом, в баллистической теории представление о соотношении фазовой и групповой скоростей света в вакууме, при отражении и распространении, в ряде случаев отличается от представлений классической электродинамики. Т.е. при постановке опытов по проверке баллистической теории следует целиком опираться на принципы теории и следствия Ритца, которые, в свою очередь, можно применить в качестве дополнительных критериев проверки. При этом следует чётко различать, о какой именно скорости (фазовой или групповой) идёт речь в опытах.

§ 3.2. *Опыты с движущимися средами – опыты Физо, Кантора и Дуплищева*

Эксперименты, в которых свет шёл в подвижной среде, отчасти аналогичны опытам с подвижными зеркалами. В работе [6] оспаривалось утверждение Ритца о том, что фазовая скорость света, отражённого зеркалом, равна c относительно источника, а не зеркала [16], которое в качестве вторичного источника должно сообщать свою скорость свету. Последнее верно для элементарного вторичного источника, а фазовая скорость света от зеркала задана интерференцией волн, переизлучённых элементарными излучателями-электронами в толще зеркала, и результат её неочевиден. Так, в среде скорость света равна c/n ввиду интерференции падающей и вторичных волн, рассеянных электронами среды [82], хотя эти волны обладают скоростью c .

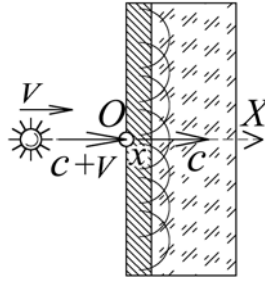


Рис. 3.3. Схема изменения фазовой скорости света от движущегося источника в среде за счёт переизлучения (или в эквивалентной системе, где источник движется относительно неподвижной среды), согласно баллистической теории Ритца.

В баллистической теории этот результат можно обобщить на случай источника, движущегося относительно среды, проверив соответствие теории – опыту Физо [16, 145]. Скорость света c^* в среде от источника, движущегося по нормали к границе среды со скоростью V (Рис. 3.3), найдём по примеру расчёта в молекулярной оптике для неподвижного источника [82, с. 425]. Если в вакууме источник испускает свет со скоростью $c + V$, то поле единичной падающей волны

$$E_0 = \exp[i(\omega t - k'x)],$$

где ω – циклическая частота падающей волны, $k' = \omega/(c + V)$ – волновое число. Волна возбуждает в среде вторичные волны скорости c , в сумме дающие плоскую волну с величиной поля

$$E_1 = -ikxb \exp[i(\omega t - kx)],$$

где $k = \omega/c$ – волновое число, x – толщина пройденного слоя среды, b – безразмерный коэффициент, характеризующий оптическую плотность среды (Рис. 3.3). Поле результирующей волны

$$E = E_0 + E_1 = (\exp[ix(k - k')] - ikxb) \exp[i(\omega t - kx)],$$

что, с учётом разложения $\exp(x) \approx 1 + x$ при малых x и $(k - k') \approx \omega V/c^2 = kV/c$, даёт

$$E \approx (1 + ikxV/c - ikxb) \exp[i(\omega t - kx)] \approx \exp[i(\omega t - kx(1 + b - V/c))].$$

Здесь $kx(b - V/c)$ – сдвиг фазы, пропорциональный пути x и меняющий фазовую скорость c^* . По сути, в среде волновое число $k = \omega/c$ заменяется новым

$$k^* = \omega/c^* = k(1 + b - V/c).$$

Отсюда

$$c^* = ck/k^* = c/(1 + b - V/c).$$

При $V = 0$ получим стандартную скорость света в среде $c^* = c/(1 + b)$, где $(1 + b)$ – коэффициент преломления n . Для $0 < V \ll c$ получим

$$c^* = \frac{c}{1 + b - V/c} = \frac{c}{n - V/c} \approx \frac{c}{n} + \frac{V}{n^2}, \quad (3.2)$$

а для околосветовых скоростей $V \sim c$ точный расчёт по этому методу даёт

$$c^* = \frac{c}{n - V/(c + V)}. \quad (3.3)$$

В системе отсчёта источника, где со скоростью V движется среда, найдём из (3.2), с учётом принципа относительности, справедливого в теории Ритца, что скорость света в среде

$$c' = c^* - V = c/n - V(1 - 1/n^2).$$

Опыт Физо выявил именно такую зависимость, где множитель $(1 - 1/n^2)$ – коэффициент увлечения Френеля [38, 145]. Так теория Ритца объясняет опыт Физо и другие опыты с движением сред, где анализ следует вести на основе молекулярной оптики [A2, A25]. Это устранило неоднозначность опытов У. Кантора, М.И. Дуплищева, Т. Бергмана [145, 227, 294] и др.

Например, в опыте Кантора наблюдалось смещение интерференционных полос, соответствующее изменению скорости света, переизлучённого движущимися стеклянными пластинками, примерно на $k = 2/3$ величины скорости пластин [145, 296]. Поскольку в данном опыте измерялась фазовая скорость света, движущегося по замкнутому пути, его средние скорости в прямом и обратном направлении не могли различаться (см. опыт Саньяка, § 3.1). Т.е. если опыт Кантора провести в вакууме, его результат будет нулевым. Действительно, опыт Кантора, повторенный Бергманном в вакууме, дал нулевой результат, не выявив влияния скорости пластин на скорость света [297]. Этот результат трактовали как подтверждение постоянства скорости света и противоречие баллистической теории [145]. Но теория Ритца тоже предсказывает нулевой результат. А положительный результат опыта Кантора, видимо, связан с наличием на пути света воздуха, который, за счёт переизлучения, снижал скорость света до значения c относительно воздуха. Поэтому в разность хода вносил вклад лишь начальный участок пути света, где воздух увлекался движением пластин и который составлял как раз около половины пути света.

С наличием воздуха в установке, видимо, связан и положительный результат опыта М.И. Дуплищева [227, 294]. В его установке свет проходил через движущийся брусок из оргстекла, и на экране наблюдалось смещение интерференционных полос. Опыт выявил влияние скорости источника на скорость света, так как переизлучение воздухом ставило лучи света в неравные условия, что и позволило обнаружить изменение скорости света на замкнутом пути. Если аналогичный опыт провести в вакууме, его результат, согласно баллистической теории, будет отрицательным. Таким образом, при экспериментальном измерении фазовой и групповой скорости среда, согласно баллистической теории, существенно влияет на исход эксперимента.

§ 3.3. Контроль постоянства скорости света фемтосекундными лазерами

Для однозначной проверки влияния скорости источника на скорость света предлагалось также применять фемтосекундные лазеры (В. Подгорный [298], В. Соколов [299]), длительность импульсов которых ($\Delta t_f \sim 10^{-14}$ с) позволяет измерять соответствующие разности времён хода лучей, у одного из которых скорость c , а у другого $(c + V)$, при движении второго источника относительно первого со скоростью V . На пути $L \sim 10$ м эта разность времён хода составит

$$\Delta t = L/c - L/(c + V) \approx LV/c^2 \quad (3.4)$$

и обнаружится ($\Delta t \sim \Delta t_f$) при скорости $V \sim 100$ м/с, достижимой в лаборатории. Та же разница времён пролёта света (3.4) от подвижного источника получается для прогнозов БТР и СТО.

Возможна также схема эксперимента с применением одного детектора и двух подвижных лазерных источников, синхронно генерирующих импульсы (Рис. 3.4.а) или двух световодов на вращающемся диске, связанных с неподвижным лазером через перископическую систему зеркал на оси вращения (Рис. 3.4.б). Выходы световодов размещаются в диаметрально противоположных точках 1 и 2 обода диска, крутящегося с частотой ω , так что один источник движется к детектору со скоростью $V = \omega R$, а другой – с той же скоростью V удаляется. Наиболее удобна схема, по которой по ободу крутящегося диска проложен световод кольцевого волоконного фемтосекундного лазера с двумя выходами 1 и 2. Тогда условие синхронной генерации импульсов на выходах 1 и 2 будет выполняться автоматически, если поставить на одном из выходов линию задержки в виде участка волокна длиной $b = \pi R$. Тогда фотодетектор и автокоррелятор на расстоянии L непосредственно зарегистрируют задержку

$$\Delta t = L/(c - V) - L/(c + V) \approx 2LV/c^2,$$

между импульсами. Чтобы расстояния L от источников до фотодетектора совпали, следует направить лазерные лучи так, чтобы свет регистрировался лишь из точек 1 и 2 равноудалённых от детектора, при генерации импульсов синхронно с прохождением источниками этих положений. Автокоррелятор измеряет задержку между импульсами Δt от 1-го и 2-го световода, позволяя сделать выбор между СТО и БТР при $V = \omega R \sim 100$ м/с. Варьируя путь L и скорость вращения ω , т.е. относительную скорость V источника, можно проверить пропорциональность задержки Δt (измеренной автокоррелятором) – величинам V и L , проверив зависимость $\Delta t = 2LV/c^2$.

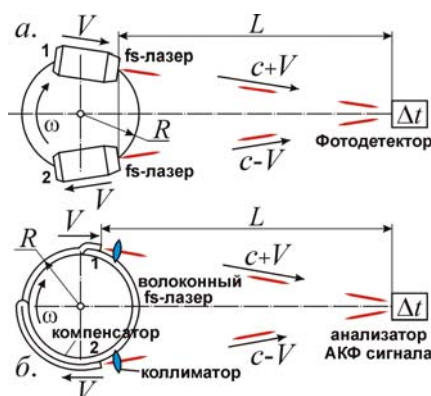


Рис. 3.4. Схемы установок по сравнению скоростей света от движущихся источников.

При вращении кольцевого волоконного лазера рассинхронизация излучения импульсов из ответвлений световода 1 и 2 может произойти и за счёт деформации оптоволоконна. При вращении с частотой $\omega = 200$ с⁻¹ световода, проложенного внутри стального обода с радиусом $R = 0,5$ м, относительная деформация оптоволоконна определяется деформацией обода и составит вели-

чину $\varepsilon = \rho R^2 \omega^2 / E_s \sim 10^{-4}$, где ρ и E_s – плотность и модуль Юнга для стали. При этом, изменяется длина и показатель преломления волокна. В сумме эти два фактора ведут к набегу на длине волокна $s = \pi R$ между выходами 1 и 2 световода дополнительной задержки $\Delta t_d \sim (sn/c)\varepsilon \sim 10^{-13}$ с, т.е. на порядок больше ожидаемой задержки $\Delta t \sim 10^{-14}$ с, возникающей в рамках баллистической теории за счёт движения. Поэтому для исключения добавочного запаздывания Δt_d компенсирующий участок волокна (линию задержки) следует прокладывать так же по окружности, как основное волокно, чтобы удлинения дуг s волокон компенсировали друг друга.

Можно также применить генераторы непрерывного лазерного излучения, установленные на вращающемся диске. При расходимости лазерных пучков $\varphi = 0,001^\circ$ длительность импульса задана интервалом τ попадания лазерного пучка в детектор, так что $\tau = \varphi T / 360^\circ$, где T – период вращения диска. При частоте вращения 1000 об/с, $T = 0,006$ с, откуда $\tau = 17 \cdot 10^{-9}$ с. Поскольку генераторы непрерывного излучения (в т.ч. лазерные диоды) проще и компактней *fs*-лазеров, их проще разместить на ободе центрифуг и сообщить им высокую скорость вращения.

Время задержки $\Delta t = 2LV/c^2$ должно быть не меньше длительности импульса $\tau = 17 \cdot 10^{-9}$ с. Т.е. при $V \sim 100$ м/с дистанция $L \geq \tau c^2 / 2V \approx 8800$ км. Подобный эксперимент может быть поставлен только в космосе, где велики пролётные дистанции L , а переизлучение в космическом вакууме в оптике практически отсутствует. При размещении подвижных лазерных источников на спутнике или МКС, а детектора – на другом спутнике или на Земле, можно измерить время задержки между импульсами $\Delta t = 2LV/c^2$ и его зависимость от скорости V и от дистанции L .

Космические скорости реализуют и в земных лабораториях. Так, при выстреле металлического кольца магнитокумулятивным генератором из взрывомагнитной установки достигнуты скорости кольца $V \sim 100$ км/с [221, с. 230]. Эта скорость составляет 0,03 % от скорости света c . Тогда, укрепив на кольце лёгкий генератор лазерных импульсов (например, волоконный лазер) или применив зеркальное кольцо (отражающее фемтосекундные импульсы), на дистанции $L \sim 10$ м получим $\Delta t = LV/c^2 \sim 10^{-11}$ с = 10 пс. Т.е. зависимость скорости света от скорости лазерного источника (или зеркала) легко проверить, измерив скорость света по сигналам двух разнесённых на расстояние L фотодетекторов с быстродействием ~ 1 пс (как у МПМ-фотодетекторов с быстродействием ~ 500 ГГц [300]), либо сравнив моменты регистрации импульсов от двух источников. Один из них неподвижен, а второй укреплен на подвижном кольце и излучает импульс в момент пролёта мимо неподвижного источника. Чтобы достичь требуемой точности и синхронности моментов излучения импульсов, достаточно, чтобы в момент излучения продольное смещение источника относительно неподвижного было не более $\Delta tc \sim 3$ мм.

Помимо изучения зависимости скорости света от скорости источника, эти методы позволяют уточнить значение c , т.к. измерение моментов регистрации с точностью $\sim 10^{-14}$ с на пути в

1000 м, который свет проходит за $3 \cdot 10^{-6}$ с, позволит измерять c с точностью $\sim 10^{-14}/10^{-6} \sim 10^{-8}$ её величины, т.е. ~ 1 м/с. Тем самым можно проверить постоянство скорости света c и зависимость c' от длины волны λ , гравитационного потенциала, направления распространения света и т.д.

§ 3.4. Экспериментальная проверка ритц-эффекта методами лазерной физики

Современные лазерные источники можно применить также для проверки эффекта Ритца (§ 1.2). Для трансформации частоты света на проценты или в разы, в формуле (1.15) на длине $r = L$ для преобразования длины волны λ , частоты f и длительности Δt лазерного импульса в

$$\lambda' = \lambda \left(1 + \frac{La_r}{c^2} \right), \quad f' = f \left(1 + \frac{La_r}{c^2} \right)^{-1}, \quad \Delta t' = \Delta t \left(1 + \frac{La_r}{c^2} \right), \quad (3.5)$$

и, соответственно, для преобразования пиковой мощности P и амплитуды оптического поля E в

$$P' = P \frac{\Delta t}{\Delta t'} = P \left(1 + \frac{La_r}{c^2} \right)^{-1}, \quad E' = E \left(1 + \frac{La_r}{c^2} \right)^{-1/2} \quad (3.6)$$

следует обеспечить $La_r/c^2 \sim \pm 1$. Поэтому для лабораторных дистанций $L \sim 1$ м требуется

$$a_r \sim \pm c^2/L = \pm a_0 \sim \pm 10^{17} \text{ м/с}^2.$$

Это ускорение недостижимо для светоизлучающих приборов, но его легко сообщить электронам или ионам, излучающим свет самопроизвольно (если источниками света служат возбуждённые ионы), либо опосредованно (если ионы служат переизлучающими центрами).

Такое ускорение типично для элементарных частиц, летящих с околосветовыми скоростями $V \sim c$ в магнитном поле циклических ускорителей с радиусом орбиты $R \sim 1$ м (Рис. 3.5). При этом центростремительное ускорение $a = V^2/R \sim 10^{17} \text{ м/с}^2$. Так, в синхротроне эффект Ритца позволит трансформировать лазерное излучение при рассеянии на движущихся электронах. Как правило, лазерные импульсы, рассеянные электронами, преобразуют по эффекту Доплера при лоренц-факторе $\gamma \gg 1$ [104, с. 171], что требует мощных ускорителей с большим расходом энергии. Напротив, эффект Ритца позволит трансформировать излучение даже при $\gamma \sim 1$ в компактных циклотронах, синхротронах и накопителях малой мощности с низкими синхротронными потерями, т.к. уже при $V \sim c$ ускорение частиц $a \sim a_0 \sim 10^{17} \text{ м/с}^2$ (при $L \sim R \sim 1$ м). При $\gamma \sim 1$ рассеянное излучение заряда не обладает острой направленностью синхротронного излучения, и максимальная эффективность трансформации частоты ритц-эффектом достигается для излучения вдоль вектора ускорения a электрона, т.е. поперёк его скорости и вдоль радиуса орбиты.

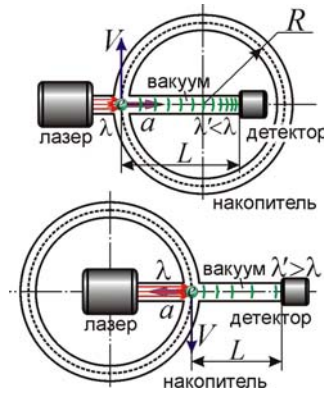


Рис. 3.5. Схемы трансформаторов частоты лазерного излучения при рассеянии на банчах электронов, циркулирующих в накопителе: для сокращения длины волны λ (вверху) или для растяжения λ (внизу).

При $V \sim c$ время пролёта банча электронов через область лазерного облучения $\tau \sim R/V$ – порядка наносекунды, и длительность преобразуемых лазерных импульсов должна быть того же порядка: $\Delta t \leq \tau$. Удобно применить генераторы наносекундных или пикосекундных импульсов, частота повторения которых равна частоте обращения электронных сгустков (частоте ускоряющего поля в синхротроне или накопителе). Габариты установки по трансформации света можно сократить в разы, пропорционально сократив L и R до нескольких см. А снизив радиус орбиты электрона R до 0,1 мм, без изменения $L \sim 1$ м, скорость электронов можно снизить до $V \sim c(R/L)^{1/2} \sim 0,01c$ (достижимой уже в электронной пушке), существенно сократив затраты энергии на разгон электронов, генерацию магнитного поля и уменьшив габариты установки.

Отметим, что при трансформации частоты света в синхротронах за счёт центростремительного ускорения a сдвиг частоты не пропорционален La/c^2 . Частота и длина волны света преобразуется по формуле (3.5), однако $a_r \neq a = V^2/R$, и зависимость $\lambda' = \lambda(1 + La/c^2)$ запишется сложнее [A4, A53], т.к. угол между \mathbf{r} и \mathbf{V} меняется от изменения направления на источник A .

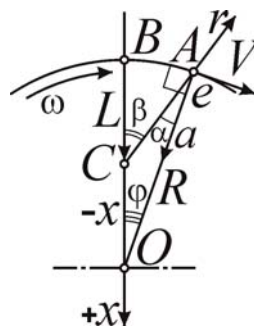


Рис. 3.6. Схема движения электронов по орбите синхротрона и изменения их лучевой скорости относительно приёмника C .

Из Рис. 3.6, где изображена орбита электрона e , видно, что лучевая скорость (проекция скорости \mathbf{V} на \mathbf{r} – луч зрения CA из приёмника C) равна $V_r = V \sin \alpha$, где $\alpha = \beta - \phi$. При малости углов β и ϕ , опирающихся на дугу AB , найдём $\beta \approx \phi OB/CB = \phi R/L$. Отсюда $V_r = V \sin[\phi(R - L)/L] \approx -V \phi x/L$, где $x = (L - R)$ – смещение приёмника C от центра орбиты O электрона. Лучевое

$\approx -V\omega x/L$, где $x = (L - R)$ – смещение приёмника C от центра орбиты O электрона. Лучевое ускорение $a_r = dV_r/dt \approx -V\omega x/L$, где $\omega = d\varphi/dt$ – угловая скорость электрона, откуда

$$f' = f(1 + La_r/c^2) = f(1 - xV^2/Rc^2). \quad (3.7)$$

В предельном случае ($x = 0$), если приёмник C расположен в центре орбиты O , $f' = f$.

В другом предельном случае, если приёмник расположен возле траектории электрона ($L = 0$, $x = -R$), в малой окрестности точки B это движение можно считать прямолинейным, $f' = f(1 + V^2/c^2)$. По сути, эффект Ритца переходит в выражение поперечного эффекта Доплера, но удвоенной величины по частоте (§ 3.6). При этом частота меняется не от вариаций \mathbf{V} , а от изменения направления CA на источник. Аналогичный результат следует из эффекта Доплера в системе отсчёта приёмника [A22], см. § 3.6. Это показывает частичную эквивалентность эффектов Доплера и Ритца (1.16), переходящих один в другой, в зависимости от системы отсчёта [A51, с. 75].

В третьем предельном случае, когда $L \gg R$ ($x \approx L$), работает ф-ла (3.5), где $a_r \approx a = V^2/R$, т.к. при $L \gg R$ направление на источник не меняется. Этот случай реализуется для звёзд и галактик, где радиусы орбит R малы по сравнению с расстоянием L до них (Глава 1). Наиболее общий случай преобразования частоты света рассмотрен в работе В.П. Золотухина [301].

Для придания электронам ускорения $a_r \sim \pm 10^{17}$ м/с² можно также применить электрическое поле E , в котором $a = Ee/m$ (где $e/m = 1,76 \cdot 10^{11}$ Кл/кг – удельный заряд электрона) достигает 10^{17} м/с² при сравнительно малой напряжённости $E \sim 10^6$ В/м. Для ускорения ионов требуется $E \sim 10^9$ В/м. А в фокусе лазерного пучка достигнуты значения вплоть до $E \sim 10^{12}$ В/м [104].

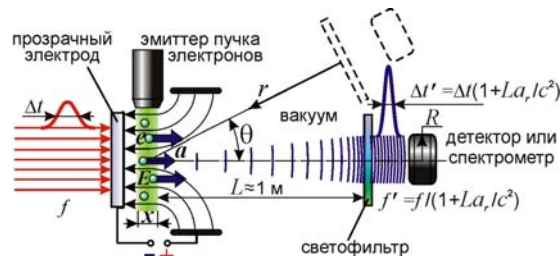


Рис. 3.7. Схема установки по проверке эффекта Ритца, преобразующего частоту света f и длительность Δt лазерных импульсов, рассеянных ускоренно движущимися электронами.

В работах [A2, A5, A16, A35, A36, A48] автор предложил схему установки по проверке эффекта Ритца (Рис. 3.7) в виде вакуумной камеры (Рис. 3.8), где пучок электронов или ионов в поле E получает ускорение $\sim 10^{17}$ м/с². Лазерное излучение с несущей частотой f и длительностью импульса $\Delta t \sim 1$ пс фокусируется на пучке, претерпевая рассеяние на электронах (или ионах) – вторичных источниках. Их излучение проходит в вакууме путь $L \sim 1$ м до светофильтра (отсекающего свет частоты f) и поступает в детектор и спектрометр. При справедливости эффекта Ритца они зафиксируют сигнал изменённой длительности $\Delta t'$ и частоты f' (3.5).

В случае подтверждения данный метод позволит трансформировать несущую частоту и компрессировать импульсы без разгона частиц до околосветовых скоростей, т.е. применяя про-

стое оборудование при малом расходе энергии и производя компрессию с высоким КПД. Действительно, поскольку в данном методе существенно ускорение излучающих частиц, а не их скорость (как в эффекте Доплера), тогда при ускорении $a \sim 10^{17} \text{ м/с}^2$ скорость, которую успеют набрать частицы в поле E за время воздействия лазерного импульса $t = 10^{-14} \text{ с}$, составит $V = at = 10^3 \text{ м/с}$, т.е. умеренную величину, сравнимую с тепловыми скоростями атомов.

Компрессор импульсов можно выполнить в виде вакуумного баллона, в который исходное излучение заводится через окно-линзу (Рис. 3.8) и прозрачный электрод (такие электроды могут быть выполнены из материалов, устойчивых к лазерному излучению, в т.ч. из графена). Свет фокусируется на пучке электронов (ионов), эмитируемых боковым электродом и попадающих в поле основных электродов, к которым приложено постоянное напряжение или переменное с частотой f_p следования лазерных импульсов. После рассеяния на ускоренных электрическим полем E электронах (ионах), излучение выходит через отверстие или сетку второго электрода. Затем на пути свободного пролёта L импульс преобразуется по эффекту (3.5), (3.6), меняя длительность $\Delta t'$ и частоту несущей f' . Преобразованный импульс выходит через второе окно компрессора. Коэффициент компрессии g импульса регулируется путём изменения величины и направления поля E (т.е. изменением ускорения a) или пролётной дистанции L – отдалением или приближением переизлучающей пластины, гасящей избыток скорости у лучей света.

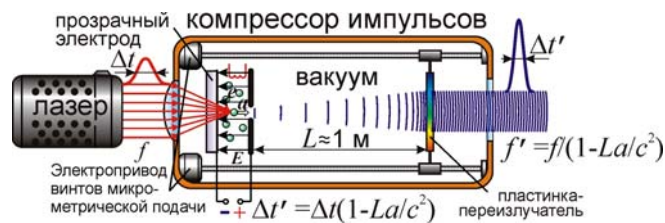


Рис. 3.8. Схема трансформатора частоты света и компрессора лазерных импульсов.

Если электроды плоские и концентрация электронов невелика, тогда поле E практически однородное и обеспечивает равенство ускорений у всех электронов, т.е. одинаковый коэффициент компрессии g . Для эксперимента можно применить существующие фотоэлектронные катоды (ФЭК), в виде катода и сетки в вакуумной колбе. При освещении катода лазерным излучением из него вылетают электроны, попадающие в электрическое поле между катодом и сеткой. При напряжении $U = 1000 \text{ В}$ и межэлектродном расстоянии $d = 1 \text{ мм}$, это поле достигает критической величины $E = U/d \sim 10^6 \text{ В/м}$, достаточной для надёжной регистрации эффекта.

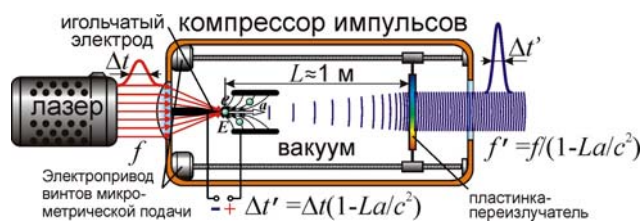


Рис. 3.9. Схема компрессора импульсов с ускоряющим электродом-микроостриём.

Высоких значений E можно достичь путём микроминиатюризации электродов (Рис. 3.9). Так, возле острия с радиусом закругления r порядка микрона (10^{-6} м) напряжённость поля $E \sim U/r$ достигает значений $E \sim 10^6$ В/м уже при $U = 1$ В. Таким образом, трансформатор частоты сможет работать от батарейки, если фокусировать свет лазера перед остриём, с которого осуществляется эмиссия электронов. Остриё может служить эффективным источником электронов или ионов за счёт автоэлектронной, автоионной и холодной эмиссии, или от освещения лазерным излучением. Электрод в виде острия позволит выполнить второй электрод в виде цилиндра, вместо электрода с отверстием (сеткой), края которого могут переизлучать свет, исключая преобразование частоты. Эффект Ритца может быть проверен рассмотренным способом и для непрерывного излучения возбуждённых ионов, ускоряемых электрическим полем $E \sim 10^9$ В/м.

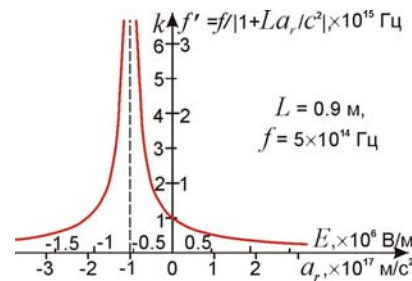


Рис. 3.10. График изменения частоты f' , преобразованной по эффекту Ритца, в зависимости от поля E и ускорения a_r электронов.

В рассмотренной выше схеме установки по проверке эффекта Ритца (Рис. 3.7, Рис. 3.8) изменённая частота f' , как видно из (3.5), зависит от лучевого ускорения электронов a_r , т.е. от ускоряющего поля E . При $a_r = -c^2/L$ частота f' стремится к бесконечности (Рис. 3.10), и малая вариация a_r , при изменении E или L , вызывает гигантское изменение f' . Это открывает простой способ перестройки частоты света из видимого – в УФ-, рентгеновский и гамма-диапазон. При обратном знаке E_r и a_r частота падает, что позволит переводить лазерное излучение видимого диапазона – в инфракрасное и терагерцевое. В рамках общей теории относительности (ОТО) ускорение тоже меняет частоту. Однако для рассмотренной схемы ОТО не предсказывает сдвига частоты (3.5), т.к. для этого приёмник излучения должен ускоряться вместе с источником.

Эффект Ритца отличен и от эффекта Доплера, не меняющего частоту света, переизлучённого в прямом направлении. А скорости, приобретаемые частицами за время лазерного импульса $\Delta t \sim 10^{-12}$ с, составят $V = a_r \Delta t \sim 10^5$ м/с, т.е. недостаточны для доплер-трансформации частоты света в разы или для генерации УФ- и рентгеновских квантов тормозного излучения. Генерация пучка электронов и поля E короткими импульсами, синхронными с лазерными (с длительностью $\sim 10^{-12} - 10^{-9}$ с), снизит затраты энергии на эмиссию, разгон частиц, упростит схему генера-

тора высокого напряжения, например в виде искрового разрядника, трансформатора Тесла и т.п.

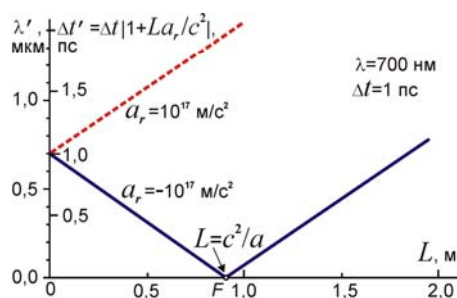


Рис. 3.11. График изменения длины волны λ' и длительности импульса $\Delta t'$ по эффекту Ритца, в зависимости от расстояния до приёмника L .

Главная особенность эффекта Ритца – это зависимость (3.5) частоты, длины волны и длительности импульса света – от дистанции L , пройденной светом в вакууме (Рис. 3.11). Анализ этой зависимости при вариациях L – это основной критерий проверки эффекта Ритца.

Ещё одним критерием служит анализ зависимости f' от угла θ (Рис. 3.7), под которым регистрируют излучение. Поскольку эффект Ритца (3.5) зависит не от модуля вектора ускорения \mathbf{a} , но от его проекции $a_r = -a \cos \theta$ на луч зрения \mathbf{r} , для частоты должна выполняться зависимость

$$f' = \frac{f}{\left| 1 - \frac{La}{c^2} \cos \theta \right|}. \quad (3.8)$$

В полярных координатах зависимость (3.8) соответствует коническим сечениям (Рис. 3.12), а параметр $\varepsilon = La/c^2$ – их эксцентриситету. При $\varepsilon < 1$ это – эллипс (а в пространстве – эллипсоид вращения) с фокусом в полюсе (источнике). При критическом $\varepsilon = 1$ эллипс вырождается в параболу (параболоид вращения), а максимальная частота f' стремится к бесконечности. При $\varepsilon > 1$ зависимость (3.8) соответствует ветви гиперболы (половине двуполостного гиперболоида вращения), и частота обращается в бесконечность в направлении $\theta_0 = \arccos(c^2/La)$ асимптот гиперболы с эксцентриситетом ε . В интервале $|\theta| < \theta_0$, где для частоты (3.5) знаменатель отрицателен (т.к. задние фронты обгоняют передние), берётся модуль частоты (3.8): зависимость изобразится второй, но зеркально обращённой (относительно полюса) ветвью гиперболы (второй, но перевёрнутой частью двуполостного гиперболоида). Поскольку томсоновское рассеянное излучение линейно поляризовано, следовательно, полученное при трансформации излучение тоже будет линейно поляризованным, особенно при больших углах θ . Это открывает простой путь генерации поляризованных рентгеновских и гамма-пучков.

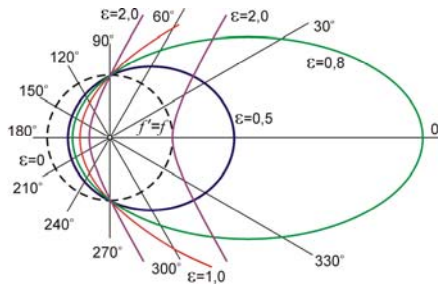


Рис. 3.12. Угловая зависимость частоты $f'(\theta)$, преобразованной эффектом Ритца, при разных значениях параметра $\varepsilon = La/c^2$.

Главное достоинство эффекта Ритца состоит в возможности неограниченного сжатия длительности импульсов $\Delta t'$ (3.5) и повышения их пиковой мощности P' (3.6). Это следует из одновременного сокращения длительности импульса $\Delta t'$ и длины волны λ' , периода световых колебаний T' (Рис. 3.11), с пропорциональным уширением спектра. Т.е. длительность импульса $\Delta t'$, ограниченная снизу периодом световых колебаний T' и обратной шириной спектра $1/\Delta f'$ [104], может стать сколь угодно малой, а интенсивность – сколь угодно высокой. В точке F , где $L = c^2/a$ (т.е. $\varepsilon = 1$), реализуется абсолютная фазовая фокусировка, т.е. волновые фронты, испущенные в разные моменты, приходят к приёмнику одновременно в направлении $\theta = 0^\circ$. При этом лазерное излучение остаётся монохроматическим в силу постоянства отношения $f'/\Delta f' = f/\Delta f$. При неограниченном сокращении длины волны λ' , при постоянном диаметре апертуры D , бесконечно уменьшается и дифракционная расходимость пучка $\theta \sim \lambda'/D$, т.е. возможна реализация абсолютно не расходящихся пучков, применимых, например, для дальней космической связи. Неограниченное сжатие импульсов и бесконечный рост их пиковой мощности P' возможны также за счёт преобразования импульсов в вакууме, а не в среде, где предельная мощность импульса ограничена нелинейными эффектами, поглощением и пробоем среды под действием мощного лазерного излучения.

Если для упрощения считать импульс напряжения и импульс лазерного источника прямоугольным, тогда временную структуру исходного и преобразованного импульса и чирп частоты можно представить следующим образом (Рис. 3.13). Видно, что в рамках СТО импульс длительности $\Delta t_0 = t_2 - t_1$ должен иметь совсем иную форму, чем следует из баллистической теории. В СТО изменение частоты чисто доплеровское (от нарастания скорости возникает чирп частоты), и при указанных выше параметрах достигает значения $\Delta f_d = fV/c = fa\Delta t_0/c = fEe\Delta t_0/mc \approx 0,003f$. А в БТР при тех же параметрах сдвиг частоты может быть намного значительней $\Delta f_r \sim -fLa_r/c^2 = fEe/mc^2 \approx f$. А при критическом $a_r = -c^2/L$ возможен рост частоты на порядки $\Delta f_r = f[(1 + La_r/c^2)^{-1} - 1] \gg f$. При этом по эффекту Ритца мощность излучения P' преобразуется в той же пропорции, что и частота f' , т.е. с коэффициентом компрессии $g = (1 + La_r/c^2)^{-1}$. В силу закона сохранения энергии в импульсе площадь под кривыми импульсов $P'(t)$ и $f'(t)$ при любом преобразовании частоты должна оставаться неизменной и равной начальной площади

$P(t)$ и $f(t)$. После окончания импульса мощность излучения восстанавливается на уровне P . При этом предполагается, что за время действия импульса напряжения и импульса света электроны не успевают покинуть область облучения лазерным источником. При длительности импульса $t_2 - t_1 = \Delta t_0 \sim 10^{-12}$ с электроны даже при околосветовой скорости $V \sim 10^8$ м/с проходят лишь малый путь $\Delta L = \Delta t_0 V \sim 10^{-4}$ м, не успевая выйти из области облучения. Однако постепенно ранее ускоренные электроны покидают область облучения. Соответственно, свет переизлучается более медленными электронами, излучение которых приходит с большей задержкой, отчего на хвосте импульса наблюдается кратковременный спад мощности (компенсирующий избыток мощности в течение импульса), пока в области облучения не останутся только электроны, не испытавшие действия поля, мощность света от которых далее постоянна и равна P . При этом тоже выполняется закон сохранения энергии, дабы площади под кривыми $P'(t)$ и $P(t)$ совпадали.

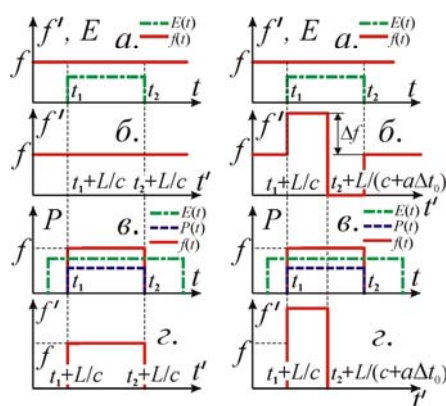


Рис. 3.13. Преобразование частоты излучения в трансформаторе Ритца в прямом направлении ($\theta = 0^\circ$). Слева – в рамках СТО. Справа – в рамках БТР. а) для исходного сигнала непрерывного излучения + импульсы напряжения $E(t)$, б) преобразованный сигнал на расстоянии L , в) исходный сигнал для импульсного излучения, з) преобразованное импульсное излучение на расстоянии L .

В случае набора электронами релятивистских скоростей V картина преобразования импульса усложнится, в том числе в силу усложнения формулы (1.16), поскольку в формуле (1.12) следует уже учесть изменение скорости $c' = c - V_r$. Откуда более точная формула двойного преобразования временных интервалов в случае переизлучения света в прямом направлении

$$dt' = dt_0 \left(1 + \frac{V}{c} \right) \left(1 - \frac{V}{c+V} - \frac{La}{(c+V)^2} \right).$$

Т.е. хвост импульса сжат в меньшей степени, чем головная часть импульса, соответственно и частота на хвосте растёт в меньшей степени. В СТО преобразование длительности импульса в прямом направлении ($\theta = 0^\circ$) вообще отсутствует, поскольку лазер и приёмник неподвижны.

Оценим мощность преобразованных импульсов. Если исходное излучение обладает мощностью P_0 , тогда мощность рассеянного электронами излучения составит $P = P_0(1 - e^{-\tau}) \approx P_0\tau = P_0 N \sigma_T x$, где $\tau = N \sigma_T x \ll 1$ – оптическая толщина слоя электронного пучка, N – концентрация в нём электронов, $x \approx 0,001$ м – толщина пучка, $\sigma_T = (8\pi/3)r_0^2 \approx 6,65 \cdot 10^{-29}$ м² – эффективное сечение

томсоновского рассеяния, r_0 – классический радиус электрона. При концентрации электронов $N = 10^{26} \text{ м}^{-3}$ [302] (достижимой при фотоэлектронной эмиссии лазерным импульсом из фольги или в пучках взрывной электронной эмиссии, с импульсами ~ 100 пс [303]), получим $P \sim P_0 \cdot 10^{-5}$. При сжатии импульсов в 10^5 раз и выше, из (3.6) вытекает возможность генерации импульсов гамма-излучения с пиковой мощностью равной, или выше исходной: $P' \sim P \cdot 10^5 \sim P_0$.

Таким образом, удастся генерировать квазимонохроматическое рентгеновское и гамма-излучение перестраиваемой частоты с пиковой мощностью до 10^{15} Вт (пиковая мощность петаваттного лазера), но малой длительности $\Delta t' \sim 10^{-17}$ с (порядка 100–1000 периодов поля). Также возможно создание пучков когерентного рентгеновского и гамма-излучения со свойствами лазерного излучения. При высокой однородности электронного пучка и поля E , лазерный пучок, пройдя сквозь электронный пучок, когерентно рассеется электронами в прямом направлении в параллельный световой пучок, преобразуемый по эффекту Ритца, если исключить малейшие неровности волновых фронтов, например, путём коррекции волнового фронта [292]. В обратном случае, при сближении фронтов до расстояния $\lambda' \ll \lambda$, малые неровности фронтов проявятся в виде вариаций длины волны вдоль фронта.

Отметим, что идеально однородное поле создать сложно, поскольку в одном из электродов сделано отверстие (или сетка) для выхода излучения. Неоднородность поля определяется формой электродов и размером пучка. Кроме того, электронный пучок создаёт собственное неоднородное поле, наложенное на внешнее. При концентрации электронов $N \sim 10^{26} \text{ м}^{-3}$ (при взрывной электронной эмиссии) собственное поле электронов $\Delta E \sim 10^{15} \text{ В/м} \gg E \sim 10^6 \text{ В/м}$, и это поле меняется вдоль пучка, т.е. поле неоднородное. С одной стороны, это препятствует получению монохроматического излучения, но с другой позволяет применить для ускорения электронов их собственное поле, исключив внешнее поле. При концентрации электронов $N = 10^{14} \text{ м}^{-3}$ (достижимой в пучках из электронных пушек) степень неоднородности $\Delta E/E \sim 0,001$, и дисперсия ускорений $\Delta a/a \sim 0,001$. При этих условиях в среднем степень компрессии, заданная разбросом, дисперсией ускорений $\langle g \rangle \sim a/\Delta a \sim 10^3$. Но это ограничение чисто технического, а не фундаментального характера: теоретически в полях с большей однородностью, при меньшей концентрации N , возможны импульсы сколь угодно малой длительности. Кроме того, в импульсе всегда есть предельно сжатая центральная часть в виде острого пика и пьедестал (крылья импульса) с меньшей интенсивностью (крылья импульса). Чтобы все электроны пребывали в одинаковом поле E и обретали одинаковые ускорения, электронный пучок следует фокусировать, и в ту же точку фокусировать лазерный пучок, так чтобы фокус попадал точно в середину перетяжки электронного пучка, где собственное поле электронов отсутствует. Это обеспечит одинаковое преобразование частоты излучения всеми электронами, однако рассеяние

будет при этом уже некогерентным и ненаправленным. В этом случае мощность рассеянного сигнала, поступающая в телесный угол $\Omega \approx \pi R^2/L^2$ (в апертуру детектора радиуса R), составит

$$P_{\Omega} = P_0 N \chi \Omega d\sigma/d\Omega, \quad (3.9)$$

где $d\sigma/d\Omega = \sigma_T(3/16\pi)(1 + \cos^2\theta)$ – дифференциальное сечение томсоновского рассеяния. При $\theta = 0^\circ$, $R/L \sim 0,05$, при тех же параметрах, получим $P_{\Omega} \sim P_0 \cdot 10^{-8}$. А мощность сигнала, регистрируемая детектором, после преобразования эффектом Ритца, согласно формуле (3.6), составит

$$P_{\Omega}' = \frac{P_{\Omega}}{1 + La_r/c^2} = P_0 \frac{3N\sigma_T \chi \Omega}{16\pi} \cdot \frac{1 + \cos^2\theta}{1 - \varepsilon \cos\theta}. \quad (3.10)$$

На Рис. 3.14 представлены диаграммы направленности излучения по энергии импульса (пропорциональной P_{Ω}), и по его пиковой мощности P_{Ω}' (3.10). При $\varepsilon < 1$ максимум пиковой мощности достигается в прямом направлении ($\theta = 0^\circ$), где максимальна частота (Рис. 3.12).

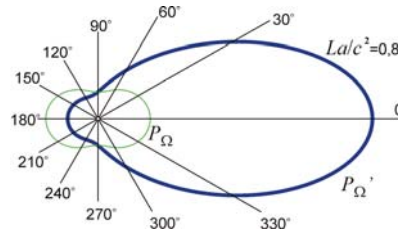


Рис. 3.14. Диаграмма направленности рассеянного излучения по энергии импульсов (или пиковой мощности P_{Ω} в момент рассеяния) и по пиковой мощности P_{Ω}' , преобразованной ритц-эффектом.

Эксперимент, отчасти напоминающий рассмотренный, ещё в 1950 г. планировал академик С.И. Вавилов, имея в виду как раз проверку баллистической теории. Будучи пионером нелинейной оптики, в 1942 г. он заинтересовался трансформацией оптического спектра в вакууме [101, с. 130], аналогичной красному смещению в спектрах галактик (§ 1.2). Вавилов отметил, что «Экспериментальные попытки (без каких-либо серьёзных опытных или теоретических оснований) влиять силовыми полями на частоту светового потока, начинающиеся с Фарадея и продолжающиеся до последнего времени [304], никакого положительного результата не дали» [101, с. 133]. В баллистической теории эти основания появились. Вавилов предложил модулировать скорость пучка ионов, меняя величину ускоряющего поля, и проверить предсказанное теорией Ритца изменение фазы и, следовательно, частоты модулированного светового сигнала [8]. Однако смерть Вавилова в 1951 г. помешала ему построить установку и осуществить эксперимент. Его ученик А.М. Бонч-Бруевич так видоизменил схему опыта, применив в качестве источника движущиеся края Солнца [27], что не только не могли наблюдаться предсказанные Вавиловым эффекты, но и баллистическая теория не могла быть проверена однозначно.

§ 3.5. Эффект генерации гармоник при модуляции скорости света

Электроны, атомы и наночастицы можно также ускорять давлением света $p = 2I/c$, где I – интенсивность света (Рис. 3.15). Оно сообщает частице радиуса $r \sim 10^{-9}$ м, плотности $\rho \sim 10^3$ кг/м³ и массы $M = 4\pi r^3 \rho/3$, ускорение $a = p\pi r^2/M \sim I/\rho c r \sim 10^{17}$ м/с² уже при интенсивности света $I \sim I_0 \sim 10^{16}$ Вт/см², достижимой в фемтосекундных импульсах [104, с. 12]. Фемтосекундные импульсы способны ускорять также электроны посредством пондеромоторной силы (действующей при релятивистских скоростях), полем «кильватерной» волны в плазме и т.п. [104, с. 165]. В таком случае лазерное излучение, ускоряя частицы, переизлучается ими и далее преобразуется по эффекту Ритца.

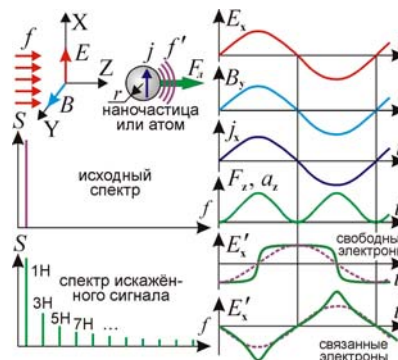


Рис. 3.15. Схема формирования спектра гармоник за счёт искажения профиля волны, переизлучённой ускоренно движущимися частицами.

Действительно, в опытах наблюдается преобразование фемтосекундных лазерных импульсов оптического диапазона в аттосекундные импульсы рентгеновского диапазона, после рассеяния фемтосекундных импульсов на электронах, ускоренных лазерным импульсом [305]. Эффект интерпретируют как доплеровский рост частоты при отражении импульсов «электронным зеркалом». Однако это преобразование может быть также результатом изменений частоты эффектом Ритца, что легко установить, проверив выполнение в эксперименте зависимостей (3.5–3.10), которые не проявляются при доплеровском преобразовании частоты.

Поскольку при воздействии импульса света на атомы или наночастицы за счёт изменения интенсивности I во времени меняется и ускорение частиц $a \sim I/\rho c r$, следовательно, разные части импульса сжимаются в разной степени: пьедестал импульса, где интенсивность излучения мала, практически не сжимается. Поэтому, строго говоря, импульс сохраняет прежнюю длительность, и лишь заостряется – сжимается его вершина (такой эффект отмечен и при чирп-компрессии), вплоть до аттосекундной длительности.

На вершине импульса, где интенсивность постоянна ($dI/dt = 0$), давление света тоже меняется, осциллирует. Обычно давление света на частицу при $I = \text{const}$ считают постоянным, ввиду усреднения по времени и поверхности макрообъектов с размером $r > \lambda$. Но для частиц размером менее λ сила давления света осциллирует на удвоенной частоте f колебаний светового поля. Пе-

ременное давление, модулируя ускорение a частиц и величину эффекта Ритца (3.5), исказит профиль рассеянной волны, формируя нечётные гармоники несущей частоты f [A12, A14]. При $I \sim I_0$ мощности, заключённые в гармониках Nf и исходном излучении частоты f – сопоставимы. Действительно, гармоники регистрируют в генераторах аттосекундных импульсов, где в фокусе фемтосекундного лазера атомы и наночастицы под действием светового давления получают ускорения до 10^{23} м/с² [104]. Т.е. импульсы рентгеновского излучения аттосекундной длительности могут быть преобразованными по эффекту Ритца (3.5) фемтосекундными оптическими импульсами.

Рассмотрим генерацию гармоник, соответственно, в электрическом и магнитном полях

$$E_x(t) = E_0 \sin(\omega t) \text{ и } B_y(t) = B_0 \sin(\omega t)$$

линейно поляризованной вдоль x волны с циклической частотой ω . Временная зависимость силы Лоренца $F_{\text{л}}$, а значит и давления света на частицу радиуса r и проводимости σ задана выражением

$$F_{\text{л}}(t) \sim r^3 j(t) B(t) = r^3 \sigma E_0 B_0 [1 - \cos(2\omega t)]/2. \quad (3.11)$$

Как видно из (3.11), $F_{\text{л}}$ быстро меняется от осцилляций поля $B_y(t)$ и плотности тока $j_x(t) = \sigma E_x(t)$ в частице, модулируя с частотой 2ω ускорение частицы $a_z = F_{\text{л}}(t)/M$. Тогда профиль волны, переизлучённой электронами проводимости (у которых в фазе с полем E_x меняется плотность тока j_x и, соответственно, скорость V_x), исказится, приобретя форму близкую к импульсам типа «меандр», спектр которых задан разложением в ряд функции «меандр» $E_x'(t)$:

$$E_x'(t) = E_0 [\cos(\omega t) - \cos(3\omega t)/3 + \cos(5\omega t)/5 - \dots]; \quad (3.12)$$

а у волны, переизлучённой связанными электронами (у которых в противофазе с полем E_x меняется смещение x и в фазе – ускорение a_x), – форму близкую к треугольным импульсам (Рис. 3.15), спектр которых задан разложением в ряд функции сигнала типа «треугольник» $E_x'(t)$:

$$E_x'(t) = E_0 [\cos(\omega t) + \cos(3\omega t)/9 + \cos(5\omega t)/25 + \dots]. \quad (3.13)$$

Т.е. спектр образуют нечётные гармоники частоты f , вплоть до гармоник частоты f_{max} , синтезирующих самый острый или крутой участок профиля. Мощность более высоких гармоник мала.

В опытах спектр аттосекундных импульсов, генерируемых фемтосекундными импульсами в струе газа или при абляции поверхности, образован именно нечётными гармониками [104]. За резким спадом мощности первых гармоник идёт медленное убывание – «плато», подобное асимптотическому убыванию $1/N$ гармоник «меандра» с обрывом на частоте f_{max} . Реализацию данного механизма можно проверить, изучив зависимость спектра импульсов от дистанции L , наращивающей отклонения $E_x'(t)$ от гармонического закона. Действительно, зависимости (3.12) и (3.13) приближённо отражают форму графика $E_x'(t)$, когда амплитуда ускорения рассеивающих частиц близка к критической $a = c^2/L$. При меньших интенсивностях искажения меньше и мощности гармоник ниже. При росте L отклонения графика $E_x'(t)$ от гармонического растут, и

мощности высших гармоник нарастают. Этот эффект аналогичен клистронному (преобразование исходной частоты, с которой модулируется скорость потока электронов, – в спектр гармоник [67]) и может быть рассмотрен математически с помощью аналогичного аппарата.

Эффект изменения спектра аттосекундных импульсов в зависимости от пройденного светом пути L , обнаружен на опыте [306, 307]. Однако этот эффект интерпретируют как результат пространственной селекции гармоник [308]. Согласно модели П. Коркума, разные гармоники, отвечающие разным траекториям электронов, излучаются в разных направлениях. Поэтому при отдалении от источника в спектрометр преимущественно поступают (пространственно селективируются) гармоники, излучённые в прямом направлении, тогда как гармоники, излучённые под большими углами или с большей угловой расходимостью, частично отсеиваются, что подтверждается изменением спектра при изменении диаметра диафрагмы пучка [306, 307]. Проверить, какой из механизмов трансформации спектра эффективней, можно, изучив характер роста интенсивности высших гармоник при отдалении спектрометра от источника и сравнив с выводами баллистической теории. Другим критерием проверки послужит исследование вариаций спектра в ходе пропорционального увеличения апертуры спектрометра (ирисовой диафрагмой) и расстояния до источника, что исключает пространственную селекцию гармоник. Тогда зависимость спектра от расстояния будет свидетельствовать в пользу теории Ритца.

При воздействии фемтосекундных импульсов на плазму, образованную при абляции твёрдой поверхности, формирование гармоник интерпретируют по сходному механизму, рассматривая отражение (переизлучение) волны колеблющимся под давлением света плазменным «зеркалом», что искажает профиль электромагнитной волны $E'(t)$ [309]. Но в этом случае искажения обусловлены исключительно эффектом Доплера, и спектр не зависел бы от пути L света в вакууме. При этом мощности некоторых гармоник избирательно усилены. Так, у плазмы из ионов индия в разы усилена 13-я гармоника [310, 311]. Видимо, это связано с тем, что от нелинейных и резонансных эффектов колебания ионов в лазерном поле высокой интенсивности происходят не только на основной частоте лазерного излучения, но также и на некоторых кратных частотах. Поэтому, если одна из гармоник входит в резонанс с собственными колебаниями электронов в ионах, колебания на этих частотах избирательно усиливаются, повышая интенсивность данной гармоники. С нелинейными эффектами связано, видимо, и появление в спектре аттосекундных импульсов чётных гармоник [311].

При компрессии фемтосекундного импульса накачки его длительность сокращается, а интенсивность I – растёт. При этом возможен рост частоты выше значений кратных частот Nf за счёт постоянной составляющей ускорения a и силы давления (3.11), усреднённой по времени: $F_{\pi} \sim r^3 \sigma E_0 B_0 / 2$ [A4, A5, A14]. Такой эффект при сжатии импульсов наблюдался [310]: частоты

пиков в спектре превышали расчётные значения Hf , причём тем заметней, чем короче импульс, т.е. чем сильнее эффект Ритца.

При наклонном падении лазерного луча на поверхность, отражённый свет рассеивается на испарённых с поверхности ионах, которые колеблются также под действием электрического поля $E(t)$ световой волны в плоскости падения. Поскольку кулоновская сила eE намного превосходит силу светового давления $F_{\text{л}}$, даже при $I \ll I_0$ эффективность генерации гармоник должна быть велика и должна зависеть от угла падения и поляризации падающего света. Проверка этой зависимости может служить дополнительным критерием контроля эффекта Ритца.

Расчёт выполнен для линейно поляризованного света. У циркулярно поляризованного света давление не осциллирует (поскольку абсолютные значения полей E и B не зависят от времени: их вектора меняют только направления), создавая постоянное ускорение частиц. Т.е. циркулярно поляризованный свет не генерирует гармоник частоты f , а способен лишь наращивать её по эффекту Ритца (3.5). Действительно, как показали опыты [310], гармоники генерирует линейно, а не циркулярно поляризованный свет [312]. Но циркулярно поляризованное излучение позволит наблюдать преобразование частоты по эффекту Ритца в чистом виде при $I \sim I_0 \sim 10^{16}$ Вт/см². При очень высоких интенсивностях для циркулярно поляризованного излучения, действительно, удаётся наблюдать преобразование частоты света, носящее иной характер, чем при генерации аттосекундных импульсов линейно поляризованным светом [313, 314]. При этом порог генерации, в согласии с эффектом Ритца, для циркулярно поляризованных импульсов существенно выше, но выше и эффективность преобразования частоты. Тем не менее, существуют объяснения генерации в таком режиме и в рамках ионизационной теории [315].

Эффект преобразования фемтосекундных импульсов в аттосекундные наблюдался также в эксперименте [316] при пропускании фемтосекундного импульса через пустотелый конический серебряный волновод с диаметром выходного отверстия ~ 100 нм, заполненный ксеноном. При этом лазерное излучение формировало на выходе волновода диаметром 100 нм плазмонные поляритоны с гигантской интенсивностью поля, выше пороговой. Это и могло приводить к формированию аттосекундных импульсов за счёт преобразования по эффекту Ритца при рассеянии фемтосекундных импульсов на ускоренных лазерным полем атомах ксенона.

Для частиц размером менее микрона оценку I_0 следует скорректировать, поскольку металл такой толщины прозрачен для света, передающего частице лишь малую часть своего импульса, пропорциональную числу электронов в частице. Т.е. сила давления света $F_{\text{л}}$ меняется как r^3 , и ускорение a не зависит от r , так как $a = F_{\text{л}}/M \sim r^3 \sigma E_0 B_0 / \rho r^3 \sim 2\sigma \mu_0 I / \rho$, откуда $I_0 \sim 10^{14}$ Вт/см² (для $a \sim a_0$). При увеличении r ускорение частиц может расти, ввиду изменения свойств вещества при переходе от микро- к макромасштабам. Это объясняет более эффективную генерацию гармоник при облучении наночастиц, а не атомов, например, серебра [310]. Для частиц размером

$r \sim 10$ нм эта оценка I_0 является неточной: при поперечнике порядка десяти атомов уже сказывается дискретная структура вещества, велики краевые эффекты и ЭДС зарядов, наведённых полем $E(t)$ на краях частиц, а давление Лапласа, сжимая частицу, меняет её проводимость σ и другие свойства.

Установить механизм генерации аттосекундных импульсов и проверить эффект Ритца можно также по анализу зависимости спектра от a_r (заданного величиной l) [A4, A5, A14]. Подтверждение зависимостей (3.5–3.10) позволит повысить эффективность трансформации света.

§ 3.6. Поперечный и квадратичный эффект Доплера в баллистической теории

Ещё одним критерием проверки теории Ритца и СТО служит анализ поперечного эффекта Доплера. Считалось, что классическая теория, в частности теория Ритца, не может объяснить этот эффект, и он чисто релятивистский [6, 145]. Сам Ритц в письме Пашену в 1909 г. предлагал поставить опыт по проверке поперечного эффекта Доплера: «По теории относительности Лоренца-Эйнштейна длина волны, излучаемая движущимся атомом, должна меняться по принципу Доплера не только в направлении движения; и при наблюдении перпендикулярно направлению скорости V должно существовать смещение к красному в отношении $\lambda V^2/2c^2$... Нельзя бы сделать так, чтобы дать точный ответ на вопрос о существовании эффекта?» [145, 295].

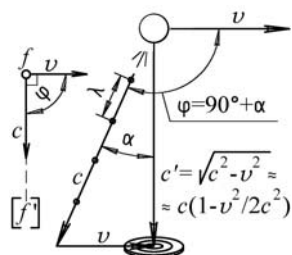


Рис. 3.16. К расчёту поперечного эффекта Доплера. Чтобы луч света от движущегося источника попал в приёмник, луч должен выходить с угловым упреждением $\alpha \approx V/c$.

Подобный опыт был выполнен лишь 30 лет спустя Айвсом и показал наличие эффекта [145]. В продольном эффекте Доплера изменение частоты $f' = f(1 + V_r/c) = f(1 + V\cos(\varphi)/c)$ обусловлено продольной (в направлении r на приёмник) составляющей скорости $V_r = V\cos(\varphi)$ и объясняется классически. А в поперечном эффекте Доплера (Рис. 3.16), при $\varphi = 90^\circ$ и $V_r = 0$, изменение частоты говорит, в рамках СТО, о релятивистском изменении хода времени.

В рамках баллистической теории частоту меняет только продольный классический эффект Доплера. Но следует учесть, что в системе отсчёта источника угол φ , под которым свет испускается к наблюдателю, отличен от $\pi/2$ (Рис. 3.16). Согласно баллистической теории, скорость света складывается со скоростью источника, и луч света, достигающий приёмника, должен вылетать из источника под углом α к лучу зрения (этот угол аберрации отчасти аналогичен открытому у звёзд, § 1.3) и по классическому правилу сложения скоростей из Рис. 3.16 его скорость

$$c' = \sqrt{c^2 - V^2} \approx c \left(1 - \frac{V^2}{2c^2} \right).$$

Таким образом, $\varphi = \pi/2 + \alpha$. Хотя угол $\alpha \ll 1$ и $\varphi \approx \pi/2$, однако $\cos(\varphi) \neq 0$:

$$\cos(\varphi) = \cos(\pi/2 + \alpha) = -\sin(\alpha) = -V/c,$$

откуда

$$f' = f(1 + V\cos(\varphi)/c) = f(1 - V^2/c^2). \quad (3.14)$$

Длина волны, напротив, растёт как

$$\lambda' = \frac{c'}{f'} = \frac{c}{f} \cdot \frac{\sqrt{1 - V^2/c^2}}{1 - V^2/c^2} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} \approx \lambda \left(1 + \frac{V^2}{2c^2} \right).$$

Именно такие изменения длины волны излучения и были зафиксированы в опытах [188]. Таким образом, поперечный доплер-эффект согласуется с теорией Ритца, как отмечено рядом авторов, отмечавших роль угла аберрации [166, 317]. Результат согласуется для длины волны λ' , а для частоты f' красное смещение в два раза выше релятивистского, ввиду изменения скорости света c' . Как отмечал В. Паули, в рамках баллистической теории непонятно, какая величина – λ или f' измеряется в опытах [16]. Судя по всему, в опыте Айвса измерялась длина волны λ , поскольку дифракционная решётка спектроскопа отклоняет лучи света в зависимости от длины волны λ .

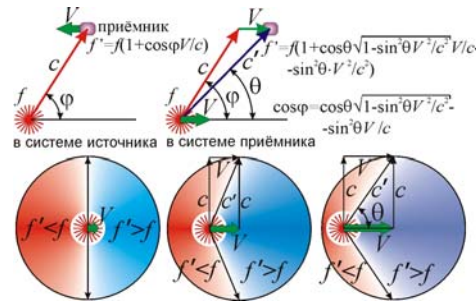


Рис. 3.17. Луч света, испущенный под углом φ при добавлении к скорости c скорости источника V , приходит под углом θ , отчего меняется угол в формуле Доплера, словно свет получил избыточное «красное смещение», растущее при увеличении скорости.

Результат можно обобщить на случай излучения света под произвольным углом, для расчёта квадратичной поправки к эффекту Доплера (квадратичного доплер-эффекта). Применяя классическую формулу доплер-эффекта, следует учесть, что угол φ , под которым источник испускает излучение, не равен углу θ , под которым регистрируют излучение (Рис. 3.17). По баллистическому принципу источник сообщает свою скорость свету, и эти углы отличаются на величину угла аберрации. Излучение, регистрируемое под углом θ , испускается под углом

$$\varphi = \arccos \left(\cos \theta \sqrt{1 - \sin^2 \theta \frac{V^2}{c^2}} - \sin^2 \theta \frac{V}{c} \right).$$

Соответственно, преобразованная частота, в отличие от формулы Доплера $f'(\varphi)$, составит

$$f'(\theta) = f \left(1 + \frac{V}{c} \left(\cos \theta \sqrt{1 - \sin^2 \theta \frac{V^2}{c^2}} - \sin^2 \theta \frac{V}{c} \right) \right). \quad (3.15)$$

Таким образом, избыточное красное смещение света у быстро летящих частиц вызвано не замедлением процессов по СТО, а восприятием излучения, испущенного частицей назад – под углом $\varphi > 90^\circ$ к линии регистрации излучения. В результате у этих лучей света, снижающих частоту по эффекту Доплера, но регистрируемых в переднем (по ходу частиц) полупространстве (под углом $\theta < 90^\circ$) от добавления по баллистической теории скорости V частиц, можно обнаружить красное смещение, вместо синего. Угол θ , под которым регистрируют излучение источника на исходной частоте ($f' = f$, на границе красного и синего смещений), найдётся из условия регистрации под таким углом луча, испущенного источником в направлении $\varphi = 90^\circ$, при $f' = f(1 + \cos(\varphi)V/c) = f$. Этот луч регистрируют под углом $\theta = \text{arctg}(c/V)$. Тем самым рост скорости V снижает угол θ от 90° до 0° , в согласии с результатами опытов. Свет, испытавший синее смещение, сосредоточен в конусе с углом раствора 2θ . Причём этот конус сужается при росте скорости V (Рис. 3.17).

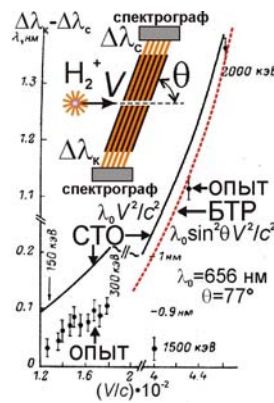


Рис. 3.18. Схема опыта Победоносцева по сравнению красного и синего смещений спектральных линий, а также его результат – зависимость $\Delta\lambda(V)$.

Уточнённый опыт по проверке квадратичного эффекта Доплера для света, излучённого под углом θ к скорости V ионов водорода H_2^+ (Рис. 3.18), поставленный группой Л.А. Победоносцева в 1989 г., показал, что измеренные сдвиги спектра отличаются от прогнозов СТО ($\lambda_0 V^2/c^2$) в два и более раз [318, 319]. Однако сдвиг близок к прогнозу баллистической теории ($\lambda_0 \sin^2 \theta \cdot V^2/c^2$, см. Рис. 3.18) [A37]. Предлагалось интерпретировать результаты опыта [318, 319] как следствие неучёта изменения направления лучей за счёт эффекта абберации [320]. Однако скорости ионов в опыте малы по сравнению со скоростью света, поэтому учёт абберационного угла не устраняет наблюдаемых расхождений. Кроме того, релятивистская формула показывает значение скорости в лабораторной системе отсчёта, где уже учтён угол абберации. Именно поэтому и в анализе опыта Айвса не учтены поправки на угол абберации [188, с. 464].

Таким образом, нужны новые эксперименты по уточнённому измерению величины эффекта Доплера от частиц, движущихся с релятивистскими скоростями. Интересен был бы опыт, выполненный по схеме В.М. Петрова [121] по измерению сдвига частоты света, испущенного вперёд и назад по направлению движения сгустка ионов в ускорителе. Подобный эксперимент был поставлен с ионами лития ${}^7\text{Li}^+$, ускоренными до скоростей $V = 0,064c$ и $V = 0,338c$ [321, 322]. Свет излучался по и против движения ионов, однако источником служили не ионы, а неподвижные лазеры, частота которых перестраивалась до тех пор, пока не происходило резонансного поглощения света ионами. Необходимая для резонанса перестройка частоты с большой точностью ($\sim 10^{-7}$) соответствовала прогнозу СТО. Однако, в этом случае, поскольку источник не движется, этот же результат получается и в рамках классической физики, предсказывающей квадратичную поправку $(V/c)^2$ за счёт множителя $(1 + V/c)$ в знаменателе, в случае, если скорость частиц V измерена классически, и отлична от релятивистской v (§ 4.2). Действительно,

$$f_1 = f(1 + V/c) \approx f(1 - V/c + V^2/c^2) \text{ и } f_2 = f(1 - V/c) \approx f(1 + V/c + V^2/c^2),$$

а в СТО строгое решение (или в приближении малых скоростей $v \ll c$)

$$f_1 = f \sqrt{\frac{1-v/c}{1+v/c}} \approx f \left(1 - \frac{v}{c} + \frac{v^2}{4c^2} \right) \text{ и } f_2 = f \sqrt{\frac{1+v/c}{1-v/c}} \approx f \left(1 + \frac{v}{c} + \frac{v^2}{4c^2} \right).$$

Поперечный эффект Доплера можно рассматривать также в качестве проявления эффекта Ритца – от изменения проекции скорости источника на луч зрения, при изменении угла между скоростью и направлением на источник, без изменения модуля скорости V [A4]. Этот эффект рассмотрен, например, в § 3.4, а также в электронной работе В.П. Золотухина [301].

В пользу баллистической формулы (3.15) для эффекта Доплера свидетельствуют также результаты космической радиолокации спутников, пролетающих по гиперболической орбите возле Земли (Flyby-аномалия). В случае справедливости релятивистской формулы эффекта Доплера, при сближении и удалении АМС регистрировалась бы разная величина красного и синего смещения частоты. В действительности регистрируемые значения красных и синих смещений по модулю практически совпадали, в согласии с классической формулой доплер-эффекта (§ 2.5).

Изменение частоты электромагнитных сигналов в поперечном направлении регистрировалось также по частоте сигналов от эталона частоты на борту ракеты, поднявшейся на высоту $h \sim 10000$ км над Землёй [42, 323]. Регистрировалось изменение частоты сигналов, соответствующее предсказаниям общей теории относительности. В баллистической теории Ритца такое изменение частоты можно объяснить поперечным эффектом Доплера и эффектом Ритца за счёт ускоренного движения ракеты [A46]. В целом эксперименты по измерению эффекта Доплера не противоречат классической кинематике и баллистической теории света.

§ 3.7. Характеристики элементарных излучателей в теории Ритца

В баллистической теории [15, с. 248] Ритц представил свет в виде потока элементарных частиц (*реонов*), испускаемых элементарными зарядами (см. ВВЕДЕНИЕ). Неподвижный заряд Q генерирует стационарный поток прямолинейно разлетающихся реонов, оказывающий постоянное электрическое воздействие силы $F = kn c^2$ (k – коэффициент, зависящий от пробного заряда q , n – концентрация реонов возле него, зависящая от Q , c' – их скорость относительно заряда q [15, A15, A20]). При колебаниях заряда Q с частотой f он модулирует скорость потока реонов с этой частотой и пространственным периодом $\lambda = c/f$. В итоге поток оказывает переменное электрическое воздействие частоты f . Это расходящееся со скоростью c осциллирующее воздействие и есть, по сути, электромагнитная волна, свет. Так Ритц в рамках корпускулярной теории света объяснил волновые свойства света, включая интерференцию и дифракцию [15, 295].

Электромагнитные волны в теории Ритца подходят под более общее определение волны в виде периодически модулированного в пространстве и времени распределения параметров (реонов). К тому же типу относят кинематические волны электронов в клистроне [67]. Такая волна, в отличие от волн в среде, заимствует скорость источника, и для неё работает баллистический принцип (1).

Именно баллистический принцип, как показал Ритц [15], объясняет спад полей E и H колеблющегося заряда с расстоянием не как $1/r^2$, а как $1/r$ [A28]. Проведём анализ простейшего излучателя – пульсирующего диполя и исследуем его излучение в дальней зоне, на расстоянии $r \gg \lambda$. Именно в дальней зоне поля E и H спадают как $1/r$, а интенсивность света EH – как $1/r^2$.

Согласно баллистической теории, причина – в эффекте Ритца (1.15), справедливом для света. Заряд Q , двигаясь с ускорением $a(t)$, сообщает реонам разную скорость, ведя к эффекту группирования частиц в потоке, аналогично клистронному эффекту [178, Ч.II]. В итоге, по эффекту Ритца возникают колебания концентрации n' потока реонов, растущие с увеличением r и амплитуды ускорения a , аналогично вариациям яркости света I' двойных звёзд (1.35). Значение концентрации n' реонов зависит от ускорения a_r заряда Q в момент излучения этих реонов:

$$n' = n/(1 + ra_r/c^2) \approx n(1 - ra_r/c^2), \quad (3.16)$$

где n – плотность потока реонов, которую на том же удалении r создал бы неподвижный заряд и где $ra_r/c^2 \ll 1$. Поле $E = F/q$ меняется пропорционально n' . По мере движения реонов, пропорционально ra_r/c^2 нарастает амплитуда колебаний электрического поля E , что иллюстрируют аналогией источника света и воды [324, сс. 302, 308]. Постоянная составляющая поля E компенсируется полем противоположного заряда пульсирующего диполя и быстро убывает с расстоянием r .

Поле неподвижного заряда Q находится как $E = Q/4\pi\epsilon_0 r^2$. Поскольку E' пропорционально n' , получим при колебаниях заряда из (3.16) амплитуду поля $E_m = Era/c^2 = Qa/4\pi\epsilon_0 r c^2$, где $a = \omega^2 l$ – амплитуда ускорения гармонически колеблющегося заряда, ω – циклическая частота колебаний, l – максимальная длина диполя. Т.е. амплитуда колебаний поля E в волновой зоне $E_m = Q\omega^2 l/4\pi\epsilon_0 r c^2$ убывает как $1/r$, в согласии с опытом. Пульсирующий диполь можно сопоставить диполю Герца с амплитудой тока $I = Q\omega$. Поскольку $c^2 = 1/\epsilon_0\mu_0$, тогда для диполя амплитуда $E_m = Q\omega^2\mu_0 l/4\pi r$, что совпадает с выражением для поля E элементарного излучателя в волновой зоне [53]. Таким образом, поле убывает как $1/r$. Аналогичный расчёт легко провести для магнитного поля H : подобно электрическому, оно пропорционально n' . А плотность мощности излучения $S = EH$ (т.е. соответствует интенсивности света I) падает пропорционально r^2 и растёт пропорционально ω^4 .

Также баллистическая теория предсказывает верную диаграмму направленности антенн [15], уже в рамках простейших аналогий и моделей [324, с. 308]. Вывод значений E и H элементарного излучателя впервые был предложен Дж. Томсоном на основе баллистической аналогии силовых линий от подвижного источника поля. Этот вывод, основанный на баллистической теории, до сих пор включают в учебники физики как пример изящного доказательства [19].

Колебания электронов в антеннах могут также приводить к искажению синусоидальной формы излучаемой электромагнитной волны. Если антенна расположена под углом $\theta < 90^\circ$ к лучу зрения, движущиеся электроны сообщают свою скорость свету и половину периода реоны испускаются со скоростью выше c , а половину – со скоростью ниже c . При этом возможно искажение синусоидального профиля волны, как в случае двойных звёзд (см. § 1.1). Но для радиоволн такие искажения слишком малы, как показал Ритц [15], поэтому их нельзя заметить, поскольку скорости электронов в антеннах много меньше скорости света, и модуляция электронном скорости реонов ведёт лишь к малым волновым возмущениям однородного потока реонов, что и делает возможной регистрацию электромагнитных волн.

Если скорость электронов приближается к скорости света, эти искажения, растущие пропорционально пути света r , могут стать заметны уже на лабораторных дистанциях. Так, в синхротронах, где электроны движутся с околосветовыми скоростями, они излучают негармонические волны (§ 4.5). Как заметил автору профессор ННГУ Н.С. Степанов, это проявится в усложнении спектра излучения, поскольку негармонический периодический сигнал при разложении в спектр даёт, кроме основной частоты, множество кратных. Нерелятивистские электроны излучают волны только на частоте своего вращения, а у электронов в синхротроне синхротронное излучение, согласно баллистической теории, характеризуется сложным частотным спектром.

Действительно, у синхротронного излучения, по мере роста скорости электронов, обнаружено усложнение спектра, содержащего, кроме основной частоты $f = 2\pi/\omega$, гармоники частоты Nf . Эффект заметен даже у нерелятивистских электронов в гиротронах, где, кроме излучения на циклотронной частоте, регистрируют излучение на второй гармонике. С приближением скорости электронов к скорости света, интенсивность гармоник растёт и задаётся через Фурье-преобразование цилиндрических (*бесселевых*) функций, как для волн в клистронах, где искажения волн вызваны сходным механизмом и применяются для умножения частоты [178, 326]. Подробнее свойства синхротронного излучения рассмотрим в § 4.5. Усложнение спектра и генерация гармоник отчасти обусловлены также тем, что синхротронное излучение поступает в детектор импульсами, за счёт острой диаграммы направленности излучения электронов. Например, в гиротронах у излучения электронов ещё нет острой диаграммы направленности, но излучение генерируется уже не только на циклотронной, но и на удвоенной и других кратных частотах. Проверить связь усложнения спектра с эффектом модуляции скорости излучения от обращения электронов можно путём анализа зависимости спектра от пройденного светом пути r (§ 3.5). В рамках СТО спектр не зависит от расстояния. Напротив, в баллистической теории, интенсивность гармоник должна нарастать по мере роста искажений сигнала при увеличении дистанции r источника света.

Ещё один момент отличает баллистическую теорию от релятивистской электродинамики: длина волны света в вакууме не является однозначно заданной функцией регистрируемой частоты f . Действительно, в вакууме длину волны λ принято выражать в форме

$$\lambda = c/f, \lambda' = c/f'.$$

А в баллистической теории длина волны от источника с лучевой скоростью V_r составляет

$$\lambda' = (c - V_r)/f'.$$

Итак, длина волны зависит не только от регистрируемой частоты f' , но и от скорости источника V_r . Отметим, что длина волны, выраженная через частоту источника $f = f'c/(c - V_r)$, напротив, совпадает с длиной волны от неподвижного источника $\lambda' = c/f = \lambda$ и не зависит от скорости V_r .

Проверить справедливость баллистической теории можно путём прямых замеров скорости импульсов от источника (§ 3.3), либо при генерации источником монохроматической электромагнитной волны, измеряя длину волны света λ' в вакууме. Длину радиоволн сантиметрового диапазона можно измерить, установив вдоль пути луча две антенны, и измеряя зависимость фазового сдвига ϕ сигнала на них от скорости V_r источника. В СТО при фиксации регистрируемой частоты f' фазовый сдвиг на антеннах не зависит от скорости источника, а в БТР зависимость обнаружится. При расстоянии меж антеннами L , согласно теории Ритца фазовый сдвиг составит

$$\phi = 2\pi L/\lambda' = 2\pi Lf'/(c - V_r),$$

что отличается от прогноза СТО ($2\pi L/\lambda$) на

$$\Delta\varphi = 2\pi L/\lambda' - 2\pi L/\lambda \approx 2\pi Lf' V_r/c^2.$$

При частоте $f' = 30$ ГГц ($\lambda = 1$ см) на длине $L = 10$ м и скорости $V_r \sim 500$ м/с этот фазовый сдвиг составит величину $\Delta\varphi = 0,01$, которую легко зарегистрировать. При этом источник СВЧ-излучения перестраиваемой частоты f' (для обеспечения постоянства f') должен излучать вдоль оси вакуумированного канала длины L , дабы СВЧ-волны проходили возможно дальше от стенок канала, т.е. без переизлучения ими, не меняя фазовую скорость ($c - V_r$) и сдвиг фаз $\Delta\varphi$. Сравнить сдвиг фаз на антеннах для подвижного и неподвижного источника можно, пропустив излучение через неподвижную диэлектрическую пластинку (при этом скорость $c - V_r$ меняется на c , а частота f сохраняется). Также это позволит исследовать зависимость $\Delta\varphi$ от толщины пластинки b по сравнению с длиной экстинкции $l = \lambda/2\pi(n - 1)$. Так, $\Delta\varphi = 0$ при $b \ll l$, и $\Delta\varphi \approx 2\pi Lf' V_r/c^2$ при $b \gg l$. При сопоставимости $b \sim l$ удастся наблюдать более сложное распределение $\Delta\varphi(b)$. В качестве источника СВЧ-излучения может выступать пучок моноэнергичных электронов, влетающих под углом α в магнитное поле B и излучающих на циклотронной частоте $f = eB/2\pi m$ на скорости V_r , равной проекции на луч зрения \mathbf{r} скорости ведущего центра $V \cos\alpha \sim 10^4$ км/с.

Против баллистической теории выдвигался и такой аргумент. У излучателя в виде заряда, вращающегося по орбите диаметра d в плоскости чертежа с частотой f , при нарастании диаметра орбиты d угол θ , под которым приёмник O регистрирует источник на расстоянии L , есть

$$\theta \sim d/L. \quad (3.17)$$

А согласно электродинамике, угловая расходимость излучения источника размера d составит

$$\theta \sim \lambda/d, \quad (3.18)$$

т.е. снижается при нарастании размера излучающей области – орбиты диаметра d .

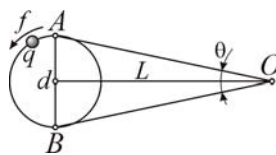


Рис. 3.19. Излучение заряда q , движущегося по круговой орбите, наблюдатель O видит под углом θ .

В действительности, для угла θ в классической электродинамике результат получится тождественный с баллистической теорией (3.17). Если рассмотреть движение заряда по круговой орбите, при ускоренном движении он тоже будет излучать со всех участков своей траектории, включая крайние положения A и B . Причём волны от этих участков не могут интерферировать, поскольку излучаются в разные моменты времени и движутся, согласно классической электродинамике, с одинаковой скоростью c . В этом случае угол $\theta \sim \lambda/d$ в формуле (3.18) задаёт минимальный угловой размер источника в зависимости не от размера источника, а от размера апертуры d телескопа или радиотелескопа. Что касается габаритов источника d , поскольку в плоско-

сти орбиты заряда излучение распространяется изотропно, габариты источника не должны влиять на величину угловой расходимости (3.18), задающей лишь минимально возможную величину угла θ , не всегда достижимую. Впрочем, при релятивистских скоростях заряда, когда он начинает генерировать синхротронное излучение, характеризуемое острой диаграммой направленности, приёмник, действительно, по мере роста диаметра орбиты и скорости заряда начинает регистрировать источник со всё более узкого участка орбиты, под всё более острым углом θ (§ 4.5).

Таким образом, в рассмотренных случаях характеристики поля от источников излучения, предсказанные теорией Ритца и классической электродинамикой, совпадают.

§ 3.8. Выводы

Анализ результатов оптических экспериментов показывает отсутствие противоречий с баллистической теорией. Устранена неоднозначность в трактовке ряда оптических экспериментов и показано, что их результаты косвенно свидетельствуют в пользу влияния скорости источника на скорость света и противоречат её постоянству. Предложены новые методы и критерии проверки баллистической теории путём сопоставления с опытом предсказанных в рамках теории эффектов. Предложенные схемы установок, которые, в случае подтверждения эффекта Ритца, можно положить в основу трансформаторов длительности лазерных импульсов и частоты света во всём диапазоне электромагнитных волн.

Глава 4. Баллистические эффекты в физике высоких энергий

В четвёртой главе произведён анализ экспериментов в области физики высоких энергий, ядерной физики (*микромир*). Для ионов, ядер и элементарных частиц с релятивистскими скоростями добавление скорости частиц к скорости излучённых частицами света легко обнаружить. Принято считать, что эксперименты этого типа противоречат баллистической теории. Однако их тщательный анализ и учёт эффекта переизлучения средой приводит к выводу о непротиворечивости теории Ритца и экспериментов. А ряд опытов, включая опыты с синхротронным излучением, лучше согласуются с баллистической теорией, чем с постулатом о постоянстве скорости света. Для однозначного решения вопроса о влиянии скорости источника на скорость света в главе предложены новые методы проверки теории Ритца и усовершенствованные схемы экспериментов.

Основные результаты главы изложены в работах [A2, A11, A37, A38, A45, A52–A55, A58].

§ 4.1. Эксперименты с использованием эффекта Мёссбауэра

Для лабораторных источников света дистанции r и ускорения a слишком малы ($ra_r/c^2 \ll 1$) для обнаружения эффекта Ритца спектральными методами. А для преобразования частоты света в разы, согласно (3.5), на лабораторных дистанциях $r \sim 1$ м требуется обеспечить

$$a_r \sim c^2/r \sim 10^{17} \text{ м/с}^2,$$

которое практически невозможно придать источнику света. А при экстремальных ускорениях $a_r \sim 10^7 \text{ м/с}^2$ (достигнутых в ультрацентрифугах), сдвиги частоты света столь малы

$$\Delta f/f = ra_r/c^2 \sim 10^{-10},$$

что их нельзя зарегистрировать спектральными методами. Но такие сдвиги частоты удаётся зарегистрировать по эффекту Мёссбауэра. Так, в опыте Бёммеля [145] источник γ -лучей был установлен на пьезовибраторе, и на приёмнике был обнаружен сдвиг частоты

$$\Delta f/f \approx ra_r/c^2.$$

Этот результат соответствует результату опыта Бёммеля [145], но интерпретируется по СТО.

А в опыте с диском, крутящимся с частотой ω [145], центростремительное ускорение $a_r(R) = \omega^2 R$ источника, атомов воздуха и стенок диска, переизлучающих свет на пути от R_1 до R_2 (при длине переизлучения $l \sim 0,1$ мм, § 4.2), даёт по ритц-эффекту при $a_r R/c^2 \ll 1$ сдвиг частоты

$$\frac{\Delta f}{f} \approx \int_{R_1}^{R_2} \frac{a_r dR}{c^2} = \frac{\omega^2 (R_2^2 - R_1^2)}{2c^2}. \quad (4.1)$$

Этот результат так же совпадает с результатами всех экспериментов подобного типа [145].

Не исключено, что в эффекте Мёссбауэра в действительности происходит резонансное поглощение, соответствующее не частоте f , а длине волны $\lambda = c/f$. В баллистической теории скорость света c' не фиксирована, и эти характеристики не всегда эквивалентны: $\lambda = c'/f \neq c/f$ (в отличие от СТО, где $\lambda = c/f$, см. § 3.6). В зависимости от метода измерений частоты или длины волны света, не всегда ясно, о какой характеристике идёт речь [16]. Если резонансное поглощение соответствует данной λ , тогда наблюдаемое преобразование длины волны можно объяснить и в отсутствие переизлучения средой. Так, при размещении источника на ободу ротора радиуса R , а поглотителя – на оси вращения, частота f на излучателе и f' – на поглотителе совпадут: $f' = f$, согласно (3.7) при $x = 0$. Т.е. при этом может меняться лишь длина волны. Действительно, длина волны γ -излучения на поглотителе $\lambda' = c'/f'$ преобразуется по сравнению с исходной $\lambda = c/f$, т.к. скорость света на поглотителе $c' \neq c$. При скорости поглотителя $V = \omega R$ получим

$$c' = \sqrt{c^2 - V^2} = \sqrt{c^2 - \omega^2 R^2}, \quad (4.2)$$

откуда $\lambda' = c'/f \approx \lambda(1 - \omega^2 R^2/2c^2) \approx \lambda(1 - V^2/2c^2)$, см § 3.6 [145, А51, А53].

В общем случае, если источник 1 находится на расстоянии R_1 от центра ротора O , а приёмник 2 – на расстоянии R_2 (Рис. 4.1), регистрируемая частота не меняется ($f' = f$, т.к. расстояние 1-2 неизменно), окружная скорость источника $V_1 = \omega R_1$, а приёмника $V_2 = \omega R_2$. Из (4.2) в лабораторной системе отсчёта скорость света c' , идущего в направлении поглотителя, составит

$$c' = \sqrt{c^2 - V_1^2} = \sqrt{c^2 - \omega^2 R_1^2}.$$

Скорость света c'' в системе отсчёта поглотителя из треугольника скоростей (Рис. 4.1) равна

$$c'' = \sqrt{c'^2 + V_2^2} = \sqrt{c^2 - \omega^2 R_1^2 + \omega^2 R_2^2} \approx c(1 + \omega^2(R_2^2 - R_1^2)/2c^2)$$

В таком случае $\Delta\lambda = \lambda'' - \lambda = c''/f - c/f = \lambda\omega^2(R_2^2 - R_1^2)/2c^2$ и $\Delta\lambda/\lambda = \omega^2(R_2^2 - R_1^2)/2c^2$, что совпадает с результатами опытов с применением эффекта Мёссбауэра [145, А51]. В частности, если источник расположен в центре ($R_1 = 0$), а поглотитель на ободу R_2 , получим $\Delta\lambda = \lambda\omega^2 R_2^2/2c^2$, что совпадает с расчётом на основе поперечного эффекта Доплера (§ 3.6) и с результатом экспериментов [145]. А при $R_1 = R_2$, получим $\Delta\lambda = 0$, так же в согласии с экспериментами, например, Чампи и Муна.



Рис. 4.1. Схема изменения скорости света на роторе и длины волны при измерении по эффекту Мёссбауэра (источник и приёмник-поглотитель не строго диаметрально противоположны – изображены в разные моменты – излучения и поглощения).

Так же и в поле тяготения тоже наблюдался сдвиг частоты излучения (длины волны) от гамма-излучателя, обнаруженный по эффекту Мёссбауэра, например, в опыте Паунда и Ребке у приёмника на высоте $h = 20$ м над источником [327]. Величина сдвига тоже следует из эффекта Ритца. Гамма-лучи переизлучаются молекулами воздуха, движущимися в поле тяготения с ускорением $a_r = g$ (r направлено от приёмника к источнику), и приёмник на высоте h регистрирует излучение новой длины волны и частоты

$$\lambda' = \lambda(1 + gh/c^2) \text{ и } f' \approx f(1 - gh/c^2).$$

В опытах обнаружен именно такой сдвиг частоты на поглотителе гамма-лучей [42, 327]. Переизлучение существенно при длине экстинкции $l < h$. Как показано в § 4.2 для гамма-лучей в пластике $l \sim 0,1$ мм. Согласно [31], длина переизлучения $l \approx (\lambda r_0 N)^{-1}$ обратно пропорциональна концентрации атомов N , и в воздухе, где концентрация атомов N в тысячу раз меньше, чем в пластике, $l \sim 0,1$ м $< h = 20$ м. Таким образом, излучение источника преобразуется по эффекту Ритца уже на расстоянии 10 см от источника. Чтобы проверить, связан ли сдвиг частоты на поглотителе с эффектом Ритца или с изменением хода времени в поле тяготения по ОТО, следует повторить опыт в вакууме или на высоте $h \ll l$. Если сдвиг частоты сохранится, причину надо будет искать не в эффекте Ритца, а в изменении хода времени или в изменении резонансных частот атомных ядер, в зависимости от гравитационного потенциала. Ещё один критерий выбора даёт опыт Паунда и Ребке с плотной средой между источником и поглотителем: переизлучение от практически неподвижных атомов в среде (со средней скоростью равной нулю) не должно менять частоту по эффекту Ритца. Напротив, в рамках ОТО сдвиг частоты должен сохраняться. Так же и в опытах с роторами повторение опытов с плотной средой между излучателем и поглотителем даст такой же сдвиг по длине волны, как в вакууме, и нулевой сдвиг по частоте.

В рамках баллистической теории ход времени не зависит от гравитационного потенциала и от ускорения, в отличие от ОТО. Поэтому в классической физике несовпадение частот на источнике и поглотителе, имеющих разные ускорения или помещённых в разные гравитационные потенциалы, может быть связано либо с эффектом Ритца, либо с истинным сдвигом резонансной частоты. Теоретически не исключено изменение скорости хода часов (как для маятниковых часов, поднятых на значительную высоту), без изменения истинного хода времени. В связи с этим заслуживают внимания опыты Хафеле и Киттинга с атомными часами, одни из которых помещали на реактивный самолёт, летящий со скоростью $V \sim 300$ м/с, а другие – неподвижно устанавливали на земле. После приземления самолёта обнаружился заметный уход часов вперёд по отношению к часам, оставшимся на земле. Однако, атомные часы – не самые точные, поскольку на частоту атомных переходов влияет электрическое и магнитное поле, а также гравитационное поле и ускорение [328]. Это влияние легко оценить по методу возмущений.

В будущем будут построены более совершенные типы часов, позволяющие точно проверить постоянство хода времени, независимо от условий. Например, часы в виде быстро вращающегося маховика (*супермаховика*) на магнитном подвесе в вакууме могут длительное время вращаться без потери скорости и без влияния на частоту вращения со стороны гравитационного поля и ускорения [329]. Частота вращения, используемая для отсчёта времени, измеряется по частоте импульсов с фотодетектора, регистрирующего свет через отверстие в маховике при каждом обороте [A54]. Гравитация отчасти влияет и на этот тип часов, но это влияние легко учесть и исключить, меняя материал маховика, вводя теоретические поправки, тогда как атом – это чёрный ящик, и все влияния на него трудно учесть и рассчитать. Несмотря на деформацию маховиков при вращении (относительная деформация R маховика $\varepsilon = \rho R^2 \omega^2 / E_s \sim 10^{-4}$, где ρ и E_s – плотность и модуль Юнга материала маховика, § 3.3), частота их вращения будет совпадать, если маховики сделаны из одинаковых материалов, например за счёт деформации, и вращаются с одинаковой скоростью. Но даже при различии скоростей вращения и материалов существенно только стабильность, постоянство частоты вращения, т.е. малая скорость её убывания, т.к. можно пропорционально соотнести частоты вращения двух маховиков.

Также гравитация и ускорение не влияют на частоту распадов радиоактивных ядер. Поэтому создание ядерных часов (предложенных век назад [330, с. 392]), отмеряющих время по частоте распадов, измеренной детектором, позволит измерять время с огромной точностью, поскольку при большом числе распадов N , вклад случайных флуктуаций их числа (порядка $N^{1/2}$) стремится к нулю. Точность измерения времени порядка $N^{1/2}/N = N^{-1/2}$, равная точности атомных часов (10^{-10}) достижима при числе распадов $N = 10^{20}$. При измерении интервала в час число атомов, распадающихся в секунду, должно составить $\sim 10^{15}$ – это типичная скорость распада образца плутония Pu^{236} (период полураспада 2,6 года) весом в 50 г. Особенность ядерных часов – в росте относительной точности измерения времени при увеличении измеряемого интервала времени и числа N . В литературе упоминаются эксперименты, в которых, даже применив в навигационных спутниках прецизионные атомные и кварцевые часы (с рекордной для этого типа часов точностью хода), обнаруживали отсутствие гравитационного сдвига скорости хода и частоты [279, 331].

Таким образом, вопрос о том, обусловлен ли сдвиг частоты гамма-излучения и частоты атомных часов эффектом Ритца или эффектами ОТО остаётся открытым и требует дополнительной экспериментальной прецизионной проверки по предложенным в параграфе методикам.

§ 4.2. Опыты с движущимися мезонами и ядрами

В лабораторных опытах эффект переизлучения неподвижными земными средами нивелирует отличия скорости света от стандартного значения. Поэтому предложено измерять скорость

гамма-лучей от движущихся с околосветовыми скоростями ядер и элементарных частиц. Предполагалось, что гамма-лучи практически не переизлучаются средами, т.к. электроны среды тем слабее откликаются на излучение, чем выше его частота (§ 1.1). Соответственно, тем меньше показатель преломления n и тем менее интенсивно рассеянное электронами излучение, меняющее скорость света c' при переизлучении. Поэтому даже у плотных сред показатель преломления для рентгеновских и гамма-лучей почти не отличается от единицы.

Дж. Фокс считал именно такой тест однозначным критерием проверки баллистической теории. В работе [25] он привёл в качестве примера опыт Альвагера [332] с гамма-излучением протонов, летящих со скоростью близкой к c , как наиболее убедительное свидетельство в пользу независимости скорости света от скорости источника. В опыте на базе в 31 м измерялась скорость гамма-лучей от распадающихся на лету π^0 -мезонов от мишени, бомбардируемой протонами. Измеренная скорость гамма-лучей совпадала с табличным значением c в пределах точности порядка 0,01 %.

Ставился также опыт с гамма-излучением от движущихся с релятивистскими скоростями ядер, который не выявил отличий скорости излучения от скорости света [82, 145]. Фокс и Филиппас ставили опыт по измерению скорости излучения от движущихся с релятивистскими скоростями π^0 -мезонов [333], тоже показавший совпадение скорости излучения от релятивистских π^0 -мезонов в направлении вдоль и против движения [145]. Дж. Фокс рассматривал этот эксперимент в качестве решающего, опровергающего баллистическую теорию [25].

Однако, как отмечал сам Фокс [25, 333, 334] и Кантор [30], этот вывод не вполне обоснован, поскольку не известны точно механизмы распада и излучения, о которых судят на основе косвенных данных, так же как о скорости излучающих частиц, которая не измерена напрямую, а рассчитана в рамках некоторых дополнительных гипотез и релятивистской кинематики.

Авторы эксперимента отмечали, что излучение до поступления в детекторы проходит через неподвижные среды, т.е. может переизлучаться ими и распространяться далее со скоростью c , утратив избыток скорости V . В работе [332] оценена длина переизлучения в атмосфере (5 км, что много больше пролётной дистанции в 60 м, отчего переизлучением пренебрегали). Однако нет оценок длины переизлучения в оптически более плотной бериллиевой мишени и миларовом окне, в которых длина экстинкции $l = \lambda/2\pi(n - 1)$ в тысячи раз короче. Т.е. переизлучение в опыте возможно, и с его учётом опыт не может свидетельствовать против баллистической теории [333].

Действительно, во всех перечисленных опытах вызывает сомнение гипотеза, по которой среда мишени и детекторов не меняет скорость рентгеновских и гамма-лучей из-за их слабого рассеяния электронами среды [25], ввиду малой эффективности рассеяния гамма-лучей (пропорциональной λ) и отличия частоты рентгеновских и гамма-лучей от резонансных частот рас-

сеивающих свет внешних электронов в атомах. Поэтому показатель преломления n для таких излучений считают близким к единице, а длину экстинкции $l = \lambda/2\pi(n - 1)$ – столь большой, что переизлучением пренебрегают. Но, как отметил У. Кантор [30], нет прямых оценок n и l . Кроме того, излучение рассеивают не только свободные и внешние электроны атомов, но и электроны внутренних оболочек, а также ядра, у которых резонансные частоты лежат в рентгеновском и гамма-диапазонах и которые эффективно взаимодействуют с излучением, обеспечивая $n \neq 1$ и малые l , за счёт малой длины волны λ рентгеновских и гамма-лучей. Тогда переизлучение возможно и на длинах l менее миллиметра – для гамма-лучей в земных средах, и менее астрономической единицы – для рентгеновских и гамма-лучей в межзвёздной среде. Т.е. опыты, где лучи шли сквозь мишени [25, 145, 333] или межзвёздную среду (см. § 2.1 [31]), не противоречат теории Ритца. Согласно последним измерениям, для рентгеновских и гамма-лучей коэффициент преломления $n \neq 1$. Если обозначить $n = 1 + \delta$, то для рентгеновских лучей $|\delta| = 10^{-7} - 10^{-5}$. Так, для рентгеновских лучей с энергией 30 кэВ ($\lambda = 4 \cdot 10^{-11}$ м) в воде $\delta = -2,6 \cdot 10^{-7}$ [209], а для гамма-лучей с энергией 1,2 ГэВ ($\lambda = 10^{-12}$ м) в силиконе $\delta = 1,5 \cdot 10^{-9}$ [335]. Отсюда длина

$$l = \frac{\lambda}{2\pi|n-1|} = \frac{\lambda}{2\pi|\delta|}$$

для рентгеновских лучей составит $l = 0,05$ мм, а для гамма-лучей $l = 0,1$ мм, что сопоставимо с длиной переизлучения оптических лучей $l \sim 0,001$ мм. Поэтому, проходя сквозь детекторы и пластинки, толщиной в несколько миллиметров, рентгеновские и гамма-лучи переизлучаются, теряя избыток скорости. Таким образом, в подобных опытах нельзя говорить о прямой проверке баллистической теории. Так и в межзвёздном газе длины переизлучения l_x и l_γ для рентгеновских и гамма-лучей сравнимы с длиной экстинкции l для оптического излучения. Т.е. аргументы Брэчера [31, 32] против баллистической теории, основанные на анализе двойных рентгеновских пульсаров и источников гамма-вспышек (§ 2.1), не имеют доказательной силы.

Наконец, как отметил Фокс [25], предложенная им оценка длины l экстинкции (погашения первичной волны) справедлива лишь для скоростей источника $V \ll c$ и неприменима к излучению релятивистских частиц. Оценить l можно эмпирически, варьируя толщину мишени (например, если та составлена из двух сдвигаемых клиньев) и оценивая вариации скорости света.

В качестве проверки баллистической теории и СТО можно также рассмотреть опыты по измерению времени жизни пионов. По СТО время жизни подвижных частиц растягивается пропорционально γ -фактору, а в баллистической теории время жизни частиц не зависит от их скорости. Из опытов следует, что время $t = L/V$ полёта частицы, даже при скорости $V = c$ (пределной по СТО), заметно превышает её табличное время жизни τ , и тем заметней, чем выше энергия частицы. Полагали, что это подтверждает вывод СТО об изменении масштаба времени при движении, будто для подвижной частицы время течёт медленней, и она успевает пройти до

момента распада больший путь L . Но, как показал в 1959 г. П. Рапье [336] и в 1983 г. А.А. Денисов [337], это верно лишь при $V \leq c$. Т.к. в классической механике такого ограничения нет, то $t = L/V$ не изменится, если пропорционально пути L вырастает скорость V частицы, вплоть до сверхсветовых скоростей $V > c$. Очевидно, более быстрые частицы проходят за время распада пропорционально больший путь.

В частности, «продление времени жизни» в лаборатории наблюдали у мю-мезонов (*мюонов*) [338]. В СТО время их жизни $t' = L/v$ рассчитывают по импульсу $p = eBR$ (измеренному по радиусу R кривизны траектории в магнитном поле B), связанному со скоростью v релятивистской формулой

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1-v^2/c^2}},$$

где m – масса мюона. В баллистической теории его скорость найдётся классически $V = p/m$, или

$$V = \frac{v}{\sqrt{1-v^2/c^2}}. \quad (4.3)$$

Если в формуле $t = L/V$ скорость V заменить на её выражение через v , тогда получим

$$\frac{L}{v} = t' = \frac{t}{\sqrt{1-v^2/c^2}},$$

т.е. формулу СТО для преобразования времени:

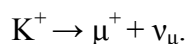
$$t' = \frac{t}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = t\gamma.$$

Таким образом, согласно баллистической теории, пробег частиц $L = t'V = t\gamma c$ растёт не за счёт роста времени их жизни $t' = t\gamma$ при ограниченной скорости $V \approx c$, а за счёт роста скорости $V \approx \gamma c$ при ультрарелятивистских скоростях и фиксированном времени жизни $t' = t$. Итак, выбор между баллистической теорией и теорией относительности можно сделать только путём прямых замеров скорости V мезонов.

Справедливость релятивистской кинематики обосновывают экспериментами на коллайдерах по столкновению заряженных частиц. В частности после рассеяния электрона на электроне, или протона на протоне, частицы разлетаются под углом меньшим 90° [339], вопреки классической кинематике, но в согласии с кинематикой СТО. Но такой же результат получается и в рамках классической кинематики, при учёте потери импульса и энергии частиц на излучение в ходе их столкновений, когда те движутся с гигантскими ускорениями, которым сопутствует интенсивное тормозное излучение [А38]. При обчёте экспериментальных данных в рамках СТО указанные радиационные поправки не обнаружены, что свидетельствует о неточности релятивистских формул. Лишь в отдельных работах [339] радиационные поправки учтены. Итак, исследовать процессы столкновений в чистом виде, в отсутствие радиационных эффектов, можно лишь

у нейтральных частиц, например, при исследовании столкновений нейтронов, излучаемых блоками ядерного реактора.

Как правило, скорость релятивистских частиц не измеряют напрямую по разнице моментов регистрации излучения двумя разнесёнными детекторами, но сравнивают скорости по разнице моментов регистрации разных типов частиц и их излучения детекторами. При этом ничтожную разницу скоростей частиц и их излучения интерпретируют как равенство их скоростей – скорости света c . Однако, как покажем далее (§ 4.4), если скорость света от движущихся частиц не ограничена, согласно теории Ритца, тогда те же данные соответствуют сверхсветовым скоростям. Аналогично, при сравнении скорости разных типов частиц, незначительное их различие ещё не свидетельствует о $V \approx c$. Более того, в экспериментах такого типа неоднократно регистрировали сверхсветовые частицы, называемые *тахиаонами* (с точки зрения классической физики они принципиально не отличаются от досветовых частиц). В частности опыт на ускорителе в лаборатории Fermilab [340] показал, что скорость нейтрино от распада К-мезонов с энергией 75 ГэВ примерно на 0,1 % (10^{-3}) превосходит скорость мюонов, образующихся в том же распаде



При этом надёжно (с достоверностью 99 %) регистрировалось опережение регистрации нейтрино по сравнению с регистрацией мюонов на $\Delta t = 0,37 \pm 0,24$ нс, что на пролётной базе $L \approx 720$ м соответствовало относительной разнице скоростей $\sim 10^{-3}$. Поскольку даже в рамках релятивистских оценок скорость мюонов отличалась от c лишь на $\sim 10^{-5}$ [316], очевидно уже в 1976 г. были зарегистрированы нейтрино со скоростью выше c на $\sim (10^{-3} - 10^{-5})c \sim 300$ км/с – результат неоднократно подтверждённый и в XXI веке в той же лаборатории [341]. Также он согласуется с результатом эксперимента коллаборации «OPERA» [341] (впрочем, интерпретируемого теперь как ошибочный). Если же исходить из классических оценок скорости частиц по величине их импульса, превышение будет ещё заметней, что легко проверить прямыми измерениями V .

Прямые замеры скорости релятивистских и ультрарелятивистских частиц (по разнице моментов регистрации детекторами, установленными в начале и в конце пролётной базы) практически никогда не проводились. Несмотря на широкое распространение прямых измерений скорости ионов времяпролётным методом (Time-of-Flight – TOF-детекторами, например в установке ALICE на ускорителе LHC [342]), их проводят при скоростях очень далёких от светового барьера – для ионов с энергией < 1 ГэВ на нуклон. Для них, даже в рамках классической физики скорость $V < c$. А для классических скоростей $V > c$ релятивистских и ультрарелятивистских частиц прямых замеров TOF-камерами обычно не производят. В тех редких случаях, когда прямые замеры скорости осуществляют для ультрарелятивистских частиц, например из космических лучей, всегда регистрируют сверхсветовые скорости, т.к. время пролёта Δt отдельных час-

тиц оказывается меньше чем L/c [343, 344]. Этот дефицит времени Δt нельзя списать на ошибки измерений, поскольку распределение частиц по параметру $(\Delta t - L/c)$ заметно отличается от закона Гаусса.

В качестве примера приведём две работы [193, 345] по прямому измерению скорости частиц в ускорителях. В первой [193] представлены результаты опыта Бертоцци по прямому измерению скорости электронов, фактически подтвердившие, вопреки выводам самого Бертоцци, сверхсветовую скорость электронов. При измерении скорости электронов на пролётной длине 8,4 м внутри линейного ускорителя, измерялась средняя скорость электронов (приобретавших на выходе из ускорителя энергию 15 МэВ), которая составила по измерениям $V = c$. Но, если учесть, что на входе скорость электронов при этом была $V_1 \ll c$, поскольку не включался ускоритель прямого действия (*генератор Ван-де-Граафа*), тогда скорость электронов на выходе $V_2 > c$, т.к. $V_2 > V > V_1$. Причём превышение V_2 над $V = c$ могло быть сколь угодно большим, поскольку внутри линейного ускорителя из-за малой начальной скорости для электронов на начальном участке пути не выполнялось условие синхронизма: не попадая в ускоряющую фазу поля, электроны могли эффективно ускоряться только на конечных участках пути, после приобретения скорости $V \sim c$. Если на основной части пути $V < c$, тогда для обеспечения средней скорости $V \approx c$, на коротком конечном отрезке пути скорость должна была составить $V_2 \gg c$.

В другом эксперименте [345] по измерению скорости релятивистских частиц по сигналам детекторов, установленных в начале и в конце дистанции, тоже получалось $V \sim c$, причём подтвердилась релятивистская зависимость от гамма-фактора. Недочёт такого измерения состоял в близости времени пролёта дистанции светом (90 нс) к периоду, с которым ступки частиц бомбардировали мишень. Т.е. возникала неоднозначность: в зависимости от того, какие импульсы в последовательности с детектора сопоставлялись друг другу, получались разные значения скорости, разнящиеся в разы. Избежать неоднозначности можно, сопоставив импульсы с нескольких детекторов, или перемещая детекторы и исследуя изменения запаздывания импульсов.

Для точного измерения скорости частиц быстродействие и разрешение по времени у детекторов частиц должно составить $\sim 10^{-9}$ с, поскольку характерное время пролёта лабораторных дистанций $L \sim 1$ м на скорости света c составит порядка $L/c \sim 3 \cdot 10^{-9}$ с. Такой разрешающей способностью обладают сцинтиляционные и полупроводниковые детекторы частиц [347, с. 189]. Обычно у этих типов детекторов характерные времена на порядок больше. Поэтому удобней детекторы не самих частиц, а создаваемого ими поля (как в опыте Бертоцци [193]), – например, в индукционных датчиках или в черенковских детекторах. Поскольку быстродействие МПМ-фотодетекторов достигает $\tau \sim 10^{-12}$ с (см. § 3.3), тогда при времени пролёта $\Delta t \sim 10^{-9}$ с скорость частиц измеряется с точностью $\tau/\Delta t \sim 10^{-3}$. При этом время пролёта следует измерять при пода-

че сигналов с детекторов либо на вход осциллографа, либо на схему запаздывающих совпадений.

Отметим, что сверхсветовая скорость электронов с энергией 500 МэВ ($\gamma \approx 1000$) и их электромагнитного поля зарегистрирована также в сравнительно новых (2012 и 2014 гг.) экспериментах Де Сангро, сотрудниками римского института ядерной физики [22]. Т.е. сверхсветовые скорости частиц в ускорителях неоднократно регистрировались, и для однозначной проверки баллистической теории имеет смысл повторить прямые измерения скорости релятивистских частиц, особенно в экспериментах, где измеряется скорость испущенного ими излучения.

Таким образом, опыты по измерению скорости частиц и их излучения (§ 4.8) можно применять для прямой проверки баллистической теории, но лишь при условии прямого измерения величины и направления скорости излучающих частиц, а также при условии постановки опытов в вакууме или при прямой оценке показателя преломления и длины переизлучения l .

§ 4.3. Скорость аннигиляционного излучения

В качестве источников излучения, движущихся с околосветовыми скоростями, в экспериментах применяли также аннигилирующие пары частица-античастица. Замеры скорости аннигиляционного излучения, согласно баллистической теории, должны были выявить заметные вариации скорости излучения, в зависимости от направления луча зрения к скорости V частиц.

В опыте, поставленном Д. Саде (Рис. 4.2), сравнивали скорости гамма-квантов, возникших в акте аннигиляции электрона и позитрона [33]. Предполагалось, что аннигилирующая пара частиц должна сохранять заметную часть энергии и скорости позитрона ($V_0 \approx 0,89c$), вылетая в том же направлении со скоростью $V \approx 0,6c$. Пары с такой скоростью выделялись детекторами гамма-квантов, расположенными под заданными углами к линии полёта позитрона и равноудалёнными от мишени. Они выявили синхронный приход гамма-квантов. Напротив, согласно баллистической теории, гамма-кванты, вылетающие из движущихся частиц под разными углами, получив разные скорости, не могли регистрироваться синхронно. В направлении скорости позитронов V_0 скорость гамма-лучей возросла бы до $c_1 = c + V\cos\alpha$, а в обратном – снизилась бы до $c_2 = c - V\cos\beta$.

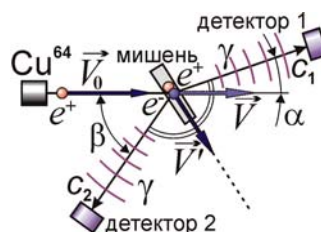


Рис. 4.2. Схема эксперимента Саде.

Однако, как отметил Ло Савио [28], сомнительно, что скорость V аннигилирующих пар достигала $0,6c$, т.к. позитрон в ходе столкновений с электронами мишени меняет направление движения и теряет начальную скорость (*термализуется*) задолго до аннигиляции [28, 346]. На гипотезе о малой скорости $V \ll c$ аннигилирующих пар основана техника позитронно-эмиссионной томографии (ПЭТ), где регистрируют гамма-кванты, разлетающиеся от аннигилирующих частиц под углом 180° , хотя позитроны вылетают из ядер с релятивистскими скоростями. Т.е. в опыте Саде неизвестны ни модули скорости аннигилирующих пар, ни их направления, даже при известных углах разлёта гамма-квантов. Как показал Ло Савио, при измеренной энергии гамма-квантов, скорость V' аннигилирующих пар направлена почти строго вдоль биссектрисы угла между детекторами (155°). В таком случае и баллистическая теория предсказывала синхронную регистрацию гамма-лучей, одинаково увеличивших свою скорость $c' = c + V \cos(155^\circ/2 - \alpha)$ [28]. Измерить c' можно, разместив детекторы на разном удалении. В случае, если пары сохраняли исходное направление скорости V_0 , гамма-кванты не могли бы возникать в одном акте аннигиляции, если судить по их энергии, как показал А.Г. Баранов [29, с. 284]. При рождении в разное время, в разных актах аннигиляции гамма-кванты могут регистрироваться синхронно и при неравных скоростях под произвольными углами [29].

В опытах также не учли переизлучение средой, которое, как показано (§ 4.2), может быть столь же значимо, как в оптике. Из оценки $l = \lambda/2\pi|\delta|$, для гамма-лучей с энергией $\sim 0,5$ МэВ длина переизлучения $l \sim 0,01$ мм, т.е. меньше толщины мишени. Таким образом, в мишени происходит переизлучение гамма-лучей, а далее лучи движутся во всех направлениях со стандартной скоростью c , достигая детекторов синхронно. Т.е. опыты по проверке баллистической теории с использованием аннигиляционного излучения следует проводить в вакууме, применяя тонкие мишени $l \sim 0,001-0,01$ мм. Это позволит исключить переизлучение и термализацию позитронов. А детекторы следует размещать на разных дистанциях от мишени или настроить на регистрацию гамма-квантов соответствующих энергий [29], для получения однозначных выводов.

Отметим, что в классической физике и баллистической теории энергия аннигиляционного излучения $2mc^2 \approx 1$ МэВ представляет собой не энергию уничтожения (*аннигиляции*) электрона и позитрона, а электростатическую энергию $eU = e^2/4\pi\epsilon_0 r$, выделяемую при сближении частиц до расстояния r порядка классического радиуса электрона $r_0 = e^2/4\pi\epsilon_0 mc^2$, как показал В.В. Мантуров [348, А25, А51]. Тогда выделяется энергия $eU = e^2/4\pi\epsilon_0 r_0 = mc^2$ порядка измеренной в опытах. Напротив, в СТО нельзя объяснить отсутствие избытка энергии eU при аннигиляции. В баллистической теории следует пересмотреть и механизмы генерации излучения (см. § 4.5, § 4.6 и § 4.7). Лишь при таких условиях явление целиком исследуется в рамках классической физики и служит критерием проверки баллистической теории, как отметил Дж. Фокс [25].

§ 4.4. Опыты с синхротронным излучением (Мазманишвили, Александров)

В свете сделанных замечаний выгодно отличается опыт группы Филиппова и Мазманишвили [11] и опыт группы Александрова [9, 10] по измерению скорости синхротронного излучения от электронов, летящих с околосветовыми скоростями $V \sim c$ в вакуумной камере накопителя, где скорость света по баллистической теории на всём пути сохраняла значение $c + V$.

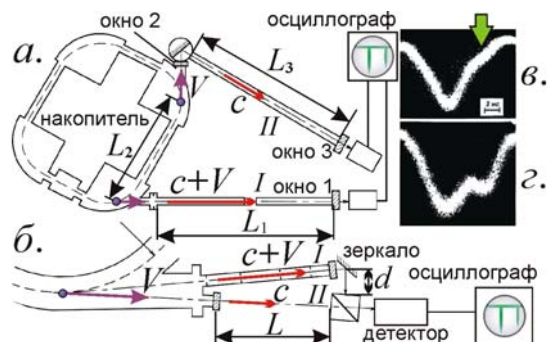


Рис. 4.3. Схема опыта Мазманишвили в двух вариантах (а) и (б). Для опыта а представлены осциллограммы импульсов синхротронного излучения на фотомножителе канала II (в) и суммарный сигнал с обоих фотомножителей (г).

Рассмотрим опыт Филиппова-Мазманишвили [11]. В опыте сравнили скорости излучения от движущихся с околосветовой скоростью электронов и скорость излучённого ими света, прошедшего сквозь окно вывода излучения и атмосферу. По сдвигу импульсов рассчитали разницу скоростей, которая по результатам двух типов опытов (Рис. 4.3) не обнаружилась. При независимости скорости света от скорости источника разница моментов регистрации импульсов в каналах I и II составила бы 5,5 нс (фотоны канала I приходят позже). А в рамках баллистической теории рассчитанная в [11] разница моментов регистрации импульсов в каналах I и II составила бы -4,2 нс (фотоны канала I приходят раньше). По измерениям фотоны канала I запаздывали на 5,5 нс (Рис. 4.3.г), что считали подтверждением СТО и противоречием баллистической теории.

Во втором варианте опыта сравнивали моменты регистрации импульсов синхротронного излучения по двум каналам, причём по каналу I свет шёл без переизлучения, а по каналу II – с переизлучением в выходном окне и атмосфере (Рис. 4.3.б). По СТО разница моментов регистрации импульсов в каналах I и II составила бы 0,5 нс (фотоны канала I приходят позже). А в баллистической теории рассчитанная в [11] разница составила бы -1,16 нс (фотоны канала I приходят раньше). В опыте фотоны канала I регистрировали на 0,5 нс позже, в согласии с СТО.

Недочёт опыта состоял в том, что не измерялась напрямую величина скорости V электронов, которая в классической физике рассчитывается по величине импульса частиц иначе, чем в СТО (§ 4.2). Соответственно, предсказания баллистической теории для величин смещений импульсов каналов I и II будут иными, чем рассчитанные в работе [11]. Кроме того, не измерена напрямую эффективность переизлучения. Таким образом, результат опыта неоднозначен.

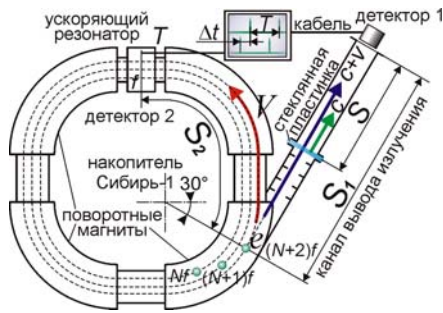


Рис. 4.4. Схема опыта Александра.

В эксперименте Александра [9, 10] так же производилось сравнение скорости испущенного электронами синхротронного излучения, свободно пролетающего заданную дистанцию, и излучения, рассеянного средой (Рис. 4.4). В первом варианте опыта Александра измерялось время пролёта синхротронного излучения – по моменту его регистрации фотодетектором относительно момента прибытия электронов к резонатору. Во втором варианте сравнивалось время регистрации излучения фотодетектором в случаях, когда канал вывода свободен, и когда перекрыт стеклянной пластинкой, которая по теории Ритца, переизлучив свет, снижает его скорость от $c + V$ до стандартного значения c , сдвигая момент регистрации импульсов излучения.

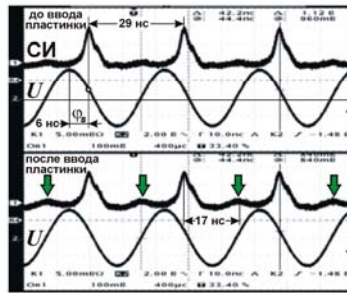


Рис. 4.5. Экспериментальные осциллограммы синхротронного излучения [10] – до внесения стеклянной пластинки (вверху) и после внесения (внизу). Стрелками отмечены импульсы вторичного излучения.

В первом варианте скорость излучения составила c , а во втором – не появилось дополнительной задержки Δt импульсов на 9 нс относительно опорного сигнала. Но в данной постановке опыт нельзя считать прямым, а вывод – однозначным. Во-первых, напрямую не измерена скорость электронов V . Она рассчитана косвенно по формулам СТО, из которых $V \approx c$ [9]. Но в классической физике, как отмечал Ритц [15, с. 266], скорость электрона может превышать c , если оценивать V классически через импульс $p = mV$. Тогда при лоренц-факторе $\gamma \gg 1$ импульс электрона $p \approx \gamma mc = 450 \text{ МэВ}/c$ [9], измеренный по кривизне траектории в магнитном поле соответствует скорости $V \approx \gamma c \approx 880c$. Тогда задержка Δt , следующая из теории Ритца, отлична от ожидаемой в [9], и требуются прямые замеры скорости электронов пролётно-импульсным методом – по времени пролёта базы, измеренному установленными вдоль неё детекторами частиц. В ускорителе скорость электронов нельзя определить однозначно, как отношение длины орбиты электрона L к периоду T ускоряющего поля или импульсов излучения, т.к. эти периоды от-

личны от периода обращения электронов, если в ускорителе циркулирует несколько сгустков. Их число тоже не измерено напрямую. Гипотезу о единственном сгустке обосновали тем, что в накопитель из линейного ускорителя заводился один сгусток. Но, в зависимости от длины сгустка и фазы ускоряющего поля, он мог делиться на ряд сгустков, возле точек равновесных фаз вдоль орбиты.

Во-вторых, поскольку импульсы излучения образуют периодическую последовательность, нельзя однозначно определить, произошёл их сдвиг или нет, раз по теории Ритца $\Delta t \neq 9$ нс. В частности, нельзя обнаружить задержку $\Delta t < 0,5$ нс [9] или задержку Δt кратную периоду $T = 29$ нс повторения импульсов (ввиду наложения импульсов – строб-эффект). Эффект можно исключить, варьируя задержку Δt при отдалении фотодетектора. В опыте Александрова на длине $S = 5,4$ м набирается $\Delta t_c = S/c - S/(c + V) = S/c(1 + c/V) = 18$ нс, что меньше периода повторения импульсов $T = 29$ нс. Т.е. в данном опыте строб-эффект не проявится. Но в других опытах, в т.ч. в опыте Мазманишвили, где $T = 19$ нс ($f = 52$ МГц) [7, 11], строб-эффект следует учитывать.

В-третьих, нет оценок эффективности переизлучения стеклянной пластинкой. Среда переизлучает лишь часть энергии света. Чем толще и оптически плотнее слой среды, тем выше доля вторичного излучения от среды со скоростью c и ниже доля первичного, посланного источником со скоростью $c + V$. Как показал Фокс [25], оценка длины переизлучения l применима лишь для скоростей $V \ll c$. А для $V \sim c$ длина l может быть много меньше или больше. В первом случае остаточный газ в вакуумной камере сразу переизлучит свет со скоростью c , лишив опыт смысла. А в случае неэффективного переизлучения стеклянная пластинка замедлит лишь малую долю света, и основная его часть сохранит скорость $c + V$, не изменив осциллограмму.

Действительно, согласно формуле (3.3),

$$c^* = c/n^* = c/[n - V/(c + V)],$$

тогда для излучения электронов с $V \approx c$ показатель преломления стекла $n = 1,5$ станет равен

$$n^* = n - V/(c + V) \approx 1.$$

Это на порядки увеличит $l = \lambda/2\pi(n^* - 1)$, и на толщине пластинки свет почти не переизлучится, проходя сквозь пластинку со скоростью $c + V$. Но малая доля энергии переизлучится со скоростью c . На осциллограмме [10] видно, что при вводе пластинки высота импульсов снизилась: первичное излучение со скоростью $c + V$ ослабло, и возникли малые импульсы, запаздывающие на $\Delta t_o = 17$ нс (Рис. 4.5). Они не могут быть результатом переотражений, т.к. задержка от двух переотражений на длине $S = 5,4$ м от переизлучающей пластинки до фотодетектора, составит $\Delta t = 2S/c = 36$ нс. Но $\Delta t_o = 17$ нс в пределах погрешности (~ 1 нс) соответствует расчётной задержке $\Delta t_c = 18$ нс импульсов вторичного излучения от пластинки со скоростью c . Таким образом, если придерживаться гипотезы Александрова $V \approx c$ [10], опыт не противоречит теории Ритца.

Если же в рамках теории Ритца придерживаться целиком классической теории, считая скорость электронов сверхсветовой $V \gg c$, следует соответственно видоизменить формулу для длины экстинкции, полученной Фоксом для нерелятивистского случая. Вообще говоря, при $V \gg c$ переизлучение вообще невозможно, т.к. по гипотезе Фокса переизлучение – это результат погашения при интерференции первичного излучения (со скоростью $c + V$) – вторичным (со скоростью c), рассеянными атомами среды [25]. Однако при $V \gg c$ разница скоростей этих излучений слишком велика, т.е. нарушается условие синхронизма, и интерференция невозможна: рассеянное излучение не может догнать первичное излучение. Действительно, длина синхронизма, т.е. длина, в пределах которой первичная и вторичная волны не успевают разойтись на расстояние $S_V - S = (c + V)t - ct$ большее, чем половина длины волны λ , и могут эффективно интерферировать на протяжении времени синхронизма t , составляет $S = ct = \lambda c/2V$, см. [A25]. При малых скоростях $V \ll c$, и даже при $V < c$, излучение успевает проинтерферировать на длине переизлучения, т.к. $S = \lambda c/2V > l = \lambda/2\pi(n - 1) \sim \lambda$. А при $V > c$, и тем более при $V \gg c$, условие синхронизма нарушается: излучение не успевает проинтерферировать и снизить свою скорость в среде, даже если длина среды больше l , но $S = \lambda c/2V < l \sim \lambda$. Но в рамках некоторых гипотез, высказанных В.В. Кочаровским, допускают, что длина переизлучения увеличится и приобретёт вид

$$l = \lambda\gamma/2\pi(n^* - 1).$$

Такая зависимость получается в предположении, что в веществе, в частности на внутренних оболочках атомов, присутствуют электроны с релятивистскими скоростями, концентрация которых N убывает как N_0/γ , где N_0 – общая концентрация электронов. А для интерференции первичного излучения со вторичным должно выполняться условие синхронизма, чтобы первичное и вторичное излучение двигались с близкими скоростями, отличающимися не более чем на $\Delta V = 2S/\lambda c$. Т.е. переизлучение света от электронов с лоренц-фактором γ происходит на электронах с близкими скоростями и с концентрацией $N \approx N_0/\gamma$. В итоге, для длины переизлучения $l = (N\lambda r_0)^{-1} \approx l_0\gamma$, где $l_0 = (N_0\lambda r_0)^{-1}$ – длина переизлучения света с длиной волны λ от неподвижного источника.

Если же концентрация N в веществе (плазме) задана максвелловским распределением

$$N \approx aV^2 \exp(-mV^2/2kT)$$

(a – нормировочный множитель, включающий в себя также интервал скоростей ΔV , для которых выполняется условие синхронизма), длина переизлучения найдётся при $V \approx \gamma c \gg c$ как

$$l = (N\lambda r_0)^{-1} \approx \exp(mV^2/2kT)/aV^2\lambda r_0 \approx \exp(\gamma^2 b)/\gamma^2 \lambda u,$$

где $b \approx mc^2/2kT$, $u \approx ac^2 r_0$. Скорость света снижается до стандартного значения c не скачком, а плавно, по мере каскадного переизлучения всё новыми электронами со всё меньшими скоростями, для которых выполняется условие синхронизма с основным (по энергии) потоком излу-

чения. Так же плавно падает интенсивность первичного излучения и растёт интенсивность вторичного. Поскольку при нормальных условиях величина $b \sim 10^7$, длина экстинкции l становится огромной, т.е. переизлучение практически отсутствует, и первичное излучение может проходить сквозь толстые преграды, практически не преобразуясь. Хотя рассеянные импульсы при этом и возникают, они никак не влияют на первичное излучение, которое они не могут догнать и погасить. Переизлучать могут также электроны внутренних оболочек атомов, обладающие высокими энергиями и скоростями, в том числе за счёт возбуждения атомов среды рентгеновскими и гамма-лучами синхротронного излучения. При их учёте длина переизлучения l может достигать значений $l \sim 10$ м. При этом тоже постепенно снижается интенсивность первичного излучения и растёт интенсивность вторичного излучения.

Соответственно, в эксперименте Александрова вторичные импульсы оказываются малы, ввиду слабого переизлучения, и, видимо, от LC-фильтра (в т.ч. в эквивалентной схеме фотодетектора), сгладившего сигнал фотодетектора и «звон», заметный на других осциллограммах [9]. Авторы эксперимента интерпретировали вторичный импульс как наводку, ввиду его неустойчивой амплитуды и неизменности при закрытии окна вывода чёрной бумагой. Однако синхротронное излучение обладает широким спектром от ИК- до рентгеновского диапазона [9] и содержит, кроме компоненты видимого диапазона, ещё и проникающую сквозь бумагу компоненту дальнего ИК- ($\lambda = 50\text{--}2000$ мкм) и рентгеновского диапазона (с максимумом на $\lambda = 61,3$ Å [9]), эффективно переизлучаемую стеклом (см. § 4.2) и потому запаздывающую относительно оптической компоненты на 18 нс. Действительно, фотодиоды обладают некоторой, пусть и малой, чувствительностью к ИК- и рентгеновскому излучению, меняющейся в зависимости от режима работы PIN-диода. Т.е. отсутствие импульсов вторичного излучения в других сериях измерений – это, вероятно, результат изменения типа фотодиода или схемы его установки [9].

Во втором варианте опыта скорость c' импульса синхротронного излучения искали как $V = S_1/\tau$, где $S_1 = 7,2$ м – длина канала вывода излучения, $\tau = 24$ нс – измеренное время пролёта импульса, откуда $V = 3 \cdot 10^8$ м/с. Время τ измеряли по моменту регистрации импульса относительно момента его излучения, с учётом времени пролёта сгустков до ускоряющего резонатора (Рис. 4.4) и фазового сдвига $\varphi_s = 75,6^\circ$ (6 нс) моментов прихода сгустков к резонатору (Рис. 4.5) относительно максимума ускоряющего напряжения на осциллограмме [9, 10]. Замеры c' при этом содержат ряд неоднозначностей: во-первых, не измерена напрямую скорость V электронов (и время пролёта ими дистанции $S_2 = 2,8$ м до ускоряющего резонатора); во-вторых, задержку τ можно измерять относительно разных импульсов в серии; в-третьих, неоднозначность вызвана неопределённостью знака напряжения U на осциллограмме (Рис. 4.5). Результат опыта можно трактовать и как подтверждение баллистической теории, т.к. при классической оценке скорости электрона $V \approx \gamma c \approx 880c$, он достигнет резонатора (путь $S_2 = 2,8$ м) практически одновременно с

приходом к детектору синхротронного излучения (путь $S_1 = 7,2$ м). Задержка составит $\Delta t = S_1/(V + c) - S_2/V = 0,017$ нс. Если верно отмерить фазу сгустка $\varphi_s = 75,6^\circ$ (6 нс) от максимума ускоряющего напряжения U [9], он прибудет к резонатору почти синхронно с регистрацией импульса синхротронного излучения детектором, в согласии с осциллограммой (Рис. 4.5).

Итак, для исключения неоднозначности, в опыте следует, во-первых, напрямую измерить скорость электронов; во-вторых, исключить строб-эффект, меняя пролётные длины; в-третьих, оценить вклад переизлучения, меняя пластинки и исследуя сопутствующие изменения осциллограмм. В таком виде опыт может стать решающим и войти в учебники. В нынешнем виде он неоднозначен и не нов [10], повторяя схему опыта А.С. Мазманишвили [11] и её недочёты.

В опыте Мазманишвили, видимо, имел место и эффект переотражений. В первом варианте опыта (Рис. 4.3, а) время прямого и обратного хода излучения, отражённого окном в канале вывода (длиной $L_3 = 2,1$ м) и окном в накопителе, составит $2L_3/c = 14$ нс. При частоте повторения импульсов $f = 52$ МГц [11] и периоде $T = 1/f = 19$ нс это породило бы дополнительный смещённый на $19 - 14$ нс = 5 нс импульс синхротронного излучения. Именно такое смещение импульса наблюдается в эксперименте (Рис. 4.3, з). Таким образом, два наблюдаемых импульса соответствуют не разным каналам, а первичному и отражённому импульсам с канала I , а импульс с канала II не умещался на осциллограмме из-за большой величины смещения. Поэтому после перекрытия канала II вторичный импульс остался (на Рис. 4.3, в отмечен стрелкой), но в ослабленном виде, – вероятно, от перестановок фотодетекторов [11]. Для выяснения природы импульсов следует по очереди перекрывать каналы. Перекрытие канала I удаляло бы оба импульса.

Во втором варианте опыта Филиппова-Мазманишвили (Рис. 4.3, б) излучение тоже, видимо, поступало в детектор с одного канала II , ввиду сложности установки зеркала и детектора, для регистрации импульсов с обоих каналов [11]. В итоге, зеркало отражало к детектору сигнал с канала II , а не с канала I . Как отметили экспериментаторы [349], в исходных опытах импульсы канала I запаздывали на $\Delta t_o = 16$ нс относительно импульсов канала II . Т.к. $\Delta t = L/c' - L/c$, при $L = 1$ м получалась аномально низкая скорость $c' \approx 0,2c$ [349]. Но этот результат легко интерпретировать в баллистической теории, где $V \approx \gamma c \approx 137c$, при импульсе электронов $p = 70$ МэВ/с [11]. Действительно, по каналу I свет проходит за время $t_1 = L/(V + c)$, по каналу II – за время $t_2 = L/V$, что при $V \gg c$ даёт $\tau = t_1 - t_2 \approx -3$ нс. Или при сопоставлении импульсов, смещённых на один период $T = 19$ нс, задержка $\Delta t_c = T + \tau = 16$ нс. Т.е. начальный результат эксперимента, противоречащий СТО, соответствовал баллистической теории: $\Delta t_o = \Delta t_c$. Однако, после случайного смещения зеркала сотрудником УФТИ Д.И. Адейшвили [11, 349] задержка исчезла ($\Delta t_o = 0,5$ нс), видимо, от паразитного отражения зеркалом в детектор света из канала II .

Ставился также опыт по сравнению скорости электронов из ускорителя SLAC с энергией 11 ГэВ ($\gamma = 22000$) и их синхротронного излучения на базе $S = 1$ км [350]. Детектор регистриро-

вал частицы и их излучение с задержкой $\Delta t < 5 \cdot 10^{-12}$ с (Рис. 4.6). Результат трактовали как совпадение скоростей с точностью 10^{-6} и их равенство c . А фактически ни скорость частиц, ни скорость излучения не измерялись, поэтому опыт не противоречит теории Ритца. Согласно баллистической теории, при $\gamma \approx 22000$ скорость электронов $V \approx 22000c \gg c$, т.е. лишь на 0,005% ниже скорости $c + V \approx 22001c$ их излучения, отчего дистанцию $S = 1$ км они проходят с разрывом $\Delta t_c = S/V - S/(c + V) \sim 7 \cdot 10^{-15}$ с, что укладывается в измеренный интервал $\Delta t_o < 5 \cdot 10^{-12}$ с.

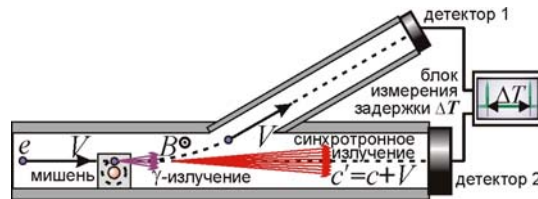


Рис. 4.6. Схема опыта Брауна.

Аналогичный опыт, повторенный при энергиях электронов 15–20 ГэВ [351], так же показал отсутствие разницы скоростей света с точностью 10^{-7} , что тоже согласуется с теоретически предсказанной в рамках баллистической теории разницей моментов регистрации $\Delta t_c \sim 3 \cdot 10^{-15}$ с.

Для исключения неоднозначности подобных опытов, следует измерить скорость частиц и излучения непосредственно, либо применить для сравнения излучение неподвижного источника. В частности, удобно применить для сравнения пикосекундные или наносекундные импульсы, отражённые зеркальным фотокатодом, генерирующим сгустки электронов для ускорителя прямого действия на 1 МэВ. Если ускорение до скорости $V = 0,94c$ производится на короткой дистанции $h \sim 1$ м, задержка между прибытием электронов и импульсов лазерного излучения на выходе ускорителя составит $\tau \approx 2h/c < 7$ нс. А расхождение между импульсами электронов и лазерного света на пролётной базе $S = 1$ км составит по СТО $\Delta t_R = S/V - S/c = 0,2$ мкс. Согласно баллистической теории $\Delta t_B = S/v - S/c = -1,67$ мкс, где классическая оценка $v \approx 2c$ (§ 4.8). Таким образом, разница $\Delta t_R - \Delta t_B = 1,87$ мкс намного превосходит начальное расхождение между импульсами электронов и излучения $\tau < 7$ нс, даже если сократить дистанцию S до 4 м. А при регистрации импульсов синхротронного и лазерного излучения (для которых в СТО скорости равны), разница составит по СТО $\Delta t_R = 0$ мкс, а по БТР $\Delta t_B = S/(c + v) - S/c = -2,2$ мкс, что легко регистрировать. Отметим, что в опыте [350], как раз сравнили скорость электронов со скоростью тормозного гамма-излучения от неподвижной мишени и зарегистрировали совпадение скоростей. Но и в этом случае источник (электроны в мишени) фактически двигались с релятивистской скоростью v . Также можно сравнивать скорости частиц и их излучения при $\gamma \sim 1$, т.е. при скорости частиц $V \sim c$. При этом в теории Ритца скорости V частиц и их излучения $V + c$, во-первых, будут сильно отличаться в процентном отношении, во-вторых, эта разница может быть точно измерена, поскольку разность времён пролёта составит порядка наносекунд.

Таким образом, эксперименты рассмотренного типа содержат ряд неоднозначностей, ставящих под сомнение их результаты, но неоднозначность легко исключить посредством дополнительных измерений и модификаций схемы опыта. В случае подтверждения сверхсветовой скорости $c' = c + V \approx c(1 + \gamma)$ синхротронного излучения, опыт будет иметь и важное прикладное значение, поскольку такое излучение с малой угловой расходимостью $\theta \sim 1/\gamma$ позволит реализовать сверхсветовую космическую связь. Сигналы от синхротронов ($\gamma \sim 10000$) на космических станциях и кораблях преодолют межпланетные дистанции в тысячи раз быстрее, чем радиоволны со скоростью c , т.е. не за минуты, а за доли секунды, что сделает космическую связь более удобной, а управление АМС, марсоходами – быстрым и надёжным.

§ 4.5. Механизм генерации синхротронного излучения в баллистической теории

Все экспериментально обнаруженные свойства синхротронного излучения согласуются с баллистической теорией [A2, A37, 352], основанной на классической механике, исключающей релятивистский рост массы m и предел скорости $V = c$. Поэтому в синхротронах импульс электронов $mV = eBR \approx m\gamma c$, измеренный по радиусу R их орбит в магнитном поле B , соответствует скорости $V = eBR/m \approx \gamma c$ [A37]. За счёт добавления скорости V электрона к скорости c его синхротронного излучения (Рис. 4.7), оно испускается вдоль вектора \mathbf{V} , будучи собрано внутри конуса с углом образующей $\theta = \arcsin(c/V) \approx 1/\gamma$ [A37, 352]. Отсюда следует и диаграмма направленности синхротронного излучения, интенсивность которого спадает к краям конуса.

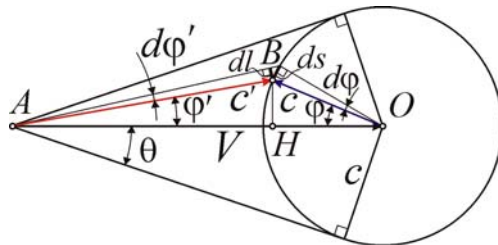


Рис. 4.7. Преобразование интенсивности синхротронного излучения.

Действительно, синхротронное излучение сосредоточено в конусе с углом образующей $\theta \approx 1/\gamma$ к оси конуса (вектора \mathbf{V}) и при росте угла излучения φ' от нуля до θ интенсивность падает. Рассмотрим излучение, равномерно расходящееся от заряда в плоскости чертежа (перпендикулярной ускорению заряда) в пределах малого угла $d\alpha$ к ней. Излучение, испущенное в системе заряда O в телесный угол $d\varphi d\alpha$ (где угол $d\varphi$ опирается на дугу ds), воспримется в пределах угла $d\varphi' d\alpha$, где $d\varphi'$ опирается на отрезок $dl = ds \cos(\varphi' + \varphi)$. Если заряд в связанной с ним системе отсчёта излучает в единичный телесный угол мощность P_0 , тогда в лабораторной системе, из закона сохранения энергии, регистрируемая в единичном телесном угле средняя мощность

$$P(\varphi') = P_0 \frac{d\varphi d\alpha}{d\varphi' d\alpha} = P_0 \frac{(ds/c)}{(dl/c')} = P_0 \frac{\sqrt{V^2 + c^2 - 2Vc \cos \varphi}}{c \cos(\varphi + \varphi')} \approx P_0 \frac{\gamma}{\cos(\varphi + \varphi')}.$$

В классической физике при $V \gg c$ ($\gamma \gg 1$), с учётом поступления в телесный угол $d\varphi' da$ излучения, испущенного зарядом как назад ($\varphi < \pi/2$), так и вперёд ($\varphi > \pi/2$), и с учётом эффекта Доплера $P(\varphi) = P_0|1 - V\cos\varphi/c|$, получим приближённое выражение для мгновенной мощности

$$P'(\varphi') \approx \frac{2P_0V^2|\cos\varphi|}{c^2 \cos(\varphi + \varphi')} \approx \frac{2P_0\gamma^2|\cos\varphi|}{\cos(\varphi + \varphi')}. \quad (4.4)$$

Угол φ' выражается через угол φ из треугольника OAB следующим образом при $V \gg c$

$$\varphi' = \operatorname{arctg}\left(\frac{BH}{AH}\right) = \operatorname{arctg}\left(\frac{c \sin \varphi}{V - c \cos \varphi}\right) \approx \frac{\sin \varphi}{\gamma}. \quad (4.5)$$

Из формул (4.4) и (4.5) следует параметрически заданная диаграмма направленности (по мощности) синхротронного излучения $P'(\varphi')$. Несмотря на рост плотности излучения к краям, как в конусе распада частиц [353], интенсивность излучения убывает к краям за счёт эффекта Доплера. Отметим, что функция $P'(\varphi')$ отображает зависимость от угла φ' интегральной мощности излучения по всему спектру. А поскольку для разных φ' эффект Доплера преобразует частоту излучения в разной степени, то для разных диапазонов диаграмма направленности получается разной. В частности, для оптического излучения наивысшая мощность излучения будет наблюдаться в направлении вперёд, причём мощность плавно спадает до нуля на краях конуса при $\varphi' = \pm\theta$. Предсказанное различие диаграмм направленности для излучений разных диапазонов можно применить для проверки баллистической теории. Так, диаграмма направленности синхротронного радиоизлучения, для частот близких к циклотронной, характеризуется на краях (при $\varphi' = \pm\theta$) не минимумами, а максимумами, вопреки прогнозам СТО [354, 355, 356, с. 206].

Таким образом, согласно баллистической теории, только у высокочастотного синхротронного излучения мощность спадает к краям конуса с углом раскрыва $2\theta \approx 2/\gamma$, в согласии с наблюдаемой в опытах диаграммой направленности. Острая направленность синхротронного излучения рассматривалась как противоречие влиянию скорости электронов на скорость их излучения [34]. Такой вывод связан с отсутствием прямых измерений скорости V излучающих частиц, принятой равной $V \approx c$, а в баллистической теории, как показано выше, $V \approx \gamma c$, откуда следует острая направленность излучения. Строго говоря, анализ свойств синхротронного излучения в рамках баллистической теории следует проводить целиком в рамках этой теории и классической кинематики, на основе запаздывающих потенциалов Ритца [15], как отмечено в работе [357]. При таком анализе расхождения с баллистической теорией отсутствуют.

Итак, критерием выбора между двумя теориями станет прямое измерение скорости излучающих частиц времяпролётным методом. Предполагали, что скорость частиц можно определить как отношение длины орбиты L к периоду T ускоряющего поля или импульсов синхротронного излучения от сгустков. Но при таком подходе для крупных ускорителей, диаметром в сотни метров, для ВЧ-частоты ускоряющего поля получается значение скорости выше скорости

света [A27]. Поэтому в СТО данная оценка неоднозначна, т.к. требует учесть число сгустков. Для малых ускорителей считают, что сгусток один и находят его скорость как отношение длины кольца ускорителя к периоду ускоряющего поля, не измеряя числа сгустков. Для крупных ускорителей, диаметром в сотни метров число сгустков определяют как кратность ускорения $q = L/cT$ – отношение времени $t = L/c$ обхода кольца ускорителя частицами (на скорости c) к периоду T ускоряющего поля или следования импульсов. Т.е. имеет место циклическое обоснование условия $V = L/qT = c$. Другим методом измерения числа сгустков, например в большом адронном коллайдере, служит измерение частоты столкновений частиц – по светимости пучка

$$L = fN_1N_2/l_bS,$$

где l – толщина мишени, l_b – протяжённость участка пересечения пучков, N_1 и N_2 – число частиц во встречных пучках, S – площадь поперечного сечения большего сгустка, f – частота обращения частиц в ускорителе. Поскольку число частиц в сгустках примерно одинаково, то L пропорционально квадрату числа сгустков q . По этим данным оценивают число сгустков q .

В рамках классической физики и баллистической теории, в крупных ускорителях при той же частоте следования импульсов сгусток может быть один, и его скорость $V = L/T$, как отмечено, например, А.В. Мамаевым [358]. Поскольку в теории Ритца $V = \gamma c$, т.е. в γ раз выше скорости света, получим, что та же частота импульсов получится при одном сгустке, откуда $q = \gamma$. Действительно, для крупнейших ускорителей обычно выполняется соотношение $q \approx \gamma$, не нашедшее объяснений. Так, в протонном синхротроне (PS) в ЦЕРНе [332], при импульсе протонов $p = 19,2$ ГэВ/с ($\gamma \approx 20$) расчётное число сгустков $q \approx 19 \approx \gamma$. В ускорителе АРУС при энергии электронов $W = 50$ МэВ ($\gamma \approx 98$) расчётное число сгустков $q = 96 \approx \gamma$ [359, с. 159]. В Большом Адронном Коллайдере (БАК) при энергии протонов $W = 3$ ТэВ ($\gamma \approx 3 \cdot 10^3$) число сгустков достигает величины $q = 2,8 \cdot 10^3 \approx \gamma$. Классическая оценка числа сгустков и частоты их обращения не противоречит оценкам числа сгустков по светимости L , поскольку увеличение L при увеличении γ можно интерпретировать и как рост числа сгустков (ведущий к росту N_1 и N_2) и как рост частоты f обращения и скорости частиц при неизменном числе сгустков N_1 и N_2 . Таким образом, в крупных ускорителях q и γ либо совпадают, либо кратны, а в СТО они независимы. Определить истинную скорость частиц можно, выводя их из ускорителя и измеряя V времяпролётным методом. Также можно регистрировать частоту импульсов излучения при циркуляции в синхротроне всего одного электрона. Импульсы синхротронного излучения от одиночных электронов отчётливо регистрируются в экспериментах [360, 361], а по периоду T импульсов и длине L кольца ускорителя уже можно однозначно определить скорость электронов $V = L/T$.

Ряд несоответствий в соотношениях между измеренным импульсом и энергией релятивистских частиц (по сравнению с теоретическими релятивистскими) был выявлен в экспериментах на ускорителе Шанхайского института [362]. При этом было обнаружено, во-первых, что

измеренная калориметрическим методом энергия электронов W , нагревающих металлическую мишень при осаждении пучка, не соответствует теоретической энергии электронов eU , приобретённой в ускоряющем потенциале U ускорителя. В рамках баллистической теории это обусловлено зависимостью силы электрического отталкивания и напряжённости поля E в системе заряда, от его относительной скорости V [A37, A45], см. § 4.9. Во-вторых, измеренная калориметрическим методом энергия электронов в рамках СТО не соответствовала их релятивистскому импульсу и скорости, измеренной пролётным методом. Напротив, в рамках классической теории и БТР эти величины соответствуют друг другу. Действительно, если в классике импульсу $p = mV \approx m\gamma c$ ультрарелятивистского электрона соответствует энергия $W = mV^2/2 \approx m\gamma^2 c^2/2$, то в рамках СТО ему соответствует энергия $W = pc \approx m\gamma c^2$. Т.е. ещё одним критерием выбора между баллистической теорией и СТО служит прямое измерение импульса и энергии частиц.

Кроме того, возможны режимы работы ускорителя, при которых по соосным орбитам циркулируют сгустки с разной скоростью и с частотами кратными частоте ускоряющего поля [A45]. Это связано с небольшой асимметрией воздействий поля на частицу в ускоряющей и тормозящей фазе поля, ввиду разной скорости прохождения частицы через эти фазы и разной величины поля в ускоряющей и тормозящей фазах. Последний эффект связан с искажением синусоидального профиля сигнала в генераторе ускоряющего напряжения, на линии и в ускоряющем резонаторе, из-за чего возникают гармоники основной частоты, которые и приводят к ускорению частиц соответствующих частот обращения. Ускоряющее поле $E(t) = \sum a_n \cos(2\pi nft + \varphi_n)$ содержит, кроме основной частоты f , гармоники с амплитудами a_n , номерами $n \sim 100$ и выше, ускоряющие синхронные частицы с частотами обращения nf . Этот эффект аналогичен параметрическому резонансу, когда одна частота возбуждает ряд колебаний. При этом детекторы сгустков или их синхротронного излучения регистрируют не скорость прохождения самих частиц, а скорость движения волны плотности, которая может быть меньше скорости частиц. Измерить истинную частоту вращения электрона, можно, регистрируя импульсы с высоким временным разрешением ($\Delta t \sim 10$ пс) при вращении в камере накопителя всего одного электрона.

По той же причине нельзя измерить скорость распространения электромагнитных волн в кольцевом волноводе, деля длину кольца на период возбуждающего генератора или на период колебаний электрического поля в волноводе, поскольку в волноводе одновременно возбуждаются разные моды, бегущие с разной фазовой скоростью, и регистрируют их суперпозицию. На детекторах интегральный сигнал $S(t)$ от сгустков, летящих по орбитам разных радиусов с частотами nf , можно грубо представить суперпозицией $S(t) = \sum b_n [1 + \cos(2\pi nft + \theta_n)]$, где b_n – амплитуда, θ_n – фаза, зависящая от равновесной фазы сгустка и дистанции детектора. Сигнал $S(t)$ имеет вид импульсов частоты f . Эффект аналогичен генерации коротких лазерных импульсов частоты f при синхронизации мод nf резонатора. При $V > c$ эффект возможен и в линейных ускорителях.

телях: в волноводе возбуждаются моды разных скоростей V_ϕ , ускоряющие синхронные сгустки. А их сигнал $S(t)$ соответствует $V \leq c$. Т.е. для однозначного измерения скорости частиц, необходимо сепарировать частицы магнитным полем и измерить V напрямую – пролётным методом.

До сих пор регистрацию сгустков осуществляли ВРМ-датчиками (beam position monitor), фиксирующими заряд, наведённый пролетающим в вакуумной камере сгустком. Однако, низкое быстродействие позволяет определять таким методом только поперечное положение пучка в камере, а не его продольное смещение, необходимое для измерения скорости. В последнее время появились электрооптические датчики, непосредственно и с гигантским быстродействием измеряющие электрическое поле пролетающих сгустков [363, 364]. Это открывает возможность прямого измерения скорости частиц в камере ускорителя. Именно этот тип датчиков позволил зарегистрировать высокие гармоники (вплоть до тысячной) высоковольтного напряжения в ЛЭП [364]. Данный факт подтверждает, что искажения гармонического сигнала напряжения, в том числе в ускорительных станциях, всегда присутствуют: именно эти искажения, как отмечено выше, делают возможным ускорение частиц, движущихся по орбитам с частотами кратными частоте ускоряющего напряжения [A45]. Интересно отметить, что сигнал, регистрируемый в циклических ускорителях посредством электрооптических датчиков, действительно, представляет собой сигнал в виде набора высших гармоник с эквидистантным спектром [363]. Аналогичный вид имеет, например, временная структура фемтосекундных лазерных импульсов, так же представляющих собой сумму большого числа гармоник с эквидистантным спектром [104].

Другой способ измерения скорости частиц заключается в регистрации отражённого, рассеянного сгустком лазерного или радиоизлучения, как при регистрации широких атмосферных ливней частиц космических лучей [365]. При этом следует регистрировать не сдвиг частоты, а задержку между двумя последовательными импульсами излучения, отражённого сгустком.

Оценим длительность ΔT импульса синхротронного излучения в теории Ритца. Импульс излучения соответствует пролёту электроном дуги орбиты $d \approx 2R\theta \sim 2R/\gamma$, с которой излучение поступает в детектор на расстоянии L [354] (Рис. 4.8). Из начала A интервала d свет долетает за время $t_A = (d + L)/(c + V)$, из конца B – через время $t_B = d/V + L/(c + V)$ после излучения в A .

$$\Delta T = t_B - t_A \approx d/c\gamma^2 \approx 2R/c\gamma^3, \quad (4.6)$$

в согласии с теоретическими оценками длительности импульса в электродинамике [354].

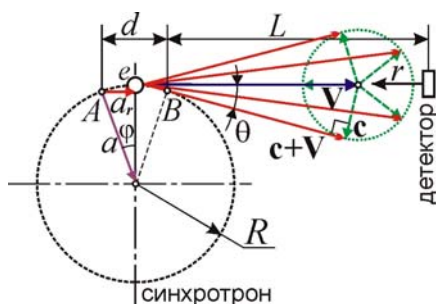


Рис. 4.8. Схема формирования импульсов синхротронного излучения.

Обычно гармоники синхротронного излучения объясняют регистрацией его в виде коротких импульсов длительностью ΔT , отчего спектр и формируют гармоники Hf_c , вплоть до частот $f \sim 1/\Delta T \sim \gamma^3 c/2R$ (Рис. 4.9.б). При этом интенсивность высших гармоник мала. А с учётом эффекта Ритца (1.15), особенно при $a_r = -c^2/L$, профиль импульса $E(t)$ исказится, обретая особенности в виде уступов и пиков, тем более высоких, чем они ближе к середине импульса и чем меньше угол φ точки излучения, в которой $a_r = -a_0$ (Рис. 4.8). Это приведёт к росту интенсивности гармоник и неограниченному росту их номеров H . Лучевое ускорение $a_r = -a \sin \varphi$, где $\sin \varphi \sim \sin \theta \sim 1/\gamma$, и условие $a_r = -c^2/L$ генерации жёсткого излучения реализуется при $L = R/\gamma^2 \sin \varphi \sim R/\gamma$. Тогда уже при малых γ возможна генерация жёсткого излучения, путём удлинения канала L или сокращения радиуса орбиты R , чем и пользуются на практике. Поскольку при снижении $\varphi < \theta$, соответствующее поле E растёт, дальнейшее увеличение $L = R/\gamma^2 \sin \varphi$ наращивает интенсивности гармоник. Мощности излучения на частоте f_c и её гармониках сравнимы, когда ускорение электрона $a = V^2/R$ достигает порога $a_0 = c^2/L \sim 10^{17}$ м/с² (при $L \sim R \sim 1$ м), т.е. при $V \sim c$. Действительно, при $V \sim c$ электроны, кроме излучения частоты f_c , генерируют её гармоники в форме синхротронного излучения. Отношение сигнал/шум гармоник растёт при выводе излучения через вакуумные каналы, длина которых для видимого света $L \sim 1$ м, а для жёсткого рентгена – $L \sim 100$ м [354], ввиду роста номеров H и мощности гармоник при росте L .

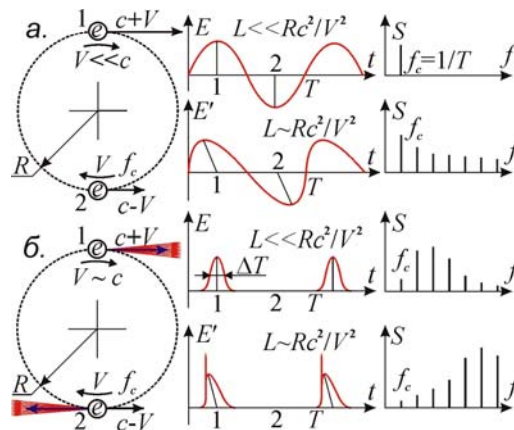


Рис. 4.9. Схема формирования спектра гармоник от искажения профиля волны, излучённой частицами в ускорителях: а) циклотронный режим, б) синхротронный режим.

Оценим мощность синхротронного излучения в баллистической теории. Поскольку мощность P_1 излучения одиночного электрона пропорциональна квадрату ускорения a , следовательно $P_1 \propto a^2 = V^4/R^2 \propto \gamma^4/R^2$. В рамках максвелловской электродинамики и СТО мощность излучения $P_1 \propto B^2 p^2 \propto \gamma^4/R^2$, где $B \propto \gamma$ – индукция магнитного поля, в котором движется частица, т.к. импульс электрона $mV = eBR \propto \gamma$ – [355]. Т.е. СТО и баллистическая теория предсказывают одинаковую зависимость мощности синхротронного излучения от γ . Различие только в коэф-

фициенте пропорциональности. Поэтому замеры мощности излучения одиночного электрона [360, 361] дают простой критерий выбора между релятивистской и баллистической теорией.

Таким образом, большинство свойств синхротронного излучения одинаково точно предсказываются в рамках баллистической теории и СТО и одинаково согласуются с результатами экспериментов. Разницу их предсказаний можно обнаружить только для некоторых малоизученных характеристик излучения, в том числе для точного углового распределения вне конуса с углом образующей $\theta = 1/\gamma$ и для коэффициента поглощения синхротронного излучения в разных материалах, который по БТР существенно ниже (§ 4.4). Так что исследование этих свойств было бы весьма желательно в плане выбора между баллистической теорией и СТО.

§ 4.6. Механизм генерации и свойства черенковского излучения

Один из способов измерения скорости частиц состоит в исследовании характеристик их черенковского излучения в среде с показателем преломления n , поскольку угол θ , под которым распространяется излучение по отношению к вектору скорости v (Рис. 4.10), по теории эффекта Вавилова-Черенкова определяется на основании формулы

$$\cos\theta = c/nv, \quad (4.7)$$

что в случае ультрарелятивистских скоростей, выраженных через Лоренц-фактор $\gamma \gg 1$, даёт

$$\cos\theta = \frac{1}{n\sqrt{1-1/\gamma^2}} \approx \frac{1+1/2\gamma^2}{n}.$$

Найденные по измеренному углу θ скорости частиц

$$v = c/n\cos\theta \quad (4.8)$$

не превышают скорости света c в вакууме и согласуются со значением скорости v , определённым на основании релятивистских формул по измеренному импульсу частиц. Однако формула (4.8), выведенная Вавиловым, Таммом и Франком в рамках релятивистской теории эффекта,— это следствие ряда упрощений и предположений, требующих прямой опытной проверки. В рамках баллистической теории механизм генерации черенковского излучения совсем иной.

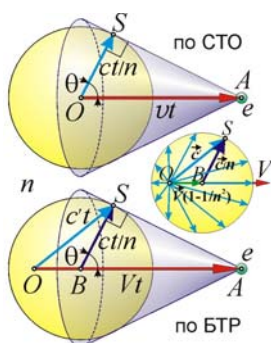


Рис. 4.10. Схема генерации черенковского излучения в СТО и баллистической теории. Скорость V по-разному выражается через угол θ черенковского излучения.

В частности, в экспериментах группы А.А. Тяпкина [36] было открыто черенковское излучение, генерируемое под закритическими углами $\theta > \arccos(c/nv)$, что свидетельствует о сверхсветовой скорости v частиц и требует проверки. В частности, с самого начала возник и до сих пор однозначно не решён вопрос о том, служит ли источником черенковского излучения сама частица или среда, в которой частица движется. В рамках релятивистской теории источником излучения служит среда, в которой частица возбуждает колебания зарядов. По мнению С.И. Вавилова, совместно с Черенковым открывшего эффект, источником излучения служит сама движущаяся частица, которая колеблется под влиянием электрических полей атомов среды, мимо которых летит, излучая в сопутствующей системе отсчёта сферическую волну. Интересно, что О. Хевисайд, ещё в 1888 г. предсказав эффект Вавилова-Черенкова у зарядов, движущихся со сверхсветовой скоростью, считал, что источником излучения служит сам движущийся заряд, а не среда. В принципе, возможны случаи реализации и того и другого механизма генерации черенковского излучения. В частности, если источником, возбуждающим черенковское излучение, служит не частица, а фронт неоднородного распределения электромагнитных характеристик среды, например её электронной концентрации, поляризации или нелинейности (когда реализуются сверхсветовые скорости), тогда источником черенковского излучения служит сама среда, в которой движется фронт соответствующего распределения.

В случае классической интерпретации эффекта Вавилова-Черенкова, если в рамках теории Хевисайда и баллистической теории излучение генерирует сам движущийся заряд, тогда скорость c' испущенных им световых волн в среде равна уже не c/n , а векторной сумме $c/n + \mathbf{V}/n^2$ (§ 3.2). Соответственно, скорость волн в среде (Рис. 4.10) относительно источника равна

$$c/n - V(1 - 1/n^2),$$

как показал опыт Физо (§ 3.2). В этом случае соотношение (4.7) уже не выполняется.

Пусть электрон, вылетающий из точки O , излучил световую волну (Рис. 4.10). Через время t он достигнет точки A , так что $OA = Vt$. За это время испущенная в точке O сферическая световая волна расширится до радиуса $BS = ct/n$, а её центр сместится в точку B , пройдя путь $OB = Vt/n^2$. Действительно, в этом случае скорость точек S волны представляет собой векторную сумму двух движений: радиального расширения волны со скоростью c/n и переносного движения центра излучения A со скоростью V/n^2 , сообщённой электроном. В итоге, сферические волны, генерируемые электроном на пути OA , при наложении образуют огибающий волновой фронт в виде конуса, касательного к этим волнам, с углом $\theta = \angle ABS$ образующей к оси. Из прямоугольного треугольника ASB найдём $\cos\theta = BS/BA$, где $BA = OA - OB = Vt - Vt/n^2$. Отсюда

$$\cos\theta = c/nV(1 - 1/n^2),$$

т.е. появляется множитель, равный коэффициенту увлечения Френеля $(1 - 1/n^2)$. Следовательно,

$$V = c/n(1 - 1/n^2)\cos\theta, \quad (4.9)$$

а импульс электрона

$$p = mV = mc/n(1 - 1/n^2)\cos\theta. \quad (4.10)$$

Это значение превышает значение импульса, найденное в релятивистской модели (4.8)

$$p \approx mc/(1 - v^2/c^2)^{1/2} \approx mc/(1 - 1/n^2\cos^2\theta)^{1/2}. \quad (4.11)$$

Несовпадение классической формулы (4.10) и релятивистской (4.11) связано с тем, что формула увлечения Френеля для релятивистских скоростей выведена для случая излучения, идущего в прямом или обратном (по вектору относительной скорости среды) направлении. Но для излучения, испущенного под углом, вклад скорости V не рассчитан строго, и для него выполняется более сложная зависимость. Соответственно, фронт волны на Рис. 4.10 изобразится уже не сферической, а более сложной поверхностью с иной огибающей по уточнённой формуле (4.10).

Как выяснили в § 3.2, частицы с релятивистскими скоростями испускают свет в прямом направлении со скоростью $c' = c/[n - V/(c + V)]$. Под углом θ к вектору \mathbf{V} составляющая скорости частицы равна $V\cos\theta$. Тогда в направлении θ скорость света задана уравнением

$$c' = c/[n - V\cos\theta/(c + V\cos\theta)]. \quad (4.12)$$

Это уравнение и задаёт профиль образующей фронта световой волны, представляющей собой тело вращения с осью, направленной вдоль вектора \mathbf{V} . В газе, при $n = 1 + \delta$, где $\delta \ll 1$ и $\delta \ll c/V$, получим уравнение образующей вида $c' \approx c + V\cos\theta$. В сечении плоскостью получим в полярных координатах уравнение образующей в форме конхоиды окружности (*улитки Паскаля*) – кривой, которую описывает точка на колесе, катящемся по колесу того же радиуса. Касательная к этой волне, проведённая через точку A , и задаёт форму фронта огибающей волны черенковского излучения (Рис. 4.11). Отсюда найдём для угла черенковского излучения

$$\cos\theta = \frac{1}{n\sqrt{1 - c^2/V^2}} \approx \frac{1}{n\sqrt{1 - 1/\gamma^2}}, \quad (4.13)$$

что при $V \approx \gamma c \gg c$ уже ближе к зависимости (4.7), подтверждённой в экспериментах. Если подставить в (4.13) выражение для классической скорости (4.3), тогда получим выражение

$$\cos\theta = \frac{v}{n\sqrt{2v^2 - c^2}} = \frac{\sqrt{1 - 1/\gamma^2}}{n\sqrt{1 - 2/\gamma^2}} \approx \frac{1 + 1/2\gamma^2}{n},$$

совпадающее с классическим (4.7), где предельный угол $\cos\theta = 1/n$ соответствует опыту.

Итак, дополнительным критерием проверки баллистической теории станет сравнение импульса частиц, измеренного по кривизне траектории электрона в магнитном поле, и рассчитанного по черенковскому углу θ классическим (4.10), (4.13) и релятивистским (4.11) способом.

Классическая оценка скорости (4.9) приводит к более высоким значениям скорости, чем стандартная формула (4.8). Так, если для воды ($n = 1,3$) в СТО предельный угол $\cos\theta = 1/n$ соответствует $v = c/n\cos\theta = c$, то в баллистической теории он соответствует сверхсветовой скорости

$$V = c/(1 - 1/n^2) = 2,45c.$$

Таким образом, оценка скорости излучения по стандартной формуле Вавилова-Черенкова (4.8) давала заниженное значение скорости частиц, по сравнению с результатом баллистической теории. Истинные скорости могут оказаться выше в разы. Также и само значение $\cos\theta = 1/n$ – не предел, как показали эксперименты на ускорителе CERN, поставленные под руководством А.А. Тяпкина [36, 366, 367]. Действительно, обычно конструкция черенковских детекторов не допускает регистрации излучения под предельными углами θ , поскольку черенковские детекторы, как правило, меряют не угол θ , а регистрируют частицы, излучающие под заданным углом, в диапазоне $1/n \leq \cos\theta \leq 1$. А для замеров скорости частиц применяют пороговые счётчики, срабатывающие, когда частица начинает генерировать излучение, откуда из СТО $\cos\theta = c/nv = 1$. В таких счётчиках применяют газовую среду, где $n \approx 1$ или $n = 1 + \delta$. Повышая давление газа и его показатель преломления n , до появления излучения при $v = c/n$, находят по пороговому n

$$v = c/n \approx c - \delta c.$$

Но если предельному углу $\cos\theta = 1$ соответствует

$$V = c/n(1 - 1/n^2) \approx c/2\delta, \quad (4.14)$$

тогда при $\delta \ll 1$ пороговые счётчики Черенкова регистрируют частицы с $V \gg c$. В рамках СТО снижение δ и порогового давления газа соответствует приближению v к c . А в рамках баллистической теории снижение δ соответствует неограниченному росту скорости V . Тогда скорость

$$v = c/n \approx c - \delta c,$$

найденная в рамках СТО, соответствует релятивистскому импульсу

$$p \approx mc/(1 - v^2/c^2)^{1/2} \approx mc/(2\delta)^{1/2}, \quad (4.15)$$

совпадающему с измеренным по кривизне траекторий в магнитном поле B значению p (§ 4.4).

Похожее на (4.15) выражение следует также из классического выражения для импульса

$$p = mV = mc/2\delta, \quad (4.16)$$

если использовать значение скорости (4.14), рассчитанное в рамках баллистической теории.

Несовпадение степени в знаменателе (4.15) и (4.16) обусловлено тем, что формулы (4.14) и (4.16) получены в рамках приближений, и коэффициент увлечения Френеля теоретически и экспериментально найден лишь для $V \ll c$, а для высоких скоростей он определяется сложнее.

Точный расчёт (§ 2.2) показывает, что излучение частиц приобретает в среде с показателем преломления $n = 1 + \delta$ скорость $c' = c/[n - V/(c + V)]$, и черенковские пороговые детекторы при $c' = V$ и $\delta \ll 1$ регистрируют частицы со скоростью $V \approx c/\delta^{1/2} \gg c$, отвечающей импульсу

$$p = mV \approx mc/\delta^{1/2}. \quad (4.17)$$

Формула (4.17) уже соответствует, с точностью до коэффициента $2^{1/2}$, – формуле (4.15), которая согласуется с измеренным импульсом частиц, генерирующих черенковское излучение. Расхождение в виде коэффициента $2^{1/2}$ даёт дополнительный критерий проверки баллистической теории и выбора формул лучше соответствующих измеренному импульсу по расчётному

углу θ . По сути, данный критерий проверен в экспериментах [35, 367], обнаруживших, что частицы начинают генерировать излучение при значении импульса p меньше порогового.

Также в СТО и баллистической теории похожи зависимости порогового n от γ . В СТО $v = c/n \approx c(1 - \delta)$, откуда пороговое $\delta = 1/2\gamma^2$. В баллистической теории из условия $V = c'$ порог $\delta = 1/\gamma^2$ с точностью до множителя $1/2$ совпадает с релятивистским. Эта разница обусловлена тем, что зависимость (4.12) носит приближённый характер и при ультрарелятивистских скоростях ($\gamma \gg 1$) нарушается. Это тоже даёт простой критерий проверки теории Ритца, где измеренная величина $\delta \ll 1$ соответствует сверхсветовым скоростям $V \approx c\gamma \approx c/\delta^{1/2}$. Т.е. и в этом случае основной критерий проверки теории Ритца – это прямое измерение V пролётным методом.

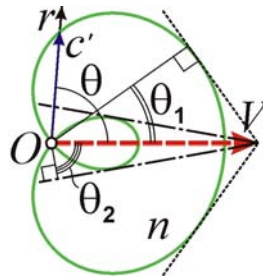


Рис. 4.11. Форма волнового фронта от релятивистской частицы в среде и конусы огибающих этих фронтов.

Угол θ черенковского излучения в рамках теории Ритца выражается неоднозначно (Рис. 4.11). Если на скорость $c' = c/[n - V_r/(c + V_r)]$ в направлении θ влияет лишь радиальная компонента скорости заряда $V_r = V \cos \theta$, тогда при $V \sim c$ форма волнового фронта задана уравнением

$$c'(\theta) = c/[n - (c/V \cos \theta + 1)^{-1}],$$

т.е. отлична от сферической (Рис. 4.12). А при $V \geq c$ (в СТО это соответствует $v \geq 0,71c$) волновой фронт – самопересекающийся, с особенностью типа лепестка. Действительно, фронт становится самопересекающимся, когда свет, излучённый в направлении назад ($\theta = \pi$, $\cos \theta = -1$), от добавления скорости источника, движется вперёд, т.е. $c'(\pi) = c/[n - (1 - c/V)^{-1}] \leq 0$. В этом случае задняя часть фронта выгибается вперёд, образуя дополнительный вытянутый в направлении скорости лепесток, с самопересечением в полюсе O (Рис. 4.12). Тогда, кроме нормального конуса черенковского излучения (внешней огибающей фронтов, с углом θ_1 на Рис. 4.11), формируется узкий конус – огибающая лепестка (с углом θ_2). При $n < 1,5$ этот аномальный конус образуется при допороговых значениях γ . Действительно, условие генерации излучения $V = c/[n - V/(c + V)]$ даёт два решения: $V_{1,2} = c(-1 \pm [1 + 4/(n - 1)]^{1/2})/2$, где V_1 отвечает порогу генерации нормального черенковского излучения, а V_2 – допороговому (аномальному) излучению, существующему в диапазоне $c \leq V \leq |V_2|$. Если $V_1 = c(-1 + [1 + 4/(n - 1)]^{1/2})/2 > c$, т.е. нормальное черенковское излучение генерируется при $V > c$, то аномальное черенковское излучение, соответствующее лепестку, генерируется при V_2 – до порога V_1 нормального излучения, что выполняет

ся при $n < 1,5$. Это аномальное черенковское излучение возникнет, когда на улитке Паскаля появится заострение в полюсе O , и она выродится в кардиоиду $c' \approx c(1 + \cos\theta)$ и $c' = 0$ при $\theta = \pi$.

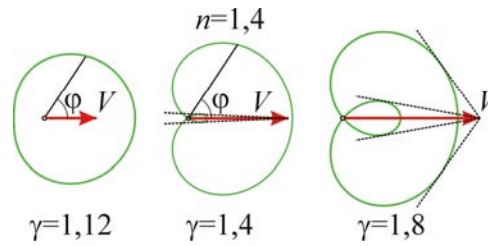


Рис. 4.12. Эволюция волнового фронта от релятивистской частицы в среде при росте γ -фактора приближённо соответствует эволюции конхоиды окружности $c' = V(c/V + \cos\theta)$ при изменении параметра c/V .

Допороговая генерация была открыта в экспериментах с ионами свинца [35] и с ионами золота [366]. Если конус нормального черенковского излучения сужался по мере роста n или V , то конус аномального – расширялся, в согласии с теорией Ритца. На фотографиях [36] наблюдали два кольца: одно отвечало нормальному черенковскому эффекту (θ_1), а второе, аномально широкое кольцо, – излучению от частиц с $V > c$ [36]. Судя по всему, его генерируют те же частицы: аномальное излучение и формирует 2-е кольцо (θ_2). Отметим, что релятивистская теория не исключает допороговой генерации черенковского излучения, поскольку для частот, соответствующих линиям поглощения среды-радиатора, n растёт в разы, до значений $n' > n$. Соответственно, на данных частотах черенковское излучение возникает при $V = c/n'$, что меньше порога $V = c/n$. Однако аномальное излучение, открытое в опытах [35, 36, 366], не может иметь такую природу, поскольку его спектр не отличается от классического черенковского спектра. Кроме того, аномальное черенковское излучение характеризуется аномально высокой интенсивностью [36], что свидетельствует о генерации излучения не редкими сверхсветовыми частицами, а основным потоком частиц. Кроме того, допороговое аномальное черенковское излучение предлагали объяснить на основе теории сверхчеренковского излучения [367]. Но и в этом случае не сопоставлялись его теоретические и наблюдаемые характеристики, спектры [366].

Из (4.17) следует, что в баллистической теории частицы не генерируют черенковского излучения в вакууме ($n = 1, \delta = 0$). Но в теории Ритца это происходит не по причине «недостижимости скорости света в вакууме», а ввиду того, что для генерации требуется бесконечно высокая скорость частиц: $V = c/n(1 - 1/n^2) \rightarrow \infty$. В вакууме исчезает преимущественная система отсчёта, связанная со средой, и излучение расходится относительно заряда во всех направлениях с одинаковой скоростью c . Т.е. заряд не может догнать свет, двигаясь с постоянной скоростью.

Таким образом, и в этом случае проверить баллистическую теорию можно либо постановкой дополнительных экспериментов по уточнению характеристик черенковского излучения, либо путём прямого измерения скорости частиц, генерирующих черенковский свет.

§ 4.7. Свойства ондуляторного излучения в баллистической теории

Для генерации синхротронного излучения ультрарелятивистскими электронами применяют, кроме однородного, ещё и знакопеременное магнитное поле с пространственным периодом L в ондуляторах (Рис. 4.13). Электрон, движущийся по траектории в виде змейки, колеблется и генерирует ондуляторное излучение на частоте $f = V/L$ [354]. Острая направленность ондуляторного излучения, сосредоточенного в конусе с углом $\theta \approx 1/\gamma$ образующей к вектору \mathbf{V} , как для синхротронного излучения, подтверждает зависимость скорости света от скорости \mathbf{V} источника.

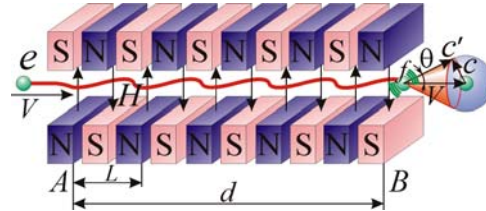


Рис. 4.13. Генерация синхротронного излучения в ондуляторе колеблющимися электронами e , летящими в батарее магнитов.

Электрон излучает на частоте своих колебаний $f = V/L$. Однако неподвижный наблюдатель, согласно классическому эффекту Доплера, зарегистрирует излучение на частоте

$$f' = f(1 + V/c) = (1 + V/c)V/L \approx V^2/Lc \text{ (при } V \gg c).$$

Действительно, частота ондуляторного излучения нарастает при росте импульса p и скорости V электрона по закону $f' \approx f_0 \gamma^2$ [354, 368], где $f_0 = c/L$, а в рамках баллистической теории $\gamma \approx p/mc = V/c$. Отсюда, $f' \approx V^2/Lc = f_0 \gamma^2$. Таким образом, экспериментально установленная зависимость $f'(\gamma)$ согласуется с баллистической теорией. Следовательно, высокая частота $f' = (1 + V/c)V/L$ ондуляторного излучения следует из теории Ритца при классической оценке скорости V электрона (§ 4.4). Таким образом, и в этом случае простейшим критерием проверки баллистической теории станет прямое измерение скорости электронов в ондуляторе.

Для излучения, испущенного под углом ϕ к направлению движения частицы (в связанной с частицей системе отсчёта), частота по эффекту Доплера преобразуется уже по закону

$$f' = f(1 + V \cos \phi / c).$$

В лабораторной системе отсчёта излучение регистрируют под углом θ . Отсюда, из § 3.6,

$$f' = f \left(1 + \frac{V}{c} \left(\cos \theta \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2} \sin^2 \theta} - \frac{V}{c} \sin^2 \theta \right) \right) \approx f \left(1 + \gamma \left(\cos \theta \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2 \theta} - \gamma \sin^2 \theta \right) \right).$$

Действительно, для синхротронного излучения обнаружено, что при нарастании угла θ , под которым регистрируют излучение, частота света падает. В рамках СТО частота колебаний электрона $f = V/L \approx c/L$, а из баллистической теории $f = V/L \approx \gamma c/L$ (при $\gamma \gg 1$). Проверить, какой из выводов верен, можно, регистрируя излучение электрона в поперечном направлении, в котором частота изменяется лишь за счёт поперечного эффекта Доплера. В этом направлении регистрация излучения возможна лишь при $V < c$. Для замеров f можно также применить излучение

электрона, пролетающего над металлической дифракционной решёткой – излучение Смита-Парселла [369]. Электрон, двигаясь со скоростью V , тоже совершает колебания с частотой $f = V/L$, излучая на частоте f и наводя токи в решётке, которая тоже начинает излучать. По частоте этого излучения можно оценить f . Поскольку при релятивистских скоростях расчётное (по кривизне траектории и гамма-фактору γ) значение скорости V в рамках СТО и баллистической теории различается, отличаются и предсказания теорий для частоты f : баллистическая теория предсказывает в γ раз большие частоты. Различные предсказания получаются и для диаграммы направленности. СТО и классическая электродинамика предсказывают максимумы излучения Смита-Парселла в поперечном к \mathbf{V} направлении, а баллистическая теория предсказывает их смещение в сторону \mathbf{V} , аналогично синхротронному и ондуляторному излучениям (§ 4.5, § 4.7). Действительно, обнаружено, что в прямом направлении и под малыми углами к \mathbf{V} интенсивность излучения Смита-Парселла аномально увеличена, на порядки превышая расчётную [369]. Проверить соответствие этого результата – баллистической теории можно, измеряя частоту излучения Смита-Парселла в прямом и поперечном направлении к вектору скорости \mathbf{V} .

Так же как в синхротронах, длительность импульса излучения от одиночного электрона по (4.6) в ондуляторе длины d выражается в виде $\Delta T_c \approx d/c\gamma^2$. Поэтому замеры ΔT , например, в установке «FLASH», где $\Delta T_o \approx 25$ фс $\sim d/c\gamma^2$ [370], не противоречат баллистической теории. Так, в установке «FLASH» длина ондулятора $d = 30$ м, $\gamma = 1400$, откуда, $\Delta T_c \approx 50$ фс, – того же порядка, что и регистрируемая длительность импульса $\Delta T_o \approx 25$ фс. Дополнительное сокращение длительности импульса связано с тем, что скорость электрона в ондуляторе меняется, ввиду потерь энергии на ондуляторное излучение или от дополнительного ускорения электрона между секциями ондулятора в установке. Если в начале A ондулятора скорость электрона V , а в конце B – kV , где $k \approx 1$ – коэффициент преобразования скорости, то формула для ΔT преобразуется к виду:

$$\Delta T = t_B - t_A = d/kV - d/(c + V) \approx d(c + V - kV)/c\gamma^2.$$

ΔT может сделать сколь угодно малой величиной при $c + V - kV = 0$, что имеет место при

$$k = (\gamma + 1)/\gamma = 1,0007,$$

т.е. при малом (на 0,07 %) увеличении скорости в установке FLASH, ввиду передачи энергии электрону в ускорительных секциях, размещённых между секциями ондулятора [370].

Итак, баллистическая и релятивистская теории предсказывают сходные характеристики $\theta(\gamma)$ и $\Delta T(\gamma)$ излучения [354]. В случае ондуляторного излучения простейшим критерием выбора между классической и релятивистской теорией станут прямые замеры скорости частиц [A2].

§ 4.8. Прямые замеры скорости релятивистских частиц и их излучения

Как показано выше, эксперименты в области физики высоких энергий и принципы работы ускорителей не противоречат баллистической теории, т.к. в подобных экспериментах не произ-

водят прямых замеров скорости частиц и их излучения. Далее предложим схемы экспериментов по прямому измерению скорости ускоренных частиц, в частности на сильноточном короткоимпульсном ускорителе ИПФ РАН и на линейном ускорителе Курчатовского Института.

Наивысшая точность достижима при замерах скорости электронов в линейных ускорителях прямого действия. При этом все электроны обладают одинаковой энергией и скоростью, что позволяет генерировать короткие сгустки электронов, для точного измерения времени пролёта сгустком дистанции между двумя детекторами. Короткие сгустки электронов, необходимые для точного измерения пролётного времени, могут быть получены при фотоэлектронной эмиссии с поверхности холодного катода под действием пикосекундного лазерного импульса или при взрывной электронной эмиссии [302, 303]. Длина такого сгустка может достигать $l \sim 1$ см, а время его пролёта мимо детектора и соответствующая длительность импульса $\Delta t \sim 10^{-10}$ - 10^{-9} с. Значения максимальной энергии электронов и минимальной длительности импульсов в основных типах ускорителей см. [371]. Подходящими для эксперимента параметрами обладает сильноточный ускоритель ИПФ РАН и ускоритель «Синус-5» [372]. Также можно применить ускорители «Sinus-7» и субнаносекундные ускорители типа «РАДАН-220». В таблице 4.1 приведены характеристики ускорителей и расчётная длительность пролёта $T = L/V$ базовой дистанции $L = 10$ м на скорости V , оцененной в рамках баллистической теории и в рамках СТО.

тип ускорителя	W , МэВ энергия частиц,	p , МэВ/с импульс частиц,	Δt , нс длительность импульса,	$T(p)$, нс время пролёта (СТО)	$T(p)$, нс время пролёта (БТР)	$\delta T = \Delta t/T$ относит. ошибка
сильноточный ускоритель ИПФ	$\sim 0,7$	0,85	17	39	20	~ 60 %
«Синус-5»	$\sim 0,5$	0,71	5	41	24	~ 15 %
«РАДАН-220»	$\sim 0,3$	0,55	0,2–0,45	45	31	~ 1 %
«Sinus-7»	$\sim 1,5$	1,24	40	36	14	~ 100 %

Таблица 4.1.

Предсказанные СТО и БТР значения времён пролёта базы L отличаются в 1,5–2 раза, и такие отличия легко выявить детекторами частиц. В установках «РАДАН-220» и «Синус-5» точность достигает нескольких процентов, позволяя сделать вывод в пользу одной из теорий. В установке «РАДАН-220» база может быть снижена до $L = 1$ м при точности измерения ~ 10 %.

Отметим, что в баллистической теории при релятивистских скоростях электронов $V \sim c$ их энергия W уже не точно пропорциональна ускоряющему напряжению U (§ 4.9), т.е. не выполняется строго закон $W = eU$ [A38, A45, A54]. Это связано с баллистической зависимостью ускоряющей силы от скорости V частиц [15, A20]. Поэтому теоретические значения энергий электронов $W_c = eU$ выступают лишь в качестве ориентировочных. Точно измерено может быть лишь значение импульса p электронов (по кривизне их траекторий в магнитном поле), на осно-

вании которого и произведены расчёты классической и релятивистской скорости в табл. 4.1. Ниже приводим выражения для связи кинетической энергии W , импульса p и скорости V в классической и релятивистской физике (энергия покоя $W_0 = m_0c^2$, m_0 – масса покоя).

Функция	Класс. физика (БТР)	СТО
$p(W)$	$p = \sqrt{2Wm_0} = \sqrt{2WW_0}/c$	$p = \sqrt{W^2 + 2WW_0}/c$
$V(p)$	$V = p/m_0$	$V = \frac{p}{\sqrt{m_0^2 + p^2/c^2}}$
$T(p)$	$T = \frac{L}{V} = \frac{L}{c} \cdot \frac{W_0}{pc}$	$T = \frac{L}{c} \cdot \frac{\sqrt{W_0^2 + (pc)^2}}{pc}$
$W(V)$	$W = m_0V^2/2 = p^2/2m_0$	$W = m_0c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} - 1 \right)$

Таблица 4.2

Для измерения скорости электронов могут также найти применение резонансные линейные ускорители на стоячей или бегущей волне. В частности, можно применить линейный ускоритель электронов на 80–100 МэВ Курчатовского института [373, 374]. Длина ускорителя – 6 м, а длительность импульса $\Delta t = 18$ нс. Таким образом, при измерении времени пролёта электронами длины $L = 10$ м характерное время пролёта дистанции на скорости света c составит $T = L/c = 33$ нс, что сопоставимо с длительностью импульса Δt , т.е. скорость не может быть измерена точно, но этой точности достаточно для выбора между теорией Ритца и СТО.

Точные измерения V можно произвести в вакуумированном канале длиной $L \sim 1$ км, на выходе из ускорителя. Тогда $T = L/c = 3,3$ мкс, и относительная ошибка измерения скорости $\Delta V/V = \Delta t/T \sim 0,5$ %. Впрочем, при энергии 100 МэВ, из классической оценки скорости электронов $V \approx 200c$ время пролёта $T' = L/V = 17$ нс, что сравнимо с длительностью импульса 18 нс, но для выбора между СТО и БТР точность достаточна. Во всех рассмотренных экспериментах на длине L должно отсутствовать ускоряющее поле. При этом скорость электронов V – постоянна, что исключает ошибки и неточности, возникавшие в опыте Бертоцци (§ 4.2).

В опытах по проверке релятивистского соотношения между кинетической энергией и импульсом (Таблица 4.2), например в опыте Марвела, подтвердившем релятивистскую зависимость $p(W)$, также содержатся ошибки. Величина кинетической энергии W электронов, измеренная кремниевым детектором, всегда получается заниженной, т.к. в детекторе поглощается только часть энергии электронов, поскольку тонкая (~ 3 мм) полупроводниковая пластинка почти не задерживает тормозное γ -излучение электронов, которые и сами покидают слой полупроводника, сохранив значительный запас энергии. Поэтому для точных измерений следует применять детекторы значительной апертуры и толщины (~ 10 см), например в виде батареи из сложенных стопкой детекторов, измеряющих энергию отдельных электронов по интегральным

импульсам тока от всех детекторов по схеме совпадений (суммируются лишь синхронные импульсы). Другой способ состоит в точном измерении энергии электронов калориметрическим методом. Только в такой постановке можно точно промерять и сравнить зависимость $p(W)$.

В экспериментах по сравнению скорости электронов и скорости света, в качестве опорного светового сигнала следует применять свет от неподвижного источника, а не от движущихся электронов, т.к. свет, излучённый или рассеянный подвижными электронами, согласно баллистической теории, заимствует их скорость. В частности, пикосекундный или фемтосекундный лазер с длительностью импульса $\Delta t \sim 10^{-14} - 10^{-12}$ с не только позволит точно измерить скорость света (§ 3.3), но и сравнить её со скоростью света от электронов и со скоростью самих электронов. При этом синхронное излучение импульса света и электронов можно осуществить путём воздействия фемтосекундного импульса на фотокатод. Тогда происходит одновременный вылет отражённого катодом света и электронов, далее разгоняемых в ускорителе. Детекторы электронов и света в конце пролётной базы позволят точно измерить разницу моментов прихода излучений, в зависимости от энергии электронов, для определения V и проверки теории Ритца. В качестве детекторов электронных сгустков можно применить электрооптический детектор с разрешением по времени ~ 200 пс [363]. Для сверхбыстрого детектирования сгустков электронов с высоким временным разрешением найдут применение и другие типы детекторов, в т.ч. время-проекционные камеры [375] и плоско-проекционные камеры [342] с рекордным временным разрешением 50–100 пс. В частности, камера ALICE (с разрешением по времени 100 пс) применима для измерения скорости релятивистских частиц из любых типов ускорителей. Отметим, что в таких измерениях, действительно, регистрировались сверхсветовые частицы, у которых значения скорости соответствуют скорее классической физике, чем СТО [343, 344].

Для измерения скорости синхротронного (ондуляторного) излучения от релятивистских или ультрарелятивистских электронов в ускорителе их следует пропускать через область с магнитным полем. Тогда длительность импульса Δt определяется временем пролёта сгустка мимо малого участка с магнитным полем. При скорости V электронного сгустка и его протяжённости $d \sim 0,5$ м длительность импульса $\Delta t = d/V$, что при $V \sim c$ даёт величину $\Delta t \sim 2 \cdot 10^{-9}$ с. Если в рамках классической физики учесть сверхсветовую скорость ультрарелятивистских электронов и классический эффект Доплера, тогда импульс получится существенно короче: $\Delta t' = \Delta t / (1 + V/c) \approx dc/V^2 \approx d/c\gamma^2$. По баллистической теории время пролёта импульсом дистанции L составит $T = L/(c + V) \approx L/c\gamma$. А относительная ошибка измерения T составит $\Delta t'/T \approx d/L\gamma$, т.е. может достигать значений $\sim 10^{-3} - 10^{-4}$, что обеспечит очень высокую точность измерения скорости V .

Наиболее интересен был бы эксперимент по измерению скорости релятивистских частиц и их излучения в космосе. Например, если разместить компактный ускоритель электронов на орбитальной станции, тогда при испускании им короткого сгустка частиц, в форме импульса

длительностью $\Delta t \sim 10^{-9}$ с, сгусток будет зарегистрирован на отдалённом спутнике или на поверхности Луны с задержкой $T_S \approx r/c$ (по СТО) и $T_R \approx r/\gamma c$ (по БТР). Эта задержка T может быть точно измерена по показаниям атомных часов, установленных на борту станции и на спутнике. Аналогично может быть измерена скорость света, излучённого движущимся в магнитном поле электроном: $T_S \approx r/c$ (по СТО) и $T_R \approx r/(\gamma + 1)c$ (по БТР). Ввиду больших пролётных дистанций r и отсутствия переизлучения, время T_S окажется большим ~ 1 с, и соответствие результата опыта одной из теорий может быть точно установлено. При $\gamma \sim 10$ и $r \sim 3 \cdot 10^8$ м разница составит $\Delta t = T_S - T_R \approx r/c - r/(\gamma + 1)c = r\gamma/(\gamma + 1)c \approx 1$ с. Подобное измерение не только позволит точнее измерить скорость V частиц и проверить СТО и БТР, но и создать в перспективе передатчики сверхсветовых сигналов с временем распространения в γ раз меньшим, чем у радиоволн и света.

Итак, скорость электронов точно измерима на действующих линейных ускорителях, а для измерения скорости ионов, ядер требуются намного более мощные ускорители. В заключение снова отметим, что без подобных прямых замеров скорости релятивистских частиц любой эксперимент по измерению их характеристик или скорости их излучения, не имеет смысла.

§ 4.9. Баллистическая электродинамика

В пользу баллистической теории свидетельствуют также эксперименты по измерению скорости c' распространения электромагнитных воздействий от зарядов, движущихся с релятивистскими скоростями V . К числу таких эффектов относится зависимость кулоновской силы от скорости заряда, т.е. электродинамическая сила \mathbf{F}' отличается от электростатической \mathbf{F}_0 [15, 376]. Согласно баллистической теории, сила F' пропорциональна квадрату скорости c' потока реонов [A20, A30]: при движении заряда со скоростью V относительно неподвижного точечного заряда сила растёт или снижается как $F' = F_0(c'/c)^2$, или в векторной форме $\mathbf{F}' = \mathbf{c}'F_0c'/c^2$, где \mathbf{c}' – вектор скорости реонов в системе отсчёта заряда, испытывающего воздействие \mathbf{F}' .

Так, в экспериментах обнаружено, что величина эффективного сечения рассеяния протонов аномально нарастает при увеличении их энергии $mV^2/2$ [377]. Это нарастание, непонятное в электродинамике Максвелла (где угол рассеяния θ по формуле Резерфорда $\text{ctg}(\theta/2) = mV^2b/2Ze^2$, b – прицельный параметр, Ze – заряд ядра), даже с учётом релятивистских и квантовых поправок, естественно следует из теории Ритца, где сила $F' = F(c'/c)^2$, и $\text{ctg}(\theta/2) \approx mV^2b/2(1 + aV^2/c^2)Ze^2$, где a – константа. Действительно, по теории Ритца увеличение энергии и скорости V соударяющихся ядер ведёт к росту кулоновской силы при сближении (превышающему её спад при отдалении [A49, A54]), т.е. – к росту сечения рассеяния.

Другой эксперимент, обнаруживший отклонения от формул максвелловской электродинамики и СТО, был поставлен на ускорителе Шанхайского института в Китае [362]. В эксперименте было обнаружено, что измеренная калориметрическим методом энергия W ускоренных

электронов, число N которых измерено по заряду, поглощённому мишенью, меньше энергии NeU , приобретённой электронами в ускоряющей разности потенциалов U . Этот эффект – прямое следствие баллистической теории, поскольку реоны от ускоряющих пластин догоняют электроны, и воздействие снижено до величины $F' = F_0(c'/c)^2 = F_0(c - V)^2/c^2$ по сравнению с величиной силы F_0 , действующей на неподвижный заряд. Соответственно, энергия, приобретаемая каждым электроном, будет меньше eU . Точная связь между энергией W и напряжением U выводится по известной конструкции и параметрам ускорителя, из распределения заряда и ускоряющего потенциала. Тем самым анализ связи измеренной энергии, импульса, скорости и ускоряющего напряжения даёт ещё один критерий выбора между теорией Ритца и СТО.

Ещё одним критерием проверки служат прямые замеры скорости распространения электрического поля c' . Если по СТО в вакууме эта скорость равна c и не зависит от скорости источника, то в баллистической теории c' определяется как сумма скорости V источника и скорости c поля относительно источника. Т.е. поле движется вместе с источником, заимствуя его скорость. Именно так В. Паули формулировал баллистическую теорию, записав уравнения электродинамики $\varphi(P, t)$, $\mathbf{A}(P, t)$ с временной задержкой, зависящей от скорости источника [16]. Эксперименты подтвердили, что поле движется с источником, заимствуя его скорость [22].

Для величины магнитного поля в баллистической теории получаются те же зависимости, что и в классической электродинамике [A20]. А сами магнитные и индукционные силы, как показал Ритц [15], это – следствие зависимости электрических сил от скорости. Так, если в двух параллельных проводниках кулоновские силы одноимённых и разноимённых зарядов скомпенсированы, тогда при пропускании тока, т.е. при движении электронов, кулоновские силы меняются и баланс сил нарушается: возникает сила Ампера, а по сути – электрическая сила. Аналогично выводится сила Лоренца [A20]. Расчётный избыток силы ΔF совпадает с выражением для силы Ампера $F_m = \mu_0 I^2 l / 2\pi h$ с точностью до коэффициента 1,5, подтверждённого в отдельных опытах уже самим Максвеллом [A20, 38, с. 93]. Ярко это отличие проявится в пинч-эффекте.

Проводники с сонаправленными токами равной величины можно представить как движущиеся относительно положительных ионов потоки электронов. Поскольку в этом случае сила Ампера представляет собой сумму поправок к кулоновской силе взаимодействия разноимённых зарядов, то магнитное воздействие в равной степени испытывают и положительные и отрицательные заряды. Т.е. сила воздействия на подвижные электроны в металлическом проводнике или в плазме равна половине классической силы Ампера $F_e = F_A/2$, в отличие от принятого значения $F_e = F_A$. Это отличие легко обнаружить, например, в пинч-эффекте, который проявляется в сужении плазменного пучка за счёт притяжения движущихся зарядов, электронов, обладающих много большими скоростями, чем ионы. Соответственно в рамках баллистической теории величина пинч-эффекта будет в два раза меньше теоретического значения.

Известен и ряд других электродинамических экспериментов (в частности, опыт Грано) и парадоксов, необъяснимых в рамках максвелловской электродинамики [378, 379], но получивших объяснение в баллистической электродинамике. В частности, эффект Ааронова-Бома, т.е. магнитное воздействие на электроны, пролетающие возле длинного соленоида – в области, где, согласно электродинамике Максвелла, отсутствует магнитное поле, естественно объясняются в рамках баллистической теории, согласно которой квадратичные по v/c поправки (обусловленные дрейфом электронов проводника со скоростью v) в выражении $F' = F_0(c'/c)^2$ не могут быть скомпенсированы [A51]. Кроме того, согласно электродинамике Ритца, кроме поперечной к скорости \mathbf{V} составляющей силы Лоренца, есть продольная составляющая силы Лоренца, которая меняет скорость электронов и скажется на виде интерференционной картины от электронов, по изменению которой и регистрируют эффект Ааронова-Бома. Изменение скорости обнаружено и напрямую в опыте Солунина, в котором электроны в электронно-лучевой трубке пролетают сквозь тороидальную катушку, а затем между отклоняющими пластинами [378]. При этом, в зависимости от величины тока в катушке, меняется отклонение электронного луча на экране, ввиду изменения его скорости продольной составляющей силы Лоренца. А в рамках электродинамики вне тороидальной катушки магнитное поле и магнитные воздействия должны исчезать.

Итак, несмотря на общее сходство классической и баллистической электродинамических теорий, они содержат различия в величинах высших порядков по v/c и в величине продольных сил. С одной стороны, это позволяет объяснить некоторые парадоксы и аномалии классической электродинамики, а также отдельные несоответствия эксперимента и теории, а с другой стороны, приводит к необходимости постановки экспериментов по сравнению двух теорий. В ряде отношений электродинамические эксперименты проще оптических. Поэтому данный путь проверки баллистической теории наиболее предпочтителен. Помимо уточнения электродинамики, в случае подтверждения баллистической зависимости, он позволит повысить эффективность релятивистской электроники и в частности ускорителей [376, A38, A45, A49, A54].

§ 4.10. Квантовые эффекты баллистической электродинамики

Подтверждением баллистической теории может служить и экспериментальное обнаружение квантов электрического поля – реонов. Сам В. Ритц называл эти частицы, испускаемые зарядами, – фиктивными частицами [15], подразумевая, что эти частицы можно рассматривать и как математическую абстракцию. Фактически же, как отмечено [21], Ритц показал преимущества подобного механического описания электромагнитных взаимодействий и называл свою теорию «механической теорией электричества» [15, с. 149]. Кванты электрического поля, испускаемые зарядами, признаёт и современная квантовая электродинамика в форме виртуальных фотонов. Создатели квантовой электродинамики (КЭД) Р. Фейнман и Дж. Уиллер, развивая

идею виртуальных фотонов, запаздывающих и опережающих потенциалов, во многом опирались на работы Ритца, с которыми были ознакомлены через А. Эйнштейна [380, 381].

Ввиду малых размеров реонов (по сравнению с электроном), их можно регистрировать только косвенно, например, по хаотическому движению свободных электронов при испускании и поглощении реонов. Действительно, у электронов, циркулирующих в синхротроне, были открыты хаотические движения (Рис. 4.14.а), причём в регулярных полях и в отсутствие столкновений с атомами и другими электронами [382, 383]. Одиночный ультрарелятивистский электрон служит источником синхротронного излучения с мощностью достаточной для регистрации [360, 361]. Причём излучение остронаправленное, и последовательные положения электрона в поперечном сечении вакуумной камеры точно измеряются. Так были обнаружены беспорядочные движения электрона, типа хаотических движений броуновских частиц [382, 383].

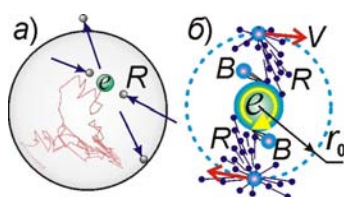


Рис. 4.14. а) Хаотическое движение электрона e в поперечном сечении камеры ускорителя ВЭПП-3 [382, 383], как результат испускания и поглощения реонов R ; б) вращение электрона как результат испускания и поглощения реонов.

В рамках теории Ритца давно предсказывали подобное «броуновское» движение зарядов под ударами реонов [15, 37, А51]. Действительно, свободные электроны, при испускании и поглощении реонов должны дрожать, смещаться в случайном направлении за счёт импульсов отдачи и ударов реонов. В таком случае электрон, действительно, вёл бы себя аналогично броуновской частице, хаотично движущейся под ударами со стороны молекул воды или воздуха.

Отметим, что квантовая теория тоже предсказывает подобное движение электрона за счёт испускания квантов синхротронного излучения в случайных направлениях [355, 382]. Однако, в квантовой релятивистской теории интенсивность броуновского движения при росте энергии электрона снижается, ввиду роста релятивистской массы электрона и уменьшения угла излучения, т.е. поперечных импульсов фотонов, а в баллистической теории интенсивность «броуновского» движения электрона сохраняется (ввиду постоянства импульсов отдачи), и даже нарастает (ввиду учащения соударений со стороны встречного потока реонов).

Наблюдаемое «броуновское» движение электронов [382], подтвердив реальность реонов, позволяет рассчитать их массу μ и частоту испускания N , так же как движение броуновских частиц подтвердило реальность атомов и позволило оценить их массы. Если кулоновское отталкивание двух электронов вызвано ударами реонов (см. ВВЕДЕНИЕ), испущенных электронами, то отсюда следует только соотношение, связывающее μ , N и радиус электрона r , задающий сечение поглощения электрона (Рис. 4.15).

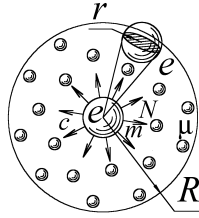


Рис. 4.15. Схема испускания электронами частиц, производящих своими ударами электрическое отталкивание с кулоновской силой $F \sim 1/R^2$.

Действительно, Ритц утверждал, что каждый элементарный заряд (*электрон*) ежесекундно испускает постоянное число реонов N во всех направлениях со скоростью света c [15]. Малая их часть n долетает до другого электрона, расположенного на расстоянии R . Эту часть оценим, считая электрон шариком радиуса r . Поскольку электрон ежесекундно испускает N частиц, такое же число частиц должно ежесекундно пересекать поверхность $4\pi R^2$ окружающей электрон сферы. Если частицы разлетаются по всем направлениям равномерно (что следует из изотропности поля E электрона), то в электрон поперечным сечением πr^2 , расположенный на расстоянии R , попадает доля частиц, составляющая $\pi r^2/4\pi R^2$ от полного их потока N . Таким образом,

$$n = N\pi r^2/4\pi R^2 = Nr^2/4R^2.$$

Тогда сила F отталкивания двух электронов, расположенных на расстоянии R (Рис. 4.15)

$$F = n\mu c = Nr^2\mu c/4R^2.$$

По сути, это – механическое выражение закона Кулона: сила отталкивания, действующая между двумя элементарными зарядами, пропорциональна $1/R^2$. Если заряды не элементарны, а содержат первый – q_1 электронов, второй – q_2 электронов, результирующая сила взаимодействия равна сумме элементарных сил взаимодействия элементарных зарядов во всех возможных комбинациях. Работает принцип суперпозиции – воздействия от разных электронов не влияют друг на друга, т.е. потоки реонов от разных электронов не взаимодействуют при пересечении, ввиду ничтожных размеров реонов, сводящих к нулю вероятность их столкновений между собой. Тогда каждый из q_1 электронов взаимодействует с каждым из q_2 электронов. Т.е. всего q_1q_2 одинаковых элементарных сил отталкивания $Nr^2\mu c/4R^2$, в сумме образующих силу

$$F = q_1q_2Nr^2\mu c/4R^2 = Aq_1q_2/R^2, \quad (4.18)$$

где $A = Nr^2\mu c/4$ – фундаментальная константа, q_1 и q_2 – заряды тел, выраженные в зарядах электрона e . Тем самым приходим к полной формулировке закона Кулона:

$$F = q_1q_2e^2/4\pi\epsilon_0R^2, \quad (4.19)$$

где e – заряд электрона, ϵ_0 – электрическая постоянная.

Из формулы (4.18) и выражения для закона Кулона (4.19) можно найти

$$A = Nr^2\mu c/4 = e^2/4\pi\epsilon_0, \text{ или } \pi Nr^2\mu = e^2/c\epsilon_0.$$

Отсюда следует соотношение, связывающее N , μ , r и фундаментальные константы e , c , ϵ_0

$$N = e^2/\pi r^2\mu c\epsilon_0. \quad (4.20)$$

Однако из (4.20) нельзя вывести сами значения N , r и μ , даже полагая радиус r электрона известным и равным классическому его радиусу r_0 (в действительности, как показывают оценки, $r \ll r_0$). Поэтому для определения массы μ реона следует использовать дополнительные гипотезы, как в работах [A51, 384], либо учесть дополнительные условия, например характеристики случайного движения электронов. Применяя формулу Эйнштейна для броуновского движения [385], можно найти для среднего квадрата смещения электрона $\langle x^2 \rangle = 2\mu c^2 B t$ за время t , где B – подвижность, характеризующая сопротивление движению электрона. Для броуновских частиц этот коэффициент характеризует силу вязкого трения среды, а для электрона – силу радиационного трения (силу реакции, действующую на электрон при излучении в моменты скачков) и силу сопротивления со стороны фокусирующего магнитного поля, удерживающего электроны на орбитах возле оси камеры. Чтобы выразить смещение через характеристики электрона, применим формулу для смещения частицы по коэффициенту диффузии $D = a^2/\tau$ [385, 386]:

$$\langle x^2 \rangle = 2Dt.$$

Здесь a – среднее смещение электрона после соударения, τ – среднее время между двумя ударами реонов по электрону. По закону сохранения импульса скорость электрона после соударения с реоном, $V = \mu c/m$, и среднее смещение за время τ составит $a = \mu c \tau / m$. Отсюда

$$\langle x^2 \rangle = 2\mu^2 c^2 \tau t / m^2.$$

Характерное время $\tau = 1/N$ – величина обратная частоте испускания и поглощения реонов N . Отсюда выразим массу μ реонов. Если $r = r_0 = e^2/4\pi\epsilon_0 m c^2$, из условия (4.20) можно рассчитать количество реонов N , испускаемых электроном в единицу времени

$$N = 4 \left(\frac{m}{\mu} \right) \left(\frac{c}{r_0} \right). \quad (4.21)$$

В итоге, при измеренной величине $D = \langle x^2 \rangle / 2t$, приходим к системе уравнений

$$\begin{cases} D = \mu^2 c^2 / 2 N m^2 \\ N = 16 \pi \epsilon_0 m^2 c^3 / \mu e^2 \end{cases},$$

откуда можно непосредственно определить значения μ и N . В итоге находим:

$$\begin{cases} \mu = 2 \sqrt[3]{4 \pi \epsilon_0 c D m^4 / e^2} \\ N = 4 \sqrt[3]{2 \pi^2 \epsilon_0^2 c^8 m^2 / D e^4} \end{cases}.$$

Данные значения массы и частоты испускания реонов справедливы лишь в случае, если радиус электрона равен классическому r_0 . Однако ряд данных свидетельствует, что реальный радиус электронов $r \ll r_0$. А при $r \sim r_0$ электрическое поле экранировалось бы электронами диэлектриков большой толщины, что на практике не наблюдается. Таким образом, третьей неизвестной является радиус электрона r , и для определения всех трёх значений μ , N и r систему следует дополнить ещё одним уравнением, наложив ещё одно физическое условие-ограничение.

В настоящее время известно, что радиус электрона $r < 10^{-22}$ м [387, 388, 389, с. 277]. Та же оценка для радиуса электрона следует из условия, что средняя длина свободного пробега реона в толще Земли $l = 1/4\pi r^2 n$ превышает радиус R Земли при концентрации электронов n . Иначе Земля частично экранирует переносимые реонами электромагнитные и гравитационные воздействия, что проявилось бы в искажении движений спутников и небесных тел и в отклонениях от законов Кеплера. Даже приняв всю массу Земли образованной из электронов (т.к. в модели атома Ритца ядра атомов и нуклоны в конечном счёте составлены из позитронов и электронов [A13]), найдём, что $n = 3M/m4\pi R^3$, где масса Земли $M = 6 \cdot 10^{24}$ кг, масса электрона $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг, $R = 6,4 \cdot 10^6$ м, откуда $r < R(m/3M)^{1/2} = 1,4 \cdot 10^{-21}$ м. Аналогичная оценка для Солнца ($R = 7 \cdot 10^8$ м, $M = 2 \cdot 10^{30}$ кг) даёт $r < 2,7 \cdot 10^{-22}$ м. Т.е. из условия отсутствия экранировки плотным веществом ($l > R$), следует $r < 10^{-22}$ м, что совпадает с экспериментальной оценкой $r < 10^{-22}$ м [387].

Эффективное сечение рассеяния реонов на реонах $\sigma_{RR} \ll \sigma_{Re}$ – сечения поглощения реонов электронами: потоки реонов свободно проходят сквозь друг друга, не рассеиваясь, не меняя скорости. Длина свободного пробега реона в вакууме будет не меньше радиуса наблюдаемой Вселенной $R \sim 10^{26}$ м. Это объясняет принцип суперпозиции электрических полей и ограничение радиуса R Вселенной при расчёте температуры реликтового излучения (§ 1.2). На больших расстояниях потоки реонов уже рассеиваются, и энергия излучения звёзд теряется, потому и имеет смысл говорить о радиусе наблюдаемой Вселенной, хотя сама Вселенная не ограничена.

Из ранее найденного выражения (4.21) следует соотношение $r_0/c = 4(m/\mu)/N$, показывающее скорость потери массы электроном. Этому выражению можно придать простую интерпретацию. В левой части стоит время, за которое свет проходит радиус электрона: $T = r_0/c = 2,8 \cdot 10^{15}/(3 \cdot 10^8) \approx 10^{-23}$ с. А в правой части – учетверённое число реонов в электроне, делённое на частоту N их испускания. Фактически, по порядку величины – это время T , за которое масса электрона в ходе распада на реоны сократится до нуля. Выходит, электрон должен полностью распасться за $T \sim 10^{-23}$ секунды, или ещё быстрее, если $r \ll r_0$. Но электроны не исчезают за столь короткое время и не распадаются за много большие времена, сохраняя постоянную массу m .

Тот факт, что постоянная утечка реонов с электрона не снижает его массу и энергию, объясняется тем, что электрон не только испускает, но и поглощает реоны, испущенные другими зарядами. Происходит постоянный обмен частицами, поддерживающий динамическое равновесие в значениях параметров электрона m , r и N . Предположив это, В. Ритц впервые высказал идею обменного взаимодействия, принятую позднее физиками, скажем, в КЭД.

Итак, в процессе обмена реонами, взамен отделившихся, к электрону со всех сторон приходят внешние реоны. Бесчисленные электроны в бесконечной Вселенной, начиная с некоторой дистанции, должны закрыть электрон своими поперечниками со всех сторон, окружив сплошной сферой характерного радиуса R (Рис. 4.15). Характерное число электронов на сфере $P =$

$4\pi R^2/\pi r^2$. От каждого электрона сферы к центральному электрону сходится ежесекундно $Nr^2/4R^2$ реонов. В сумме со всей сферы к электрону приходит $PNr^2/4R^2 = N$ реонов. Т.е. электрон поглощает в единицу времени такое же количество реонов, которое теряет.

В пользу квантования электромагнитных воздействий косвенно свидетельствует и спин (вращение) электрона. Действительно, испускание и поглощение реонов привело бы не только к их хаотическому движению, но и к вращению вокруг оси, наподобие ветряного или фейерверочного колеса (Рис. 4.14.б). Так же как броуновские частицы под ударами молекул воды, воздуха ещё и вращаются [385, с. 214], электроны под ударами реонов приобретают вращение. Неравномерное воздействие на вращающуюся поверхность электрона встречного и попутного потока реонов, а также возможное наличие у электрона асимметрии формы приводит к появлению у него постоянного вращения в одну сторону со стандартной установившейся частотой. Кроме того, испускание реонов только с поверхности вращающегося электрона объясняет и гиромагнитное отношение, составляющее для спина электрона $\gamma = -e/m$, что в два раза больше орбитального. Такое отношение получается, если считать заряд рассредоточенным по поверхности электрона, что эквивалентно испусканию реонов только с поверхности. Так, для электрона в форме шара момент импульса равен $N_z = 2mr^2\omega/5$, а магнитный момент при интегрировании по поверхности шара $\mu_z = -e\omega r^2/3$. Отсюда гиромагнитное отношение $\gamma = \mu_z/N_z = -e5/6m$, что уже близко к измеренному гиромагнитному отношению для электрона. Если же электрон имеет форму эллипсоида, вытянутого вдоль оси вращения, тогда отношение может стать сколь угодно близким к $\gamma = -e/m$. Причём малое отличие коэффициента перед e/m от единицы в меньшую сторону реально наблюдается в экспериментах типа Барнетта и Эйнштейна-де Гааза [413].

Таким образом, в пользу испускания реонов электронами косвенно свидетельствует ряд экспериментальных данных. Сам факт существования закона Кулона означает, что импульс от заряда к заряду переносит некий материальный агент, в виде квантов электромагнитного поля. В КЭД это – виртуальные фотоны, а в баллистической теории Ритца – реоны. Предложенные выше критерии позволят выяснить, какие из этих частиц проявляются в экспериментах.

§ 4.11. Аномалии и статистические характеристики космических лучей

Как отмечено в предыдущих параграфах, результаты большинства опытов по проверке баллистической теории неоднозначны, ввиду отсутствия прямых измерений скорости частиц и их излучения. И только прямое измерение скорости частиц и их излучения времяпролётным методом, по разнице моментов их регистрации детекторами, разнесёнными на заданное расстояние, позволит сделать однозначный вывод о справедливости или ошибочности теории Ритца.

Поскольку наивысшими энергиями обладают частицы космических лучей, естественно именно у них ожидать сверхсветовые скорости. Действительно, в Широких Атмосферных Лив-

нях (ШАЛ) сверхсветовые скорости неоднократно регистрировали [343, 344, 390–394], в частности при прямых замерах скорости и направлений прихода космических лучей времяпролётной камерой ALICE [343, 344]. Обычно измерение скорости фронта широкого атмосферного ливня осложняется тем, что не известно направление, с которого приходит ливень. По разнице моментов регистрации фронта ливня детекторами, расположенными на большой площади, определяют только разницу моментов регистрации по горизонтали. Поэтому требуется знать и направление прихода ливня. Его можно определить по форме пятна сработавших детекторов. Поскольку сгусток частиц, образующих ливень, имеет цилиндрическую или линзовидную форму, по аспектному отношению пятна сработавших детекторов определяется угол прихода ливня, а по нему и по разнице моментов регистрации, – скорость ливня. Это позволит сопоставить измеренное детекторами и релятивистское значение скорости и энергии частиц, а также проверить, имеет ли место релятивистский эффект растяжения времени жизни частиц (§ 3.6).

В рамках классической физики скорость частиц космических лучей экстремальных энергий должна быть сверхсветовой. Действительно, приравнивая рекордную энергию частиц космических лучей $W \sim 10^{20}$ эВ (измеренную калориметрическим методом [395]) к кинетической энергии $MV^2/2$, получим для случая протонов с $W_0 = Mc^2 = 938$ МэВ, $V = c(2W/W_0)^{1/2} \sim 10^6 c$.

В пользу сверхсветовых скоростей у частиц в широких атмосферных ливнях с рекордной энергией ($W > 10^{19}$ эВ) свидетельствует, например, зенитная аномалия – статистическое распределение космических ливней по зенитным углам θ . Большинство атмосферных ливней с рекордной энергией $W \sim 10^{19}$ эВ приходят практически из зенита, словно первичные частицы падают отвесно, хотя теоретически их распределение по направлениям должно быть случайным. Действительно, у большинства ливней с рекордной энергией $W > 10^{19}$ эВ измеренный по разнице моментов регистрации угол $\theta \leq 15^\circ$ [396]. Зенитный угол θ прихода ливня измеряют по задержке Δt регистрации ливня детекторами, разнесёнными по горизонтали на расстояние b (Рис. 4.16). Приняв скорость ливня $V_2 \approx c$, находят $\sin\theta = c\Delta t/b \approx 0$, словно частицы падают отвесно. Если же в рамках классической физики (§ 4.2) определять скорость частиц как $V_2 \approx \gamma_2 c$ ($\gamma_2 \gg 1$), то $\sin\theta = \gamma_2 c \Delta t/b$, и угол θ больше найденного по СТО в γ_2 раз. Тогда, с точки зрения классической физики, даже синхронное срабатывание детекторов ($\Delta t = 0$) не обязательно свидетельствует об отвесном падении ливня, а может говорить о его сверхсветовой скорости. Чем выше энергия первичной частицы и γ -фактор, тем отвесней (в рамках СТО) должно представляться падение ливня. Теория космических лучей предсказывает обратный результат: чем энергичней ливень, тем проще его частицам пересечь земную атмосферу под большим углом θ .

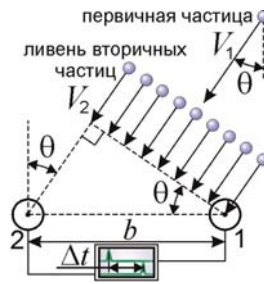


Рис. 4.16. Метод измерения угла θ прихода ливня по задержке его регистрации детекторами 1 и 2.

Истинный угол прихода ливня, как отмечалось, можно определить по форме пятна сработавших детекторов (Рис. 4.17). Зенитные углы, измеренные по времени задержки срабатывания детекторов $\theta_T = \arcsin(V\Delta t/b)$ (при $V \approx c$) и по форме (аспектному отношению a/b , Рис. 4.17) пятна сработавших детекторов $\theta_S = \arccos(a/b)$, в ряде случаев не совпадают. Примером служат результаты измерений одного из ливней на установке Тунка-133 [397]. Измеренный по задержке Δt угол $\theta_T = \arcsin(c\Delta t/b) \approx 13,4^\circ$, тогда как форма пятна сработавших детекторов соответствует наклонному падению ливня под зенитным углом $\theta_S = \arccos(a/b) \approx 45^\circ$, где a и b – малая и большая оси эллипса, очерчивающего пятно сработавших детекторов. Но значения углов совпадут ($\theta_T = \theta_S \approx 45^\circ$), если истинная скорость $V \approx 3c$, т.е. если скорость сверхсветовая.

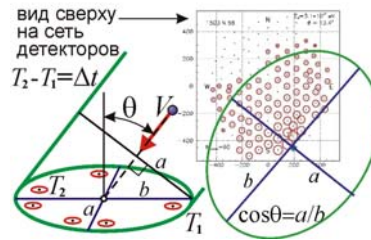


Рис. 4.17. Пятно сработавших детекторов от ливня с энергией $W = 3 \cdot 10^{17}$ эВ.

Итак, сверхсветовая скорость ливня $V \approx \gamma c$ объясняет зенитную аномалию как иллюзию отвесного падения ливней. В литературе встречается мнение, будто аномально увеличено число частиц, приходящих под большими зенитными углами [398].

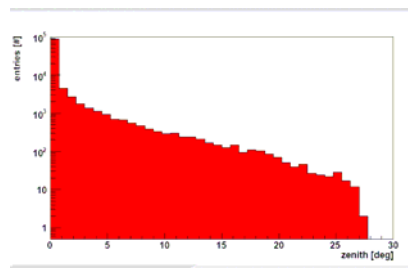


Рис. 4.18. Типичное зенитное угловое распределение ШАЛ [412].

Однако это верно для ливней с энергией $W \sim 10^{15}$ эВ, что при числе частиц $N_e > 10^7$ означает, что энергия каждой частицы $W_1 \sim 10^8$ эВ = 100 МэВ, т.е. меньше энергии покоя мюонов и протонов – основных компонентов ШАЛ. Таким образом, в рамках баллистической теории для

частиц таких ливней $\gamma \sim 1$, и скорости частиц $V \leq c$. Это и ведёт к завышению зенитных углов $\theta_T = \arcsin(c\Delta t/b)$ по сравнению с истинными $\theta_T = \arcsin(V\Delta t/b)$. Напротив, для ливней с рекордной энергией $W \sim 10^{19} - 10^{20}$ эВ и для интегрального зенитного распределения ливней с произвольной энергией наблюдается преобладание ливней с малыми зенитными углами $\theta \approx 0^\circ$ (Рис. 4.18). Гипотезу о сверхсветовой скорости V подтверждает также регистрация у ливней, приходящих под малыми углами θ наибольшего числа событий в виде прекурсоров – частиц, опережающих фронт ливня и предположительно являющихся тахионами $V > c$ [394].

С ошибочным измерением угла θ_T прихода ливней и их скорости V , видимо, связано и отсутствие анизотропии в угловом распределении направлений прихода космических лучей высоких энергий [399, 400]. Ошибка в определении их направления, меняющаяся в зависимости от времени суток и года (в соответствии с изменением положения зенита на небесной сфере), ведёт к рассеянию направлений прихода лучей по небесной сфере. В итоге, угловое распределение космических лучей кажется изотропным, не ассоциирующимся ни с галактической плоскостью, ни с центром Галактики, ни с источниками рентгеновского, гамма- и радио-излучения.

Так, в эксперименте AGASA только для ливней с энергией $W \sim 10^{18}$ эВ заметна анизотропия $\sim 4\%$ и корреляция максимумов углового распределения ШАЛ с направлением на центр Галактики [401]. Также и для космических лучей ТэВ-диапазона, с энергией $\sim 10^{12}$ эВ была обнаружена анизотропия в распределении направлений прихода с масштабом $\sim 10^\circ$ [402]. В данном случае корреляция возникает, т.к. при $W \sim 10^{12} - 10^{18}$ эВ средняя скорость частиц космических лучей слабо отличается от скорости света. А при более высоких, рекордных энергиях $W \sim 10^{19} - 10^{20}$ эВ анизотропия исчезает [401], хотя ожидалось обратное – нарастание анизотропии при росте энергии [403], поскольку внутригалактические магнитные поля тем сильнее рассеивают направления космических лучей, чем выше их энергия. Действительно, при росте энергии космических лучей анизотропия росла и отчётливо проявлялась для частиц сверхвысоких энергий [403]. А при дальнейшем нарастании энергии частиц (выше $W \sim 10^{19}$ эВ) анизотропия исчезала.

В литературе встречаются утверждения об открытии анизотропии и у космических лучей сверхвысоких энергий $W > 10^{18}$ эВ [404–406]. Но такая анизотропия обнаружена лишь при азимутальных измерениях, когда измеряется азимут направления прихода ливня, причём для космических лучей, приходящих под значительными зенитными углами $\theta > 50^\circ$ [404]. При этом, во-первых, разброс космических лучей по зенитному углу θ вносит меньшую ошибку в определение направления, т.к. измеряется не θ , а азимут, на измерение которого не влияет принятое значение скорости [404]. Во-вторых, для космических лучей, которым соответствуют большие θ , не выполняется условие $V \gg c$, и регистрируется уже лавина вторичных космических лучей с $V \sim c$, возникших после многократного рассеяния, за счёт большой длины пути в атмосфере Земли. В итоге ошибка в определении направлений их прихода оказывается незначительной. В

настоящее время анизотропия космических лучей сверхвысоких энергий обнаружена с высокой степенью надёжности, и направление на источник, предположительно расположенный в 100 пк от Земли, определяется с точностью до 10° [402]. Также обнаружена анизотропия в виде избытка числа частиц сверхвысоких энергий, приходящих с направления на центр Галактики [1] и центр галактики Персей А (NGC 1275) [405]. Но в таких измерениях применяют уже азимутальные и прямые методы измерения направлений прихода космических лучей, в которых не делают предположений о величине скорости частиц. Так, в установке Fly's Eye (где надёжно регистрируют анизотропию космических лучей [405]), направления прихода лучей определяют непосредственно фасеточными детекторами, регистрирующими расположение в пространстве излучающего ствола широкого атмосферного ливня [395]. Установкой Fly's Eye, как полагают авторы [392], выявлены также аномальные частицы со сверхсветовыми скоростями (*таххионы*).

Произвести прямое измерение скорости наиболее энергичных широких атмосферных ливней можно также посредством радиолокации. Скорость изменения расстояния до фронта ШАЛ можно измерять косвенно – по эффекту Доплера, либо непосредственно – как $V = dr/dt$, беря производную по времени от расстояния r , измеряемого радиолокатором [365]. Измерение скорости по эффекту Доплера содержит неоднозначность, поскольку в СТО формула доплер-эффекта всегда приводит к $V < c$, а в рамках теории Ритца при тех же сдвигах частоты скорость может быть сверхсветовой $V > c$ (§ 3.6). Таким образом, прямое измерение V фронта ШАЛ сетью наземных детекторов и сопоставление V со значением, найденным по доплер-эффекту, служит ещё одним критерием проверки баллистической теории и формулы эффекта Доплера.

Сверхсветовую скорость космических лучей подтверждает также регистрация частиц, опережающих фронт ливня на доли секунды [390, 391, 407], что невозможно, если все частицы летят со скоростями близкими к предельной $V \approx c$. Но если ливень, растратив энергию на пути к детектору, замедлится до скорости $V_2 \sim c$, тогда наиболее быстрые частицы со скоростью $V_1 \gg c$ пройдут путь $L \sim 10$ км до детектора почти мгновенно ($L/V_1 \approx 0$), опередив фронт ливня на $\Delta t = L/V_2 - L/V_1 \sim L/c \sim 10^{-4}$ с: регистрировали именно такие задержки. Этим же можно объяснить открытие в эксперименте «ВЭГА» серий из двух, трёх и более импульсов космических лучей, разделённых интервалами $\Delta t \sim 10^{-7}$ с. В рамках СТО это невозможно, поскольку, при близкой скорости частиц ливня $V \approx c$, это ведёт к выводу о скорости опережающих частиц $V > c$ [407]. А в классической физике это естественно, т.к. по оценкам скорости разных групп частиц $V_1, V_2, V_3 \dots$ составляют порядка $10^3 c$, и при $L \sim 10$ км, $\Delta t = L/V_2 - L/V_1 \sim 10^{-7}$ с.

Не исключено, что последовательность импульсов создана сверхсветовыми частицами техногенной природы, переносящими информацию в форме импульсов «точек» и «тире» своего рода межзвёздного телеграфа [A15, A27]. Действительно, свойства космических лучей, такие как аномалии спектра сверхэнергичных космических лучей и обнаружение частиц с энергией

выше, чем предел Сюняева-Зацепина, всё чаще заставляют склоняться к неастрофизическим объяснениям космических лучей экстремальных энергий [395, A49, A54]. Действительно, если сверхсветовые скорости частиц космических лучей и синхротронного излучения подтвердятся в экспериментах, их можно применить для сверхсветовой связи в космосе, необходимой даже в пределах Солнечной системы. А передача сообщений на межзвёздные дистанции вообще теряет смысл для сигналов, движущихся со скоростью меньшей или равной скорости света, т.к. интервалы между передачей и приёмом сигналов занимали бы годы. Отметим, что идея расшифровки информации, «записанной» в космических лучах, выдвигалась уже А. Комптоном.

В пользу искусственной природы космических лучей свидетельствует их состав. В космических лучах процентное содержание ядер лёгких элементов (Li, Be, B) аномально велико по сравнению с их содержанием в звёздах, метеоритном веществе и межзвёздном газе [408]. В случае искусственного происхождения космических лучей изобилие в их составе ядер лёгких элементов вполне естественно, поскольку ядра малой массы m при той же энергии $W = mV^2/2$ имеют более высокие скорости V и наиболее удобны для сверхсветовой передачи информации. В пользу искусственной природы космических лучей свидетельствует также обнаружение в их составе ядер трансурановых элементов, не существующих в природе, например, ядра с номером $Z = 106$ (сиборгий, Sg) [408]. Т.к. среднее время распада таких ядер порядка минуты, а источники энергичных космических лучей находятся на расстояниях в световые годы, ядра для достижения Земли должны были лететь со скоростью $V \sim 10^6 c$, что согласуется с приведённой выше оценкой V наиболее энергичных космических лучей. Если же допустить образование ядер Sg уже в атмосфере Земли при бомбардировке её атомов лёгкими ядрами, то вероятность таких событий исчезающе мала, т.к. даже в ускорителях при высокой плотности потока ядер, обстреливающих плотные мишени, образуются ничтожные количества атомов сиборгия.

В рамках СТО обнаружение в составе космических лучей короткоживущих ядер, а во вторичных лучах – короткоживущих мюонов интерпретируют как замедление времени жизни T быстро движущихся частиц по закону $T' = T_0\gamma$, где γ – Лоренц-фактор, нарастающий при увеличении энергии частиц. Действительно, обнаружено, что мюоны из вторичных космических лучей проходят до поверхности Земли путь $S \approx cT_0\gamma$ много больший, чем путь $S_0 = cT_0$, который могли бы пройти за характерное время распада T_0 мюоны, движущиеся со скоростью c . В СТО этот факт интерпретируют как эффект замедления времени жизни T' , ведущий к росту пути $S' \approx cT' = cT_0\gamma$, а в баллистической теории, как показано в § 4.2, удлинение пути S' при нарастании энергии частиц естественно объясняется ростом их скорости $V \approx \gamma c$ до значений $V \gg c$. Соответственно, проходимый частицей до распада путь $S' = VT \approx cT_0\gamma$ [A37, A45], что совпадает с результатом опытов и выводом СТО. Таким образом, и в данном случае критерием выбора между баллистической теорией и СТО служит прямое измерение скорости космических лучей.

К космическим лучам относят и высокоэнергичные кванты рентгеновского и гамма-излучения, равномерно приходящие к Земле из всех точек неба. Их природа до сих пор не разгадана. Каждый электрон в атоме, излучающий световые волны, аналогичен звезде, движущейся по орбите. И как для двойных звезд, профиль этих волн искажается по мере распространения, а в спектре сигнала появляются гармоники с номерами N до тысяч, т.е. появляется излучение с тысячекратно выросшей частотой f (Рис. 4.9). Это и будет фоновое рентгеновское излучение. По такому же механизму может генерировать рентгеновские и гамма-вспышки Юпитер, в магнитосфере которого электроны движутся с высокими скоростями и ускорениями. Поэтому на больших расстояниях их циклотронное радиоизлучение трансформируется в X- и γ -лучи.

Итак, прямое измерение скорости и направлений прихода широких атмосферных ливней и частиц космических лучей позволит не только проверить баллистическую теорию, но и уточнить распределение на небе источников космических лучей для сопоставления с активными галактическими и внегалактическими объектами. Прямое измерение скорости космических ливней можно осуществить, установив детекторы частиц не только на горизонтальной поверхности, но и на высоте, например, на склонах и вершинах гор (если установка размещена в горах, как, например, Тань-Шаньская станция). Также дополнительные детекторы можно разместить на мачте в центре сети детекторов. Это позволит напрямую измерять скорость ливня и точно определять направление его прихода. Для измерения скорости энергичных частиц могут быть применены и обычные TOF-детекторы, типа камеры ALICE. Следует отметить, что при такой схеме измерений реально обнаружены частицы с временем пролёта $\Delta t < L/c$ [344, 345].

Прямое подтверждение сверхсветовой скорости $V \approx \gamma c$ частиц космических ливней и ускорителей в предложенных экспериментах имело бы и прикладное значение, позволив осуществить сверхсветовую межпланетную и межзвёздную связь. Ускоритель электронов, установленный на космическом корабле и выстреливающий модулированный поток частиц со скоростью $V \approx \gamma c$, позволит (при $\gamma \sim 1000$) осуществить связь со звёздными системами на расстоянии в несколько световых лет за времена, исчисляемые не годами, а сутками. Кроме того, использование ускорителей в качестве ракетных реактивных двигателей, выбрасывающих потоки сверхсветовых частиц, позволит по формуле Циолковского реализовать сверхсветовые космические корабли, преодолевающие межзвёздные дистанции не за годы, а за месяцы. Не исключено, что наиболее энергичные космические лучи представляют собой отчасти лучи космической связи, а отчасти – выхлопы космических кораблей, т.е. в основном имеют техногенную природу. Это объясняет спектр космических лучей (его излом и аномальный рост числа частиц ультравысоких энергий), а также регистрацию частиц с энергией выше предела Зацепина. Такие частицы при излучении с расстояний предполагаемых естественных источников космических лучей, согласно теории, не могут достигать Земли, ввиду потери ими энергии при рассеянии на квантах

фонового излучения [395]. Однако такие лучи могут иметь искусственное, техногенное происхождение и в таком случае их источники могут располагаться на любом расстоянии от Земли.

§ 4.12. Выводы

Эксперименты в области физики высоких энергий, привлекаемые в качестве наиболее убедительного теста несостоятельности баллистической теории [9–11, 25], фактически, как показал представленный анализ, не противоречат ей, если рассчитывать кинематические характеристики частиц и их излучения в рамках теории Ритца и учитывать эффект переизлучения средой. Определение скорости частиц в рамках классической физики позволит не только истолковать ряд экспериментальных аномалий, но также интерпретировать их результаты как подтверждение баллистической теории. Двусмысленность в интерпретации результатов таких опытов приводит к выводу о необходимости новых экспериментов и дополнительных, контрольных измерений и уточнений к существующим схемам опытов. В первую очередь это – прямое измерение скорости частиц времяпролётным методом. Прямое измерение позволит уточнить истинную величину скорости частиц и характеристики космических лучей из ШАЛ, которые необъяснимы с позиций релятивистских оценок скорости и энергии частиц космических лучей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведённый в работе всесторонний анализ результатов накопленных за век экспериментальных данных и наблюдений в космосе (*мегамире*), в земных лабораториях (*макромире*) и в области физики высоких энергий (*микромире*) показывает, что к настоящему времени нет данных, однозначно свидетельствующих против баллистической теории. Напротив, ряд данных подтверждает баллистическую теорию. По крайней мере, эти данные находят более полную и точную интерпретацию в рамках теории Ритца. Для однозначного решения вопроса о влиянии скорости источника на скорость света предложен ряд новых методов, критериев и схем экспериментов в космосе, в оптических лабораториях и на ускорителях. С одной стороны, усовершенствованные эксперименты позволят точнее решить вопрос о переменности скорости света. С другой стороны, новые эксперименты позволят проверить ряд следствий баллистической теории, включая эффект Ритца, и уточнить параметры, порождающие неоднозначность в интерпретации опытных данных. Уточнение имеет и чисто прикладное значение, в том числе для радиолокации, для генераторов синхротронного и других типов всеволновых излучений.

В заключение перечислим основные предложенные в диссертации методы проверки баллистической теории и переменности скорости света:

- 1) исследование характеристик двойных звёзд и экзопланет независимыми методами и статистический анализ элементов их орбит в рамках баллистической и релятивистской теорий;
- 2) сравнительный анализ предсказаний баллистической теории для кратных звёзд и наблюдаемых аномалий в спектрах и видимой структуре галактик, квазаров, пульсаров и барстеров;
- 3) анализ невязок данных космической радиолокации, астрометрии и радиоинтерферометрии при измерении положений планет, АМС и спутников в рамках баллистической теории;
- 4) анализ невязок данных лазерной локации, радиолокации и астрометрических измерений положений спутников (в т.ч. GPS, ГЛОНАСС) и Луны при сопоставлении с теорией Ритца;
- 5) эксперименты по прямому измерению скорости света от движущихся источников и зеркал с применением фемтосекундных лазеров и аппаратуры для регистрации f_s -импульсов;
- 6) эксперименты по преобразованию частоты света и длительности лазерных импульсов посредством эффекта Ритца при рассеянии на ускоренно движущихся частицах;
- 7) оптические и радиофизические эксперименты по измерению скорости и длины волны света от движущихся источников и зеркал;
- 8) уточнённые эксперименты по измерению скорости гамма-лучей и рентгеновских лучей, генерируемых релятивистскими частицами;

- 9) эксперименты по прямому измерению скорости и основных характеристик синхротронного и ондуляторного излучения (*частотный спектр, угловой спектр, энергия, длительность импульса*);
- 10) анализ характеристик излучения и движения одиночных электронов в релятивистской электронике;
- 11) анализ энергетических, угловых распределений и др. характеристик у космических лучей.

Таким образом, проверка баллистической теории и постоянства скорости света имеет не только теоретический, но и чисто практический, прикладной интерес. Более того, если некоторые следствия баллистической теории (например, эффект Ритца) подтвердятся, это откроет принципиально новые возможности в плане преобразования видимого лазерного излучения в другие частотные диапазоны. Это же справедливо в отношении других следствий баллистической теории, которые могут иметь огромное прикладное значение.

Итак, проверка баллистической теории света посредством предложенных в диссертации методик, экспериментов и критериев представляется крайне актуальной и целесообразной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Abdo A.A., Ackermann M., Ajello M. et al.* // Nature. 2009. V. 462. Is. 7271. P. 331–334.
2. *Mattingly D.* Modern Tests of Lorentz Invariance // Living Rev. Relativity. 2005. V. 8. P. 5–84.
3. *Баращенко В.С.* // Знание-сила. 1997. №4. С. 24–33.
4. *Jenet F.A., Fleckeustein P., Ford A. et al.* // Astroph. J. 2010. V. 710. Is. 2. P. 1718–1723.
5. *Giovannini D., Romero J., Potocek V.* // Science. 2015. V. 347. P. 857–860.
6. *Малькин Г.Б.* // Оптика и спектроск. 2010. Т. 109. № 6. С. 1018–1034.
7. *Малькин Г.Б.* // Оптика и спектроск. 2014. Т. 116. №1. С. 143–154.
8. *Бонч-Бруевич А.М.* // УФН. 2001. Т. 171. С. 1087–1090.
9. *Александров Е.Б., Александров П.А., Запасский В.С. и др.* // УФН. 2011. Т. 181. №12. С. 1345–1351.
10. *Александров Е.Б.* // Химия и жизнь. 2012. № 3. С. 16–20.
11. *Мазманишвили А.С.* // Электромагнитные явления. 2001. Т. 2. № 1. С. 124–130.
12. *Александров Е.Б., Александров П.А., Запасский В.С. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2011. Т. 94. С. 374–376.
13. *Мушаилов Б.Р., Теплицкая В.С.* // Вестник МГУ. Серия 3. 2011. №6. С. 98–103.
14. *Мушаилов Б.Р., Теплицкая В.С.* // Космич. исследования. 2012. Т. 50. №6. С. 452–461.
15. *Ritz W.* // Ann. Chim. Phys. 1908. V. 13. P. 145–275.
16. *Паули В.* Теория относительности. М. Наука, 1991. 328 с.
17. *Пановский В., Филлипс М.* Классическая электродинамика. М.: Физматгиз, 1963, С. 260.
18. *Томсон Дж.Дж.* Электричество и материя. М.-Л.: ОГИЗ, 1928. 264 с.
19. *Ахманов С.А., Никитин С.Ю.* Физическая оптика. М.: МГУ, 2004. 654 с.
20. *Ельяшев М.А., Кембровская Н.Г., Томильчик Л.М.* // УФН. 1995. Т. 165. С. 457–480.
21. *Ельяшев М.А., Кембровская Н.Г., Томильчик Л.М.* Вальтер Ритц и развитие бесполового подхода в электродинамике. Препринт № 710 ИФ АН БССР. Минск, 1997. С. 2.
22. *De Sangro R., Finocchiaro G., Pattari P. et al.* Measuring Propagation Speed of Coulomb Fields. URL: <http://arxiv.org/pdf/1211.2913v2>.
23. *Акулов Н.С.* // ДАН БССР. 1968. Т. XII. №3. P. 212.
24. *Роузвер Н.Т.* Перигелий Меркурия от Лаверьё до Эйнштейна. М.: Мир, 1985. 246 с.
25. *Fox J.G.* // Am. J. Phys. 1965. V. 33. P. 1–17.
26. *Moon P., Spencer D.* // JOSA. 1953. V. 43. №8. P. 635–641.
27. *Бонч-Бруевич А.М., Молчанов В.А.* // Оптика и спектроск. 1956. Т. 1. № 2. С. 113–124.
28. *Lo Savio M.* // Phys. Lett. A. 1988. V. 133. P. 176–178.
29. *Баранов А.Г.* // Эйнштейновский сборник-66. М.: Наука, 1966. 376 с.
30. *Kantor W.* // Spectr. Lett. 1971. V. 4. P. 245–253.
31. *Brecher K.* // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. P. 1051–1054.
32. *Brecher K.* // Bulletin of Physics News. 2000. №484. May 11.
33. *Sadeh D.* // Phys. Rev. Lett. 1963. V. 10. P. 271–273.
34. *Newburgh R.G.* // Amer. J. Phys. 1972. V. 40. №8. P. 1173–1175.
35. *Тяпкин А.А.* // Краткие сообщения ОИЯИ. 1993, №3[60]-93. С. 26.
36. *Водопьянов А.С., Зрелов В.П., Тяпкин А.А.* // Письма в ЭЧАЯ. 2000. № 2[99].
37. *Фритциус Р.С.* // Тр. междунар. конф. «Ньютон и проблемы механики». СПб, 1993.
38. *Филонович С.Р.* Самая большая скорость. М.: Наука, 1983, 176 с.
39. *Comstock D.F.* // Phys. Rev. 1910. V. 30. P. 267.
40. *Матвеев А.Н.* Механика и теория относительности. М.: ОНИКС, 2003.
41. *De Sitter W.* // Phys. Z. 1913. Bd. 14. S. 429, 1267.
42. *Брагинский В.Б., Полнарёв А.Г.* Удивительная гравитация. М.: Наука, 1985. 160 с.
43. *Guthnik P.* // Astr. Nachr. 1913. Bd. 195. S. 265–270.
44. *Freundlich E.* // Phys. Z. 1913. Bd. 14. S. 935.

45. *Barr J.M.* // *J. Roy. Astron. Soc. of Canada*. 1908. V. 2. P. 70–75.
46. *Бэттен А.* Двойные и кратные звёзды. М.: Мир, 1976. 324 с.
47. *Fracastoro M.G.* // *Astron. & Astroph.* 1979. V. 78. P. 112–115.
48. *Abt H.A.* // *Astron. Soc. of the Pacific*. 2009. V. 121. P. 811–813.
49. *Бражникова Э.Ф., Бабинчук С.В.* // *Астрон. журн.* 1965. Т. 42. С. 678–680.
50. *Штерн Б.Е.* // *Химия и жизнь*. 2010. №7. С. 8–12.
51. *Kopal Z.* *Close Binary Systems*. Wiley & Sons Inc.: N.Y., 1959.
52. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973, 713 с.
53. *Никольский В.В., Никольская Т.И.* Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1989, 544 с.
54. *Batten A.H.* // *J. Roy. Astron. Soc. of Canada*. 1983. V. 77. №2, P. 95.
55. *Wallace B.G.* // *Spectr. Lett.* 1970. V. 3. P. 115–121.
56. *Baker R.H.* *Astronomy*. D. Van Norstrand Co.: N.Y.–Princeton, 1955.
57. *Бражникова Э.Ф.* // *Земля и Вселенная*. 1968. №5. С. 27–29.
58. *Бражникова Э.Ф.* // *Астрон. журнал*. 1970. Т. 47. вып. 1, С. 149.
59. *Бражникова Э.Ф., Дагаев М.М., Радзиевский В.В.* // *Астрон. журнал*. 1975. Т. 52. вып. 3. С. 546–552.
60. *Куницкий П.В.* // *Астрон. журнал*. 1924. V. 1. P. 2.
61. *Struve O., Huang S.-S.* // *MNRAS*. 1957. V. 3(19). P. 161–188.
62. *Arras P., Burkart J., Quataert E., Weinberg N.* // *MNRAS*. 2012. V. 422. P. 1761–1766.
63. *Баканов В.А.* Расширенный каталог орбит визуально-двойных звёзд с известными элементами и эффект Барра у этих систем // *Учёные записки ГПИ. Сер. Физич. Наук.*, вып. 124, 1972, С. 50–63.
64. *Толстых В.И.* // *Учёные записки ГПИ. Сер. физич. наук.* вып. 124, 1972, С. 70–73.
65. *Белопольский А.А.* *Астрономические труды*. М.: Гостехиздат, 1954. 320 с.
66. *Zurhellen W.* // *Astr. Nachr.* 1914. V. 198. P. 1–10.
67. *Рабинович М.И., Трубецков Д.И.* Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984. 432 с.
68. URL: <http://www.astronomy.ru/forum/index.php/topic,91249.0.html> (дата обращения 14.07.2014)
69. *Чикин П.С.* // *Актуальные проблемы современной науки*. 2005. №2. С. 88–101.
70. *Struve O.* // *Astroph. J.* 1944. V. 99. P. 295.
71. *Pribulla T., Rucinski S.M., Lu W. et al.* // *Astron. J.* 2006. V. 132. Is. 2. P. 769–780.
72. *Szalai T., Kiss L., Meszaros Sz. et al.* // *Astron. & Astroph.* 2007. V. 465. P. 943–952.
73. *Pribulla T., Rucinski S.M.* // *MNRAS*. 2008. V. 386. P. 377–389.
74. *Linder N., Rauw G., Sana H. et al.* // *Astron. & Astroph.* 2007. V. 474. P. 193–204.
75. *Marmet P.A.* // *Apeiron*. 1991. №9–10. P. 119–139.
76. *Savedoff M.P.* // *Astron. J.* 1951. V. 56. P. 1–9.
77. *Pont F., Melo C.H.F., Bouchy F.* // *Astron. & Astroph.* 2005. V. 433. Is. 2. P. L21–L24.
78. *Hearnshaw J.B., Komonjinda S., Skuljan J. et al.* // *MNRAS*. 2012. V. 427. Is. 1. P. 298–310.
79. *Fritzsius R.S.* URL: <http://www.datasync.com/~rsf1/binaries.htm> (дата обращения 18.08.2014).
80. *Konacki M., Muterspaugh M., Kulkarni S. et al.* // *Astroph. J.* 2010. V. 719. P. 1293–1314.
81. *Gong Bi-Ping, Yan Z.Q.* Evidence of Residual Doppler Shift on Three Pulsars, PSR B1259-63, 4U1627-67 and PSR J2051-0827. URL: <http://arxiv.org/pdf/1401.6530v1> (дата обращения 20.08.2014).
82. *Сивухин Д.В.* *Оптика*. М.: Наука, 1980. 752 с.
83. *Тихов Г.А.* *Основные труды*. Т. 1. Алма-Ата: Изд-во АН Казахской ССР, 1954. 336 с.
84. *Struve O.* // *MNRAS*. 1949. V. 109. P. 487–506.
85. *McNamara D.H.* // *Astroph. J.* 1951. V. 114. P. 513–521.
86. *Abhyankar K.D.* // *Astroph. J. Suppl. Ser.* 4. 1959. P. 157.
87. *Sciama D.W.* *Modern Cosmology and the Dark Matter Problem*. Cambridge: Cambridge University Press, 1995. P. 101.

88. *Comstock D.F.* // *Astroph. J.* 1910. V. 31. P. 364–370.
89. *Алдушева В.Я.* // *Астрон. журнал.* 1987. Т. 64. С. 591–600.
90. *Шапиро И.* // *УФН.* 1969. Т. 99. С. 319–336.
91. *Wallace B.G.* // *Spectr. Lett.* 1969. V. 2. P. 361–367.
92. *Wallace B.G.* // *Spectr. Lett.* 1971. V. 4. P. 79–84.
93. *Уоллес Б.* // Сб. «Проблемы исследования Вселенной», вып. 15. Проблемы пространства и времени в современном естествознании. СПб., 1991. С. 258–267.
94. *Diaz P., Habeny I.* // *Astroph. J.* 1999. V. 523. Is. 2. P. 786–796.
95. *Cambes F.* // *Annu. Rev. Astron. Astroph.* 1991. V. 29. P. 195–237.
96. *Ade P.A.R. et al.* // *Astron. & Astroph.* 2014. V. 571. Id. A23. 48 pp.
97. *Силк Дж.* Большой взрыв. М.: Мир, 1982.
98. *Эйгенсон М.С.* Внегалактическая астрономия. М.: Физматгиз, 1960. 414 с.
99. *Zwicky F.* // *Proc. National Acad. Sci.* 1929. V. 15. N10. P. 773–779.
100. *Циолковский К.Э.* Очерки о Вселенной. Калуга, 2001. 384 с.
101. *Вавилов С.И.* Собрание сочинений, Т. 2. М.: АН СССР, 1952. 548 с.
102. *Селезнёв В.П.* // *Авиация и космонавтика.* 1963. №7. С. 18.
103. *Джоунс Д.* Изобретения Дедала. М.: Мир, 1985. С. 150.
104. *Крюков П.Г.* Фемтосекундные импульсы. М.: Физматлит, 2008. 208 с.
105. *Чернин А.Д.* Физика времени. М.: Наука, 1987. 224 с.
106. *Devasia S.* // *Physics Essays.* 2014. V. 27. P. 523–536. URL: http://faculty.washington.edu/devasia/Physics/Devasia_cosmology.pdf (дата обращения 27.11.2014).
107. *Тропников А.Н.* Смещение Доплера в гравитационном поле. URL: <http://www.astrolab.ru/cgi-bin/manager.cgi?id=40&num=1374> (дата обращения 27.01.2014).
108. *Суреника А.А.* // *Apeiron.* 2000. V. 7. № 1-2. P. 89–106. URL: <http://redshift.vif.com/JournalFiles/Pre2001/V07NO1PDF/V07N1CYR.pdf> (дата обращения 27.01.2014).
109. *Mínera H.A.* // *Modern Nonlinear Optics. Part III.* 2001. V. 119. P. 335–385.
110. *Мельников О.А., Попов В.С.* // в сб.: Некоторые вопросы физики космоса, сборник 2. М.: ВАГО АН СССР, 1974. С. 9.
111. *Lopez-Corredoira M.* Tests for the Expansion of the Universe // *Frontiers of Fundamental Physics.* 15-18 July 2014. V. 14.
112. *Саган К.* Космос: Эволюция Вселенной, жизни и цивилизации. СПб.: Амфора, 2005. 525 с.
113. *Arp H.* // *Astroph. & Space Science.* 2003. V. 285. Is. 2. P. 451–457.
114. *Arp H.* // *Astroph. & Space Science.* 1997. V. 250. Is. 1. P. 163–170.
115. *Arp H.* // *Current Issues in cosmology.* Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2006. P. 183–196.
116. *Arp H.* // *Astroph. & Space Science.* 1990. V. 167. Is. 2. P. 183–219.
117. *Ходж П.* Галактики. М.: Наука, 1992. 192 с.
118. *Зигель Ф.Ю.* Неисчерпаемость бесконечности. М., 1984.
119. *Физика космоса.* М.: Советская энциклопедия, 1986. 783 с.
120. *Ефремов Ю.Н.* В глубины Вселенной. М.: Наука, 1984. 224 с.
121. *Петров В.М.* Мифы современной физики. М.: Либроком, 2012. 224 с.
122. *Зигель Ф.Ю.* Звёзды ведут в бесконечность. М.: Наука, 1966. 248 с.
123. *Колесников А.И., Лютый В.М., Талызин И.В.* // *Вестник ТвГУ. Серия «Физика».* 2005. В. 2. №9. С. 124–131.
124. *Perlmutter S. et al.* // *Astroph. J.* 1999. V. 517. P. 565–586.
125. *Полякова Г.Д., Попов В.С.* // *Астрономич. циркуляр.* №1549. 1991. С. 7–8.
126. *Бронштэн В.А.* Гипотезы о звёздах и Вселенной. М.: Наука, 1974. 384 с.
127. *Thomas D., Steele O., Maraston C. et al.* // *MNRAS.* 2013. V. 431. P. 1383–1397.
128. *Даукурт Г.* Что такое квазары? Киев: Радянська школа, 1985. 130 с.
129. *Галактики / ред.-сост. В.Г. Сурдин.* М.: Физматлит, 2013. 432 с.

130. Справочник необходимых знаний. 2-е изд. М.: РИПОЛ КЛАССИК, 2002. 768 с.
131. *Троицкий В.С.* // УФН. 1995. Т. 165. №6. С. 703–707.
132. *Жук Н.А.* // в сб. «Фундаментальные проблемы естествознания и техники». СПб., 2002.
133. *Зигель Ф.Ю.* Астрономическая мозаика. М.: Наука, 1987. 176 с.
134. *Szapudi I., Kovacs A., Granett B. et al.* // MNRAS. 2015. V. 450. P. 288–294.
135. *Ghez A.M., Salim S., Weinberg N.N. et al.* // *Astroph. J.* 2008. V. 689. P. L1044–L1062.
136. *Вухлин А.А. и др.* // УФН. 2014. Т. 184. №4. С. 339–366.
137. *Kurtz Rassel C.* Effect on the spectrum of the cosmic microwave background due to intergalactic dust. Austin: University of Texas, 1981, 201 p.
138. *Baumann D., Cooray A., Kamionkowski M.* // *New Astronomy.* 2003. V. 8. is. 6. Aug. P. 565–573.
139. *Takahara F., Sasaki S.* // *Progress of Theoretical Physics.* 1991. V. 86. №5. Nov. P. 1021–1030.
140. *Lazarian A., Clemens D., Adamson A.* Understanding Polarized Foreground from Dust: Towards Reliable Measurements of CMB Polarization // *Astro2010: The Astronomy and Astrophysics. Decadal Survey, Science White Papers, №179.*
141. *Vaccigalupi C., de Zotti G., Burigana C.* // *AIP Conference Proceedings.* 2002. V. 609. P. 84–89.
142. *O’Dea D.T., Clark C.N., Contaldi C.R.* // MNRAS. 2012. V. 419. is. 2. P. 1795–1803.
143. *Крюков П.Г.* // УФН. 2013. Т. 183. №9. С. 897–916.
144. *Крюков П.Г.* // УФН. 2015. Т. 185. №8. С. 817–827.
145. *Франкфурт У.И., Френк А.М.* Оптика движущихся тел. М.: Наука, 1972. С. 113.
146. *Dingle H.* // MNRAS. 1959. V. 119. N1. P. 67–71.
147. *Dickens R.J., Malin S.R.C.* // *Observatory.* 1965. V. 85. P. 260–262.
148. *Льоци М.* История физики. М.: Мир, 1970. 464 с.
149. *Секерин В.И.* Теория относительности – мистификация века. Новосибирск, 1991. 56 с.
150. *Ходж П.* Революция в астрономии. М.: Мир, 1972. С. 19.
151. *Hebrard G., Almenara J.-M., Santerne A. et al.* // *Astron. & Astroph.* 2013. №554. A114. April 23. С. 1–10.
152. URL: <http://exoplanets.org> (дата обращения 04.03.2013).
153. *Kürster M.* // *Astroph. J.* 2005. V. 622(2). P. 1075–1090.
154. *Силкин Б.И.* В мире множества лун. М.: Наука, 1982. 208 с.
155. *Grossman L.* // *New Scientist.* 7 July. 2009. URL: <http://www.newscientist.com/article/dn17425-exoplanet-pairs-may-be-masquerading-as-singles.html> (дата обращения 04.03.2013).
156. *Теплицкая В.С.* Исследование динамической эволюции экзопланет в случае орбитальных резонансов: дис. на соискание степени к.ф.-м.н. / Теплицкая Вера Сергеевна. М., 2014. URL: http://dissovet.rudn.ru/web-local/prep/rj/index.php?id=33&mod=dis&dis_id=136.
157. *Rodigas T.J., Hinz P.M.* // *Astroph. J.* 2009. V. 702. P. 716–723.
158. *Winn J.N.* Exoplanets. Tucson, AZ: University of Arizona Press, 2011. P. 55.
159. *Chan T., Ingemur M., Winn J.N. et al.* // *Astron. J.* 2011. V. 141. №6. P. 179. URL: http://iopscience.iop.org/1538-3881/141/6/179/pdf/1538-3881_141_6_179.pdf (дата обращения 20.07.2014).
160. *Laughlin G., Crismani M., Adams F.C.* // *Astroph. J. Lett.* 2011. V. 729. №1. L7. URL: http://iopscience.iop.org/2041-8205/729/1/L7/pdf/2041-8205_729_1_L7.pdf (дата обращения 20.07.2014).
161. *Queloz D., Anderson D., Cameron A.C. et al.* // *Astron. & Astroph.* 2010. April 12. P. 1–4.
162. *Lendl M., TriAUD A.H.M.J., Anderson D.R. et al.* WASP-117b: a 10-Day-Period Saturn in an Eccentric and Misaligned Orbit. URL: <http://arxiv.org/pdf/1406.6942v1> (дата обращения 29.06.2014).
163. *Howard A.W., Sanchis-Ojeda R., Marcy G.W. et al.* // *Nature.* 2013. 503(7476). P. 381–384.
164. *Тихов Г.А.* 60 лет у телескопа. М.: Детская литература, 1959. 160 с.
165. *Тихов Г.А.* // *ЖРФХО.* 1909. в. 5. С. 176.
166. *Масликов С.П.* // *Физическая мысль России.* 1998. №1.
167. *Бунин В.А.* // *Астрономич. журнал.* 1962. Т. XXIX. в. 4. С. 768–769.

168. Горбацкий В.Г. Космические взрывы. М.: Наука, 1972. 208 с.
169. Суслов А.К. Гавриил Адрианович Тихов. Л.: Наука, 1980.
170. Лайсл Дж. // Разумный замысел. Июль 2011. №4–6 (21). С. 3.
171. La Rosa M. // Zs. Phys. 1924. Bd. 21. S. 333–347.
172. Griffin R.F. // J. Astroph. & Astron. 2012. V. 33. Is. 1. P. 29–200.
173. Murad P.A. // International J. Astron. 2012. №1(5). P. 81–86.
174. Ragos O., Haranas I., Gkigkitzis I. // Astroph. & Space Science. V. 345. Is. 1. P. 67–72.
175. Цесевич В.П. Переменные звёзды и способы их исследования. М.: Педагогика, 1970.
176. Цесевич В.П. Что и как наблюдать на небе. М.: Наука, 1984. 304 с.
177. Самусь Н.Н. Переменные звёзды. Учебное пособие по курсу астрономии. URL: <http://heritage.sai.msu.ru/ucheb/samus/index.html> (дата обращения 02.01.2015).
178. Гапонов В.И. Электроника. М.: Физматгиз, 1960.
179. La Rosa M. // Astr. Nachr. 1929. Bd. 234. S. 235–243.
180. Pietrzyński G., Thompson I.B., Gieren, W., et al. // Nature. 2012. V. 484. P. 75–77.
181. Irion R. // Science. 2004. V. 304. №5678. P. 1740–1741.
182. Вавилов С.И. Собрание сочинений, Т. 4. М.: АН СССР, 1956. 470 с.
183. Саункевич И.С. Современное экспериментальное подтверждение специальной теории относительности. Минск: Высшая школа, 1979. 175 с.
184. Schuh S. // Astron. Nachr. 2010. V. 331. №5. S. 489–501.
185. Кокс Дж.П. Теория звёздных пульсаций. М.: Мир, 1983. 328 с.
186. Пульсирующие звёзды. М.: Наука, 1970. 371 с.
187. Мельников О.А. Спектрофотометрия звёзд δ Цефея и η Орла и К-эффект для цефеид. Ленинград, 1950. 144 с.
188. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976. 928 с.
189. Сердюков А.Р. Пётр Николаевич Лебедев. М.: Наука, 1978. С. 157.
190. Переменный характер «неподвижной» звезды // Природа. 2005. №7. С. 82.
191. Бялко А.В. Наша планета – Земля. М.: Наука, 1989. 240 с.
192. Еремеева А.И. // Вестник РАН. 2004. Т. 74. № 6. С. 524–531.
193. Bertozzi W. // Amer. J. Phys. 1964. V. 32. №7. P. 551.
194. Лунунов В.М. В мире двойных звёзд. М.: Наука, 1986. 208 с.
195. Rudnitskij G.M. // The Impact of Large-Scale Surveys on Pulsating Star Research ASP Conference Series. 2000. V. 203. P. 384–385.
196. Berlioz-Arthaud P. // Astron. & Astroph. 2003. V. 397. P. 943–950.
197. Beck P.G., Hambleton K., Vos J. et al. // Astron. & Astroph. 2013. V. 564. Id. A36. P. 18.
198. Gallene A., Kevella P., Merand A. et al. // Astron. & Astroph. 2014. V. 567. Id. A60. 8 p.
199. Gallene A., Monnier J.D., Merand A. et al. // Astron. & Astroph. 2013. V. 552. Id. A21. 8 p.
200. Струве О., Лундс Б., Пулланс Э. Элементарная астрономия. М.: Наука, 1967. 484 с.
201. Мартынов Д.Я. Курс общей астрофизики. М.: Наука, 1988. 640 с.
202. Пирожный Н.А. Астрономия. М.: Высшая школа, 1967. 304 с.
203. Дёмин В.Н., Селезнёв В.П. К звёздам быстрее света: русский космизм вчера, сегодня, завтра. М.: УРСС, 2011. 432 с.
204. Мамаев А.В. URL: http://acmephysics.narod.ru/b_r05_1.htm.
205. Крафт Р.П. Взрывные переменные как двойные звёзды. М.: Мир, 1965. 94 с.
206. Жув Дарк // Дуэль. 28 июня 2005. №25–26.
207. Fritzius R.S. URL: <http://www.datasync.com/~rsf1/ritz-grb.htm>.
208. Артеха С.Н. Критика основ теории относительности. М.: УРСС, 2004. 224 с. URL: <http://antidogma.ru/russian/node37.html> (дата обращения 02.01.2015).
209. Henke B.L., Gullikson E.M., Davis J.C. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. July 1993. V. 54. №2. P. 181–342.
210. Псковский Ю.П. Новые и сверхновые звёзды. М.: Наука, 1974. 208 с.
211. Шкловский И.С. Звёзды: их рождение, жизнь и смерть. М.: Наука, 1975. 368 с.
212. Vičković M., Aerts C., Østensen R, et al. // Astron. & Astroph. 2007. V. 471. P. 605–615.

213. Шакура Н.И., Постнов К.А., Кочеткова А.Ю. и др. // УФН. 2013. Т. 183. №4. С. 337–364.
214. Gonzalez-Galan A., Kuulkers E., Kretchmar P. et al. // *Astron. & Astroph.* 2012. V. 537. Id. A66. 17 p.
215. Linares M., Altamirano D., Chakrabarty D. et al. // *Astroph. J.* 2012. V. 748. Is. 2. id. 82. 13 p.
216. Linares M., Bahramian A., Heinke C. et al. // *MNRAS.* 2014. V. 438. Is. 1. P. 251–261.
217. Комаров В.Н., Пановкин Б.Н. Занимательная астрофизика. М.: Наука, 1984. 192 с.
218. Эргма Э.В. Барстеры, новые, сверхновые – термоядерные взрывы в космосе. М.: Знание, 1986. 64 с.
219. Левитт И. За пределами известного мира. М.: Мир, 1978. 176 с.
220. Bond I.A., Udalski A., Jaroszynski M. et al. // *Astroph. J.* 2004. V. 606. May 10. P. L155–L158.
221. Комаров В.Н. Увлекательная астрономия. М.: Наука, 1968. 432 с.
222. Алеманов С.Б. Волновая теория строения элементарных частиц. М.: Бинар, 2007. 136 с.
223. Альфа и омега: Краткий справочник. Таллин: Валгус, 1987. 384 с.
224. Сурдин В.Г. Самая сплюснутая звезда // *Природа.* 2001. №4. С. 82.
225. Che X., Monnier J.D., Tycner C. et al. // *Astroph. J.* 2012. V. 757. Id. 29. 17 p.
226. Дубов Э.Е. Солнце // в кн. Большая Советская Энциклопедия. Т. 24. кн. 1, М.: Советская Энциклопедия, 1976. С. 151.
227. Дуплищева О.М., Дуплищев А.М. М.И. Дуплищев. Теоретические и экспериментальные исследования явлений излучения и распространения света в пространстве. Днепропетровск: АРТ-ПРЕСС, 2012. 352 с.
228. Merand A., Kervella P., Coude du Foresto et al. // *Astron. & Astroph.* 2006. V. 453. P. 155–162.
229. Kervella P., Mérand A., Perrin G. et al. // *Astron. & Astroph.* 2006. V. 448. P. 623–631.
230. Fritzius R.S. Mira Ceti et al., Common Envelope Binaries? URL: <http://www.datasync.com/~rsf1/miras.html> (дата обращения 02.01.2015).
231. Бергман П.Г. Введение в теорию относительности. М.: Инлитгиз, 1947. 380 с.
232. Ellis R.S. // *Phil. Trans. R. Soc. A.* 2010. V. 368. P. 967–987.
233. Козырев Н.А., Насонов В.В. // в кн. Проблемы исследования Вселенной. В. 7. Астрометрия и небесная механика. М.-Л.: ВАГО АН СССР, 1978. С. 168–179.
234. Засов А.В. Карликовые галактики. М.: Знание, 1984. 64 с.
235. Сысоев А. // *Вокруг света.* 2013. №3. С. 78–86.
236. Бобров М.С. Кольца планет. М.: Наука, 1970. 123 с.
237. Котельников В.А., Дубровин В.М., Морозов В.А. и др. // *Радиотехника и электроника.* 1962. Т. 7. №11. С. 1860–1872.
238. Котельников В.А., Аким Э.Л., Александров Ю.Н. и др. // *Астрон. журнал.* 1976. Т. 53. № 6. С. 1270–1277.
239. Котельников В.А., Дубровин В.М., Дубинский Б.А. и др. // *Докл. АН СССР.* 1963. Т. 151. № 3. С. 532–535.
240. Шурупов А.К. Радиолокация Венеры // *Журнал научно-физического кружка им. М.В. Ломоносова.* 1970. №8.
241. Фундаментальные постоянные астрономии. М.: Мир, 1967. 382 с.
242. Петров Г.М. // *Земля и Вселенная.* 1982. № 1. С. 8–16.
243. Котельников В.А., Дубровин В.М., Кузнецов Б.И. и др. // *Природа.* 1964. №9. С. 2–12.
244. Котельников В.А., Александров Ю.Н., Апраксин Л.В. и др. // *Докл. АН СССР.* 1965. Т. 163. № 1. С. 50–53.
245. Красинский Г.А., Питьева Е.В., Свешиников М.Л., Свешикова Е.С. // *Докл. АН СССР.* 1981. Т. 261. №6. С. 1320–1324.
246. Кислик М.Д., Колюка Ю.Ф., Котельников В.А. и др. // *Докл. АН СССР.* 1978. Т. 241. №5. С. 1046–1049.
247. Duncombe R.L. Motion of Venus 1750–1949 // *Astron. Papers.* 1958. V. 16. Part 1. Washington: Nautical Almanac Office, U.S. Naval Observatory. 258 p.
248. Hartwick F.D.A., Schade D. // *Annu. Rev. Astron. Astroph.* 1990. V. 28. P. 437.
249. Пузиков Л.Д. // *Природа.* 1960. №2. С. 80.

250. *Muhleman D.O., Holdridge D.B., Block N.* // *Astron. J.* 1962. V. 67. №4. P. 191–203.
251. *Кислик М.Д., Колюка Ю.Ф., Котельников В.А. и др.* // Докл. АН СССР. 1980. Т. 255. №3. С. 545–547.
252. *Kolesnik Y.B.* // *Astron. & Astroph.* 1995. V. 294. P. 874–894.
253. *Kolesnik Y.B., Masreliez C.H.* // *Astron. J.* 2004. V. 128. P. 878–888.
254. *Алексеев В., Минчин С.* Венера раскрывает тайны. М.: Машиностроение, 1975. 96 с.
255. Прохождение Венеры по диску Солнца 8 июня 2004 г.: Наблюдения на Астрополигоне НИИФТРИ // [Электронный ресурс]. URL: http://astroclub-irk.narod.ru/Astroclub/Observations/TransitOfVenus20040608/TransitOfVenus20040608_r.html
256. *Леушканов А.* Планета, которая всех обманула // Русский Север. 9 июня 2004 г. С. 8. URL: <http://moscowaleks.narod.ru/galaxy226.html>.
257. *Порошин А.П.* // Земля и Вселенная. 2004. №6. С. 79.
258. *Угольников О.С.* Небо начала века. 2001-2012. М.: Сельянов А.Д., 2000. 320 с.
259. Астрономический календарь 2004. Ежегодник (переменная часть). СПб: Пулковская обсерватория, 2003. С. 125.
260. *Александров Ю.Н., Вышков А.С., Дубровин В.М. и др.* // Докл. АН СССР. 1980. Т. 255. №6. С. 1334–1338.
261. *Котельников В.А., Ржига О.Н., Александров Ю.Н. и др.* Развитие радиолокационных исследований в Советском Союзе // В сб. «Проблемы современной радиотехники и электроники» под ред. В.А. Котельникова. М.: Наука, 1980. С. 246–277.
262. *Аким Э.Л., Степаньянц В.А.* // Докл. АН СССР. 1977. Т. 233. №3. С. 314–317.
263. *Селезнёв В.П.* // Наука и религия. 1998. №5-6. С. 26–29.
264. *Селезнёва Н.В.* Покорение космического пространства: эпопеи советского изобретателя. М.: Либроком, 2013. 360 с.
265. *Дёмин В.Н., Селезнёв В.П.* Мироздание постигая. М.: Молодая гвардия, 1989. 267 с.
266. *Шевченко В.В.* На зов таинственного Марса. М.: Дет. лит., 1991. 64 с.
267. *Агапов Д.Л., Алексеев В.А., Алтунин В.И. и др.* Интерферометрические навигационные измерения КА «Фобос» // Тезисы докладов 21-й Всесоюзной конференции по радиоастрономии «Радиоастрономическая аппаратура». Ереван. 1989. С. 229–230.
268. *Нечаева М.Б., Антипенко А.А., Дементьев А.Ф. и др.* // Известия ВУЗов. Радиофизика. 2007. Т. L. №7. С. 577.
269. *Kwak Y., Tetsuro K., Jun A. et al.* // *J. Astron. & Space Sciences.* 2010. V. 27. №2. P. 173–180.
270. *Anderson J.D., Nieto M.M.* Astrometric Solar-System Anomalies // [Электронный ресурс]. URL: <http://arxiv.org/pdf/0907.2469v2.pdf>
271. *Андерсон Дж., Лаунг Ф., Лау Э., Ньюто М., Туринев С.* // Земля и Вселенная. 2002. №5. С. 78–81.
272. *Anderson J.D., Laing P.A., Lau E.L. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81. P. 2858–2861.
273. *Anderson J.D., Lau E.L., Giampieri G.* Improved Test of General Relativity with Radio Doppler Data from the Cassini Spacecraft // [Электронный ресурс]. URL: <http://arxiv.org/abs/gr-qc/0308010v1.pdf>.
274. *Turyshev S.G., Toth V.T., Kinsella G. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. P. 241101–241105.
275. *Van Flandern T.* // From the book «Open Questions in Relativistic Physics». Monreal: Apeiron, 1998. P. 81–90.
276. *Хуторов В.Е., Тентин Г.М.* // Известия ВУЗов. Радиофизика. 2014. Т. 57. №6. С. 484–490.
277. Сверхточная спутниковая навигация // Наука и жизнь. 2014. №9. С. 36.
278. *Дугин Н.А., Гавриленко В.Г., Нечаева М.Б. и др.* // В кн.: Труды XVI научной конференции по радиофизике. 11–18 мая 2012 г. /Ред. С.М. Грач, А.В. Якимов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2012. С. 66–67.
279. *Hatch R.R.* // *Galilean Electrodynamics.* 1995. V. 6. №3-4. P. 51–57.
280. *Франкфурт У.И.* Специальная и общая теория относительности. М.: Наука, 1968. 332 с.
281. *Horedt G., Ruck H.* // *Spectr. Lett.* 1972. V. 5. №12. P. 455–461.

282. *Gezari D.Y.* Lunar Laser Ranging Test of the Invariance of c // [Электронный ресурс]. URL: <http://arxiv.org/abs/0912.3934>.
283. *Бронитэн В.А.* Как движется Луна? М.: Наука, 1990. 208 с.
284. *Сидоренков Н.С.* // Вестник РАН. 2004. Т. 74. № 8. С. 701–715.
285. *Горыня А.А.* Постоянные физической либрации Луны. Киев: Наукова думка, 1969. 276 с.
286. *Алёшкина Е.Ю.* // Природа. 2002. №9. С. 57–66.
287. *Murphy T.W., Adelberger E.G., Battat J.B.R. et al.* // *Icarus*. 2011. V. 211. P. 1103–1108.
288. *Соболев И.* LRO – новые находки на Луне. URL: <http://galspace.spb.ru/index194.html>.
289. *Michaud M.F.* // *Compt. Rend.* 1919. V. 168. P. 507–509.
290. *Witte H.* // *Berichte der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*. 1914. Bd. 16. S. 755–756.
291. *Wesley J.P.* // *Physics Essays*. 2003. V. 16. №3. P. 385–389.
292. *Тарасов Л.В.* Лазеры: действительность и надежды. М.: Наука, 1985. 176 с.
293. *James J.F., Sternberg R.S.* // *Nature*. 1963. V. 197. P. 1192.
294. *Дуплищева О.М., Дуплищев А.М.* Наставник инженеров и учёных. Днепропетровск: АРТ-ПРЕСС, 2007. 232 с.
295. *Ritz W.* Œuvres. Gesammelte Werke. Paris, Gauthier-Villars, 1911. 541 p.
296. *Kantor W.* // *JOSA*. 1962. V. 52. № 9. P. 978–984.
297. *Babcock G.C., Bergmann T.G.* // *JOSA*. 1964. V. 54. P. 147–151.
298. *Подгорный В.* // Техника-молодёжи. 2001. №4. С. 58.
299. *Соколов Г.Г., Соколов В.Г.* Теория относительности и физическая реальность. URL: <http://pravislava.al.ru/rustheor.htm>.
300. *Коллин С.* // Квантовая электроника. 2010. Т. 40. №5. С. 421–424.
301. URL: <http://www.sciteclibrary.ru/texts/rus/stat/st6083.pdf> (дата обращения 18.08.2014).
302. *Месяц Г.А.* // УФН. 1995. Т. 165. С. 601–626.
303. *Месяц Г.А., Яландин М.И.* // УФН. 2005. Т. 175. С. 225–245.
304. *Vanwell C.I., Farr C.C.* // *Proc. Roy. Soc.* 1940. V. A175. P. 1–25.
305. *Kiefer D., Yeung M. et al.* // *Nature Communications*, 23 April 2013. URL: http://www.mpq.mpg.de/cms/mpq/en/news/press/pdf/2013/PR_13_04_23.pdf (дата обращения 27.01.2014).
306. *Емелин М.Ю.* Генерация аттосекундных импульсов при лазерной ионизации возбуждённых атомов и молекул: дис. на соиск. степени к.ф.-м.н.: 01.04.21/ Емелин Михаил Юрьевич. Нижний Новгород, 2009. 168 с.
307. *Lopez-Martens R., Varju K., Johnsson P. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 94. №3. P. 033001-1–033001-4.
308. *Strelkov V.V., Mevel E., Constant E.* // *New J. Phys.* 2008. V. 10. Is. 8. Id. 083040. 18 p.
309. *Стрелков В.В.* Генерация аттосекундных электромагнитных импульсов при взаимодействии сверхинтенсивного лазерного излучения с веществом. URL: <http://pptonline.ru/slide/id/163604>.
310. *Ганеев Р.А.* // УФН. 2009. Т. 179. №1. С. 65–90.
311. *Ганеев Р.А.* // Квантовая электроника. 2015. Т. 45. №9. С. 785–796.
312. *Емелин М.Ю., Рябикин М.Ю.* Основы аттосекундной физики (электронное пособие): учебное пособие. Н. Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2014. 52 с.
313. *Ghimire S., Shan B., Wang C.* // *Laser Physics*. 2005. V. 15. №6. P. 838–842.
314. *Husa K.A., Kelkensberg F., Herrmann J. et al.* // *Opt. Express*. 2011. V. 19. P. 25346–25354.
315. *Yuan K.-J., Lu H., Bandrauk A.D.* // *Phys. Rev. A*. 2015. V. 92. Id. 023415.
316. *Park I., Kim S., Choi J. et al.* // *Nature Photonics*. 2011. V. 5. P. 677–681.
317. *Секерин В.И.* Теория относительности – мистификация XX века. Новосибирск: Арт-Авеню, 2007, 128 с.
318. *Победоносцев Л.А., Крамаровский Я.М., Паршин П.Ф. и др.* // *ЖТФ*. 1989. Т. 59. вып. 3. С. 84–89.
319. *Pobedonostsev L.A., Parshin P.F.* New Results in Ives Experiment // *SPIE*. 1989. V. 1121, Interferometry'89. P. 36–41.

320. Беклямишев В.О. // ЖТФ. 1999. Т. 69. С. 124–126.
321. Saathoff G., Karpuk S., Eisenbarth U. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. №19. P. 190403-1.
322. Botermann B., Bing D., Geppert C. et al. // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 113. №12. P. 120405-1.
323. Vessot R., Levine M. // Gen. Rel. Grav. 1979. V. 10. Is. 3. P. 181–204.
324. Суорц К.Э. Необыкновенная физика обыкновенных явлений. Т. 2. М.: Наука, 1987. 384 с.
325. Френкель В.Я. Пауль Эренфест. М.: Атомиздат, 1977. 192 с.
326. Корнева М.В., Кулигин В.А., Кулигина Г.А. Анализ классической электродинамики и теории относительности. URL: <http://ivanik3.narod.ru/ТО/kuligin/20081105ak.pdf>.
327. Паунд Р.В. // УФН. 1960. Т. 72. №12. С. 673–683.
328. Бриллюэн Л. Новый взгляд на теорию относительности. М.: Мир, 1972. 144 с.
329. Гулиа Н. В поисках энергетической капсулы. М.: Детская Литература, 1986. 143 с.
330. Перельман Я.И. Занимательная физика. М.: Наука, 1991. 496 с.
331. Гришаев А.А. Этот «цифровой» физический мир. М., 2010 (URL: <http://newfiz.narod.ru>)
332. Alvager T., Farley F.J.M., Kjellman J., Wallin I. // Phys. Lett. 1964. V. 12. №3. P. 260–262.
333. Filippas T.A., Fox J.G. // Phys. Rev. 1964. V. 135. №4B. P. 1071–1075.
334. Fox J.G. // JOSA. 1967. V. 57. Is. 7. P. 967–968.
335. Habs D., Gunther M.M., Jentschel M., Urban W.D. The Refractive Index of Silicon at γ -Ray Energies. URL: <http://arxiv.org/pdf/1111.3608v2> (дата обращения 29.03.2014).
336. Рапье П.Р. // ТИРИ. 1962. Т.50. №7. С. 1744.
337. Денисов А.А. Информационные основы управления. Л.: Энергоатомиздат, 1983. С. 68.
338. Завельский Ф.С. Время и его измерение. М.: Наука, 1977. 288 с.
339. Тоннела М.-А. Основы электромагнетизма и теории относительности. М.: Ин. Лит., 1962. 483 с.
339. Байер В.Н. // УФН. 1962. Т. 78. №12. С. 619–652.
340. Alspector J., Kalbfleisch G.R., Baggett N. et al. // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36. №15. P. 837–840.
341. Adam T., Agafonova N., Aleksandrov A. et al. // J. High Energy Phys. 2012. id. 93. 34 p.; 2013, id. 153. 13 p.
342. Рабин Н.В. Приборы и техника эксперимента // Наука. 2007. №5. С. 5–6.
343. Akindinov A., Alici A., Antonioli P. et al. // Eur. Phys. J. C. 2010. V. 68. P. 601–607.
344. Bindi V., Chen G.M., Chen H.S., et al. // Nucl. Inst. and Meth. In Phys. Res. 2014. V. A743. P. 22–29.
345. Cossani V.T., Fazzini T., Fidecaro G. et al. // Phys. Rev. Lett. 1960. V. 5. №1. P. 19–21.
346. Седов В.Л. // УФН. 1968. Т. 94. №3. С. 417–438.
347. Сивухин Д.В. Атомная и ядерная физика. Ч. 2. М.: Наука, 1989. 416 с.
348. Мантуров В. // Техника-молодёжи. 2006. №2. С. 2–5.
349. Мазманишвили А.С. Частное сообщение Г.Б. Малькину. 2010 г.
350. Brown B.C., Masek G.E., Maung T. et al. // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 30. №16. P. 763–766.
351. Guiragossian G.T., Rothbart G.B., Yearian M.R. et al. // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 34. №6. P. 335–338.
352. Бузмаков И.В. // Современные научные исследования и инновации. 2013. №10. URL: <http://web.nauka.ru/issues/2013/10/26433>.
353. Копылов Г.И. Всего лишь кинематика. М.: Наука, 1981. 176 с.
354. Михайлин В.В., Тернов И.М. Синхротронное излучение. М.: Знание, 1988. 64 с.
355. Тернов И.М., Михайлин В.В. Синхротронное излучение. Теория и эксперимент. М.: Энергоатомиздат, 1986. 296 с.
356. Тернов И.М., Михайлин В.В., Халилов В.Р. Синхротронное излучение и его применения. М.: МГУ, 1985. 264 с.
357. Vrcelj Z. // Spectr. Lett. 1973. V. 6. №1. P. 73–75.
358. Мамаев А.В. URL: <http://www.sciteclibrary.ru/textsts/rus/books/superphisyc/r10.htm>.
359. Быстров Ю.А., Иванов С.А. Ускорительная техника и рентгеновские приборы. М.: Высшая школа, 1983. 288 с.

360. Кулипанов Г.Н. Синхротронное излучение, история и применение. ИЯФ СО РАН им. Г.И. Будкера. 24 с. URL: http://xray-optics.ucoz.ru/articles/History_and_usage_of_SR.pdf.
361. Первые коллайдеры ИЯФ. Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 2014. 76 с.
362. Лиангзао Фэн // В сб. «Фундаментальные проблемы естествознания». СПб, 2010. URL: <http://ivanik3.narod.ru/TO/DiHUALiangzaoFAN/liangzaofan.pdf>.
363. Павлов Ю.С., Доброхотов В.В., Непомнящий О.Н. Электрооптические методы измерения параметров мощных электронных пучков для радиационных технологий // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Техническая физика и автоматизация. Вып. 5 (5). М., ЦНИИАтоминформ, 2004. С. 56.
364. Степанов А.А., Новиков М.А., Иванов В.В. и др. Оптический измеритель высокого напряжения для умных электросетей на основе электрооптических эффектов // Труды II Российско-Белорусской научно-технической конференции «Элементная база отечественной радиоэлектроники». Н. Новгород: ННГУ, 2015. С. 205–209.
365. Бакунов М.И., Новоковская А.Л. Особенности зондирования широких атмосферных ливней на частоте 1 МГц // Труды XV научной конференции по радиофизике 10–13 мая 2011 г. под ред. С.М. Грача, А.В. Якимова. Н. Новгород: ННГУ, 2011, 315 с.
366. Vodopianov A.S., Ivanshin Y.I., Lobanov V.I. et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. 2003. V. 201. P. 266–275.
367. Ion D.B., Ion M.L. Super-Cherenkov Radiation: a new phenomenon useful for RICH Detectors. URL: <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0412151v1>.
368. Братман В.Л. Быстро движущиеся излучатели и их использование в высокочастотной электронике // УФН. 2007. Т. 177. №3. С. 317.
369. Науменко Г.А. Дифракционное излучение релятивистских электронов и диагностика пучков. Автореферат. Томск, 2007. 25 с.
370. Электронный ресурс. URL: <http://math.ucr.edu/home/baez/physics/Relativity/SR/experiments.html> (дата обращения 24.03.2015).
371. Соковнин С.Ю. Наносекундные ускорители электронов и радиационные технологии на их основе. Екатеринбург: УРО РАН, 2007. С. 17.
372. Электронный ресурс URL: <http://iapras.ru/science/base.html>.
373. Сердобинцев Г.В. Линейный ускоритель-инжектор накопительных комплексов Сибирь-2 и ТНК: дис. ... канд. техн. наук: 01.04.20: Новосибирск, 2005. 159 с. РГБ ОД, 61:05–5/3353.
374. Валентинов А.Г., Гудков Б.А., Запрягаев И.А. и др. Линейный ускоритель-инжектор комплекса специализированного источника синхротронного излучения в РИЦ «Курчатовский институт» Новосибирск: ИЯФ, 2002–29.
375. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Кэбин Э.И. Частицы и ядра. Эксперимент. М.: Издательство МАКС Пресс, 2013. 252 с.
376. Смутьский И.И. Теория взаимодействия. Новосибирск: Издательство НГУ, 1999. 294 с.
377. Анисов В.В. // УФН. 2015. Т. 185. С. 1043–1047.
378. Николаев Г.В. Непротиворечивая электродинамика. Теории, эксперименты, парадоксы. Томск: НТЛ, 1997. 144 с.
379. Румянцев Д., Околотин В. // Техника и наука. 1983. №11. С. 26–27.
380. Wheeler J.A., Feynman R.P. // Rev. Modern Phys. 1945. V. 17. №2–3. P. 157–181.
381. Уилер Дж.А. Предвидение Эйнштейна. М.: Мир, 1970. 112 с.
382. Винокуров Н.А. // Наука из первых рук. 2010. Т. 33. вып. 3. С. 8–15.
383. Винокуров Н.А., Левичев Е.Б. // УФН. 2015. Т. 185. №9. С. 917–939.
384. Околотин В.С. Корпускулярная концепция полевых взаимодействий // В сб. «Проблемы пространства и времени в современном естествознании». Вып. 15. СПб., 1991. С. 412–420.
385. Сивухин Д.В. Термодинамика и молекулярная физика. М.: Наука, 1975. 552 с.
386. Гегузин Я.Е. Живой кристалл. М.: Наука, 1981. 192 с.
387. Dehmelt H. // Physica Scripta. 1988. V. T22. P. 102–110.
388. Bourilkov D. // Phys. Rev. D. 2001. V. 64. P. 071701-1–071701-5.

389. *Сивухин Д.В.* Атомная и ядерная физика. Ч. 1. М.: Наука, 1986. 416 с.
390. *Clay R.W., Crouch P.C.* // Nature. 1974. V. 248. Is. 5443. P. 28–30.
391. *Clay R.W.* // Australian J. Phys. 1998. V. 41. №1. P. 93–99.
392. *Blake A.* // 2007 APS Four Corners section. Oct. 27, 2007.
393. *Masjed H.F., Ashton F.* // Proc. 19-th Intern. Cosmic Ray Conf. 1985. V. 8. P. 298–301.
394. *Ашитков В.Д., Курина Т.М., Климаков А.П. и др.* // Известия АН СССР, сер. физич. 1985. Т. 49. №7. С. 1396–1398.
395. *Бедняков В.А.* // Физика элементарных частиц и атомного ядра ОИЯИ. 2002. Т. 33. В. 5. С. 1146–1176.
396. *Росси Б.* Космические лучи. М.: Атомиздат, 1966. 236 с.
397. *Просин В.В.* Первые результаты, полученные на новой установке для изучения ШАЛ по черенковскому свету Тунка-133. URL: <http://x4u.lebedev.ru/che2011/f/talks/prosin.pdf>.
398. *Бейль П.Ф., Бейсембаев Р.У., Вильданов Н.Г. и др.* // Изв. РАН, сер. физ. 2007. Т. 71. №4. С. 548–550.
399. *Калмыков Н.Н., Куликов Г.В., Роганова Т.М.* Галактические космические лучи // В сб. «Модель Космоса», М.: Книжный дом «Университет». 2007. С. 1000.
400. *Bell C.J. et al.* // Proc. 13th ICRC. Denver. 1973. V.4. P. 2530.
401. *Hayashida N., Nagano M., Nishikawa D. et al.* // Astroparticle Phys. 1999. V. 10. Is. 4. P. 303–311.
402. *Harding J.P.* // Physics Procedia. 2015. V. 61. P. 91–96.
403. *Красильников Д.Д.* // Изв. АН СССР. Сер. Физ. 1975. Т. 39. №6. С. 1245–1248.
404. *Михайлов А.А.* // Письма в ЖЭТФ. 1997. Т. 66. С. 289–292.
405. *Красильников А.Д.* // Вестник ЯГУ. 2007. Т. 4. №4. С. 26–31.
406. *Bellido J.A., Belz J., Dawson B. et al.* // Proc. 27-th Internat Cosmic Ray Conference. Aug. 07–15, 2001. Hamburg. Germany. P. 364.
407. *Барашенков В.С.* // Химия и жизнь. 1975. №3. С. 11–16.
408. *Бок Б., Бок П.* Млечный путь. М.: Мир, 1978. 296 с.
409. *Галкин О.Е., Галкина С.Ю.* // Вестник ННГУ. 2010. №6. С. 138–142.
410. *Callanan P.J., Paradis J.V., Rengelink R.* // Astroph. J. 1995. V. 439. P. 928–932.
411. *Ryba M.F., Taylor J.H.* // Astroph. J. 1993. V. 380. P. 557–563.
412. *Doetinchem P.* PEBS Workshop. May 2006 – Cosmic Rays in the Atmosphere. URL: http://accms04.physik.rwth-aachen.de/~schael/PEBS_Talks_files/10_doetinchem_atmosphere.pdf.
413. *Барнетт А.* // УФН. 1937. Т. 18. №3. С. 392–453.
414. ГЛОНАСС. Интерфейсный Контрольный Документ. Проект редакции 3.0. М.: НПК «Системы прецизионного приборостроения», 2010. 92 с. URL: <http://ftp.glonass-svoevp.ru/Documents/IKD.pdf>
415. *Takalo L.O.* // Vist. Astron. 1994. V. 38. Is. 1. p. 77.
416. *Villata M., Raiteri C.M., Sillanpaa A. et al.* // MNRAS. 1998. V. 293.

Список работ, опубликованных автором по теме диссертации

- [A1] Семиков С.А. Космос русского Аристарха // История науки и техники. 2007. №1. С. 60–64.
- [A2] Семиков С.А. Об экспериментальной проверке баллистической теории света // Вестник ННГУ. 2013. №4(1). С. 56–63.
- [A3] Семиков С.А. Вариации скорости света как возможный источник ошибок космической навигации, радиолокации и лазерной локации // Журнал радиоэлектроники. 2013. №12. С. 1–32. URL: <http://jre.cplire.ru/jre/dec13/17/text.html> (дата обращения 28.06.2014).
- [A4] Семиков С.А. Об эффекте трансформации длины волны, длительности и мощности лазерных импульсов при рассеянии на ускоренно летящих частицах // Вестник ННГУ. 2014. №1(2). С. 190–195.
- [A5] Семиков С.А. Эффект трансформации частоты света при ускорении источника и критерии его экспериментальной проверки // Нелинейный мир. 2014. №6. С. 3–15.
- [A6] Семиков С.А. О природе эффекта Барра и аномальных эксцентриситетов экзопланет // Нелинейный мир. 2016. №2. С. 3–37.
- [A7] Семиков С.А. А.А. Белопольский – отец русской астрофизики // Сб. трудов IX Российских чтений-конкурса памяти С.А. Каплана. 21–24 апреля 2006 г. Н. Новгород, 2007. С. 164–166.
- [A8] Семиков С.А. Строение Космоса по Циолковскому // Сб. трудов X Российских чтений-конкурса памяти С.А. Каплана. 20 апреля 2007 г. Н. Новгород, 2008. С. 38–41.
- [A9] Семиков С.А. Звёздные парадоксы // Сб. трудов X Российских чтений-конкурса памяти С.А. Каплана. 20 апреля 2007 г. Н. Новгород. 2008. С. 70–73.
- [A10] Семиков С.А. А был ли Большой взрыв? // Сб. трудов XI Российских чтений-конкурса памяти С.А. Каплана. апрель 2008 г. Н. Новгород. 2009. С. 16–19.
- [A11] Семиков С.А. Космические лучи – путь к звёздам // Сб. трудов XI Российских чтений-конкурса памяти С.А. Каплана. апрель 2008 г. Н. Новгород. 2009. С. 42–45.
- [A12] Семиков С.А. Преобразование электромагнитных волн в поле ускорений // В кн.: Труды XIV научной конференции по радиофизике. 7 мая 2010 г. Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2010. С. 188–190. URL: http://www.rf.unn.ru/rus/sci/books/10/pdf/gen_phys.pdf.
- [A13] Семиков С.А. Кристаллическая электромагнитная модель ядер и адронов // В кн.: Труды XV научной конференции по радиофизике. 10–13 мая 2011 г. Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2011. С. 150–152. URL: http://www.rf.unn.ru/rus/sci/books/11/pdf/gen_phys.pdf.
- [A14] Семиков С.А. Генерация высоких гармоник при модуляции скорости источника // В кн.: Труды XVII научной конференции по радиофизике. 13–17 мая 2013 г. Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2013. С. 153–155. URL: http://www.rf.unn.ru/rus/sci/books/13/pdf/gen_phys.pdf.
- [A15] Семиков С.А. Баллистическая теория Ритца и картина мироздания. Н. Новгород: Пресс-контур, 2009. 612 с.
- [A16] Семиков С.А. Методы компрессии лазерных импульсов (электронное методическое пособие). Н. Новгород: ННГУ, 2011. 48 с. URL: <http://www.unn.ru/pages/e-library/methodmaterial/files/132.pdf> (дата обращения 27.01.2014).
- [A17] Семиков С.А. Об эффекте трансформации длины волны, длительности и мощности лазерных импульсов при рассеянии на ускоренно движущихся частицах // В сб. «Форум молодых учёных». 16–18 сентября 2013 г. Т. 1. Н. Новгород, 2013. С. 217–219.
- [A18] Семиков С.А. О возможных источниках вычислительных ошибок космической навигации, GPS и ГЛОНАСС, лазерной локации и радиолокации // Сб. трудов 1-й российско-белорусской конференции «Элементная база отечественной электроники», Т. 1. Н. Новгород, 2013. С. 236–240.
- [A19] Семиков С.А. Сто лет СТО: есть ли альтернатива? // Инженер. 2005. №11. С. 21–24.
- [A20] Семиков С.А. О природе электричества и магнетизма // Инженер. 2006. №1. С. 10–12.
- [A21] Семиков С.А. Ключ к загадкам космоса // Инженер. 2006. №3. С. 8–11.
- [A22] Семиков С.А. О природе массы и времени // Инженер. 2006. №5. С. 10–12.

- [A23] Семиков С.А. Как устроены маяки Вселенной? // Инженер. 2006. №9. С. 12–14.
- [A24] Семиков С.А. О вращениях небесных сфер // Инженер. 2006. №9. С. 15–17.
- [A25] Семиков С.А. Из микромира в Космос // Инженер. 2007. №3. С. 2–5.
- [A26] Семиков С.А. Циолковский и новая космология // Инженер. 2007. №9. С. 2–5.
- [A27] Семиков С.А. Космические лучи – путь к звёздам // Инженер. 2008. №4. С. 5–8.
- [A28] Семиков С.А. Структура света, или самое тёмное дело в истории физики // Инженер. 2008. №5. С. 24–28.
- [A29] Семиков С.А. Баллистика и Космос // Инженер. 2009. №4. С. 2–5.
- [A30] Семиков С.А. Альтернативная электродинамика // Инженер. 2009. №8. С. 26–29; №9. С. 20–23.
- [A31] Семиков С.А. Критика как двигатель науки // Инженер. 2009. №11. С. 2–5.
- [A32] Семиков С.А. Тайна гравитации и антигравитации // Инженер. 2010. №8. С. 20–23.
- [A33] Семиков С.А. Справедливость баллистической теории в радиолокации // Инженер. 2010. №10. С. 6–8.
- [A34] Семиков С.А. Смещение без разбегания. Ритц против Доплера // Техника-молодёжи. 2010. №12. С. 10–13.
- [A35] Семиков С.А. Трансформаторы спектра в космосе и на Земле // Инженер. 2011. №3. С. 10–13.
- [A36] Семиков С.А. «Однако ж прав упрямый Галилей!» Простая разгадка космических чудес // Техника-молодёжи. 2011. №6. С. 4–7.
- [A37] Семиков С.А. Сверхсвет – легко! // Инженер. 2011. №11. С. 24–26; №12. С. 20–25.
- [A38] Семиков С.А. Как украсть миллион электронвольт // Инженер. 2012. №3. С. 24–27.
- [A39] Семиков С.А. Звёздный паноптикум // Инженер. 2012. №5. С. 23–25; №6. С. 14–16.
- [A40] Семиков С.А. Баллистическая теория света против тёмных сил космоса // Техника-молодёжи. 2012. №6. С. 14–17.
- [A41] Семиков С.А. Космические узоры и картины // Инженер. 2012. №8. С. 20–22; №9. С. 18–20.
- [A42] Семиков С.А. Упрямая загадка магнетизма // Инженер. 2012. №11. С. 26–29; №12. С. 26–29.
- [A43] Семиков С.А. Экзопланетная экзотика: иллюзии и реальность // Техника-молодёжи. 2013. №1. С. 24–26.
- [A44] Семиков С.А. Последняя загадка Сфинкса, или почему светят звёзды? // Инженер. 2013. №2. С. 22–24; №3. С. 26–28; №4. С. 22–25.
- [A45] Семиков С.А. Сверхсветовая техника – прорыв в будущее // Инженер. 2013. №6. С. 18–21; №7. С. 27–29; №9. С. 13–15.
- [A46] Семиков С.А. Неточности космической навигации и баллистические поправки // Инженер. 2014. №1. С. 36–40.
- [A47] Семиков С.А. Пульсары, барстеры и другие космические стрелки // Инженер. 2014. №3. С. 20–23; №4. С. 20–23.
- [A48] Семиков С.А. Баллистическая теория Ритца и картина мироздания. Н. Новгород: Стимул-СТ, 2010. 612 с.
- [A49] Семиков С.А. Через поля к экзопланетам // Техника-молодёжи. 2014. №6. С. 28–31.
- [A50] Семиков С.А. Загадки и жемчужины космического океана // Инженер. 2014. №10. С. 14–18.
- [A51] Семиков С.А. Баллистическая теория Ритца и картина мироздания. 3-е изд. Н. Новгород: Перспектива, 2013. 612 с.
- [A52] Семиков С.А. Свойства синхротронного и черенковского излучений в баллистической теории // В кн.: Труды XVIII научной конференции по радиофизике. 12–16 мая 2014 г. Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2014. С. 165–167. URL: http://www.rf.unn.ru/rus/sci/books/14/pdf/gen_phys.pdf.

- [A53] Семиков С.А. Преобразование частоты света эффектом Ритца в космосе и лаборатории // В сб. тр. 4-й Всероссийской конференции «Радиоэлектронные средства получения, обработки и визуализации информации». Н. Новгород, 2014. С. 47–51.
- [A54] Семиков С.А. Гиперсветовые технологии против релятивистских схем // Инженер. 2015. №1. С. 26–31.
- [A55] Семиков С.А. Методы достижения и регистрации сверхсветовых скоростей у частиц и излучений в ускорителях // В кн.: Труды XIX научной конференции по радиофизике. 11–15 мая 2015 г. Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2015. С. 164–166. URL: http://www.rf.unn.ru/rus/sci/books/15/pdf/gen_phys.pdf.
- [A56] Семиков С.А. Космические метаморфозы времени // Инженер. 2016. №8. С. 18–21; №9. С. 22–25.
- [A57] Семиков С.А. Кинематические искажения формы космических объектов и методы её восстановления // В кн.: Труды XX научной конференции по радиофизике. 12–20 мая 2016 г. Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2016. С. 98–99. URL: <http://www.rf.unn.ru/rus/sci/books/16/pdf/rw.pdf>.
- [A58] Семиков С.А. Парадоксы электродинамики и их решение в баллистической электродинамике // В кн.: Труды XX научной конференции по радиофизике. 12–20 мая 2016 г. Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2016. С. 163–164. URL: http://www.rf.unn.ru/rus/sci/books/16/pdf/gen_phys.pdf.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Список докладов автора по теме диссертации на конференциях, чтениях и семинарах

1. Семиков С.А. Двойственность и вращение переменных звёзд как причина колебаний их блеска // XII Российские чтения-конкурс памяти С.А. Каплана. 2009 г., Н. Новгород.
2. Семиков С.А. Баллистическая теория Ритца // семинар-презентация в ННГУ, 7 июля 2009 г.
3. Семиков С.А. Баллистическая теория Ритца: проблемы и перспективы // семинар в ИПФ РАН, 22 февраля 2011 г.
4. Семиков С.А. Баллистическая теория // семинар в НИФТИ, 31 марта 2009 г.
5. Семиков С.А. Основные положения баллистической теории // 32-е Научно-футурологические чтения НТОРЭС. НИФТИ, 27 марта 2014 г.
6. Семиков С.А. Анализ систематических ошибок космической навигации, радиолокации и лазерной локации космических тел и аппаратов // 33-и Научно-футурологические чтения НТОРЭС. НИФТИ. 24 апреля 2014 г.
7. Семиков С.А. Баллистическая теория Ритца и критерии её экспериментальной проверки // семинар в МОИП. 23 мая 2014 г.
8. Семиков С.А. Критерии проверки баллистической теории в области физики высоких энергий // семинар в ИПФ РАН. 8 июля 2014 г.
9. Semikov S.A. Universal transformers of light frequency // семинар в IPHT (Институт Фотонных Технологий), Германия, Йена 14 декабря 2010.
10. Семиков С.А. Природа эффекта Барра у двойных звёзд и экзопланет // 36-е Научно-футурологические чтения НТОРЭС. ННГУ, 8 августа 2014 г.
11. Семиков С.А. Сильные взаимодействия и баллистическая теория Ритца // 38-е Научно-футурологические чтения НТОРЭС. ННГУ, 29 октября 2014 г.
12. Семиков С.А. Аберрации изображений и радиоизображений космических объектов как результат их движения // 57-я Научно-техническая миниконференция-семинар НТОРЭС. ННГУ, 21 марта 2016 г. URL:
[http://www.rf.unn.ru/eledep/confesem/nro_popova/2016_03_21_\(57\)/01.pdf](http://www.rf.unn.ru/eledep/confesem/nro_popova/2016_03_21_(57)/01.pdf)
13. Семиков С.А. Активные области галактик как проявления эффекта Ритца // 68-я Научно-техническая миниконференция-семинар НТОРЭС. ННГУ, 18 октября 2016 г. URL:
[http://www.rf.unn.ru/eledep/confesem/nro_popova/2016_10_18_\(68\)/03.pdf](http://www.rf.unn.ru/eledep/confesem/nro_popova/2016_10_18_(68)/03.pdf)
14. Семиков С.А. Лазерные методы тестирования основ баллистической теории Ритца и эффекта компрессии импульсов на ускоренных электронах // Семинар в ИПФ РАН. 1 ноября 2016 г.